



**HAL**  
open science

# Les jeunes vestiges de supernova et INTEGRAL :raies du $^{44}\text{Ti}$ et Emission non-thermique

Matthieu Renaud

► **To cite this version:**

Matthieu Renaud. Les jeunes vestiges de supernova et INTEGRAL :raies du  $^{44}\text{Ti}$  et Emission non-thermique. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2006. Français. NNT : . tel-00107047

**HAL Id: tel-00107047**

**<https://theses.hal.science/tel-00107047>**

Submitted on 17 Oct 2006

**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.

THÈSE DE DOCTORAT  
UNIVERSITÉ PARIS 7 – DENIS DIDEROT

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

Spécialité :

**Astrophysique et Méthodes Associées**

par :

**Matthieu RENAUD**

**Les jeunes vestiges de supernova et *INTEGRAL* :  
raies du  $^{44}\text{Ti}$  et émission non-thermique**

Soutenue le 09 octobre 2006

devant la commission d'examen composée de :

M. Pierre BINETRUY ..... Président du jury  
M. François LEBRUN ..... Directeur de thèse  
M. Etienne PARIZOT ..... Rapporteur  
M. Dieter HARTMANN ..... Rapporteur  
M. Andreï BYKOV ..... Examineur  
M. Jacco VINK ..... Invité

*à ma famille, amis, Danièle ...*

*"Votre type est celui de l'observateur,  
de celui qui écoute et lutte de  
manière bienveillante et avec tendresse,  
afin d'avancer dans la compréhension  
de l'inquiétante immensité."*

# Histoire d'observer ...

L'astronomie est avant tout la science de l'observation des phénomènes célestes. A première vue, rien de plus naturel quand on sait que nombre de ces phénomènes ne sont pas reproductibles sur Terre par l'expérimentation. Tout ce que nous savons ou supposons sur l'Univers a été déduit de l'analyse de la lumière. Aucune expérience directe n'est possible et c'est ce qui fait de l'astronomie une science singulière. Au-delà du choix des plus critiques entre une vision mécaniste où seul compte la réalité palpable des choses et une vision abstraite où priment théorie et équations, il ne devrait y avoir a priori rien de plus simple que d'observer. Mais la tâche se complique quand l'homme s'essaie à comprendre et même à prévoir l'ensemble des mécanismes physiques sous-jacents par volonté d'expliquer ce qui l'entoure. Et ce n'est pas peu dire lorsqu'il s'agit du ciel tout entier... Vaste programme ! L'astronomie est alors aidée par la physique pour former l'astrophysique, et permettre ainsi au scientifique d'entrevoir les éléments de réponse à ses innombrables questions.

C'est à partir de l'information reçue par l'observateur sous toutes ses formes : lumière, rayons cosmiques mais aussi neutrinos, ou bien encore ondes gravitationnelles, et transformée en signal, que s'établissent les classements, les modèles physiques et les prédictions qui finalement constituent cette science. Depuis maintenant quatre siècles et l'utilisation de la lunette par Galilée à des fins célestes, l'astronome s'est doté d'instruments d'observation de plus en plus complexes et performants, lui permettant de sonder le cosmos et de repousser les frontières de l'inconnu. Si, jusqu'au milieu du vingtième siècle, les outils presque exclusifs de l'observation astronomique se résument aux télescopes, spectromètres et plaques photographiques, la dernière moitié du siècle sera le théâtre de nombreux changements : l'apparition successive de la radioastronomie, puis des astronomies infrarouge, ultraviolette, X, et  $\gamma$  grâce à l'avènement du spatial, les développements conjoints de l'informatique et des moyens de traitement de l'information représentèrent une mutation radicale de l'observation en astrophysique. Jamais l'homme curieux des choses du ciel n'avait disposé d'une telle gamme d'instruments au sol et dans l'espace, avec l'émergence ces dernières années de nouvelles fenêtres astronomiques telles que les neutrinos (ANTARES, AMANDA), les rayons cosmiques de très haute énergie (AUGER) et les ondes gravitationnelles (VIRGO, LIGO). Tous ces nouveaux moyens d'observation, et

les dures épreuves quotidiennes associées au traitement de l'information, ne doivent néanmoins pas entâcher l'enthousiasme et l'émerveillement de l'astronome lorsqu'il découvre des mondes nouveaux. C'est cette même excitation qui lui permettra d'entreprendre la longue et difficile marche vers une compréhension des phénomènes observés. Et réciproquement, cet émerveillement est d'autant plus fort qu'il est apprécié à sa juste valeur, avec les implications de toute observation déjà pressenties par l'astrophysicien. Dans ce va-et-vient incessant entre le monde réel pleinement autonome, et le monde abstrait régit par des lois physiques toujours en évolution, il est nécessaire d'appréhender le principe même d'observer sous sa forme la plus simple : observer pour rêver, imaginer et se questionner sans cesse.

Tout au long de ce manuscrit, il sera question d'astronomie... gamma. Bien qu'elle soit l'une des plus jeunes sciences de l'observation du ciel, elle embrasse à elle seule, au vu de son étendue spectrale, une multitude de domaines depuis l'étude du Soleil jusqu'à la cosmologie, et permet d'aborder les problèmes les plus fondamentaux en physique et en astrophysique. Observer en astronomie revient après tout à mesurer la direction et l'énergie de la lumière détectée. Cette phrase, simple au premier abord, n'est pourtant pas innocente et soulève déjà de nombreuses questions comme : comment fait-on pour mesurer la direction d'un photon lorsque son énergie est telle qu'il ne peut être focalisé à l'aide de miroirs conventionnels ? Nous verrons dans ce manuscrit qu'il existe une méthode, employée pour les télescopes à bord de l'observatoire *INTEGRAL* et basée sur la technique de l'ouverture à masque codé, pour faire des images dans le domaine  $\gamma$  de basse énergie (de 15 keV à 10 MeV). Par ailleurs, nous verrons aussi que mesurer l'énergie des photons  $\gamma$  détectés avec le plan de détection ISGRI du télescope IBIS n'est pas chose aisée et demande un travail important de compréhension des principes de détection à l'aide des semi-conducteurs. En posant ainsi les bases de l'astronomie gamma, le temps est maintenant venu de décider d'un sujet d'étude : il sera question dans cette thèse des jeunes vestiges de supernova, où le terme de "jeune" se rapporte ici à des âges de quelques siècles, et celui de "vestige", plutôt que "reste", est employé pour rendre compte de l'aspect dynamique et autonome de ces objets. Là encore, vaste programme, lorsque l'on sait que les supernovae sont l'un des sujets les plus transverses en astrophysique. Elles peuvent être étudiées pour des questions de cosmologie, ou bien encore en tant que rares manifestations célestes visibles à l'oeil nu. Ici, nous discuterons de ces objets en terme de sites principaux de nucléosynthèse dans les galaxies, ainsi que les lieux privilégiés d'accélération de particules. Les supernovae jouent un rôle important en termes d'écologie galactique, par la libération d'énergie colossale et de noyaux fraîchement produits, et sont les sources pressenties (tout du moins potentielles) des rayons cosmiques observés sur Terre (tout du moins une partie d'entre eux).

# Abstract

This thesis deals with the search for and the study of young galactic supernova remnants using the observations performed by IBIS/ISGRI, one of the two main coded-mask instruments onboard the european  $\gamma$ -ray satellite *INTEGRAL*. This research is based on i) the study of  $\gamma$ -ray lines coming from the radioactive decay of  $^{44}\text{Ti}$ , a short-lived nucleus ( $\tau \sim 86$  y) exclusively produced during the first stages of stellar explosions, and ii) the study of the nonthermal continuum mechanisms which take place inside the young supernova remnants. I separate the manuscript in four main parts. The first one presents an overview of supernovae from an observational and theoretical point of view. The second part describes the *INTEGRAL* satellite with its instruments, the techniques used for analyzing the data collected by IBIS/ISGRI, and my personal investigations concerning different developments such as: the spectral calibration of the IBIS/ISGRI instrument, the correction of noisy pixels on the camera, the creation of background maps, and the development of an alternative pipeline useful for dealing with a large amount of data. I also present a method for imaging extended sources with a coded-mask instrument such as IBIS/ISGRI, and its first application on the Coma Cluster. The results obtained on historical supernova remnants like Cas A, Tycho, RX J0852-4622 (Vela Junior) are presented in the third part. The first chapter of the last part is devoted to the study of the detectability of supernovae in the optical domain with a model of the interstellar extinction. The second chapter reports on the search for missing and hidden young supernova remnants in the Milky Way with the IBIS/ISGRI galactic plane survey through the  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$ -ray lines as well as with a multi-wavelength approach, from the radio domain (*VLA*) to the new observational window at TeV energies (HESS). I also discuss the constraints on the supernova rate and the  $^{44}\text{Ti}$  production in core-collapse supernovae, based on these IBIS/ISGRI observations and the  $^{44}\text{Ca}$  solar abundance.

# Résumé

La thèse présentée ici concerne la recherche et l'étude de jeunes vestiges de supernova à partir des observations menées avec l'instrument IBIS/ISGRI à bord du satellite européen gamma *INTEGRAL*. Ce travail de recherche porte sur deux thèmes principaux que sont la nucléosynthèse et l'accélération de particules. Le premier thème est abordé par l'étude des raies émises lors de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ , élément à courte durée de vie ( $\tau \sim 86$  ans) exclusivement produit aux premiers instants du phénomène de supernova, et le deuxième par l'étude de l'émission continue non-thermique sous-jacente,

preuve observationnelle de l'accélération de particules au sein des vestiges de supernova. Le manuscrit est divisé en quatre parties. La première partie porte sur une présentation générale des supernovae des points de vue observationnel et théorique. La deuxième partie décrit le satellite *INTEGRAL* et les principaux instruments à bord, les méthodes d'imagerie et de détection avec l'instrument IBIS/ISGRI, ainsi que mon investissement personnel sur le développement d'outils spécifiques liés à l'analyse de données : la correction en énergie des événements, cruciale pour l'étude des raies  $\gamma$  comme celles issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ , la recherche des pixels bruyants, importante pour l'étude de l'émission non-thermique à basse énergie autour de 20 keV, la création de cartes de fond mesuré sur IBIS/ISGRI, et la mise en place d'une chaîne de traitement alternative. Je présente également une méthode pour estimer le flux et la significativité d'une source étendue observée par un instrument à masque codé comme IBIS/ISGRI, ainsi qu'une première application de cette méthode sur l'amas de Coma. Les résultats obtenus sur les vestiges des supernovae historiques tels que Cassiopeia A, Tycho, et Vela Junior sont exposés dans la troisième partie. Le premier chapitre de la dernière partie pose la problématique des jeunes vestiges de supernova manquants et présente une étude de la détectabilité des supernovae dans le domaine visible, à partir d'un modèle d'extinction interstellaire galactique. Le deuxième chapitre rapporte les résultats de la recherche de jeunes vestiges de supernova dans le plan galactique par l'intermédiaire des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  ainsi que par une approche multi-longueur d'onde, du domaine radio (*VLA*) à la nouvelle fenêtre d'observation au TeV (HESS). Je discute également les contraintes apportées sur la fréquence des explosions et sur les taux de production de cet élément, vis-à-vis des observations IBIS/ISGRI et de l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$ .

# Remerciements

Beaucoup de gens ont compté au cours de ces trois années passées au CEA/SAp, et cette page leur est dédiée. Je tiens particulièrement à remercier François Lebrun aux côtés duquel j'ai pu réellement m'investir dans ce travail de recherche. Je te dois beaucoup, tu as su donner vie à tous les domaines qui m'étaient auparavant inconnus, grâce à ton sens de la discussion et à ton envie communicative d'explorer le ciel  $\gamma$ . Tant sur les aspects techniques des masques codés et des détecteurs, que sur les thèmes astrophysiques tels que l'émission galactique abordée sous toutes ses facettes et les vestiges de supernova, tes idées et points de vue remplis d'ivresse m'ont été des plus bénéfiques. Le partage du savoir, à tous les niveaux, a été pour moi entier et demeure en perpétuelle évolution. Pour ces trois ans passés avec toi, je t'exprime ma pleine reconnaissance. Au plaisir de travailler avec toi de nouveau !

Je tiens également à remercier les chercheurs, permanents ou volatiles, du groupe "hautes énergies" du SAp, qui ont fait de ces trois ans un agréable moment, par les innombrables interactions que nous avons pu avoir ensemble. Parmi ces personnes, Jacques Paul a particulièrement compté. Grâce à ton enseignement délicat et sans failles des phénomènes célestes, je me suis éveillé à ce ciel invisible, si riche et si complexe. Pour cela je ne te remercierai jamais assez... sans compter ton aide précieuse lors de la relecture de cet ouvrage ! Je remercie spécialement Régis Terrier et Guillaume Bélanger pour leur générosité et leur ouverture d'esprit dans nos discussions enthousiastes sur le centre galactique et les vestiges de supernova, ainsi que pour leur précieuse motivation, intacte et partagée, dans les méandres de l'analyse des données de IBIS.

Bien d'autres personnes, hors du cadre professionnel, m'ont également beaucoup apporté. Un grand merci à ma famille pour leur soutien moral, et à mes amis Zenon, Anne, Abdou et Régnald avec qui j'ai pu m'évader vers et vagabonder dans d'autres cieux. Et enfin, je remercie par dessus tout Danièle, ma compagne, qui m'a soutenu, supporté et encouragé tout au long de ces trois années et plus généralement depuis que nous nous connaissons.

# Acknowledgments

I would like to thank all the people with whom I worked and interacted during these three last years but who do not speak french. First of all, I warmly thank Dieter Hartmann for having accepted to be reviewer of my manuscript and for having allowed me to participate to the "Astronomy with Radioactivities" conference in Clemson where I met



a lot of so interesting persons and where I learnt so much. I give my regards to Andreï Bykov for having accepted to be examiner of my PhD and with whom I have discovered, directly or indirectly through his work, some theoretical aspects of the acceleration processes and supernova remnants in general. I hope we will work together again in a next future ! I also thank all the members of the ECOS collaboration, especially Gloria Dubner, Elsa Giacani, Estela Reynoso and Sergio Paron. You made me feel so good during my visit in Buenos Aires and I have really enjoyed to work with you all on radio and  $\gamma$ -ray observations of supernova remnants.

# Table des matières

Abstract/Résumé . . . . .	v
Remerciements/Acknowledgements . . . . .	vii
Table des figures . . . . .	xiii
Liste des tableaux . . . . .	xvii
Glossaire . . . . .	xviii

## **I Les supernovae xxi**

### **1 Introduction 1**

1.1 Abondances cosmiques et sites de nucléosynthèse . . . . .	1
1.1.1 Historique . . . . .	2
1.1.2 Les sources d'abondance . . . . .	3
1.1.3 Les observables et l'astronomie $\gamma$ (1) . . . . .	4
1.2 Lieux d'accélération de particules... origine des rayons cosmiques ? . . . . .	6
1.2.1 Historique . . . . .	6
1.2.2 Les observables... et l'astronomie $\gamma$ (2) . . . . .	7
1.2.3 Quelles sources pour ces rayons ? . . . . .	8
1.3 Manifestations visibles dans le ciel . . . . .	10

### **2 Evolution et explosion stellaires 15**

2.1 Lignes de vie des étoiles . . . . .	15
2.2 Nucléosynthèse stellaire . . . . .	17
2.2.1 Synthèse des éléments . . . . .	17
2.2.2 Etoiles de type solaire . . . . .	19
2.2.3 Etoiles massives . . . . .	20
2.2.4 Fins de vie stellaires . . . . .	22
2.3 Explosions stellaires . . . . .	23
2.3.1 Les supernovae thermonucléaires . . . . .	23
2.3.2 Les supernovae gravitationnelles . . . . .	25
2.4 Diversité des supernovae . . . . .	31
2.4.1 Explosions en tout genre . . . . .	31
2.4.2 Fréquences d'explosion . . . . .	34
2.5 Hydrodynamique d'un vestige de supernova . . . . .	38
2.5.1 L'onde de choc . . . . .	39
2.5.2 Les différentes phases de l'évolution . . . . .	41
2.5.3 Vestiges en tout genre . . . . .	43
2.6 En guise de conclusion . . . . .	45

<b>3</b>	<b>Les observables des jeunes vestiges de supernova</b>	<b>46</b>
3.1	Le titane 44 . . . . .	46
3.1.1	Nucléosynthèse explosive . . . . .	46
3.1.2	Fiche signalitique du $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	50
3.1.3	Du point de vue observationnel . . . . .	63
3.2	L'émission continue non-thermique . . . . .	66
3.2.1	Mécanisme d'accélération de particules : ADOC . . . . .	67
3.2.2	Processus émissifs . . . . .	70
3.2.3	Du point de vue observationnel . . . . .	71
3.3	En guise de conclusion . . . . .	76
<b>II</b>	<b>INTEGRAL : Observatoire des hautes énergies</b>	<b>77</b>
<b>4</b>	<b>Les dessous de <i>INTEGRAL</i></b>	<b>79</b>
4.1	Processus d'interaction matière-rayonnement . . . . .	79
4.1.1	Absorption photoélectrique . . . . .	79
4.1.2	Diffusion Compton . . . . .	80
4.1.3	Création de paires . . . . .	80
4.1.4	Importance relative des processus . . . . .	80
4.2	L'astronomie $\gamma$ . . . . .	81
4.3	Principe d'un masque codé . . . . .	82
4.3.1	Un peu d'histoire et exposé du principe . . . . .	82
4.3.2	Les caractéristiques d'un télescope à masque codé . . . . .	85
<b>5</b>	<b>Le satellite <i>INTEGRAL</i></b>	<b>87</b>
5.1	Contexte Général . . . . .	87
5.2	Présentation des instruments . . . . .	89
5.2.1	IBIS . . . . .	91
5.2.2	Le mode Compton . . . . .	92
5.2.3	SPI . . . . .	92
5.2.4	JEM-X et OMC . . . . .	92
5.2.5	IREM . . . . .	93
<b>6</b>	<b>IBIS vu en détails</b>	<b>94</b>
6.1	La méthode d'imagerie par masque codé . . . . .	94
6.2	La mesure de l'énergie avec ISGRI . . . . .	98
6.2.1	Un plan de détection pixellisé . . . . .	99
6.2.2	Mesurer l'énergie avec un semi-conducteur . . . . .	100
6.3	Les caractéristiques de IBIS/ISGRI . . . . .	103
6.3.1	Spectre du fond . . . . .	104
6.3.2	Calcul de la sensibilité . . . . .	104
6.3.3	Réponse spectrale . . . . .	107
6.4	A propos des supernovae . . . . .	107

<b>7</b>	<b>Développements dans l'analyse des données IBIS/ISGRI</b>	<b>109</b>
7.1	Chaîne de traitement alternative . . . . .	109
7.2	Optimisations . . . . .	114
7.2.1	Sur la sélection des temps de montée . . . . .	114
7.2.2	Sur la distance des pointés à une source donnée . . . . .	116
7.3	Etude du bruit de fond . . . . .	116
7.3.1	Création de cartes de fond . . . . .	116
7.3.2	Corrections du deuxième ordre . . . . .	118
7.4	Le deuxième catalogue des sources détectées par IBIS/ISGRI . . . . .	119
7.5	Imagerie des sources étendues . . . . .	120
7.5.1	Introduction . . . . .	120
7.5.2	Réponse en imagerie . . . . .	121
7.5.3	Reconstruction du flux et de l'erreur associée . . . . .	124
7.6	Observations de l'amas de galaxies de Coma . . . . .	127
7.6.1	Intérêt astrophysique . . . . .	127
7.6.2	Observations IBIS/ISGRI de l'amas de Coma . . . . .	128
7.7	Autres applications de la méthode . . . . .	131
7.7.1	Vela Junior . . . . .	131
7.7.2	MSH 15-52 . . . . .	131
7.7.3	Emission diffuse dans les régions centrales . . . . .	132
7.8	En guise de conclusion . . . . .	134
7.8.1	Comparaison IBIS/ISGRI- SPI . . . . .	134
7.8.2	IBIS/ISGRI et les jeunes vestiges de supernova . . . . .	135
<b>III</b>	<b>Les vestiges des supernovae historiques</b>	<b>139</b>
<b>8</b>	<b>La région de Cassiopée</b>	<b>141</b>
8.1	Cassiopeia A . . . . .	141
8.1.1	Supernova historique ? . . . . .	141
8.1.2	A toute longueur d'onde . . . . .	142
8.1.3	Le domaine des X durs / $\gamma$ mous . . . . .	147
8.1.4	Nature du progéniteur ? . . . . .	152
8.2	Tycho . . . . .	153
8.2.1	Généralités . . . . .	154
8.2.2	Observations multi-longueur d'onde . . . . .	155
8.3	Résultats . . . . .	158
8.3.1	la région de Cassiopée . . . . .	158
8.3.2	Cas A . . . . .	160
8.3.3	Tycho . . . . .	167
<b>9</b>	<b>Vela Junior, alias RX J0852.0-4622/GRO J0852-4642</b>	<b>171</b>
9.1	Historique . . . . .	171
9.1.1	Découverte de Vela Junior et implications . . . . .	172
9.1.2	Les autres observables et complications ... . . . .	177
9.2	Résultats . . . . .	181
9.2.1	Analyse des données . . . . .	181
9.2.2	Vela Junior . . . . .	183

<b>IV</b>	<b>Recherche de jeunes vestiges galactiques</b>	<b>191</b>
<b>10</b>	<b>Le problème des supernovae manquantes ... cachées ?</b>	<b>193</b>
10.1	Introduction . . . . .	193
10.2	Visibilité des supernovae . . . . .	195
10.2.1	Description du modèle employé . . . . .	195
10.2.2	Résultats . . . . .	200
10.3	Conclusions . . . . .	202
<b>11</b>	<b>La Recherche des jeunes vestiges de supernova</b>	<b>205</b>
11.1	Intérêt des observations $\gamma$ . . . . .	205
11.1.1	Les précédents balayages $\gamma$ . . . . .	206
11.1.2	Les difficultés . . . . .	207
11.2	Et quelques paradoxes ? . . . . .	210
11.3	Quelle méthode de recherche adopter ? . . . . .	211
11.3.1	Un premier candidat : G0.570-0.018 . . . . .	212
11.3.2	D'autres candidats . . . . .	217
11.4	Résultats . . . . .	218
11.4.1	Recherche d'excès et contreparties . . . . .	218
11.4.2	Contraintes apportées par une approche statistique . . . . .	223
11.4.3	Discussion . . . . .	226
<b>12</b>	<b>Discussion générale et perspectives</b>	<b>230</b>
12.1	La nucléosynthèse explosive . . . . .	230
12.2	Etude large bande de l'émission continue . . . . .	232
12.3	Les futures missions . . . . .	233
<b>A</b>	<b>Une première recherche de <math>^{44}\text{Ti}</math></b>	<b>263</b>
<b>B</b>	<b>Observations VLA et INTEGRAL de G0.570-0.018</b>	<b>270</b>
<b>C</b>	<b>Imagerie des sources étendues avec un instrument à masque codé</b>	<b>276</b>
<b>D</b>	<b>Application de la nouvelle méthode d'imagerie sur l'amas de Coma</b>	<b>285</b>
<b>E</b>	<b>IBIS/ISGRI et les vestiges de supernova Cas A, Tycho, Vela Junior</b>	<b>290</b>
<b>F</b>	<b>La signature du <math>^{44}\text{Ti}</math> dans Cas A révélée par IBIS/ISGRI</b>	<b>297</b>
<b>G</b>	<b>Le deuxième catalogue des sources détectées par IBIS/ISGRI</b>	<b>303</b>

# Table des figures

1.1	Abondances dans le système solaire et dans le rayonnement cosmique . . . .	2
1.2	La Voie Lactée vue en radio et en $\gamma$ ( $> 100$ MeV) . . . . .	7
1.3	Spectre du rayonnement cosmique . . . . .	9
1.4	SN 1998S dans la galaxie NGC 3877 . . . . .	11
1.5	La supernova SN 1054 . . . . .	14
2.1	Diagramme H-R . . . . .	16
2.2	Structure d'une étoile massive dans la phase de supergéante . . . . .	21
2.3	Explosion thermonucléaire d'une naine blanche . . . . .	26
2.4	Lignes de vie des étoiles massives sans rotation à métallicité solaire . . . .	29
2.5	Diversité des supernovae gravitationnelles . . . . .	30
2.6	Explosion d'une étoile de $15 M_{\odot}$ . . . . .	31
2.7	Taxonomie des supernovae . . . . .	32
2.8	Courbes de lumière des supernovae . . . . .	34
2.9	Schéma d'une onde de choc . . . . .	40
2.10	Vue schématique d'un vestige de supernova . . . . .	43
3.1	Température au niveau du choc en fonction de la masse interne pour une étoile de $25 M_{\odot}$ . . . . .	48
3.2	Diagramme $\rho_{max} - T_{max}$ de la combustion explosive du silicium . . . . .	50
3.3	Diagramme $\rho - T$ pour différentes énergies d'explosion . . . . .	51
3.4	Distribution de l'entropie et du $^{44}\text{Ti}$ dans une explosion asymétrique . . . .	52
3.5	Schéma de la décroissance radioactive du $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	53
3.6	Les mesures du temps de vie du $^{44}\text{Ti}$ . . . . .	54
3.7	Masses éjectées de $^{44}\text{Ti}$ et $^{56}\text{Ni}$ dans les supernovae de type II (1) . . . . .	56
3.8	Masses éjectées de $^{44}\text{Ti}$ et $^{56}\text{Ni}$ dans les supernovae de type Ib et hypernovae	58
3.9	Masses éjectées de $^{44}\text{Ti}$ et $^{56}\text{Ni}$ dans les supernovae de type II (2) . . . . .	59
3.10	Diagramme $\rho_{max} - T_{max}$ de la combustion explosive du silicium pour divers modèles d'explosions de type Ia . . . . .	61
3.11	Masses éjectées de $^{44}\text{Ti}$ et $^{56}\text{Ni}$ dans les supernovae de type Ia . . . . .	62
3.12	Courbe de lumière de SN 1987a . . . . .	64
3.13	Diagramme Masse de $^{44}\text{Ti}$ - Masse de $^{56}\text{Ni}$ éjectées . . . . .	65
3.14	Effets non-linéaires de l'ADOC . . . . .	69
3.15	Evolution temporelle du spectre synchrotron d'un vestige de supernova . .	71
3.16	Spectres RXTE/PCA des vestiges des supernovae historiques . . . . .	72
3.17	Filaments non-thermiques dans les vestiges de supernova historiques . . . .	73
3.18	Image HESS de G347.3-0.5 . . . . .	74

3.19	Spectre large bande d'un vestige de supernova . . . . .	75
4.1	Domaines propres des trois principaux processus d'interaction matière-rayonnement . . . . .	81
4.2	Principes du sténopé et du masque codé . . . . .	84
4.3	Les trois champs de vue d'un télescope à masque codé . . . . .	85
5.1	Vue éclatée du satellite <i>INTEGRAL</i> . . . . .	88
5.2	Carte du ciel du temps d'exposition <i>INTEGRAL</i> . . . . .	89
6.1	Réponse en imagerie du télescope IBIS . . . . .	95
6.2	Stratégie d'observation . . . . .	96
6.3	Illustration de la méthode d'imagerie avec IBIS/ISGRI sur la nébuleuse du Crabe . . . . .	98
6.4	Module composant ISGRI . . . . .	99
6.5	Temps de transit des porteurs de charge en fonction de la profondeur d'interaction . . . . .	101
6.6	Principe de la perte de charge dans le CdTe . . . . .	102
6.7	Spectres biparamétriques ISGRI . . . . .	103
6.8	Spectre du fond mesuré sur ISGRI . . . . .	105
6.9	Les principales caractéristiques de IBIS/ISGRI . . . . .	106
6.10	Matrice de réponse de IBIS/ISGRI . . . . .	107
7.1	Image et histogramme des seuils bas ISGRI de la révolution 61 . . . . .	112
7.2	Evolution de la résolution spectrale de ISGRI en fonction du temps de montée . . . . .	114
7.3	Optimisation en S/N des raies du $^{44}\text{Sc}$ sur le temps de montée . . . . .	115
7.4	Optimisation en S/N sur la distance des pointés à une source donnée . . . . .	116
7.5	Images IBIS/ISGRI déconvoluées avec et sans soustraction du fond . . . . .	117
7.6	Cartes de fond ISGRI dans les deux raies du $^{44}\text{Sc}$ . . . . .	118
7.7	Images détecteur d'une source ponctuelle et d'une source étendue . . . . .	121
7.8	Evolution de la hauteur de la SPSF en fonction de la taille des sources étendues . . . . .	122
7.9	SN 1006 vu comme une source étendue . . . . .	123
7.10	Image de la surface effective de la SPSF de IBIS et histogramme des valeurs . . . . .	125
7.11	Erreur associée à la méthode de reconstruction du flux des sources étendues . . . . .	127
7.12	Spectre BeppoSAX/PDS et image radio de l'amas de Coma . . . . .	128
7.13	Image IBIS/ISGRI de l'amas de Coma dans la bande 18-30 keV . . . . .	129
7.14	Corrélation des images IBIS/ISGRI et <i>XMM-Newton</i> et spectre de l'amas de Coma . . . . .	130
7.15	Image IBIS/ISGRI et profil de la nébuleuse MSH 15-52 . . . . .	132
7.16	Images IBIS et HESS des régions centrales de la Galaxie . . . . .	133
7.17	Rapport des sensibilités IBIS/ISGRI et SPI dans les raies du $^{44}\text{Sc}$ dans le diagramme vitesse des éjecta - diamètre apparent . . . . .	135
7.18	Horizon de détectabilité de IBIS en fonction de l'âge d'un vestige . . . . .	136
8.1	Images de Cas A à 83 GHz et à 4.7 GHz . . . . .	143
8.2	Images visible et X de Cas A . . . . .	144
8.3	Images <i>Chandra</i> de Cas A . . . . .	145
8.4	Spectres $\gamma$ de Cas A attendu et observé . . . . .	147

8.5	Spectres COMPTEL et BeppoSAX/PDS de Cas A . . . . .	148
8.6	Image <i>XMM-Newton</i> de Cas A dans la bande 8-15 keV et carte de l'indice de dureté 10-15 keV/8-10 keV . . . . .	151
8.7	Synchrotron et spectre large bande de Cas A . . . . .	152
8.8	Courbe de lumière de la supernova SN 1572 . . . . .	154
8.9	Images <i>VLA</i> , <i>XMM-Newton</i> , et <i>Chandra</i> du vestige de la supernova de Tycho	156
8.10	Spectre synchrotron du vestige de la supernova de Tycho . . . . .	158
8.11	Images IBIS/ISGRI de la région de Cassiopée . . . . .	159
8.12	Evolution de la position et de la largeur de la raie $K_{\alpha}$ du tungstène . . . . .	161
8.13	Positions des barycentres de l'émission IBIS/ISGRI associée à Cas A et erreurs de localisation associées . . . . .	162
8.14	Images IBIS/ISGRI centrées sur Cas A . . . . .	163
8.15	Spectre IBIS/ISGRI de Cas A . . . . .	163
8.16	Ellipses de confiance dans le plan (flux $^{44}\text{Ti}$ - indice spectral) . . . . .	165
8.17	Taux de production du $^{44}\text{Ti}$ et du $^{56}\text{Ni}$ en fonction de l'asymétrie de l'explosion	166
8.18	Position du barycentre de l'émission IBIS/ISGRI dans la bande 20-50 keV associée à Tycho et erreur de localisation associée . . . . .	168
8.19	Taux de production de $^{44}\text{Ti}$ maximum dans Tycho en fonction de sa distance	170
9.1	La région des Voiles . . . . .	172
9.2	Vela Junior détectée par COMPTEL et ROSAT . . . . .	173
9.3	Diagramme âges-distance de Vela Junior . . . . .	175
9.4	Images radio, X et au TeV de Vela Junior . . . . .	177
9.5	Relation $\Sigma$ -D des vestiges de supernova . . . . .	179
9.6	Filaments X non-thermiques de Vela Junior . . . . .	180
9.7	Evolution des taux de comptage des différents indicateurs de propreté des données de Vela Junior . . . . .	182
9.8	Evolution de la position et largeur de la raie à 58.8 keV $K_{\alpha}$ du tungstène des données sur Vela Junior . . . . .	183
9.9	Images IBIS/ISGRI de la région des Voiles avec et sans corrections du second ordre . . . . .	184
9.10	Images IBIS/ISGRI de Vela Junior dans la bande 18-30 keV et dans les raies du $^{44}\text{Sc}$ . . . . .	185
9.11	Profils radiaux du flux dans les raies du $^{44}\text{Sc}$ de Vela Junior dans les cas d'un anneau et d'un disque uniformes . . . . .	186
9.12	Spectre SED de la région nord-ouest de Vela Junior . . . . .	189
10.1	Distribution des supernovae galactiques . . . . .	194
10.2	Distribution des SNe en magnitude absolue . . . . .	196
10.3	Distribution spatiale des supernovae gravitationnelles . . . . .	197
10.4	Carte en densité de surface de la poussière interstellaire . . . . .	198
10.5	Distributions en longitude de l'absorption galactique . . . . .	199
10.6	Cartes en coordonnées galactiques des supernovae simulées . . . . .	200
10.7	Courbes de la probabilité de détecter N SNe ( $m_V < 0$ ) . . . . .	201
10.8	Probabilité de détecter cinq SNe en fonction de la fréquence d'explosion . . . . .	202
11.1	Taux de production galactiques actuels de $^{44}\text{Ti}$ d'après les modèles d'évolution chimique . . . . .	209



---

11.2	Carte des contours IBIS/ISGRI dans les raies du $^{44}\text{Sc}$ et images <i>VLA</i> à 90, 20, et 6 cm au voisinage de G0.570-0.018 . . . . .	213
11.3	Contraintes sur le taux de production de $^{44}\text{Ti}$ de G0.570-0.018 et comparaison avec les prédictions théoriques . . . . .	214
11.4	Images radio et X de HESS J1813-178 . . . . .	217
11.5	Cartes IBIS/ISGRI dans le continuum 20-50 keV et dans les raies du $^{44}\text{Sc}$ .	219
11.6	Diagrammes âge-distance par les contraintes $\gamma$ et radio sur les jeunes vestiges de supernova potentiels . . . . .	221
11.7	Carte de la sensibilité de IBIS/ISGRI à $1\sigma$ dans les raies du $^{44}\text{Sc}$ . . . . .	223
11.8	Diagramme d'exclusion en termes de masse de $^{44}\text{Ti}$ éjectée dans les supernovae de type II - fréquence des explosions . . . . .	225
12.1	Spectre et image dans la raie du $^{44}\text{Sc}$ à 67.9 keV simulés de Cas A, observé pendant 100 ks avec Simbol-X . . . . .	234

# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des principaux isotopes radioactifs . . . . .	5
1.2	Caractéristiques des supernovae historiques . . . . .	13
2.1	Etapes de combustion dans le cas d'étoiles massives . . . . .	20
2.2	Caractéristiques moyennes des trois classes d'objets compacts. . . . .	23
2.3	Fréquences des supernovae en fonction du type des galaxies . . . . .	36
5.1	Récapitulatif des principaux instruments de <i>INTEGRAL</i> . . . . .	90
8.1	Table des observations de la région de Cassiopée . . . . .	160
8.2	Paramètres d'ajustement au spectre de Cas A dans la bande 21-120 keV . .	164
9.1	Table des observations de la région des Voiles . . . . .	181
9.2	Contraintes apportées par IBIS/ISGRI sur le scénario de Iyudin et al. (2005)	187

# Glossaire

ACS	<i>AntiCoincidence System</i>
AGB	<i>Asymptotic Giant Branch</i>
AO	<i>Announcement of Opportunity</i>
ARF	<i>Ancillary Response File</i>
ATCA	<i>Australia Telescope Compact Array</i>
AXP	<i>Anomalous X-ray Pulsar</i>
BeppoSAX	<i>Beppo Satellite per Astronomia X</i>
BGO	<i>Bismuth Germanate Oxyde</i>
CEA	<i>Commissariat à l'Énergie Atomique</i>
CESR	<i>Centre d'Etude Spatiale du Rayonnement</i>
CGRO	<i>Compton Gamma Ray Observatory</i>
CNES	<i>Centre National d'Études Spatiales</i>
COMPTEL	<i>COMPton TELescope</i>
CV	<i>Cataclysmic Variable</i>
EGRET	<i>The Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
ESTEC	<i>European Space Research &amp; TEChnology Centre</i>
FITS	<i>Flexible Image Transport System</i>
FCFOV	<i>Fully Coded Field Of View</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GCDE	<i>Galactic Center Deep Exposure</i>
GLAST	<i>The Gamma Ray Large Area Space Telescope</i>
GPS	<i>Galactic Plan Scan</i>
JEM-X	<i>Joint European Monitor</i>
LMXB	<i>Low-Mass X-Ray Binary</i>
HCFOV	<i>Half Coded Field Of View</i>
HEAO	<i>High Energy Astrophysics Observatory</i>
HEGRA	<i>High Energy Gamma-Ray Astronomy telescope</i>
HESS	<i>High Energy Stereoscopic System</i>
HMXB	<i>High-Mass X-Ray Binary</i>

HURA	<i>Hexagonal Uniformly Redundant Array</i>
IBIS	<i>Imager on Board the INTEGRAL Satellite</i>
IMF	<i>Initial Mass Function</i>
INTEGRAL	<i>INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory</i>
IREM	<i>INTEGRAL Radiation Environment Monitor</i>
ISDC	<i>INTEGRAL Science Data Center</i>
ISO	<i>Infrared Space Observatory</i>
ISGRI	<i>INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager</i>
LUT	<i>Look Up Table</i>
MAGPIS	<i>Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey</i>
MSX	<i>Midcourse Space eXperiment</i>
MOST	<i>Molonglo Observatory Synthesis Telescope</i>
(M)URA	<i>(Modified) Uniformly Redundant Array</i>
OMC	<i>Optical Monitor Camera</i>
OSA	<i>Off-Line Science Analysis</i>
OSSE	<i>Oriented Scintillation Spectrometer Experiment</i>
PDS	<i>Phoswich Detector System</i>
PIF	<i>Pixel Illumination Fraction</i>
PSAC	<i>Plastic Scintillator AntiCoincidence</i>
(S)PSF	<i>(System) Point Spread Function</i>
PICsIT	<i>Pixellated CsI Telescope</i>
PWN	<i>Pulsar Wind Nebula</i>
RMF	<i>Redistribution Matrix Function</i>
SAP	<i>Service d'Astrophysique</i>
Scw	<i>Science Window</i>
SED	<i>Spectral Energy Distribution</i>
SFR	<i>Star Formation Rate</i>
SGR	<i>Soft Gamma Repeater</i>
SIGMA	<i>Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire</i>
SMM	<i>Solar Maximum Mission</i>
SNR	<i>SuperNova Remnant</i>
SPI	<i>Spectromètre Pour INTEGRAL</i>
VLA	<i>Very Large Array</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i>
WFC	<i>Wide Field Camera</i>



**Partie I**

**Les supernovae**



# Chapitre 1

## Introduction

Ce chapitre introduit de manière non exhaustive le cadre général dans lequel se trouvent les supernovae. Un peu d'histoire des sciences, d'accélération de particules et de nucléosynthèse agrémentent ces quelques pages... Bien d'autres domaines actuels en astrophysique sont reliés plus ou moins directement aux supernovae. Citons à titre d'exemple la cosmologie et les études portant sur l'évolution stellaire et le milieu interstellaire. Dans un ciel si immuable à nos yeux, elles sont aussi les rares manifestations célestes visibles à l'oeil nu. Il suffit de regarder le nombre de publications portant de près ou de loin sur ces explosions stellaires pour s'en convaincre. A toutes les échelles, elles apparaissent comme centrales : certaines d'entre elles, les supernovae de type Ia, sont considérées comme chandelles cosmiques et indicateurs de distance. L'étude de la lumière émise a permis de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'Univers. Tout chercheur travaillant sur la structure et l'évolution galactique ne peut négliger leur impact en terme d'équilibres chimique et radiatif dans le milieu interstellaire. Même à nos échelles, nous nous sentons redevables envers ces explosions célestes, forges des noyaux qui nous composent.

### 1.1 Abondances cosmiques et sites de nucléosynthèse

Le terme de nucléosynthèse se réfère aux processus nucléaires conduisant à la création des noyaux et à leur transformation en d'autres noyaux. Leurs abondances observées aujourd'hui dans les objets astronomiques tels que le système solaire, les étoiles, le milieu interstellaire, ou bien encore les rayons cosmiques, résultent de l'effet cumulé de processus nucléaires complexes antérieurs. En ce sens, l'étude des sites de nucléosynthèse pourrait s'appeler la "paléontologie nucléaire", où les divers noyaux seraient les fossiles de la nucléosynthèse. Cette étude nécessite une connaissance approfondie des abondances cosmiques, des diverses réactions nucléaires, et avant toute chose des sources elles-mêmes à l'origine des éléments dans l'Univers. Mais cette vision évolutive et historique des éléments dans le cosmos n'a pas toujours été présentée en ces termes.



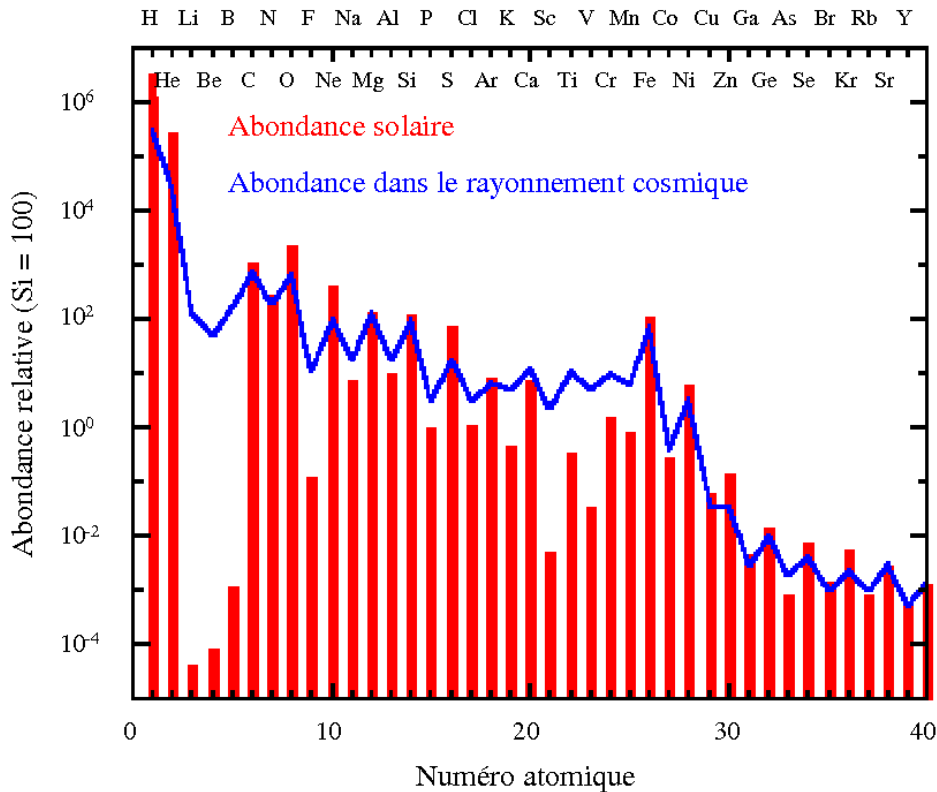


Figure 1.1 Abondances dans le système solaire et dans le rayonnement cosmique.

### 1.1.1 Historique

La question de l'origine des éléments a longtemps été débattue. Dès la découverte de la force nucléaire et du fait qu'elle était la source d'énergie des étoiles, la question d'expliquer l'abondance des différents éléments chimiques dans l'Univers s'est posée. Au tournant des années 1950 deux théories s'opposaient : la nucléosynthèse stellaire et la nucléosynthèse primordiale, autrement dit une origine purement astrophysique ou bien exclusivement cosmologique des éléments. Ce questionnement était étroitement lié à la question de l'origine de l'Univers lui-même. Les tenants de la théorie de l'état stationnaire (Bondi et Gold 1948 ; Hoyle 1948) supposaient que la dilution continue de la matière dans l'Univers due à son expansion était exactement contrebalancée par une création continue de matière nouvelle à partir de laquelle les galaxies se formaient. De l'hydrogène était donc produit constamment au cours du temps, et celui-ci était peu à peu transformé en hélium puis en éléments plus lourds exclusivement au coeur des étoiles. La fraction d'hélium ou des autres éléments lourds relativement à celle de l'hydrogène restait alors constante au cours du temps. Cette théorie permettait de surpasser à l'époque l'apparente contradiction entre l'âge supposé de l'Univers déduit du décalage spectral des raies dans les galaxies observées, de l'ordre de deux milliards d'années, et l'âge de la Terre estimé à partir d'études géophysiques, de

près de cinq milliards d'années<sup>1</sup>. A l'inverse, les tenants de la théorie du Big Bang supposaient que tous les éléments, l'hydrogène, l'hélium mais aussi les éléments plus lourds avaient été produits lors de la phase dense et chaude de l'univers primordial. L'article fondateur est connu sous le nom de "l'article alphabétique  $\alpha$ - $\beta$ - $\gamma$ ", tiré des initiales des trois auteurs (Alpher et al. 1948). Même si la théorie originale négligeait bon nombre des processus liés à la formation des éléments lourds, elle permettait d'expliquer correctement les abondances relatives des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium. Finalement, ces deux théories se sont avérées partiellement exactes. L'hydrogène et l'hélium (ainsi que le  ${}^7\text{Li}$ ) ont effectivement été produits pendant la nucléosynthèse primordiale il y a environ 13.5 milliards d'années et servent depuis de combustible aux réacteurs stellaires qui fabriquent l'essentiel des éléments plus lourds <sup>2</sup>.

### 1.1.2 Les sources d'abondance

Les éléments ont donc une origine commune par le biais de l'hydrogène et l'hélium primordiaux, mais la corrélation existante entre les abondances relatives et les propriétés de stabilité nucléaire des métaux<sup>3</sup> implique une origine au coeur des étoiles, là où se manifestent les réactions nucléaires, et donc des abondances non pas universelles mais intrinséquement évolutives. C'est donc au sein des coeurs stellaires que l'on trouve les conditions requises à la formation des éléments connus. Mais cela n'est pas suffisant pour expliquer les abondances cosmiques *observées* : il faut que les noyaux produits soient relâchés dans le milieu interstellaire et ainsi incorporés sous la forme d'étoiles de nouvelle génération, de rayons cosmiques, de météorites, etc., dans lesquels nous observons ces abondances. De plus, puisque la plupart des processus nucléaires ont lieu au cours des dernières étapes de l'évolution stellaire, dans les conditions les plus extrêmes de température et de pression, l'étude des derniers instants de vie stellaires revêt alors toute son importance. Les phases de l'évolution stellaire dite ordinaire (combustion de l'hydrogène et de l'hélium) et les états terminaux dont font partie les naines blanches, les étoiles à

---

<sup>1</sup>En 1935, Alfred Nier fait progresser les méthodes radiochronologiques en se servant de la notion d'isotope. Trois chaînes radioactives (uranium 238/plomb 206, uranium 235/plomb 207 et thorium 232/plomb 280) permettent de réaliser des datations ainsi que le rapport plomb 206/plomb 207 qui est lui aussi fonction du temps. Nier trouve pour les plus vieux échantillons de roche des âges de 2.5 milliards d'années. En 1946, Arthur Holmes et Friedrich Houtermans montrent que moyennant des hypothèses sur les compositions initiales, la méthode de Nier donne directement accès à l'âge de la Terre, qu'ils fixent entre 3 et 3.4 milliards d'années. En 1953, un nouveau progrès dans l'estimation de l'âge du globe provient de l'analyse de la composition isotopique des météorites. Clair Patterson montre, à partir de la méthode uranium/plomb, que la Terre et les météorites se sont formées au même moment à partir d'un réservoir identique, il y a 4.55 milliards d'années.

<sup>2</sup>Le lithium (mis à part le  ${}^7\text{Li}$ ), le béryllium et le bore ont une origine spallative : ils proviennent de la brisure des noyaux de carbone, azote et oxygène sous l'impact du rayonnement cosmique (Reeves et al. 1970).

<sup>3</sup>c'est-à-dire des éléments autres que l'hydrogène ou l'hélium... définition de l'astronome et non du chimiste !

neutrons ou bien encore les trous noirs doivent donc être connectés par des événements particuliers. Les supernovae ou bien encore les nébuleuses planétaires représentent le lien intime entre étoiles, sites de production, et milieu interstellaire, site de relâchage des noyaux.

### 1.1.3 Les observables et l'astronomie $\gamma$ (1)

L'observation des abondances cosmiques se décline de diverses manières : dans les atmosphères stellaires, par les mesures des raies d'absorption et d'émission des atomes dans le domaine visible, dans les météorites par des mesures de rapports isotopiques, dans les rayons cosmiques, dans les vestiges de supernovae par l'émission de raies atomiques dans le domaine des rayons X (éjecta choqués), dans les régions HII par les raies d'émission du gaz ionisé allant de l'ultra-violet à l'infra-rouge, dans les nuages moléculaires par la mesure, comme leur nom l'indique, de raies moléculaires, ou bien encore par l'intermédiaire de la raie à 21 cm émise par l'hydrogène neutre (HI). Un autre moyen efficace de mesurer les abondances cosmiques est l'observation des raies dans le domaine  $\gamma$ , qui permet une identification directe des noyaux mis en jeu. La collision de particules énergétiques peut amener à la formation d'un noyau dans un état excité, qui lui-même se désexcitera radiativement par l'émission d'une ou plusieurs raies caractéristiques. Les noyaux radioactifs décroissent naturellement en un état excité du noyau-fils, ce dernier se désexcitant là encore de manière radiative par l'émission de raie. Parmi les noyaux radioactifs les plus connus, citons l'aluminium 26 ( $^{26}\text{Al}$ ), le nickel 56 ( $^{56}\text{Ni}$ ), le cobalt 57 ( $^{57}\text{Co}$ ), le fer 60 ( $^{60}\text{Fe}$ ), le sodium 22 ( $^{22}\text{Na}$ ) et le titane 44 ( $^{44}\text{Ti}$ ), dont les caractéristiques générales sont présentées à la table 1.1. La plupart de ces noyaux sont produits exclusivement ou en partie dans les supernovae, et leur signature observationnelle a été prédite et étudiée il y a plus de trente ans par Clayton et al. (1969). Nous discutons au chapitre 3 ceux, comme le  $^{44}\text{Ti}$ , dont l'origine est fortement liée à ces explosions stellaires.

Finalement, les raies  $\gamma$  représentent l'unique information isotopique des sources célestes. Mais il y a plus encore : d'une part, les photons  $\gamma$  résultant de ces différents processus ne sont généralement pas atténués le long des lignes de visée du fait de leur nature hautement pénétrante (longueur d'atténuation de l'ordre quelques  $\text{g cm}^{-2}$  à 100 keV soit une densité de colonne  $N(\text{H})$  avoisinant  $10^{27}$  atomes  $\text{cm}^{-2}$ ) et permettent ainsi de sonder les régions stellaires inaccessibles aux autres domaines de longueur d'onde. D'autre part, les photons  $\gamma$  émis lors de la décroissance des noyaux radioactifs ne dépendent pas des conditions physiques (température, pression, etc.) au sein desquels ces derniers se trouvent. Il suffit de les compter pour connaître le nombre d'isotopes mis en jeu et ainsi les taux de production dans les sources observées. Les télescopes  $\gamma$  ont exploré cette fenêtre astronomique au cours des trente dernières années, détectant les isotopes radioactifs relâchés dans le

Chaine de Décroissance	Temps de vie (années)	Energies des raies (MeV)	Sites de production	Processus nucléaires
${}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li}$	0.21	0.478 (0.1)	Novae	combustion H explosive
${}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co}^+ \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$	0.31	0.847 (1) 1.238 (0.68) 2.598 (0.17) 1.771 (0.15)	SN [SN 1987A] [SN 1991T]	Equilibre nucléaire statistique
${}^{57}\text{Co} \rightarrow {}^{57}\text{Fe}$	1.1	0.122 (0.86) 0.136 (0.11)	SN [SN 1987A]	Equilibre nucléaire statistique
${}^{22}\text{Na}^+ \rightarrow {}^{22}\text{Ne}$	3.8	1.275 (1)	Novae	combustion H explosive
${}^{44}\text{Ti} \rightarrow {}^{44}\text{Sc}^+ \rightarrow {}^{44}\text{Ca}$	86	0.0679 (0.95) 0.0784 (0.96) 1.157 (1)	SN [Cassiopeia A]	$\alpha$ -rich freezeout
${}^{26}\text{Al}^+ \rightarrow {}^{26}\text{Mg}$	$1.1 \cdot 10^6$	1.809 (1)	WR, AGB Novae SN II [Galaxie, Vela]	combustion H hydrostatique combustion H explosive combustion Ne (explos.+hydrost.)
${}^{60}\text{Fe} \rightarrow {}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}$	$2.2 \cdot 10^6$	1.332 (1) 1.173 (1)	SN [Galaxie]	capture de neutrons

Tableau 1.1 Principales caractéristiques des isotopes radioactifs d'intérêt pour l'astronomie gamma (adapté de Prantzos 2004). Pour les décroissances radioactives en deux temps, seul le temps de vie le plus long est donné. Les valeurs entre parenthèses sont les rapports de branchement associés aux raies. Les sources détectées via la décroissance radioactive de ces éléments sont indiquées entre crochets. Les noyaux notés (+) sont des émetteurs de positons.

milieu interstellaire par les évènements cosmiques tels que les supernovae et novae mais aussi les vents stellaires des étoiles massives et les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB). Nous commençons ainsi à sentir le lien direct entre astronomie  $\gamma$  et étude des supernovae, dans ce cadre général qu'est l'histoire cosmique des noyaux.

## 1.2 Lieux d'accélération de particules... origine des rayons cosmiques ?

Autre thématique... autre monde, celui de la physique des particules ! L'histoire du rayonnement cosmique, aujourd'hui encore inachevée, est l'une des plus passionnantes dans l'histoire des sciences. La problématique liée aux sources de ce rayonnement se décline sous d'innombrables facettes et suscite de nombreuses et riches interrogations. Elle n'est contée ici que dans ses grandes lignes, et le lecteur est convié à lire les écrits de Paul (2003) et de Parizot (2005) pour obtenir plus d'informations à ce sujet.

### 1.2.1 Historique

Baptisés ainsi par Robert Millikan (à tort ...) en 1925, les rayons cosmiques sont (en fait !) des particules très énergétiques, ionisantes et hautement pénétrantes dont l'origine nous est encore aujourd'hui inconnue, près de cent ans après leur découverte. Les physiciens du début du vingtième siècle ne comprenaient pas pourquoi les électroscopes se déchargeaient spontanément, et, pour démontrer l'origine terrestre de ce mystérieux rayonnement ionisant, le jésuite allemand Théodore Wulf installa en 1909 un électroscope en haut de la Tour Eiffel. Il constata alors que la diminution du taux de décharge de son électroscope était moindre que prévu en supposant que tout l'effet ionisant était dû à un rayonnement d'origine tellurique. C'est grâce à Viktor Hess que l'origine du rayonnement cosmique s'est quelque peu dévoilée, au cours de dix ascensions à bord d'une nacelle portée par ballon de 1911 à 1913, à près de 5 km d'altitude. Au-delà de 1500 mètres d'altitude, les électroscopes embarqués mesuraient un degré d'ionisation de plus en plus élevé, ce qui permit à Hess d'en conclure que "la seule manière d'interpréter les résultats expérimentaux était d'admettre l'existence d'un rayonnement très pénétrant, d'une nature encore inconnue, venant principalement d'en haut, et étant très probablement d'origine extraterrestre". Leur origine n'est donc pas tellurique mais bien céleste : la Terre est bombardée en permanence par une pluie de particules ionisantes. Au cours d'un voyage en bateau de Gênes à Java en 1927, le physicien néerlandais Jacob Clay mit en évidence une variation du taux d'ionisation avec la latitude géomagnétique, l'intensité étant minimum au voisinage de l'équateur. Avant même de pénétrer dans l'environnement terrestre, les rayons cosmiques doivent alors porter une charge électrique. Incapables par conséquent

de se propager en ligne droite dans le milieu interstellaire, sinon ceux dits d'ultra-haute énergie, il nous est par conséquent impossible de savoir d'où ils proviennent.

### 1.2.2 Les observables... et l'astronomie $\gamma$ (2)

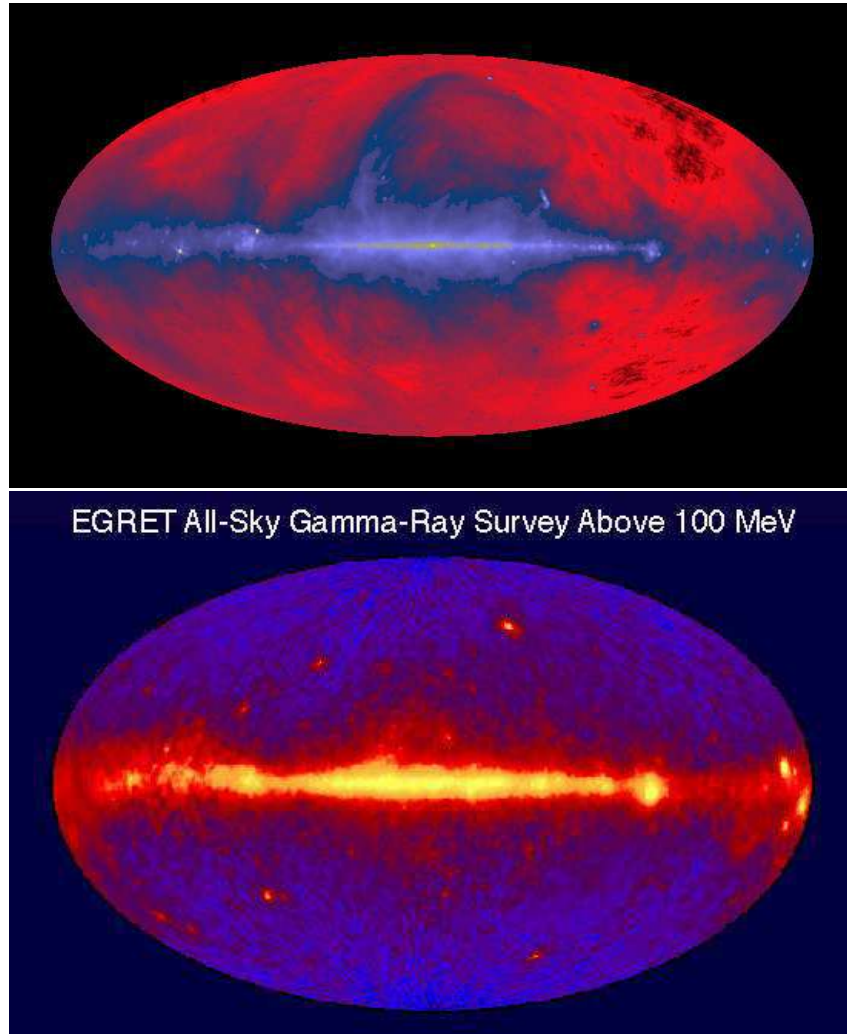


Figure 1.2 La Voie Lactée vue dans le domaine radio à 408 MHz (en haut) et dans le domaine  $\gamma$  au-dessus de 100 MeV avec l'instrument EGRET à bord du satellite américain *CGRO* (en bas).

Les électrons cosmiques furent les premiers mis en évidence observationnellement grâce aux radiotélescopes qui apparurent au début des années 1950. L'émission synchrotron galactique de ces électrons relativistes de quelques GeV a été entièrement cartographiée (figure 1.2, en haut)<sup>4</sup>. Mais ces particules ne représentant qu'une faible fraction du rayonnement cosmique, il paraît plus judicieux de pister directement les protons et noyaux

<sup>4</sup>Ces mêmes électrons produisent également du rayonnement  $\gamma$  par bremsstrahlung et Compton inverse.

qui en constituent l'essentiel. C'est là que l'astronomie  $\gamma$  revêt encore une fois toute son importance : le milieu interstellaire joue là encore le rôle de révélateur, non plus par son magnétisme, mais en tant qu'obstacle sur la trajectoire des rayons cosmiques et les cartes de la Voie Lactée au-delà de 100 MeV présentent l'empreinte indéniable du disque galactique (figure 1.2, en haut). La collision des protons et noyaux relativistes avec les noyaux du milieu interstellaire amène à une multitude de particules, dont le méson  $\pi^0$  qui se désintègre en donnant naissance à deux photons  $\gamma$ . Grâce aux satellites américain *SAS-2* de 1972 à 1973, et européen *COS-B* de 1975 à 1982, les astronomes ont pu cartographier pour la première fois l'émission  $\gamma$  galactique. L'expérience EGRET à bord du satellite américain *CGRO* permet d'obtenir, entre 1991 et 2000, une cartographie plus fine et d'étudier les conditions d'accélération et de propagation du rayonnement cosmique (Strong et al. 2004).

L'astronomie  $\gamma$  permet donc de tracer le sillage des protons et électrons cosmiques par leur interaction avec le milieu interstellaire. Si la résolution angulaire des instruments le permet, il nous est alors possible de sonder directement les sources d'accélération de particules. La nouvelle fenêtre d'observation au TeV, ouverte depuis peu et symbolisée par l'expérience HESS (Hofmann 2003), permet d'étudier les sources galactiques au-delà de 100 GeV avec une résolution angulaire de l'ordre de  $10'$ . Si les preuves de l'accélération d'électrons, par leur émission synchrotron dans les domaines radio (électrons au GeV) et X (électrons de plusieurs TeV) au sein des sources telles que les vestiges de supernova sont nombreuses, les protons tardent à se mettre en évidence sans ambiguïté.

### 1.2.3 Quelles sources pour ces rayons ?

La longévité du questionnement de l'origine du rayonnement cosmique fait de ce thème un des plus excitants de l'astrophysique des hautes énergies, et cela malgré un spectre en loi de puissance  $N(E) \propto E^{-\alpha}$  mesuré sur plus de douze décades en énergie et près de trente-deux en flux (voir figure 1.3) ! Ce spectre témoigne de l'existence de phénomènes dans l'Univers fondamentalement non-thermiques. Si, à première vue, il apparaît comme régulier, le spectre du rayonnement cosmique est en fait sujet, après une observation détaillée, à quelques brisures significatives. La première, traditionnellement nommée genou, se situe autour de  $5 \times 10^{15}$  eV (Hörandel et al. 2005) et correspond à un amollissement du spectre dont l'indice spectral  $\alpha$  passe de -2.7 à approximativement -3. La deuxième, appelée cheville, correspond quant à elle à un durcissement du spectre, aux énergies avoisinant  $3 \times 10^{18}$  eV. Puis vient autour de  $10^{20}$  eV, aux extrêmes fins du spectre du rayonnement cosmique, à des énergies macroscopiques, une possible coupure dénommée GZK (la particule la plus énergétique qui ait jamais été détectée à ce jour avait une énergie mesurée de  $3 \times 10^{20}$  eV soit 50 joules !). Si la cheville marque la transition attendue entre

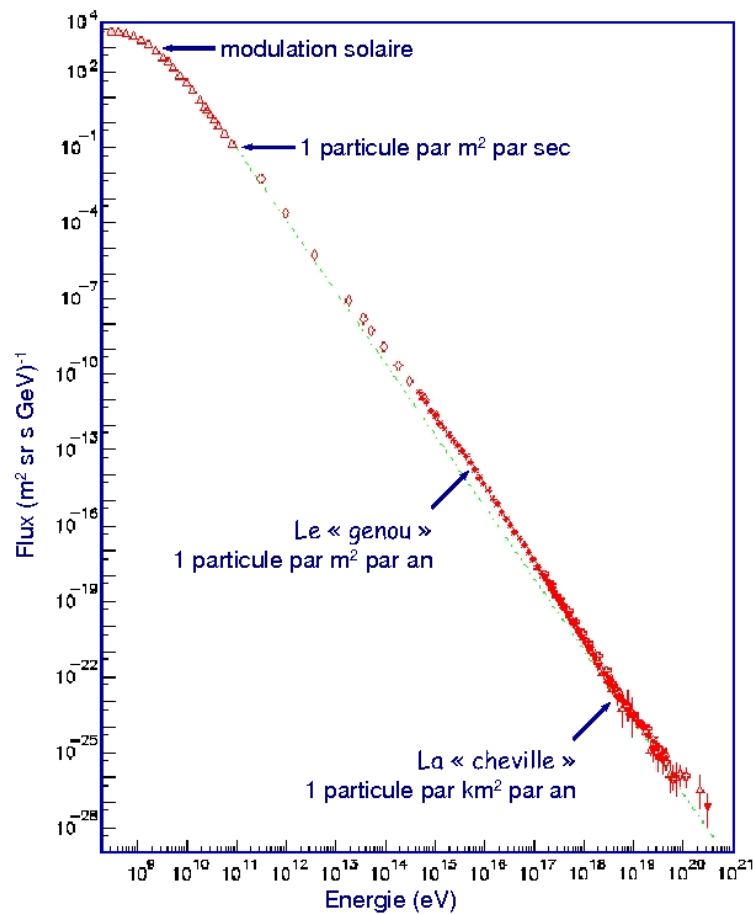


Figure 1.3 Spectre du rayonnement cosmique (données compilées par S. Swordy, d'après Paul 2003).

une composante essentiellement galactique et une composante extragalactique, le genou n'a toujours pas trouvé d'explication physique convenable.

Au premier abord, les vestiges de supernova sont, du point de vue énergétique<sup>5</sup> et dimensionnel<sup>6</sup>, des sites favorables à une accélération efficace de particules et ont été depuis longtemps proposés comme les sources des rayons cosmiques. Dès 1934, Baade et Zwicky avaient suggéré que l'énorme libération d'énergie observée dans les supernovae était causée par l'effondrement d'une étoile massive et que la puissance libérée pouvait alimenter le rayonnement cosmique galactique. L'hypothèse selon laquelle les vestiges

<sup>5</sup>La puissance nécessaire au renouvellement du rayonnement cosmique dans la Galaxie est de l'ordre de  $1.5 \times 10^{41}$  erg/s (Fields et al. 2001). Avec une fréquence d'explosion de trois par siècle et une énergie mécanique moyenne de  $10^{51}$ , la puissance délivrée par les supernovae est de l'ordre de  $10^{42}$  erg/s, de sorte qu'un transfert de 15 % de cette énergie aux rayons cosmiques suffirait à rendre compte de leur flux galactique

<sup>6</sup>c'est-à-dire des sources de grande taille : une particule de  $10^{15}$  eV dans un champ magnétique de  $1 \mu\text{G}$  a un rayon de giration, ou rayon de Larmor  $r_L = E/qBc$  d'environ 1 pc. Cette taille, typique des vestiges de supernova galactiques connus, est la taille minimale requise pour accélérer la particule jusqu'à cette énergie.



de supernovae accélèrent efficacement les particules est aujourd'hui largement confirmée, grâce d'une part aux développements théoriques des trente dernières années portant sur l'accélération diffusive par onde de choc (Bell 1978a ; Bell 1978b ; Blandford et Ostriker 1978) et d'autre part grâce aux observations multi-longueur d'onde (depuis le domaine radio jusqu'à celui du TeV) du rayonnement non-thermique en provenance de ces sources. Cependant, accélérer des particules ne suffit pas pour être déclaré à coup sûr la source principale du rayonnement cosmique galactique, et bien des questions à leur sujet se trouvent encore aujourd'hui sans réponses. Quelques troubles viennent même obscurcir leur avenir en ces termes. Le principal d'entre eux est lié à l'énergie maximale que peuvent atteindre des protons accélérés dans les vestiges de supernova : depuis les travaux de Lagage et Cesarsky (1983), il est généralement admis que celle-ci est donnée par :

$$E_{max} \approx 23\text{TeV} \times \frac{Z B_{\mu\text{G}} E_{51}^{1/2}}{n_0^{1/3} M_{ej}^{1/6}} \quad (1.1)$$

c'est-à-dire de l'ordre de 100 TeV pour des protons dans un champ magnétique de 5  $\mu\text{G}$  et dans des conditions standard d'explosion ( $E_{51} \sim 1$ ,  $n_0 \sim 1 \text{ cm}^{-3}$  et  $M_{ej} \sim 1 M_{\odot}$ ), soit plus d'une décade en énergie en-dessous du genou. C'est pourquoi on a imaginé que ce dernier pourrait marquer la transition entre un type de sources telles que les vestiges de supernova et un autre, encore inconnu. Reste alors à expliquer de quelle manière les flux de ces deux pré-supposés spectres se raccorderaient sans heurts à une énergie singulière ! Il existe d'autres problèmes liés à l'hypothèse dans laquelle les vestiges de supernova *isolés* sont les sources du rayonnement cosmique, et le lecteur est renvoyé aux écrits de Parizot (2005) pour obtenir une revue détaillée sur cette problématique. Dans ce cadre si complexe et riche que sont les rayons cosmiques, nous nous concentrons dans ce manuscrit sur l'étude de l'émission continue non-thermique des jeunes vestiges de supernova galactiques dans le domaine  $\gamma$ . Au-delà de l'émission thermique de ces objets, prépondérante dans le domaine des rayons X, l'étude du rayonnement synchrotron dans ce domaine nous aide à contraindre les conditions d'accélération des particules en leur sein.

### 1.3 Manifestations visibles dans le ciel

Pendant l'explosion, la luminosité peut atteindre près de cent millions de fois celle du Soleil. Une seule étoile massive, par sa destruction violente au moment du phénomène de supernova, peut briller, comme le montre la figure 1.4, autant que toutes les étoiles réunies d'une galaxie entière ! Là encore du point de vue énergétique, il n'est pas surprenant de concevoir qu'un tel phénomène dans la Galaxie puisse être visible à l'oeil nu. Cependant, bien que les supernovae soient fréquemment détectées dans les autres galax-

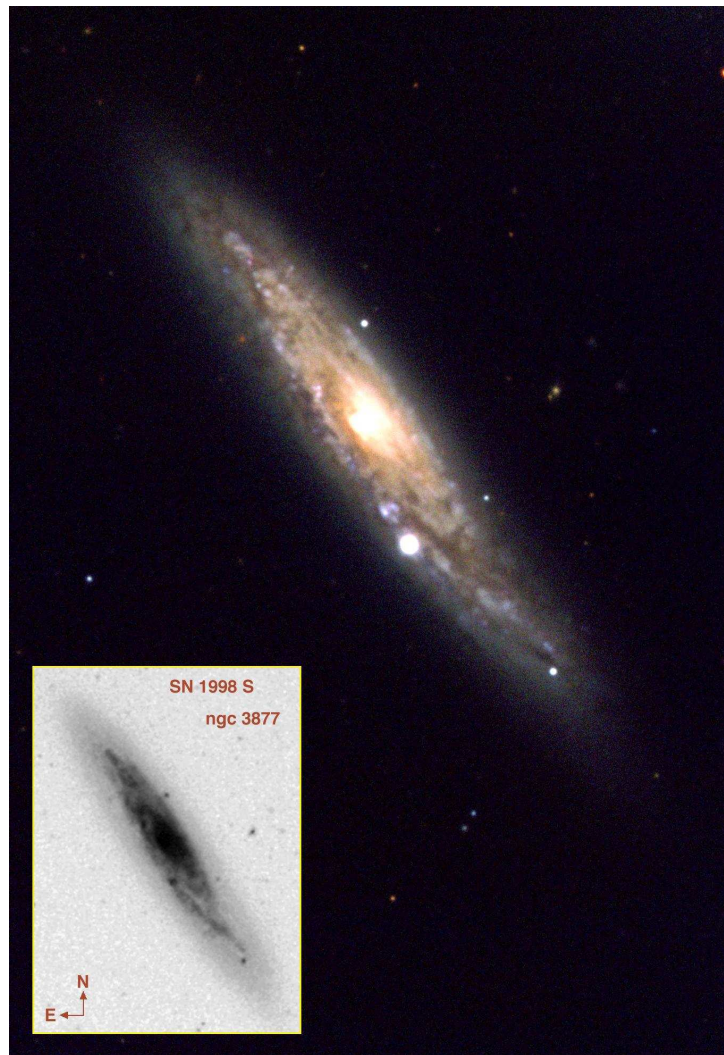


Figure 1.4 La supernova SN 1998S dans la galaxie NGC 3877.

ies<sup>7</sup>, elles ont rarement été vues dans la Voie Lactée. Cela vient principalement du fait que nous voyons notre Galaxie par la tranche, la position du système solaire étant proche du plan galactique, c'est-à-dire au travers d'une grande quantité de poussières obstruant le rayonnement visible. Au dernier recensement, 231 vestiges de supernova galactiques ont été identifiés, grâce notamment aux observations radio<sup>8</sup>, mais la plupart des explosions originelles n'ont pas été observées dans le domaine visible, c'est-à-dire classées comme supernovae historiques. En fait, sur les deux derniers millénaires, seulement huit ont été observées (voir table 1.2), dont cinq de magnitude inférieure à 0 au cours des mille dernières années (Clark et Stephenson 1977). La dernière en date avérée comme telle est

<sup>7</sup>à l'heure actuelle et en moyenne une supernova par jour est détectée dans le domaine optique : voir le site internet <http://www.rochesterastronomy.org/snimages/>

<sup>8</sup>le catalogue actualisé est disponible en ligne à l'adresse suivante <http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs/> et une étude statistique est présentée dans l'article de Green (2004)

la supernova dite de Kepler, en 1604. Autrement dit, depuis l'avènement du télescope, soit 400 ans, aucune autre supernova n'a été détectée ! D'où l'importance des recherches menées à partir des textes anciens. L'étude des supernovae historiques appartient en quelque sorte au domaine de l'astronomie historique appliquée, qui permet de faire le lien entre textes et relevés astronomiques des civilisations anciennes et médiévales et la science dite moderne.

L'étude de l'histoire des civilisations rentre aussi en compte lorsqu'il est nécessaire de traduire au plus juste les écrits d'une civilisation donnée, pour finalement extraire les diverses descriptions données des évènements célestes, avec les nombreuses terminologies utilisées. Un important travail sur les textes témoignant de l'observation des supernovae historiques, mais aussi de novae ou de comètes, a été effectué par Stephenson et Green (2002). Les principales sources relatant des évènements célestes sont au nombre de quatre et se situent en Asie de l'Est (en Chine, en Corée et au Japon par ordre chronologique), à Babylone, en Europe, et dans les pays du moyen orient, principalement à Bagdad. Bien que les textes de Babylone aient été intensément étudiés, il n'existe à ce jour aucune référence à d'éventuelles étoiles nouvelles. Les trois autres sources contiennent de nombreuses informations concernant les supernovae. Le premier évènement historique attesté comme étant une supernova est daté de l'an 185 de notre ère et est relaté dans des annales astronomiques chinoises comme suit : *La deuxième année de l'ère Chung-p'ing, sous le règne de l'empereur Hsiao-ling, le dixième mois, jour "kuei-hai", une étoile-hôte apparut dans Nam-mên. Elle était aussi grande que la moitié d'un tapis ; elle brillait de cinq couleurs et elle scintillait. Elle devint de plus en plus nette et disparut pendant le sixième mois de l'année suivante.* Même si les données photométriques ne sont pas très précises, cette description contient la date exacte de l'apparition (le 7 décembre 185 dans notre calendrier), la région du ciel (constellation du Centaure suivant notre nomenclature), ainsi que la durée de visibilité de l'évènement (20 mois) avec l'indication que la courbe de lumière est passée par un maximum avant de décroître. Les astronomes officiels de la Chine Impériale étaient en charge de faire un suivi systématique pour détecter les moindres évènements inhabituels et les écrits des empires successifs sont sources de précieuses informations. Les principales motivations des observations officielles du ciel en Asie de l'Est étaient d'origine astrologique : chaque évènement individuel avait sa propre interprétation et devait ainsi être répertorié.

Pour terminer, revenons quelques instants sur la brillance de telles sources. La supernova SN 1054, dans la constellation du Taureau, a été visible en plein jour pendant près de 23 jours et a été principalement observée et décrite par les civilisations de l'Asie du Sud-Est. Les Amérindiens du Grand Sud-Ouest de l'Amérique du Nord tels que les Anasazis auraient eux aussi immortalisé l'évènement sur des pétroglyphes du Chaco Canyon, dans l'actuel Colorado (figure 1.5). La supernova SN 1006 dans la constellation du Loup, fut

Date	Nom	$\ell$ (degrés)	b (degrés)	d (kpc)	Type	$m_V$ au pic (mag)	Durée de visibilité	Sources principales de datation
AD 1680 ?	Cassiopeia A	111.7	-2.1	$3.4^{+0.3}_{-0.1}$	Ib	6	—	Flamsteed ? plutôt AD 1671...
AD 1604	Kepler, SN1604	4.5	+6.8	$4.8 \pm 1.4$	II ?	-3	1 an	Chine (Ming), Corée (Yi), J. Kepler
AD 1572	Tycho, SN1572	120.1	+1.4	$2.3 \pm 0.8$	Ia	-4	$1^{1/2}$ an	Chine (Ming), Corée (Yi), T. Brahé
AD 1320 ?	Vela Junior	266.2	-1.2	$0.25^{+0.8}_{-0.1}$	?	?	?	Carottes glacières
AD 1181	3C58, SN1181	130.7	+3.1	$3.2 \pm 0.5$	II	< 0	6 mois	Chine (Song), Japon, Corée
AD 1054	Crabe, SN1054	184.6	-5.8	$2.2 \pm 0.2$	II	< -3.5	2 ans	Chine (Song), Japon, Arabes Amérique du Nord ?
AD 1006	PKS 1459-41	327.6	+14.6	$2.2 \pm 0.5$	Ia	-7.5	3 ans (Chine)	Chine (Song), Japon, Egypte Iraq, Europe
AD 393	G347.3-0.516 ?	347.3	-0.5	$1.3 \pm 0.4$	II	?	~ 8 mois	Chine (Jin)
AD 386	G11.2-0.3 ?	11.2	-0.3	~ 5	II	?	60-115 jrs	Chine (Jin)
AD 185	RCW 86/89 ?	315-320	-1-2	~ 2.8	?	?	20 mois	Chine (Han)

Tableau 1.2 Principales caractéristiques des supernovae historiques (Schaefer 1996). Cassiopeia A est présente, bien que son association avec l'observation d'une nouvelle étoile par Flamsteed en 1680 est toujours débattue (chapitre 8.1). Vela Junior est aussi indiquée mais son statut de supernova historique est loin d'être attesté. Les seules indices (encore aujourd'hui controversés) en faveur d'un événement jeune sont de natures céleste (la détection de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  par COMPTEL, Iyudin et al. 1998) et géophysique (la présence d'un pic dans la concentration en nitrates dans certaines carottes glacières, Burgess et Zuber 2000).



Figure 1.5 La supernova SN 1054 dans la constellation du Taureau observée par les Indiens Anasazi au Nouveau Mexique, et son vestige, la nébuleuse du Crabe, premier objet du catalogue de Charles Messier (M1), vue par le VLT près d'un millénaire après.

apparemment plus spectaculaire encore : l'astronome égyptien 'Alī ibn Ridwān releva une brillance de l'ordre du quart de celle de la pleine Lune, deux à trois fois celle de Vénus (soit une magnitude visuelle apparente de  $-7.5$ , Winkler et al. 2003) ! De telles brillances ne peuvent être atteintes que si d'énormes quantités d'énergie sont libérées au cours de l'explosion. Nous verrons dans ce qui suit que les courbes de lumière des supernovae sont presque entièrement régies par la décroissance radioactive des noyaux formés aux premiers instants de l'explosion comme le  $^{56}\text{Ni}$ . Mesurer les abondances au sein des supernovae grâce notamment aux observations dans le domaine  $\gamma$  permet ainsi d'appréhender de tels objets, à la croisée de nombreux chemins, sous un angle différent et complémentaire.

# Chapitre 2

## Evolution et explosion stellaires

Ce chapitre décrit l'évolution stellaire en s'attachant principalement à l'évolution des étoiles massives terminant leur vie en supernovae. Les différents types et fréquence des explosions, les variétés de vestiges de supernova et leur évolution hydrodynamique sont également présentés.

### 2.1 Lignes de vie des étoiles

Nous avons mentionné à plusieurs reprises au chapitre précédent le rôle du milieu interstellaire. L'existence de vastes quantités de matière entre les étoiles est en fait une des grandes découvertes du vingtième siècle en astronomie. Loin d'être vide, le milieu interstellaire est rempli de gaz, de poussières, et de particules de haute énergie. Des électrons, des noyaux, des atomes, des molécules et de petites particules solides sillonnent sans cesse la Galaxie. Ce milieu joue le rôle de matière première à partir de laquelle les étoiles se forment. Plus précisément, c'est à l'intérieur des nuages de matière interstellaire que naissent par contraction de nouvelles étoiles. A la fin de leur évolution, les étoiles rejettent d'énormes quantités de gaz dans l'espace environnant. Il existe en fait un cycle perpétuel de la matière : le milieu interstellaire est à la fois la matrice au sein de laquelle se forment les étoiles et le cimetière qui recueille les restes des étoiles mortes, se voyant ainsi continuellement enrichi en métaux formés par ces forges célestes au cours d'une évolution ayant pour seule règle l'équilibre hydrostatique entre gravitation et pression interne. La luminosité d'une étoile ( $L$ ) est donnée par sa masse  $M$  suivant la relation suivante  $L \sim M^n$  ( $n = 3-4$ , suivant la masse de l'étoile) et provient de l'énergie libérée ( $E_{nucl.} \propto Mc^2$ ) au cours des réactions de fusion thermonucléaire qui se manifestent en son coeur. L'évolution d'une étoile est alors presque entièrement régit par sa masse initiale (théorème de Russell-Vogt) et son temps de vie caractéristique est donné par :

$$\tau \approx \frac{E_{nucl.}}{L} \approx 10^{10} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-(2,3)} \text{ ans} \quad (2.1)$$

L'énergie produite dans les régions centrales dépend des conditions de température et de pression qui y règnent. Les réactions nucléaires sont d'autant plus facilitées que ces conditions sont élevées, et l'énergie produite est d'autant plus importante que le rendement de chaque fusion de noyaux est élevé. Ces simples constats permettent de comprendre les dessous de la relation 2.1 : les étoiles les plus massives, pour lesquelles les pressions sont les plus élevées, consomment leur combustible nucléaire aux taux les plus élevés : leur vie nucléaire est donc nettement plus courte que celle des étoiles les moins massives, de l'ordre de quelques millions d'années.

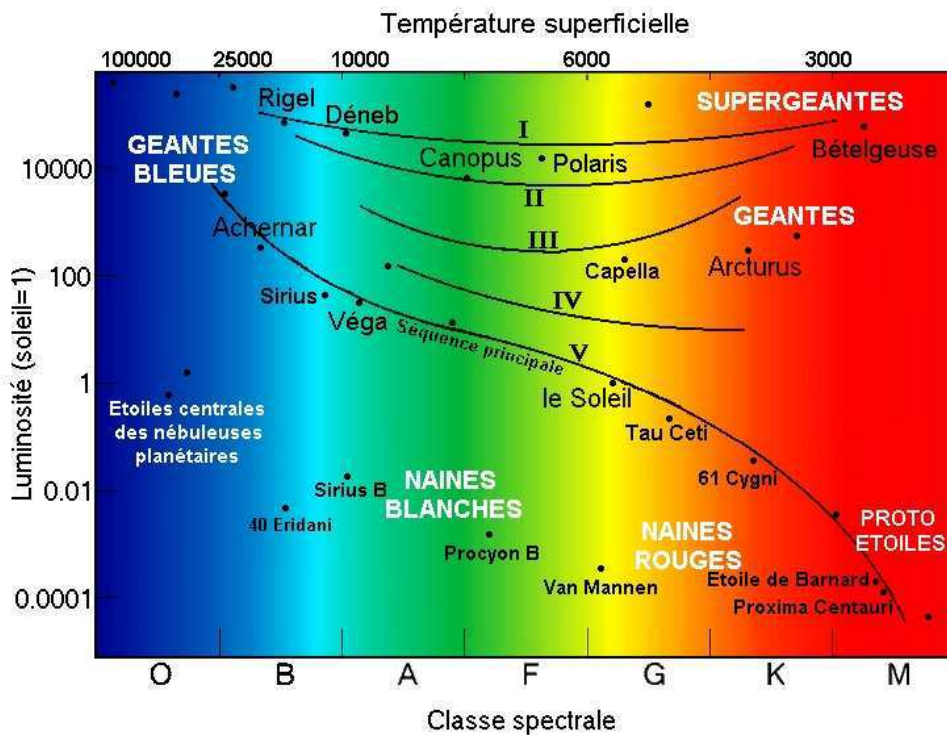


Figure 2.1 Diagramme H-R.

Les astronomes tirent de précieuses informations à partir de la lumière émise par les étoiles. La photométrie renseigne sur leur brillance et donc, si la distance est connue par ailleurs, sur leur luminosité (ou magnitude absolue) et la spectroscopie sur leur température effective (ou classe spectrale). Les astronomes suédois Hertzsprung (1911) et américain Russell (1913) ont établi il y a près de cent ans un diagramme, nommé diagramme H-R, sur lequel sont reportés la luminosité et le type spectral des étoiles. Ce diagramme (voir figure 2.1) est vite devenu la pierre angulaire de l'astronomie stellaire et révèle les mécanismes qui gouvernent le devenir des étoiles en fonction de leur masse initiale. On distingue plusieurs classes de luminosité notées de I à VI (les supergéantes, les géantes, les sous-géantes, les naines ou séquence principale, les sous-naines et les naines blanches). Hormis le cas particulier des naines blanches, les étoiles hors de la séquence

principale sont en début ou fin de vie. Toute théorie portant sur leur évolution se doit, par conséquent, d'expliquer leurs propriétés observables telles que la luminosité, la température effective et la masse. Les étoiles ne peuvent finalement être appréhendées sous un aspect dynamique et évolutif qu'en tenant compte de l'importance des réactions nucléaires qui s'opèrent en leur sein. La transmutation des éléments en de nouvelles espèces modifie la composition globale stellaire : l'évolution se résume à une succession de cycles successifs de combustions, s'effectuant à température constante et sur de longues échelles de temps, et de contractions, après épuisement du combustible central induisant une hausse de température et ainsi à la combustion d'un nouvel élément. A chaque nouveau cycle, les propriétés observables de l'étoile discutées précédemment se trouvent être modifiées du fait du changement des abondances relatives et de la génération d'énergie.

## 2.2 Nucléosynthèse stellaire

### 2.2.1 Synthèse des éléments

Au cours des années 1940, les astronomes rassemblèrent les données observationnelles leur permettant de constater que les étoiles n'avaient pas toutes la même composition chimique. Dans ce contexte, F. Hoyle écrivit en 1946 un article fondateur sur la synthèse des éléments depuis l'hydrogène, posant ainsi les bases de la nucléosynthèse stellaire (Hoyle 1946). Dix ans plus tard, Burbidge, Burbidge, Fowler, and Hoyle (1957) publièrent une revue combinant les connaissances acquises sur les abondances dans les étoiles et dans le système solaire, les données de physique nucléaire obtenues en laboratoire, ainsi que les calculs d'évolution stellaire. Cet article noté B<sup>2</sup>FH a permis de comprendre comment les étoiles pouvaient synthétiser les éléments et leurs isotopes associés, depuis l'hélium jusqu'à l'uranium, et est considéré encore aujourd'hui comme la référence dans le domaine de l'astrophysique nucléaire. Nous résumons ici quelques-uns de ces aspects et le lecteur est renvoyé à l'article de revue de Wallerstein et al. (1997) pour obtenir de plus amples informations concernant les progrès conceptuels qui ont eu lieu dans ce domaine au cours des quarante dernières années. Pour produire tous les éléments connus sur Terre, B<sup>2</sup>FH ont suggéré huit processus distincts :

- combustion de l'hydrogène : au cours de leur vie, les étoiles passent par la phase appelée séquence principale, où l'hydrogène fusionne pour former de l'hélium ( $4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He}$ ). La fusion de l'hydrogène peut se faire de deux manières différentes : la chaîne proton-proton ( $T \sim 1-2 \times 10^7$  K) opère dans le cas d'étoiles de type solaire, tandis que le cycle catalytique du carbone (appelé cycle CNO) ne se manifeste que pour des étoiles plus massives ( $T \sim 2-5 \times 10^7$  K) sous la forme de réactions telles que  $^{12}\text{C}(^1\text{H},\gamma)^{13}\text{N}$ . Ces mécanismes ont été décrits par Bethe (1939) à partir de l'idée



originale d' Eddington au cours des années 1920. Le premier des deux mécanismes est la plus longue des phases de combustion et dure plusieurs milliards d'années pour une étoile comme le Soleil.

- combustion de l'hélium : cette réaction de fusion nucléaire se produit à des températures autour de  $10^8$  K, au coeur de l'étoile. La première étape du processus est appelée capture triple- $\alpha$  amenant à la formation du carbone  $^{12}\text{C}$  et suivie par la capture de noyaux d'hélium pour former l'oxygène  $^{16}\text{O}$  suivant la réaction  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$ .
- le processus  $\alpha$  : B<sup>2</sup>FH ont proposé les captures  $\alpha$  pour expliquer la formation des éléments au-delà de l'oxygène  $^{16}\text{O}$ , du  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ , etc. jusqu'au  $^{40}\text{Ca}$ . Cependant, il fut par la suite montré expérimentalement que le taux de la réaction  $^{16}\text{O}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$  était très faible dans les intérieurs stellaires et ne contribuait donc pas de façon significative à la production d'énergie dans les intérieurs stellaires.
- le processus **e** : B<sup>2</sup>FH l'ont dénommé ainsi pour désigner l'équilibre nucléaire statistique. Il a été originalement introduit pour expliquer l'abondance des éléments du pic du fer (de  $A \approx 40$  à  $60$ , voir figure 1.1). Ce processus dépend de manière cruciale de l'excès de neutrons  $\eta$ , ou de manière équivalente de la fraction électronique  $Y_e = 0.5(1-\eta)$ , et est atteint lorsque tous les états macroscopiques du système sont possibles, les réactions et leurs inverses sont alors en équilibre et le système n'évolue plus, l'entropie est maximum. Il ne se manifeste qu'aux températures très élevées, avoisinant  $4-5 \times 10^9$  K, c'est-à-dire lors de la combustion du silicium amenant à un coeur principalement composé de fer.
- les processus **s** , **r** : ces deux réactions correspondent à la capture de neutrons à des échelles de temps caractéristiques différentes ( $s$  :  $\tau \sim 10^4$  ans et  $r$  :  $\tau \sim$  quelques secondes) permettent d'expliquer les éléments au-delà du fer. Le premier processus se déroule dans la couche de combustion de l'hélium des étoiles AGB. Celle du second processus pourrait être les couches internes des supernovae gravitationnelles.
- le processus **p** : la nucléosynthèse de certains noyaux riches en protons ne peut être expliquée par les processus précédents. C'est le cas d'environ 35 isotopes allant du  $^{74}\text{Se}$  au  $^{196}\text{Hg}$ . La courbe d'abondance de ces éléments (mesurée dans le système solaire uniquement) présente une distribution similaire à celle des noyaux produits par les processus  $r$  ou  $s$ , et cela a conduit à la supposition que le processus  $p$  a lieu sur des noyaux déjà formés par ces derniers. Le noyau graine ( $r$  ou  $s$ ) est conduit dans la région des noyaux riches en protons après une série de photodésintégrations. Le site probable de ce mécanisme serait la combustion explosive du néon et de l'oxygène dans les supernovae.

- le processus  $x$  : B<sup>2</sup>FH remarquèrent la faible abondance relative du lithium, du béryllium et du bore en comparaison de celles des éléments proches (H, He, C, N, O). Pourtant leurs abondances sont plus de cent fois au-dessus de celles des éléments lourds et ne peuvent pas être expliquées par la nucléosynthèse stellaire, ces éléments étant détruits dans la couche de combustion de l'hydrogène par capture de protons. Ne pouvant surpasser ce problème, B<sup>2</sup>FH ont dénommé le mécanisme de production de ces éléments le processus  $x$ .

Au vu de ces différents processus, on comprend que les calculs de nucléosynthèse stellaire, non abordés ici, se basent sur des systèmes complexes de  $N$  équations non-linéaires caractérisant les taux de production et de destruction des  $N$  éléments considérés, en fonction des conditions de température, de densité, ainsi que des section efficaces nucléaires utilisées. Les livres de Clayton (1968) et Arnett (1996) exposent les différentes méthodes pour résoudre ces types d'équations.

## 2.2.2 Etoiles de type solaire

Comme mentionné précédemment, une étoile de type solaire vit plusieurs milliards d'années pendant lesquelles elle brûle son hydrogène en hélium en restant pratiquement au même point du diagramme H-R. Quand suffisamment d'hélium apparaît dans les régions centrales, le coeur devient inerte, faute de combustible et les réactions thermonucléaires se déplacent à la périphérie d'une coquille sphérique. Ce changement s'accompagne de l'expansion et ainsi d'un refroidissement des couches externes : l'étoile quitte la séquence principale pour atteindre la branche des géantes rouges. Cette phase dure environ un milliard d'années, pendant lesquelles le coeur d'hélium se contracte peu à peu. La température avoisine  $10^8$  K et la fusion de l'hélium s'enclenche par emballement (nommé flash de l'hélium) du fait de la dégénérescence des électrons au coeur de l'étoile, induite par la densité élevée<sup>1</sup>. L'étoile atteint alors la branche asymptotique des géantes et fusionne en son coeur l'hélium en carbone et oxygène. De même que dans la phase de fusion de l'hydrogène, la combustion de l'hélium, déficient au centre désormais inerte, se fait dans une coquille sphérique et l'étoile parvient au sommet de la branche AGB. Une phase d'instabilité conduit à l'éjection de la quasi-totalité de l'enveloppe d'hydrogène qui forme alors une nébuleuse planétaire. L'étoile amorce son refroidissement, sa luminosité et sa température de surface diminuent, et rentre dans le domaine des naines blanches, astres inertes avec un coeur fait de carbone et d'oxygène.

---

<sup>1</sup>Pour de la matière non dégénérée, une élévation de température induit une élévation de pression ce qui a pour effet de dilater et donc de refroidir le système. Ce mécanisme permet de réguler les réactions thermonucléaires au sein des étoiles.

### 2.2.3 Etoiles massives

Combustion de l'hydrogène $\rightarrow$ $^4\text{He}$ (chaîne p-p), $^{14}\text{Ne}$ (cycle CNO)					
$M_{\text{initiale}}$	T	$\rho$	M	R	$\tau$
$M_{\odot}$	$10^8$ K	$10^3$ g cm $^{-3}$	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	
15	0.353	0.00581	14.9	6.75	$1.1 \cdot 10^7$ ans
25	0.381	0.00381	24.5	9.17	$6.7 \cdot 10^6$ ans
Combustion de l'hélium $\rightarrow$ $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ (réaction triple- $\alpha$ )					
$M_{\text{initiale}}$	T	$\rho$	M	R	$\tau$
$M_{\odot}$	$10^8$ K	$10^3$ g cm $^{-3}$	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	
15	1.78	1.39	14.3	461	$1.97 \cdot 10^6$ ans
25	1.96	0.762	19.6	1030	$0.839 \cdot 10^6$ ans
Combustion du carbone $\rightarrow$ $^{20}\text{Ne}$ , $^{23}\text{Na}$ ( $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{20}\text{Ne}$ )					
$M_{\text{initiale}}$	T	$\rho$	M	R	$\tau$
$M_{\odot}$	$10^8$ K	$10^3$ g cm $^{-3}$	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	
15	8.34	239	12.6	803	2030 ans
25	8.41	129	12.5	1390	522 ans
Combustion du néon $\rightarrow$ $^{16}\text{O}$ ( $^{20}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ )					
$M_{\text{initiale}}$	T	$\rho$	M	R	$\tau$
$M_{\odot}$	$10^9$ K	$10^6$ g cm $^{-3}$	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	
15	1.63	7.24	12.6	821	0.732 ans
25	1.57	3.95	12.5	1400	0.891 ans
Combustion de l'oxygène $\rightarrow$ $^{28}\text{Si}$ ( $^{16}\text{O}(\alpha,\alpha)^{28}\text{Si}$ )					
$M_{\text{initiale}}$	T	$\rho$	M	R	$\tau$
$M_{\odot}$	$10^9$ K	$10^6$ g cm $^{-3}$	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	
15	1.94	6.66	12.6	821	2.58 ans
25	2.09	3.6	12.5	1400	0.402 ans
Combustion du silicium $\rightarrow$ $^{32}\text{S}$ ... Fe (photodésintégrations+réarrangements)					
$M_{\text{initiale}}$	T	$\rho$	M	R	$\tau$
$M_{\odot}$	$10^9$ K	$10^7$ g cm $^{-3}$	$M_{\odot}$	$R_{\odot}$	
15	3.34	4.26	12.6	821	18.1 jours
25	3.65	3.01	12.5	1400	0.733 jours

Tableau 2.1 Etapes de combustion dans le cas d'étoiles massives (Woosley et al. 2002).

Le terme d'étoiles massives fait référence à celles dont la masse initiale est supérieure à  $8 M_{\odot}$ . Au contraire des étoiles de faible masse, le coeur des étoiles massives atteint des températures suffisamment élevées pour permettre la fusion du carbone ( $T \approx 6 \times 10^8$

K), et de nombreuses réactions thermonucléaires conduisent à un noyau riche en éléments lourds, particulièrement en  $^{56}\text{Fe}$ , ainsi qu'à une structure typique dite en pelure d'oignon. L'étoile est alors au stade de supergéante, représentée comme une succession de couches concentriques de composition différente où brûlent les éléments allant du carbone au silicium, à des échelles de temps différentes (voir figure 2.2). Ces phases avancées dans l'évolution des étoiles massives sont d'autant plus courtes que les noyaux en combustion sont de numéro atomique élevé, comme le montre le tableau 2.1. Autrement dit, la sensibilité des réactions thermonucléaires vis-à-vis de la température est d'autant plus marquée que les noyaux mis en jeu sont lourds ( $\epsilon \propto \langle \sigma v \rangle \propto T^\nu$ ,  $\nu$  étant une fonction croissante de  $Z$ ) : chaque nouveau combustible, plus lourd, brûle un peu plus près du centre de l'étoile.

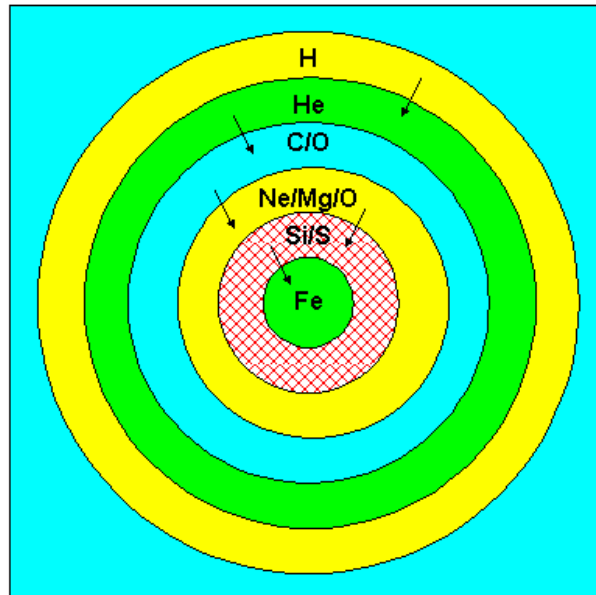


Figure 2.2 Structure en pelure d'oignon d'une étoile massive dans la phase de supergéante.

La dernière étape de combustion, la plus complexe, est celle du  $^{28}\text{Si}$  et ne dure que quelques jours (voir tableau 2.1), opérant à des températures supérieures à  $3 \times 10^9$  K dans les conditions décrites par l'équilibre nucléaire statistique. En fait, Bodansky et al. (1968) ont montré que les abondances de la plupart des éléments du  $^{28}\text{Si}$  au  $^{56}\text{Fe}$  sont établies par un équilibre partiel dans lequel les noyaux plus lourds que le  $^{28}\text{Si}$  sont en équilibre avec celui-ci sous l'échange de photons, nucléons et noyaux d'hélium (particules  $\alpha$ ). La combustion du  $^{28}\text{Si}$  ne passe pas directement par la fusion  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{56}\text{Ni}$  mais plutôt par une succession d'états d'équilibre partiel au travers desquels les photodésintégrations et réarrangements permettent la création de tous les noyaux à  $28 \leq A \leq 56$ . Ces concepts ont permis de raffiner et d'unifier les travaux de B<sup>2</sup>FH, pour qui les noyaux intermédiaires

(du  $^{24}\text{Mg}$  au  $^{40}\text{Ca}$ ) provenaient de captures  $\alpha$  (processus  $\alpha$ ) et les noyaux du pic du fer de l'équilibre nucléaire statistique (processus  $e$ ), tout en consolidant les résultats obtenus par Truran et al. (1966). Aux derniers instants de la combustion, les interactions fortes et électromagnétiques sont en équilibre avec leurs inverses. Les photodésintégrations des noyaux réarrangent la composition au profit des noyaux les plus stables. Quant aux interactions faibles, elles tendent à neutroniser le coeur (via les captures électroniques), c'est-à-dire à augmenter l'excès de neutrons :

$$\eta = \sum_i \frac{N_i - Z_i}{N_i + Z_i} X_i = \sum_i (N_i - Z_i) Y_i = 1 - 2Y_e \quad (2.2)$$

où  $N_i$  et  $Z_i$  sont respectivement les nombres de neutrons et de protons, et  $X_i$  et  $Y_i$  les fractions en masse et en nombre de l'élément (i) considéré<sup>2</sup>. La fraction électronique, et par conséquent la pression des électrons associée, diminuent, le coeur est alors essentiellement composé de  $^{56}\text{Fe}$  ( $N=30$ ,  $Z=26$ ,  $Y_e \approx 0.465$ ).

## 2.2.4 Fins de vie stellaires

Les différentes lignes de vie stellaire se concluent toutes par la formation d'un vestige dit compact qui peut être, suivant entre autres la masse initiale de l'étoile, soit une naine blanche, soit une étoile à neutrons soit un trou noir, par ordre croissant de l'énergie potentielle gravitationnelle définie comme :

$$E_{grav} = -4\pi G \int_0^R m(r)\rho(r)rdr \quad (2.3)$$

Dans le cas homogène ( $\rho(r) = \text{constante}$ ), la relation précédente se simplifie et  $E_{grav} = -3/5 GM^2/R$ . Le tableau 2.2 présente les principales caractéristiques des objets compacts. Il existe deux limites en masse pour les objets compacts. La première concerne les naines blanches et a été mise en évidence par Chandrasekhar (1931). Elle s'écrit en théorie newtonienne :

$$M_{\text{Chandra.}} = 1.457 \left( \frac{Y_e}{0.5} \right)^2 M_{\odot} \quad (2.4)$$

où  $Y_e$  est la fraction en nombre d'électrons. La seconde est appelée masse de Landau-Oppenheimer-Volkoff (LOV) et s'applique aux étoiles à neutrons. Elle dépend de l'équation d'état utilisée et la rotation de l'étoile influe aussi sur sa détermination. Morrison et al. (2004) ont montré qu'elle était de l'ordre de  $2.2 M_{\odot}$  pour des étoiles à neutrons à faible

<sup>2</sup>Généralement, la fraction de masse  $X_i$  d'un élément (i) est donnée par  $X_i = \frac{n_i A_i}{\rho N_A}$ , avec  $\rho = \frac{\sum n_i A_i}{N_A}$ ,  $n_i$  est sa densité numérique,  $N_A$  le nombre d'Avogadro. La fraction en nombre (ou abondance)  $Y_i$  est alors définie comme  $Y_i = X_i/A_i = n_i/\rho N_A$ . Pour les électrons, il existe une définition similaire  $Y_e = n_e/\rho N_A = \sum_i Z_i Y_i$ .

rotation. Dans le cas d'étoiles massives, il faut tout de même souligner que de nombreux paramètres interviennent au cours de son évolution et complexifient le scénario simple dans lequel à une masse initiale donnée correspond un vestige compact.

astre	contre-poids de la gravitation	masse ( $M_{\odot}$ )	rayon (km)	densité ( $\text{g cm}^{-3}$ )
naine blanche	$P_{deg.}(e^-)$	0.1 à 1.4	$\sim 10^4$	$\sim 10^7$
étoile à neutrons	interaction forte	1 à $\sim 3$	$\sim 10$	$\sim 10^{15}$
trou noir stellaire	aucun	$\geq 3$	$\sim 3 \times M/M_{\odot}$	$\infty$

Tableau 2.2 Caractéristiques moyennes des trois classes d'objets compacts.

## 2.3 Explosions stellaires

### 2.3.1 Les supernovae thermonucléaires

#### Scénario standard

L'idée la plus communément admise, proposée à l'origine par Hoyle and Fowler (1960), pour expliquer les supernovae thermonucléaires (de type Ia), fait appel à un système binaire serré où une naine blanche accrete de la matière d'une étoile compagnon (Hillebrandt et al. 2000). L'accrétion augmente progressivement la masse de la naine blanche. Lorsque sa densité centrale atteint une densité de l'ordre de  $10^9 \text{ g cm}^{-3}$ , la fusion du carbone se déclenche. A ces densités proches de la limite de Chandrasekhar (cf. équation 2.4) le milieu est dégénéré. La fusion thermonucléaire est alors instable dans un tel milieu, l'augmentation de température ne se traduisant pas par une augmentation de pression. On a alors une véritable explosion thermonucléaire qui détruit entièrement la naine blanche. Un tel scénario permet d'expliquer plusieurs des caractéristiques observées dans les supernovae de type Ia :

- la déficience en hydrogène dans les spectres de ces supernovae. Les naines blanches en sont quasiment dépourvues, la masse d'hydrogène, situé dans l'atmosphère de ces objets, ne représentant que  $10^{-4}$  fois la masse de l'étoile.
- la présence de ce type de supernovae dans les galaxies elliptiques. Ce scénario ne nécessite pas d'étoile massive.
- les raies en émission du fer dans les spectres de ces supernovae dans la phase dite nébulaire (l'enveloppe est transparente au rayonnement, quelques semaines après que

la courbe de lumière ait atteint son maximum). La fusion du carbone se produit jusqu'à la synthèse du  $^{56}\text{Ni}$  à des taux proches de  $1 M_{\odot}$ .

- l'évolution de leurs courbes de lumière. Les périodes radioactives du  $^{56}\text{Ni}$  ( $\sim 6$  jours) et du noyau-fils, le  $^{56}\text{Co}$  ( $\sim 77$  jours) rendent compte de la décroissance exponentielle en deux temps après le pic de luminosité (Arnett 1982).

L'énergie totale libérée par la combustion thermonucléaire de la naine blanche est de l'ordre de  $10^{51}$  erg, ce qui représente un rendement de l'ordre de  $5 \times 10^{-4}$  ( $= E_{\text{SN Ia}}/Mc^2$ ). L'énergie est d'abord essentiellement dégagée sous forme de chaleur puis, au cours de l'expansion, en énergie cinétique, à hauteur de 99 %. Le reste est émis sous forme de lumière.

### Plus en détail

Les supernovae de type Ia forment une classe homogène, et ce en raison du mécanisme physique sous-jacent : l'explosion thermonucléaire de la naine blanche est supposée se produire toujours à la même masse, voisine de la masse de Chandrasekhar. Cette homogénéité a fortement suggéré leur utilisation en tant qu'indicateurs de distance en cosmologie. Il existe cependant une dispersion dans les pics de luminosité observés (voir chapitre 2.4.1) et l'emploi de ces supernovae en termes de chandelles cosmiques nécessite des corrections basées sur des corrélations avec d'autres observables (Phillips 1993).

Il reste de nombreuses incertitudes sur les mécanismes de l'explosion elle-même (Hillebrandt et al. 2000). La réaction initiale de fusion du carbone, une fois déclenchée au centre de la naine blanche, peut se propager de deux façons principales : soit par détonation (Arnett 1969), le front de combustion se propage alors de manière supersonique, créant une onde de choc et amenant la combustion jusqu'à l'équilibre nucléaire statistique, soit par déflagration (Nomoto, Sugimoto, and Neo 1976), où le front de combustion se propage à des vitesses subsoniques dans le milieu. L'évolution de cette flamme de combustion aux premiers instants de l'explosion est encore débattue (Gamezo et al. 2003) et les différents modèles élaborés à ce jour ne permettent pas de décider définitivement lequel de ces deux processus est à l'oeuvre dans les supernovae thermonucléaires. La situation paraît être en fait plus complexe que cela. Le modèle de détonation prompte initialement proposé par Arnett (1969), où le carbone et l'oxygène au centre de la naine blanche sont complètement transformés en noyaux du pic du fer, échoue à expliquer l'abondance significative observée d'éléments intermédiaires (Filippenko 1997). De son côté, le modèle de pure déflagration prédit qu'une quantité de carbone et d'oxygène ne rentre pas dans le cycle de combustion, ce qui devrait se traduire par la présence d'éléments à faible vitesse dans les spectres des supernovae observés. Malheureusement aucune de ces caractéristiques spectrales n'a été à ce jour mise en évidence et le modèle de déflagration pure s'avère être incomplet. De

plus, dans le cas d'une déflagration lente ( $\sim 1\%$  de la vitesse du son dans le milieu), le modèle de Nomoto et al. (1976) prédit une énergie cinétique de  $5 \times 10^{49}$  erg et une masse de  $^{56}\text{Ni}$  produite de seulement  $0.15 M_{\odot}$ , insuffisante pour expliquer les courbes de lumière observées. C'est pourquoi un mécanisme hybride de détonation retardée fut proposé et étudié au cours des années 1990 (Khokhlov 1991a ; Khokhlov 1991b), mais les mécanismes à l'origine de la transition déflagration-détonation et la structure intrinsèque de la flamme au moment de cette transition ne sont pas encore totalement compris (Bravo et al. 2005). Seuls les aspects tridimensionnels de ces explosions, comme le montre la figure 2.3, paraissent être en mesure de rendre compte de la plupart des observations (Reinecke et al. 2002 ; Gamezo et al. 2005).

Une autre incertitude majeure porte sur le taux d'accrétion de matière sur la naine blanche qui détermine ainsi la densité au moment de la combustion du carbone (Iwamoto et al. 1999). D'autres paramètres encore, comme le rapport C/O, la métallicité et la rotation de la naine blanche, doivent influencer sur l'explosion et pourraient alors expliquer la diversité observée dans les supernovae de type Ia (Röpke et al. 2005). En marge de ces modèles standard invoquant l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche atteignant la masse limite de Chandrasekhar, d'autres scénarios ont été envisagés : Iben and Tutukov (1984) ont évoqué la coalescence de deux naines blanches de faible masse. Leurs orbites se rétrécissent au cours de l'évolution du système binaire en raison de la perte d'énergie liée à l'émission d'ondes gravitationnelles. Pour expliquer les supernovae de type Ia sous-lumineuses, Woosley et al. (1986) ont introduit l'idée d'une naine blanche de  $0.6$  à  $0.9 M_{\odot}$  accrétant de l'hélium depuis un compagnon à des taux de l'ordre de quelques  $10^{-8} M_{\odot}/\text{an}$ . L'explosion ne provient plus ici du coeur de la naine blanche après le déclenchement de la combustion du carbone, mais de la couche externe d'hélium accrétée fusionnant de manière explosive (détonation). L'onde de choc résultante déclenche par la suite la fusion du carbone dans toute l'étoile. Nous reviendrons par la suite sur ce modèle de supernova dite sub-Chandrasekhar.

### 2.3.2 Les supernovae gravitationnelles

Nous exposons ici les grandes lignes de l'évolution des étoiles massives, depuis les dernières phases de la pré-supernova jusqu'à l'explosion de l'étoile. Le lecteur est renvoyé aux articles de Woosley et al. (2002) et Heger et al. (2003) pour obtenir une revue détaillée de ces différentes phases.

#### Effondrement

Les réactions de fusion se sont arrêtées au fer : ce dernier étant l'élément le plus stable dans la nature, c'est-à-dire dont l'énergie de liaison par nucléon est la plus élevée, il ne



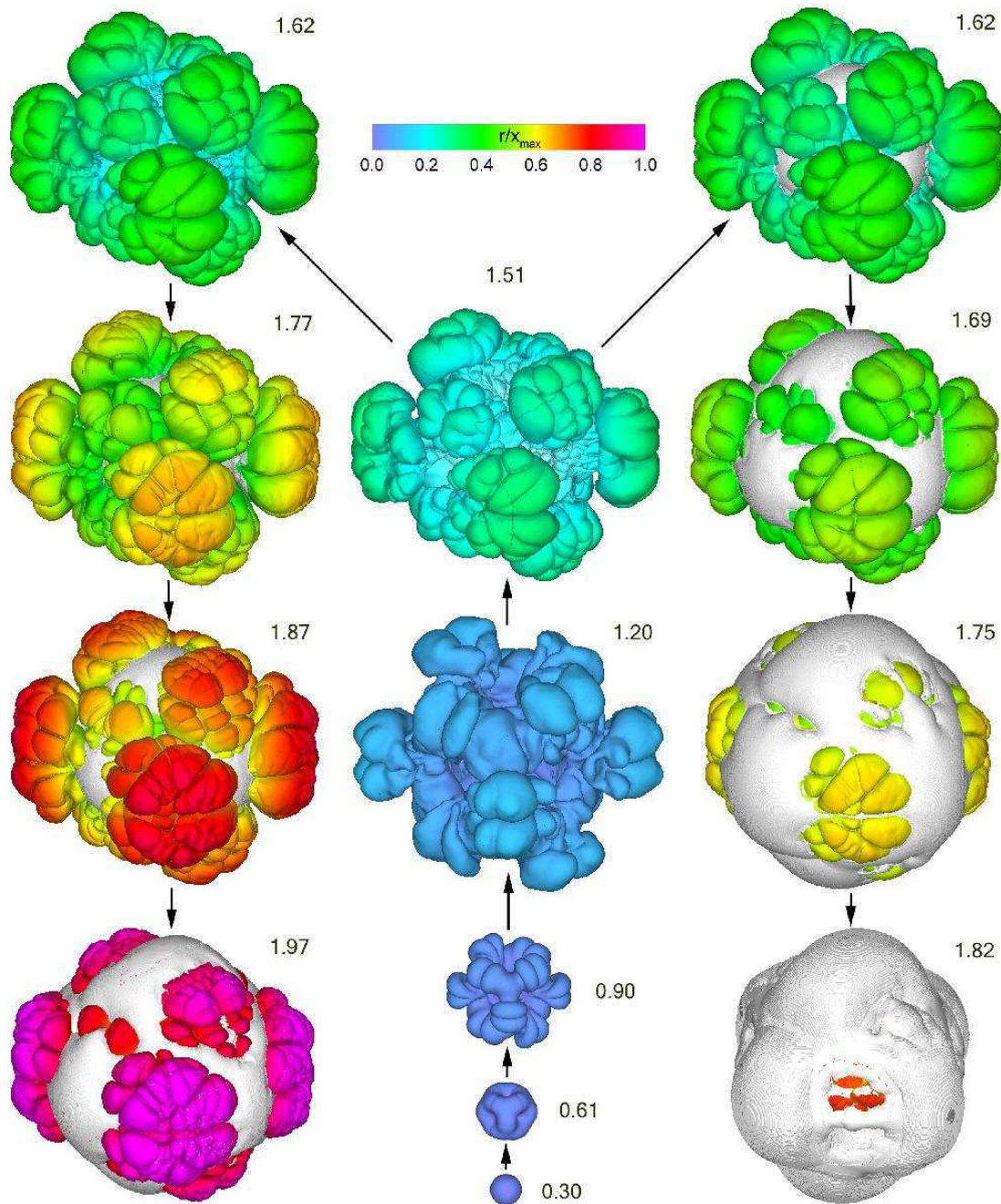


Figure 2.3 Explosion thermonucléaire d'une naine blanche dans le cadre du modèle de détonation retardée (d'après Gamezo et al. 2005). Les chiffres indiquent le temps (en secondes) après le début de la combustion. Les surfaces colorées définissent le front turbulent de combustion subsonique (déflagration) et les surfaces grisées représentent l'évolution de la détonation déclenchée 1.51 (colonne de droite) et 1.62 s (colonne de gauche) après la combustion.

peut fusionner de manière exothermique. La structure de la pré-supernova est présentée à la figure 2.2. La densité dans le coeur de fer est telle que les électrons y sont dégénérés et

fournissent l'essentiel de la pression. La couche de silicium continue de brûler, produisant ainsi du fer. Lorsque la masse du coeur atteint la masse de Chandrasekhar, la pression des électrons n'est plus suffisante pour contre-balancer la gravitation et le coeur commence à s'effondrer. L'augmentation de densité et de température consécutives à cet effondrement ne peuvent alors plus amorcer de nouvelles réactions thermonucléaires. Deux phénomènes vont même tendre à l'accentuer :

- les captures électroniques : les électrons sont capturés par les noyaux au fur et à mesure que la densité augmente. Les réactions  $\beta$  inverses  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  tendent alors à neutroniser le coeur et donc à faire chuter la fraction en nombre d'électrons  $Y_e$  et par conséquent la pression électronique.
- la photodissociation du fer : une partie de l'énergie dégagée par la compression est utilisée pour photodésintégrer les noyaux de fer suivant  $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13\alpha + 4n$  ( $Q \sim -1.2$  MeV/nucléon), aux températures supérieures à  $10^{10}$  K.

### Rebond et onde de choc

Lorsque la densité atteint  $\sim 4 \times 10^{11}$  g cm $^{-3}$ , les neutrinos émis au cours des captures électroniques sont piégés dans la matière<sup>3</sup>. Les captures sont supprimées (la réaction  $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$  est à l'équilibre) et l'effondrement s'arrête lorsque la densité nucléaire est atteinte ( $\sim 2 \times 10^{14}$  g cm $^{-3}$ ), quelques 10 ms après avoir débuté. Les noyaux sont alors complètement dissociés et la matière est constituée majoritairement de neutrons.

L'interaction forte permet de s'opposer à l'effondrement. Ce brusque durcissement de la pression caractérise la phase de rebond ou se crée une onde de choc qui se propage vers l'extérieur du coeur. Cette onde de choc se forme en fonction du profil de vitesse de l'effondrement. En effet, la vitesse au centre est nulle et croît pratiquement linéairement avec le rayon jusqu'à un certain point caractérisant la taille du coeur interne dit homologue, pour décroître dans les régions externes. La vitesse du son se comportant comme la densité, c'est-à-dire décroissant du centre vers le bord, il existe un point  $r_s$  appelé point sonique où la vitesse du son égale la vitesse du fluide, l'effondrement étant subsonique pour  $r < r_s$  et supersonique pour  $r > r_s$ . Les régions à l'intérieur du point sonique sont "informées" par les ondes sonores du durcissement de la pression exercée par les neutrons et modifient leur vitesse en conséquence. Les régions externes quant à elles continuent de tomber en chute libre et se heurtent aux régions centrales. L'onde de choc est ainsi formée, au voisinage du point sonique. Cependant, le choc perd énormément d'énergie à la rencontre des couches externes via la photodésintégration (environ  $10^{51}$  erg par  $0.1 M_\odot$

<sup>3</sup>En effet, à ces densités, le libre parcours moyen des neutrinos  $\lambda_\nu = (n\sigma_\nu)^{-1}$  est de l'ordre de 20 km, bien plus petit que le rayon du coeur de l'ordre de 300 km.

traversée, Woosley et al. 2002) et l'explosion se voit avortée près de 0.1 s après le début de la phase de rebond...

### Explosion ?

Ce phénomène de l'affaiblissement de l'onde de choc a longtemps été un problème majeur de la théorie des supernovae gravitationnelles. Dans les simulations numériques, le choc s'évanouissait avant d'avoir pu éjecter les couches externes et provoquer le phénomène de supernova. Il fallait donc une nouvelle source d'énergie. Grâce aux travaux initiaux de Colgate and White (1966) et Arnett (1966), on sait aujourd'hui que les neutrinos émis par le refroidissement du coeur de la proto-étoile à neutrons permettent de revigorer l'onde de choc. De plus, l'énergie est efficacement transportée jusqu'au choc dans la zone de convection qui se développe en arrière de celui-ci dans la matière chauffée par les neutrinos. L'énergie libérée par une supernova gravitationnelle est la différence entre l'énergie potentielle gravitationnelle du coeur de fer de la pré-supernova (pre-SN) et celle du vestige compact (EN), ce qui s'écrit de la manière suivante :

$$E_{SNII} = E_g(\text{pre-SN}) - E_g(\text{EN}) \approx -\frac{3GM^2}{5} \times \left( \frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_f} \right) \quad (2.5)$$

Puisque le rayon de la pré-supernova est largement supérieur à celui de l'étoile à neutrons, l'énergie libérée équivaut à l'énergie potentielle du rémanent soit environ  $3 \times 10^{53}$  erg ( $R_f = 10$  km,  $M = 1.4 M_\odot$ ), ce qui représente un rendement de l'ordre de 0.1 ( $= E_{SNII}/Mc^2$ ). On notera que l'effondrement gravitationnel est un mécanisme de libération d'énergie beaucoup plus efficace que les réactions thermonucléaires. 99% de l'énergie est emportée par les neutrinos, 1% se retrouve dans l'énergie cinétique de la matière éjectée et moins de 0.1% est émise sous forme de rayonnement.

### Plus en détail

L'évolution stellaire est en fait beaucoup plus complexe que ne le laisse sous-entendre ce qui a été dit précédemment. Qu'on y songe un instant : la plupart des étoiles massives se trouvent dans des systèmes binaires et leur évolution doit être affectée par cette binarité. La diversité observationnelle des supernovae gravitationnelles, que nous exposons au paragraphe suivant, provient de cette complexité, comme le montrent les figures 2.4 et 2.5. Heger et al. (2003) et Woosley et al. (2002) ont décrit en détail nos connaissances actuelles sur les lignes de vie des étoiles massives ainsi que les différents paramètres clef comme les pertes de masse et leur dépendance avec la métallicité. Ces dernières sont, à titre d'exemple, atténuées pour des étoiles de faible métallicité initiale, toutes choses égales par ailleurs (voir figure 2.5).

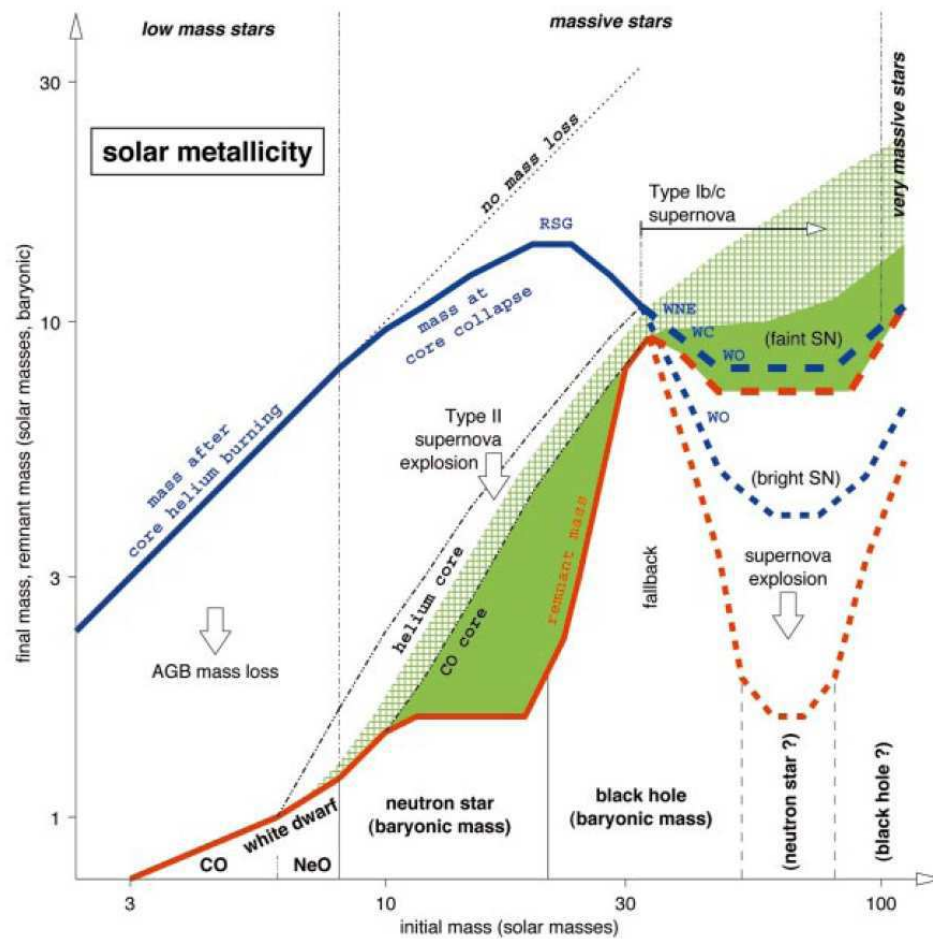


Figure 2.4 Lignes de vie des étoiles massives sans rotation à métallicité solaire (d'après Woosley et al. 2002). La courbe en rouge définit la masse finale de l'objet compact et celle en bleu détermine la masse du progéniteur au moment où l'évènement qui amènera à la formation du rémanent commence : la perte de masse des étoiles dans la phase AGB conduira à la formation d'une naine blanche, l'effondrement gravitationnel des étoiles massives à celle d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir. Les zones en vert définissent les régions de formation des métaux ( $Z > 2$ ) et "RSG, WE, WC, WO" indiquent la dernière phase de perte de masse des étoiles massives ainsi que leur type spectral.

Même si l'évolution des étoiles massives est dans ses grandes lignes bien comprise, il reste néanmoins plusieurs incertitudes à leur sujet. La rotation et le champ magnétique sont des paramètres importants dans la structure et l'évolution de la pré-supernova mais leurs effets au cours de l'explosion ne sont pas encore bien compris. Les calculs de nucléosynthèse au cours des différentes étapes de combustion qui conditionnent l'évolution des étoiles massives souffrent aussi de grandes incertitudes sur les taux des réactions nucléaires telles que  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  et  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Enfin, les mécanismes fins de l'explosion elle-même n'ont pas encore été complètement cernés. Plusieurs groupes aujourd'hui tra-

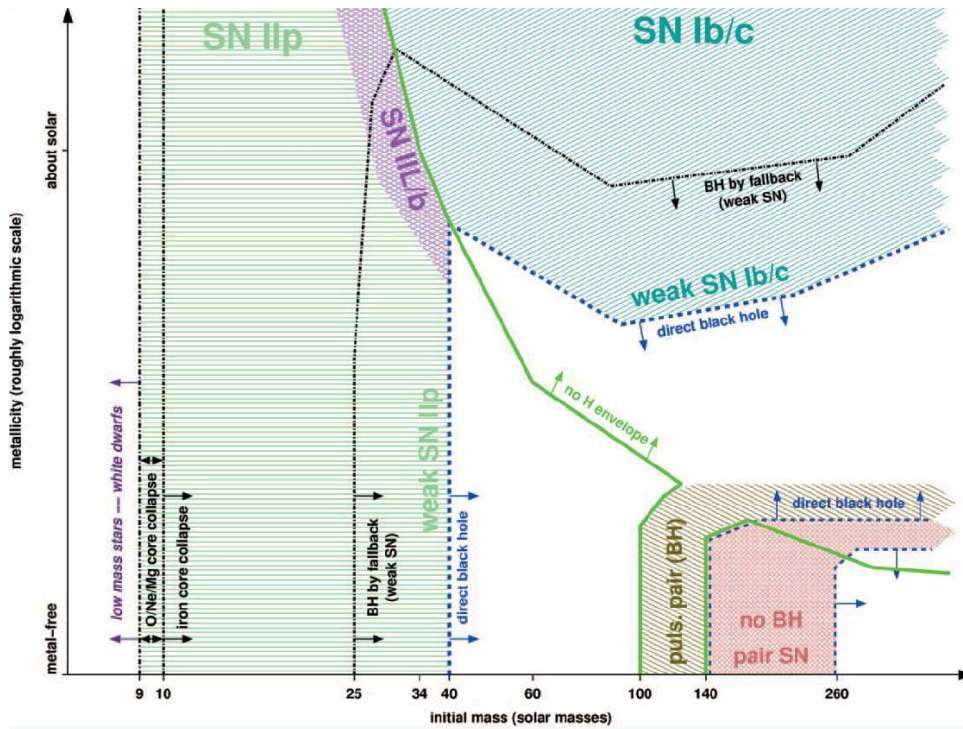


Figure 2.5 Types des supernovae gravitationnelles en fonction de la métallicité et de la masse initiale des étoiles progénitrices sans rotation (d'après Heger et al. 2003). La courbe verte sépare le régime où l'étoile conserve son enveloppe d'hydrogène de celui où l'enveloppe est éjectée au cours des différentes phases des pertes de masse. Les traits en pointillés noir et bleu définissent respectivement les régions de formation d'une étoile à neutrons et d'un trou noir (soit directement, soit par retombée de matière).

vaillent sur la modélisation numérique multi-dimensionnelle des mécanismes à l'oeuvre dans les supernovae (Fryer et Warren 2004). Certains travaux récents (Kifonidis et al. 2003) ont mis en évidence la présence de diverses instabilités qui affectent l'évolution et la propagation du choc, une fois ravivé (instabilités de Rayleigh-Taylor, instabilité advection-acoustique ; voir Foglizzo et Tagger 2000 ; Foglizzo 2002 ; Galletti et Foglizzo 2005) et, ce faisant, qui conduisent alors à l'apparition de structures irrégulières et de mélanges à l'interface des différentes couches de combustion. L'apparition des raies  $\gamma$  issues de la décroissance du  $^{56}\text{Co}$ , dans la supernova SN 1987a, six mois plus tôt que ce que prédisaient les modèles, a amené à la conclusion que le  $^{56}\text{Ni}$ , produit initialement dans les couches internes de l'explosion, s'était mélangé dans les couches plus externes (Hungerford et al. 2003). Ces instabilités seraient à l'origine des explosions fortement non-sphériques caractérisant les supernovae gravitationnelles (voir figure 2.6), comme le suggèrent les observations de SN 1987a (Kifonidis et al. 2006) et bien d'autres, et permettraient d'expliquer les vitesses importantes observées des jeunes pulsars dans la Galaxie

(entre 200 et 500 km s<sup>-1</sup>, Scheck et al. 2004 ; Fryer 2004).

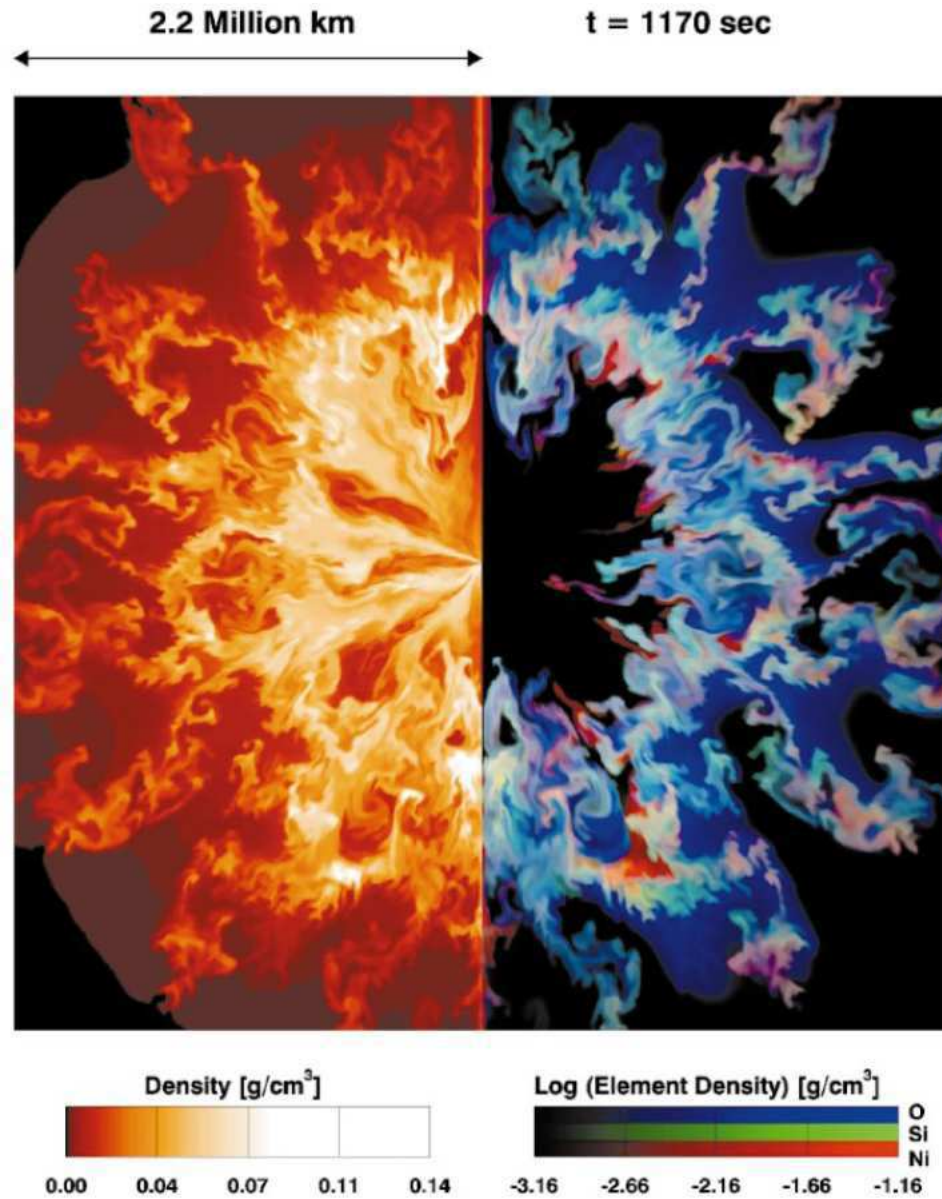


Figure 2.6 Explosion d'une étoile de  $15 M_{\odot}$  (d'après Kifonidis et al. 2000 ; Woosley et al. 2002). Les mélanges entre les couches d'oxygène, silicium et nickel sont clairement visibles.

## 2.4 Diversité des supernovae

### 2.4.1 Explosions en tout genre

La taxonomie des supernovae s'est progressivement développée après la découverte par Minkowski (1941) de l'existence de deux types principaux de supernovae. Plusieurs

nouveaux types ont été proposés, certains furent abandonnés et d'autres sont aujourd'hui considérés comme génériques. Une revue exhaustive est proposée par Filippenko (1997). Cette classification, présentée à la figure 2.7, repose en grande partie sur les signatures spectrales dans le domaine visible et les courbes de lumière.

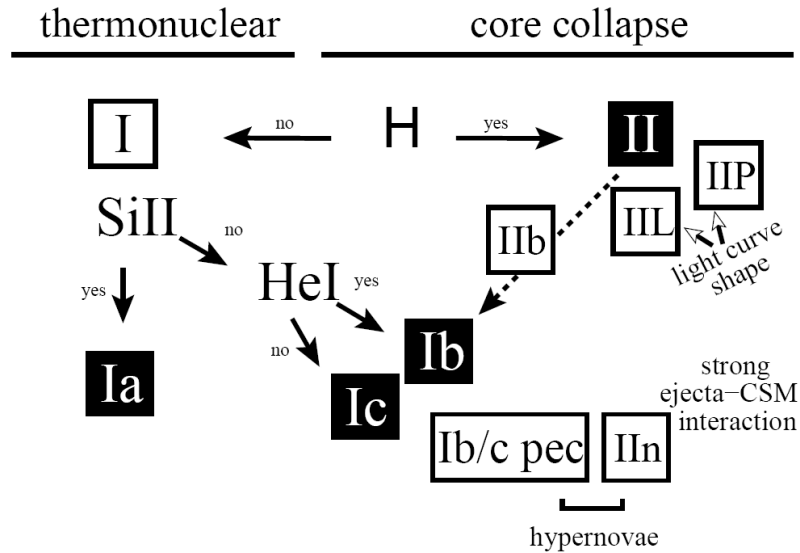


Figure 2.7 Classification actuelle des supernovae (Turatto 2003). Seules les supernovae de type Ia sont associées à l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche accrétante, les autres (II, Ib, Ic) proviennent de l'effondrement gravitationnel d'étoiles massives.

## Spectres

Dans la phase photosphérique, aux premiers jours après l'explosion, le milieu est encore opaque et les raies apparaissent en absorption. Dans la phase dite nébulaire qui débute typiquement quelques semaines après l'explosion, le milieu devient transparent au rayonnement et les raies sont alors détectées en émission. Le profil P-Cygni de ces raies caractérise l'enveloppe stellaire en expansion. Les deux grandes classes spectrales proposées initialement par Minkowski (1941) sont les types I (pas de raies d'hydrogène) et les types II (présence d'hydrogène). Le type I est divisé en trois sous-catégories :

- **Ia** : dans la phase photosphérique, le spectre comprend des raies proéminentes du Si II, Fe II, Mg II et Ca II. La phase nébulaire est dominée par les raies du fer. Cette classe regroupe 80 % des supernovae de type I.
- **Ib** : dans la phase photosphérique, les supernovae Ib se distinguent des Ia par l'absence de raie du Si II et la présence d'une importante raie de He I. Dans la

phase nébulaire, on retrouve les mêmes éléments que dans une supernova de type II (à l'exception de l'hydrogène), à savoir N, C, O, Na et Mg.

- **Ic** : cette catégorie de supernovae regroupe celles qui se distinguent des Ia par leur absence de raies du Si II et des Ib par la présence d'une très faible raie de He I. Certaines d'entre elles se caractérisent par de très larges raies et une luminosité élevée : il s'agit des hypernovae (avec des énergies d'explosion supérieures à  $10^{52}$  erg).

Les supernovae de types Ib et Ic n'ont été détectées que dans les galaxies spirales et sont par conséquent associées à une population stellaire jeune, dont les progéniteurs auraient des masses supérieures à ceux des supernovae de type II. Les étoiles les plus massives (dites Wolf-Rayet) subissent au cours de leur vie des pertes de masse importantes liées à de forts vents stellaires. Les progéniteurs des supernovae de type Ib auraient ainsi perdu leur enveloppe d'hydrogène, ceux des types Ic auraient même éjecté leur couche d'hélium, ce qui expliquerait les différences spectrales observées.

### Courbes de lumière

Aux différents types de supernovae identifiés précédemment par spectroscopie correspondent également des différences dans l'évolution de la luminosité au cours du temps (Turatto 2003). Dans les supernovae de type Ia, le maximum est atteint après une vingtaine de jours. Il est suivi d'un déclin rapide, dû à la décroissance radioactive du  $^{56}\text{Ni}$ . La courbe de lumière est par la suite régit par la décroissance radioactive, plus lente que la précédente, du  $^{56}\text{Co}$  (voir le tableau 1.1). Ces supernovae sont les plus brillantes de toutes ( $M_V \sim -19.4$ , Branch 1998). Ce type d'explosion représente une classe homogène, avec une forme générale de la courbe de lumière très uniforme et une dispersion (tout de même) dans le maximum de brillance de l'ordre de 0.5 mag (Filippenko 1997 ; Branch 1998). C'est pourquoi ces supernovae sont considérées comme un exemple astronomique de chandelles standard, ce qui permet de les utiliser pour étudier la géométrie de l'Univers en les observant jusqu'à des distances cosmologiques.

Si les supernovae de type Ia, par le mécanisme physique sous-jacent, présentent ainsi une grande homogénéité (figure 2.8, à gauche), il en est tout autrement pour les supernovae gravitationnelles (figure 2.8, à droite). La diversité dans leurs courbes de lumière s'expliquent par la diversité des progéniteurs. Les courbes de lumière des supernovae de type Ib et Ic ont des analogies avec celles de type Ia mais avec beaucoup moins de régularité d'un événement à l'autre : la largeur du pic de luminosité peut notablement varier et le maximum est typiquement cinq fois moins brillant. Les supernovae de type II présentent des différences encore plus marquées. Certaines ont, entre 25 et 75 jours après



le maximum, un plateau (type IIP)<sup>4</sup>, au cours duquel la luminosité décline assez peu, tandis que d'autres (types IIL et I Ib) présentent une décroissance régulière. Cette caractéristique dans les courbes de lumière des supernovae gravitationnelles dépend de la masse de l'enveloppe d'hydrogène. Lorsque la température avoisine 5000 K, la matière ionisée (principalement l'hydrogène) peut se recombiner et former une onde de recombinaison libérant de l'énergie. Une continuité, seulement définie par l'importance décroissante de l'enveloppe d'hydrogène de l'étoile progénitrice, pourrait ainsi exister selon le schéma : IIP  $\rightarrow$  IIL  $\rightarrow$  I Ib  $\rightarrow$  Ib  $\rightarrow$  Ic (Filippenko 1997 ; Heger et al. 2003).

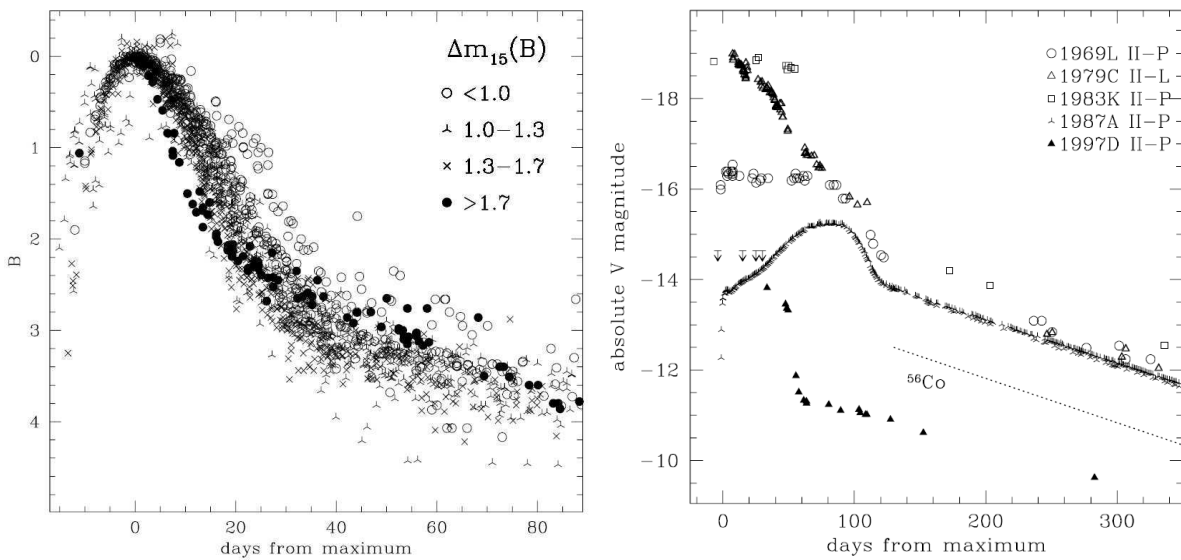


Figure 2.8 Courbes de lumière des supernovae de type Ia (à gauche) et de type II (à droite). Les 87 supernovae de type Ia présentent des courbes de lumière similaires, au contraire des types II (d'après Cappellaro et Turatto 2001).

## 2.4.2 Fréquences d'explosion

Connaître la fréquence des supernovae dans les galaxies est important sous de nombreux aspects : le taux d'explosion détermine la structure, la cinématique et la composition du milieu interstellaire (Cox et Smith 1974). De plus, les supernovae et leurs vestiges doivent contribuer, comme nous l'avons mentionné au chapitre 1.2, au flux de rayons cosmiques et leur fréquence est intimement liée aux populations de pulsars, trous noirs et binaires X.

<sup>4</sup>A noter que les explosions de type IIP représentent près de 70% des supernovae de type II.

## Fréquences par type de galaxie

Les supernovae de type Ia et de type II (et Ib,c) ont des progéniteurs différents. Leur fréquence dans les galaxies dépend donc du type de la galaxie-hôte (spirale ou elliptique). Les galaxies spirales sont des galaxies jeunes, contenant encore une population d'étoiles massives (population I), progénitrices des supernovae gravitationnelles, contrairement aux galaxies elliptiques. Les supernovae de type Ia quant à elles sont observées dans tout type de galaxies et sont donc associées à une population stellaire plus vieille (population II). Depuis les travaux de van den Bergh (1960) et Tammann (1970), il est communément admis qu'il existe aussi une relation entre la fréquence de ces explosions et la luminosité de la galaxie-hôte. C'est pourquoi l'unité généralement utilisée est le SNu, qui équivaut à une supernova par siècle et par  $10^{10} L_{\odot}(B)$ . La plupart des études se basent sur des échantillons de supernovae détectées dans d'autres galaxies. La fréquence moyenne des supernovae  $\nu_{SN}$  est, en première approximation, donnée par :

$$\nu_{SN} = \frac{N_{SN}}{N_{gal} \times \delta t} \quad (2.6)$$

où  $N_{SN}$  et  $N_{gal}$  sont respectivement le nombre de supernovae détectées et de galaxies observées, sur un intervalle de temps donné  $\delta t$ . Cependant, pour que la fréquence calculée de cette manière soit véritablement représentative, il faudrait que  $N_{SN}$  corresponde au nombre total de supernovae qui ont effectivement eu lieu pendant le temps  $\delta t$ , sinon l'équation 2.6 ne permet d'estimer qu'une limite inférieure de la fréquence des supernovae. De plus, à chaque catalogue sur lequel se basent ces travaux est associé un seuil de détectabilité : les supernovae de très faible magnitude apparente visuelle, notamment certaines de type II, ne sont donc pas détectées et cette incomplétude relative entre les différents types doit être prise en compte pour estimer justement les fréquences de ces explosions. D'autres biais observationnels viennent se rajouter dans ces estimations statistiques, comme l'inclinaison des galaxies observées. Les supernovae sont plus difficilement détectables dans les galaxies vues par la tranche, à cause des fortes brillance de surface et absorption interne, suivant le type de la galaxie-hôte (van den Bergh et McClure 1990). L'importance de cet effet dépend du type de supernovae considéré : dans les galaxies spirales, l'effet de l'inclinaison des galaxies est particulièrement fort pour les supernovae gravitationnelles, dont l'échelle de hauteur est plus faible que celle des types Ia (van den Bergh et McClure 1990). Shaw (1979) a mis en évidence un autre type de biais, en montrant que la distance projetée moyenne des supernovae au centre des galaxies augmentait avec leur redshift. La fréquence des explosions détectées est réduite dans les régions centrales des galaxies lointaines, très faiblement résolues.

Pour estimer les fréquences absolues de ces explosions en fonction du type des galaxies, en tenant compte de ces divers biais observationnels dont certains influent sur les

fréquences relatives estimées, deux programmes de recherche ont été menés au cours des années 80 à Asiago en Italie (Cappellaro et Turatto 1988) et par Evans (van den Bergh et al. 1987). van den Bergh et Tammann (1991) ont compilé les résultats de ces deux programmes et estimé la fréquence des supernovae en fonction du type des galaxies (tableau 2.3, en haut). Cappellaro et al. (1993) ont présenté de nouvelles estimations (tableau 2.3, au milieu) en corrigeant les luminosités de l'absorption interne et de l'effet dû à l'inclinaison des galaxies, contrairement à van den Bergh et Tammann (1991). Le même groupe a révisé ses estimations quelques années plus tard (tableau 2.3, en bas) en utilisant le catalogue de Evans actualisé (Cappellaro et al. 1999), doublant ainsi les statistiques par rapport aux travaux précédents (van den Bergh et McClure 1994).

D'après van den Bergh et Tammann (1991)

	E-S0	S0/a-Sa	Sab-Sb	Sbc-Sd
Type Ia	0.98 $h_{100}^2$	0.49 $h_{100}^2$	0.49 $h_{100}^2$	0.49 $h_{100}^2$
Type Ib	—	0.04 $h_{100}^2$	0.27 $h_{100}^2$	0.77 $h_{100}^2$
Type II	—	0.17 $h_{100}^2$	1.35 $h_{100}^2$	3.93 $h_{100}^2$
Toutes	0.98 $h_{100}^2$	0.70 $h_{100}^2$	2.11 $h_{100}^2$	5.19 $h_{100}^2$

D'après Cappellaro et al. (1993)

	E-S0	S0/a-Sa	Sab-Sb	Sbc-Sd
Type Ia	0.13 $h_{75}^2$	0.30 $h_{75}^2$	0.12 $h_{75}^2$	0.39 $h_{75}^2$
Type Ib	—	0.15 $h_{75}^2$	0.12 $h_{75}^2$	0.27 $h_{75}^2$
Type II	—	0.19 $h_{75}^2$	0.36 $h_{75}^2$	1.48 $h_{75}^2$
Toutes	0.13±0.05 $h_{75}^2$	0.64±0.24 $h_{75}^2$	0.60±0.19 $h_{75}^2$	2.14±0.36 $h_{75}^2$

D'après Cappellaro et al. (1999)

	E-S0	S0/a-Sb	Sbc-Sd
Type Ia	0.32±0.11 $h_{100}^2$	0.32±0.12 $h_{100}^2$	0.37±0.14 $h_{100}^2$
Type Ib	< 0.02 $h_{100}^2$	0.20±0.11 $h_{100}^2$	0.25±0.12 $h_{100}^2$
Type II	< 0.02 $h_{100}^2$	0.75±0.34 $h_{100}^2$	1.53±0.62 $h_{100}^2$
Toutes	0.32±0.11 $h_{100}^2$	1.28±0.37 $h_{100}^2$	2.15±0.66 $h_{100}^2$

Tableau 2.3 Fréquences des supernovae en fonction du type des galaxies en unités de SNU. La luminosité des galaxies observées dans l'étude de van den Bergh et Tammann (1991) n'a pas été corrigée des effets de l'absorption interne et de l'inclinaison.  $h_{75}$  et  $h_{100}$  sont les constantes de Hubble données en unités respectives de 75 et 100  $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$ .

## Fréquences dans la Voie Lactée

Les fréquences données au tableau 2.3 peuvent être appliquées à la Voie Lactée si son type et sa luminosité sont connus. Gilmore et al. (1989) ont estimé cette dernière à  $2.3 \times 10^{10} L_{\odot}^B$ . A partir des principaux critères de classification donnés par Hubble et De Vaucouleurs (taille du bulbe, forme et nombre de bras spiraux), la Voie Lactée est généralement considérée comme appartenant au type intermédiaire entre Sab-Sb et Sbc-Sd. Les récentes estimations de la constante de Hubble indiquent une valeur de  $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  (Ngeow et Kanbur 2006). A partir des valeurs données précédemment au tableau 2.3, les taux estimés des supernovae de tous types dans la Galaxie sont de  $\sim 4$  (van den Bergh et Tammann 1991),  $1.7 \pm 0.9$  (Cappellaro et al. 1993),  $3.0 \pm 1.0$  (van den Bergh et McClure 1994) et  $2.8 \pm 0.8 \text{ siècle}^{-1}$  (Cappellaro et al. 1999).

Il existe d'autres moyens permettant d'estimer la fréquence des explosions dans la Galaxie, dont le principal se base sur l'observation des supernovae historiques. Compte tenu des cinq supernovae historiques observées sur le dernier millénaire, et à partir d'un modèle de Galaxie tenant compte des différentes populations d'étoiles et de la distribution du gaz, Tammann et al. (1994) ont estimé une fréquence de l'ordre  $3.9 \text{ siècle}^{-1}$ . Cependant, cette valeur est fortement dépendante du modèle utilisé pour rendre compte de la forte absorption dans le plan galactique, et les extrapolations faites à l'échelle de l'ensemble de la Voie Lactée sont plus que douteuses. Nous discutons ce point au chapitre 11. Les autres méthodes sont exposées dans l'article de Tammann et al. (1994) :

- le nombre d'étoiles progénitrices. Il est possible d'estimer la fréquence des supernovae gravitationnelles à partir des échantillons d'étoiles massives (de type spectral O-B) observées au voisinage du système solaire. Récemment, en utilisant un échantillon de 400 étoiles de ce type à moins de 1.5 kpc du Soleil ainsi qu'un modèle de distribution spatiale stellaire (Drimmel et Spergel 2001), Reed (2005) a obtenu un taux entre 1 et 2  $\text{siècle}^{-1}$ .
- études statistiques des vestiges de supernova radio. Là encore, de nombreuses incertitudes sur l'âge et la distance des vestiges de supernova galactiques observés dans le domaine radio ne permettent pas d'obtenir une estimation précise du taux d'explosion. van den Bergh et Tammann (1991) en ont déduit un taux de  $3.4 \pm 2.0 \text{ siècle}^{-1}$ .
- la raie à 1.8 MeV de l'aluminium 26. Avec une demi-vie de  $7.2 \times 10^5$  ans, cet élément radioactif nous renseigne sur le taux de formation actuel des étoiles dans la Galaxie, par l'intermédiaire de sa raie de décroissance à 1.8 MeV. A partir des flux mesurés par *CGRO/COMPTEL* (Diehl et al. 1995 ; Timmes et al. 1997) et *INTEGRAL/SPI* (Diehl et al. 2006), la fréquence des supernovae gravitationnelles

a été respectivement estimée à  $3.4 \pm 2.8$  et  $1.9 \pm 1.1$  siècle<sup>-1</sup>. Ce type d'estimations souffre cependant de la méconnaissance de la contribution relative de ce type de supernovae à la production d'aluminium 26 galactique.

Aujourd'hui, plus de 2500 supernovae ont été détectées<sup>5</sup>. Les estimations plus récentes de la fréquence des supernovae dans les galaxies (Mannucci et al. 2005 ; Cappellaro et al. 2005) ont discuté la fiabilité de l'unité employée depuis maintenant près de quarante ans, le SNU. La luminosité dans le bleu  $L_B$  a été en fait la seule mesure photométrique disponible pendant longtemps. Puisque la présence d'étoiles jeunes peut contribuer significativement à cette luminosité dans les galaxies de type tardif (Sb-Sc, etc.), la proportionnalité entre  $L_B$  et le contenu stellaire (le rapport nommé M/L) peut varier drastiquement le long de la séquence de Hubble. De plus, la luminosité dans cette bande B est le résultat de l'émission combinée des étoiles vieilles, des populations jeunes, et de l'absorption par la poussière, avec des contributions relatives qui elles aussi changent suivant le type de la galaxie. En utilisant les fréquences des explosions en unité de masse (une supernova par siècle et par  $10^{11} M_\odot$  à  $h_{75}^2$ ) obtenues par Cappellaro et al. (2005), le taux de supernovae dans la Galaxie serait alors de l'ordre de  $1.3_{-0.7}^{+1.1}$  siècle<sup>-1</sup>, pour une masse totale baryonique de  $(5 \pm 3) \times 10^{10} M_\odot$  (Robin et al. 2003).

La proportion de chacun des trois principaux types de supernovae dans la Galaxie (type Sbc) est donné par Cappellaro (2003) où (Ia : Ib/c : II) = (0.22 : 0.11 : 0.67). Ces valeurs diffèrent quelque peu de celles souvent citées (Ia : Ib/c : II) = (0.1 : 0.15 : 0.75) (Tammann et al. 1994). Finalement, au vu de toutes ces études, une fréquence moyenne des explosions stellaires dans la Voie Lactée de l'ordre de 2 siècle<sup>-1</sup> et une proportion de supernovae gravitationnelles de l'ordre de 80 à 90% semblent être des valeurs raisonnables. Nous verrons qu'il est possible de contraindre la fréquence des supernovae à partir des supernovae historiques et d'un modèle d'extinction interstellaire (chapitre 10), mais aussi par la recherche de jeunes vestiges de supernova au travers des raies de décroissance du <sup>44</sup>Ti (chapitre 11).

## 2.5 Hydrodynamique d'un vestige de supernova

Après l'explosion de l'étoile progénitrice (naine blanche pour les supernovae thermonucléaires, étoile massive pour les gravitationnelles), vient l'expansion de cette matière stellaire dans le milieu environnant. Si le terme de supernova désigne l'évènement, c'est-à-dire l'explosion elle-même, nous employons le terme de vestige plutôt que reste de supernova pour rendre compte de son entité particulière. Le choc issu de l'explosion se

<sup>5</sup>Ce nombre a doublé sur les cinq dernières années (Cappellaro et al. 2005). Une version actualisée du catalogue *Asiago* est disponible à l'adresse internet suivante <http://web.oapd.inaf.it/supern/snean.txt>

propage à des vitesses typiques de l'ordre de  $10^4 \text{ km s}^{-1}$ , balayant le milieu environnant et précédant les éjecta, de une à quelques dizaines de  $M_\odot$  suivant le type du progéniteur. L'évolution de ce choc dit principal dépend à la fois des conditions dans le milieu environnant (circumstellaire ou interstellaire), de l'énergie mécanique de l'explosion ( $\sim 10^{51}$  erg), ainsi que de la masse des éjecta.

### 2.5.1 L'onde de choc

Nous ne discutons pas ici de la microscopie de l'onde de choc mais plutôt de son aspect macroscopique. Généralement, une onde de choc se crée lorsque de la matière se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse du son. L'excès de pression provoqué par l'accumulation des atomes du milieu devant la matière en mouvement ne peut alors pas être évacué. Un front immatériel se forme, où les grandeurs macroscopiques sont discontinues. En avant de cette matière supersonique, les atomes sont simplement balayés, ce qui a pour effet d'augmenter la densité, pression et température en aval. Les relations de passage qui caractérisent ces grandeurs physiques de part et d'autre de la discontinuité s'obtiennent en écrivant les différentes lois de conservation (masse, impulsion et énergie) :

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1 \quad (2.7)$$

$$p_2 + \rho_2 v_2^2 = p_1 + \rho_1 v_1^2 \quad (2.8)$$

$$\rho_2 v_2 (v_2^2/2 + p_2/\rho_2 + e_2) = \rho_1 v_1 (v_1^2/2 + p_1/\rho_1 + e_1) \quad (2.9)$$

Les indices 1 et 2 se réfèrent respectivement au milieu amont (non choqué) et aval (figure 2.9).  $e$  désigne la densité d'énergie du milieu considéré.

Des équations définies précédemment on déduit les relations dites de Rankine-Hugoniot caractérisant les discontinuités de densité, de pression et de température :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2M_1^{-2}} \quad (2.10)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (2.11)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2\gamma M_1^2 - \gamma + 1)(\gamma - 1 + 2M_1^{-2})}{(\gamma + 1)^2} \quad (2.12)$$

Le paramètre  $\gamma$  définit l'indice adiabatique du gaz ( $5/3$  pour un gaz parfait monoatomique,  $4/3$  dans le cas d'un gaz relativiste).  $M_1 = v_1/v_{son,1}$  est le nombre de Mach du choc, c'est-à-dire le rapport de la vitesse du front du choc dans le milieu amont à la vitesse du son dans ce milieu. On note que le saut de densité (égal à l'inverse du saut de vitesse), aussi appelé rapport de compression  $r$ , tend vers  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$  lorsque  $M_1$  devient très grand,

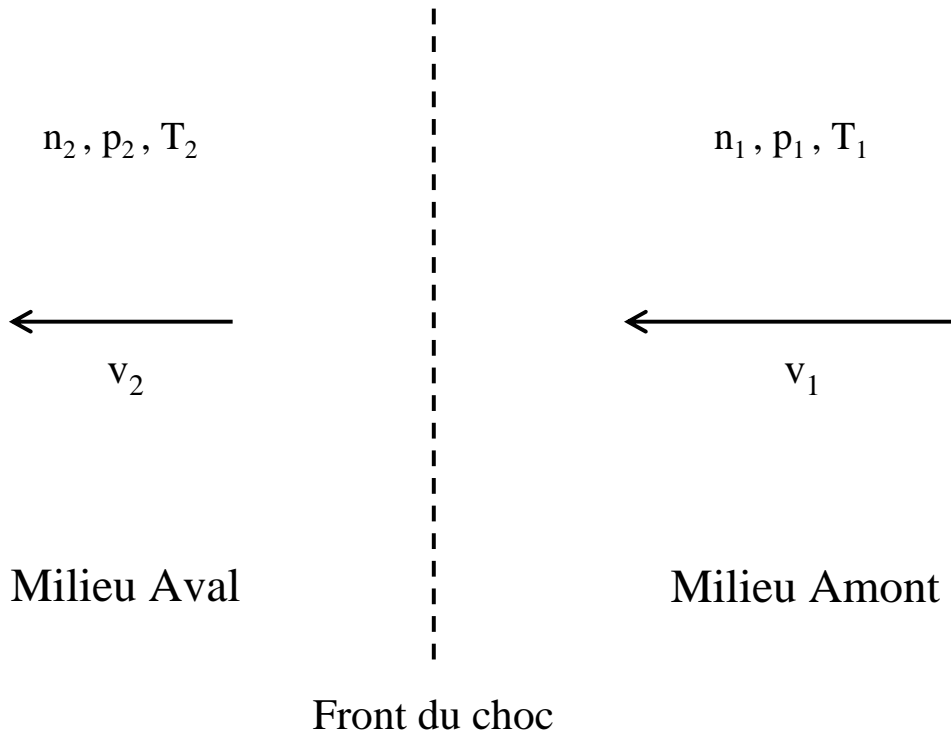


Figure 2.9 Schéma d'une onde de choc représentée dans le référentiel du front du choc. Le choc est immobile, le milieu amont s'écoule à la vitesse du choc tandis que le milieu aval s'éloigne du choc à la vitesse  $v_2$ .

soit 4 dans le cas d'un gaz parfait monoatomique. Dans ce cas asymptotique, on obtient les expressions de la température et de la pression dans le milieu choqué suivantes :

$$T_2 = \frac{3}{16} \frac{\bar{m}}{k} v_1^2 \quad (2.13)$$

$$p_2 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 v_1^2 \quad (2.14)$$

Prenons le cas d'un milieu amont composé de gaz neutre HI à 100 K et de densité  $1 \text{ cm}^{-3}$ . Si la vitesse du choc est de  $10^3 \text{ km s}^{-1}$ , c'est-à-dire pour un nombre de Mach<sup>6</sup>  $M_1$  de  $10^3$ , la température dans le milieu choqué sera de l'ordre de  $3 \times 10^7 \text{ K}$ , soit environ 2.5 keV. Il n'est donc pas étonnant d'apprendre que les vestiges de supernova, et notamment les plus jeunes d'entre eux, sont de puissantes sources émettrices dans le domaine des rayons X. Il faut cependant souligner que l'effet de l'accélération des particules au niveau du choc principal sur l'émission thermique globale d'un vestige de supernova n'a pas été ici considéré. Dans le cas d'une accélération non-linéaire, c'est-à-dire lorsqu'il existe une rétroaction des cosmiques sur la structure du choc, Decourchelle et al. (2000) ont montré

<sup>6</sup>La vitesse du son est telle que  $v_{son} = \sqrt{\gamma p / \rho}$ . La pression étant proportionnelle à la densité élevée à la puissance  $\gamma$ , on obtient  $v_{son} \propto \rho^{(\gamma-1)/2}$ . Dans notre cas, elle est de l'ordre de  $1 \text{ km s}^{-1}$ .

que le rapport de compression associé était bien supérieur à la valeur canonique de 4 (par exemple, 13 dans le cas de Kepler, voir la table 2 de leur article) et la température se trouvait être inférieure à celle déduite de la relation simple précédente (équation 2.13).

## 2.5.2 Les différentes phases de l'évolution

Un vestige de supernova résulte donc de l'interaction des éjecta avec le milieu ambiant. L'évolution de cette interaction se caractérise par plusieurs phases distinctes (Woltjer 1972 ; Chevalier 1977) : la phase d'expansion libre, la phase de Sedov-Taylor, et deux phases radiatives dites de chasse-neige et de dispersion. Truelove et McKee (1999) ont étudié de manière analytique et numérique la dynamique d'un vestige de supernova dans les deux premières phases non-radiatives, et Cioffi et al. (1988) ont effectué des simulations numériques de son évolution au cours des deux dernières phases. Ces deux études se basent sur plusieurs approximations comme la conservation de la géométrie sphérique du vestige de supernova tout au long de son évolution, et l'uniformité du milieu ambiant. Truelove et McKee (1999) se sont limités à l'évolution des éjecta décrits par une distribution de la densité en loi de puissance. Nous ne donnons ici que les grandes lignes de l'évolution d'un vestige de supernova, dans le cas simple où le milieu ambiant est de densité constante  $\rho_0$ .

- phase d'expansion libre (de  $10^2$  à  $10^3$  ans) : cette phase débute lorsque le choc principal issu de l'explosion atteint les couches les plus externes des éjecta. La plupart de l'énergie mécanique est convertie en énergie cinétique (notée  $E_0$ ). Puisque la masse des éjecta  $M_{ej}$  est bien plus grande que celle du milieu ambiant balayé par le choc, donnée par  $(4\pi/3)\rho_0 R_{snr}^3$ , la vitesse d'expansion est quasiment constante telle que :

$$R_{snr} = V_{snr} t \quad (2.15)$$

$$V_{snr} \approx \sqrt{\frac{2E_0}{M_{ej}}} \quad (2.16)$$

Au fur et à mesure que la masse balayée augmente (entre 1 et  $\sim 10 M_{ej}$ ), le vestige de supernova entre dans une phase dite intermédiaire où les éjecta dominent la dynamique d'ensemble. Au cours de cette phase, des instabilités dites de Rayleigh-Taylor apparaissent à l'interface entre les éjecta choqués par le choc en retour et le milieu aval choqué par le choc principal<sup>7</sup>. Un grand nombre de vestiges de supernova

<sup>7</sup>Ce type d'instabilité apparaît lorsqu'un milieu lourd (dans notre cas, le milieu interstellaire choqué) se trouve au-dessus d'un milieu plus léger (ici les éjecta choqués). Velazquez et al. (1998) ont présenté une étude de cette instabilité au niveau de la discontinuité de contact dans le vestige de la supernova de Tycho.



présentent des structures filamentaires qui ont de toute évidence été produites par ce type d'instabilités. L'âge et le rayon du vestige de supernova au moment de la transition sont données par les relations suivantes :

$$t_{Sedov} = 120.6 \left( \frac{\xi}{1.17} \right)^{5/3} \left( \frac{E}{10^{51} \text{erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{n_{at}}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left( \frac{M_{ej}}{1 M_{\odot}} \right)^{5/6} \text{ ans} \quad (2.17)$$

$$R_{Sedov} = 2.187 \left( \frac{\xi}{1.17} \right)^{5/3} \left( \frac{n_{at}}{1 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left( \frac{M_{ej}}{1 M_{\odot}} \right)^{1/3} \text{ pc} \quad (2.18)$$

- phase de Sedov-Taylor ( $\sim 10^3 - 10^4$  ans) : lorsque la masse de milieu interstellaire balayé devient réellement importante devant celle des éjecta, l'évolution du choc adiabatique (les pertes radiatives sont toujours négligeables) peut être décrite par les solutions de Sedov (1959). L'expansion est alors indépendante de la quantité de matière éjectée et est uniquement caractérisée par l'énergie totale (cinétique et thermique) de la supernova ainsi que par la densité du milieu ambiant  $\rho_0$  :

$$R_{snr} = \xi \left( \frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (2.19)$$

$$V_{snr} = \frac{dR_{snr}(t)}{dt} = \frac{2}{5} \frac{R_{snr}(t)}{t} \quad (2.20)$$

où  $\xi$  ne dépend que de l'indice adiabatique du gaz ( $\xi \sim 1.17$  pour  $\gamma = 5/3$ ).

- phase chasse-neige (de  $10^4$  à  $10^5$  ans) : lorsque les pertes radiatives dans la coquille composée du milieu balayé deviennent efficaces ( $T \leq 10^6$  K), l'approximation utilisée dans la phase de Sedov selon laquelle l'énergie totale est conservée ne s'applique plus. L'intérieur du vestige de supernova évolue adiabatiquement et la pression interne joue le rôle de piston sur la coquille à travers le milieu interstellaire, comme dans le cas d'un chasse-neige. Le traitement du problème peut être simplifié par l'approximation d'une pression interne constante. Dans le cas d'un gaz polytropique  $\gamma = 5/3$ , on obtient l'expression suivante pour le rayon donné par une loi de puissance en fonction du temps :

$$R_{snr} = \left( \frac{147\epsilon E_0 R_0^2}{4\pi\rho_0} \right)^{1/7} t^{2/7} \quad (2.21)$$

Cette équation possède l'avantage de ne faire intervenir que deux nouveaux paramètres  $\epsilon$  et  $R_0$ . Le premier représente la fraction de l'énergie mécanique initiale qui se trouve sous forme d'énergie interne dans le vestige ( $\sim 0.2-0.3$ ). Le deuxième paramètre est le rayon du vestige lorsque celui-ci entame la phase de chasse-neige ( $\sim 20$  pc pour

$E_0 = 10^{51}$  erg et  $n_0 = 1$  atome  $\text{cm}^{-3}$ ). La coquille se contracte sous la forme d'une fine couche dense en aval du choc.

- phase de dispersion (quelques  $10^5$  ans) : peu à peu, la pression interne s'approche de celle du milieu interstellaire. Il n'y a donc plus de force opérant sur l'onde de choc. Celle-ci se propage alors pendant un certain temps avec une quantité de mouvement constant dans le milieu. La relation du rayon du vestige en fonction du temps prend la forme :

$$R_{snr} = \left( \frac{3M_{ej}}{\pi\rho_0 \langle v \rangle} \right)^{1/4} t^{2/4} \quad (2.22)$$

où  $\langle v \rangle$  est la vitesse moyenne des éjecta. Le temps caractéristique pour atteindre le mélange du vestige de supernova avec le milieu interstellaire se situe autour de  $7 \times 10^5$  ans.

La figure 2.10 présente une vue schématique d'un vestige de supernova, avec les deux chocs (principal et en retour) et la discontinuité de contact (Decourchelle 2004).

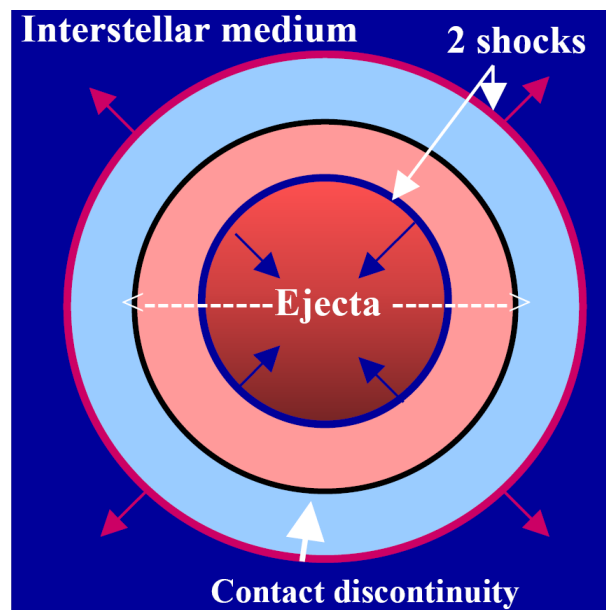


Figure 2.10 Vue schématique d'un vestige de supernova (d'après Decourchelle 2004).

### 2.5.3 Vestiges en tout genre

Il existe plusieurs catégories de vestiges de supernova, établies à partir de leur morphologie, principalement observée dans les domaines radio et X, et de leur caractéristique spectrale radio.

- les vestiges de supernova en coquille : parmi les 231 vestiges de supernova galactiques connus à ce jour, plus de 80 % appartiennent à cette catégorie (Green 2004). Dans le domaine radio, l'émission, principalement située aux environs du choc principal, est clairement non-thermique avec un spectre en loi de puissance de la forme  $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , l'indice spectral variant entre 0.4 et 0.6 (pour les plus jeunes). Son origine est vraisemblablement l'émission synchrotron d'électrons relativistes (de quelques GeV) sous l'effet du champ magnétique dans la coquille (voir chapitre 3.2)<sup>8</sup>. Dans le domaine X, la plupart de l'émission observée a une forte composante thermique, issue du matériel choqué à des températures de l'ordre de  $10^7$  K (voir équation 2.13) et situé entre le choc principal et le choc en retour. Pour les jeunes vestiges de supernova, l'émission X est dominée par les éjecta choqués. Les mécanismes principaux d'émission thermique dans ce domaine sont principalement le bremsstrahlung et l'émission de raies issues des éléments produits par l'étoile progénitrice et au cours de l'explosion. Cependant, quelques vestiges présentent une émission purement non-thermique : SN 1006, G347.3-0.5 ou RX J0852-4622 (Vela Junior). Les observations récentes d'une telle émission ont ainsi mis en évidence la présence de particules accélérées (essentiellement des électrons) à des énergies de plusieurs TeV. Les jeunes vestiges de supernova tels que Cas A, Tycho et Kepler ont eux aussi une composante non-thermique, toute fois faible comparativement à la composante thermique.
- les plérions (ou PWN) : ces nébuleuses synchrotron présentent une morphologie "pleine" dans les domaines radio et X. Elles abritent un pulsar qui convertit une part importante de son énergie rotationnelle en un vent de particules relativistes<sup>9</sup>. Ce vent est lui-même converti au choc terminal en un plasma chaud relativiste, source d'émission synchrotron. Aux fréquences radio, cette composante plérionique se distingue d'un vestige en coquille par une pente spectrale significativement plus dure ( $-0.3 \leq \alpha \leq 0$ ). Une trentaine de ces objets est connue aujourd'hui dans la Galaxie, dont neuf sans aucune coquille détectée, comme par exemple la nébuleuse du Crabe.
- vestiges de supernova composites : ces objets présentent une morphologie de type coquille dans le domaine radio ainsi qu'une émission diffuse dans le domaine des rayons X, piquée au centre et d'origine thermique (Rho 1996). Le terme de com-

<sup>8</sup>Jusqu'à ce jour, aucune observation de tels vestiges n'a mis en évidence la présence du choc en retour dans le domaine radio. Nous reviendrons sur ce point au chapitre suivant mais l'explication vient probablement de la faible intensité du champ magnétique dans les éjecta, ce qui a pour effet d'affaiblir le processus d'accélération de particules.

<sup>9</sup>Les pulsars ont généralement un mouvement propre (100 - 1000 km s<sup>-1</sup>) qui proviendrait de l'explosion asymétrique de l'étoile progénitrice et qui les propulse progressivement loin du centre géométrique du vestige.

posite désigne aussi la catégorie de vestiges de supernova dans laquelle il existe à la fois un pléïon (émission X non-thermique) et une coquille. Un des plus beaux exemples est sans aucun doute MSH 15-56 (G326.2-1.8) pour lequel le pléïon et la coquille sont parfaitement détectés dans le domaine radio (Dickel et al. 2000). Dans certaines sources même, les deux composantes semblent être en interaction, comme par exemple PSR B1951+32 dans le vestige de supernova hôte CTB 80.

## 2.6 En guise de conclusion

Le thème scientifique des supernovae et de leurs vestiges regroupe à lui seul bon nombre de sujets d'études. La complexité de l'évolution stellaire, la diversité observée dans les explosions ainsi que dans les vestiges de supernova en sont les preuves. Du point de vue observationnel, ces objets sont des sources émettrices d'un rayonnement continu non-thermique dans tous les domaines de longueur d'onde, de la radio jusqu'aux  $\gamma$  de très haute énergie. Les éléments produits se signalent par la présence de raies dans les spectres observés, que ce soit en optique, dans les X (éjecta choqués) ou bien encore dans le domaine  $\gamma$  (décroissance radioactive). Tous ces domaines, pris séparément, ne permettent d'aborder ces sources que sous un angle particulier, et ce n'est qu'en les observant sous un aspect multi-longueur d'onde que leur nature complexe se dévoile. Et cette complexité nous oblige à prendre en compte ou bien à déduire et à mesurer au cours de leur étude, de nombreux paramètres : l'âge, le type et la distance de l'explosion, la composition des éjecta et la nature du milieu environnant en sont les caractéristiques premières, mais il en existe bien d'autres, comme les conditions dans lesquelles les particules, une fois accélérées, émettent ce rayonnement non-thermique : le champ magnétique (émission synchrotron), la densité avoisinante de photons (émission Compton inverse) ou bien de particules (émission issue de la décroissance du pion neutre  $\pi^0$ ).

# Chapitre 3

## Les observables des jeunes vestiges de supernova

Nous discutons à présent deux observables des jeunes vestiges de supernovae, sans étudier les mécanismes fins liés à la création de noyaux au cours de l'explosion ni ceux concernant l'accélération des particules, mais en rapport avec les spécificités de l'observatoire *INTEGRAL*, et plus particulièrement IBIS/ISGRI : le  $^{44}\text{Ti}$  et l'émission non-thermique sous-jacente. La première observable se signe par la présence de raies  $\gamma$  dans les spectres observés, la deuxième par un spectre continu caractéristique depuis le domaine radio jusqu'à celui des très hautes énergies.

### 3.1 Le titane 44

#### 3.1.1 Nucléosynthèse explosive

##### Paramètres importants

Nous avons présenté au chapitre 2.2 la combustion hydrostatique des éléments synthétisés dans les étoiles massives ( $M \geq 8 M_{\odot}$ ) au cours de leur vie. Plus l'élément mis en jeu est lourd, plus l'échelle de temps caractéristique de l'évolution est courte, et la combustion du  $^{28}\text{Si}$  se traduit finalement par un coeur principalement constitué de fer. Une fois l'explosion enclenchée, les conditions de nucléosynthèse explosive sont déterminées principalement par le pic de température dans la matière au passage du choc ainsi que par le temps de maintien de cette température. Les combustibles principaux sont les noyaux de  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  et  $^{28}\text{Si}$ . Dans un cadre simplifié, l'étoile est stratifiée et chaque couche est traversée par l'onde choc. Par la suite, chacune se refroidit adiabatiquement au cours de l'expansion, sur une échelle de temps caractéristique hydrodynamique donnée par Fowler et Hoyle (1964) :

$$\tau_{\text{HD}} = \frac{1}{\sqrt{24\pi G \rho_2}} \approx \frac{446}{\sqrt{\rho_2}} \text{ s} \quad (3.1)$$

où  $T_2$  et  $\rho_2$  (en unités de  $10^6 \text{ g cm}^{-3}$ ) définissent respectivement la température et la densité au passage du choc. A l'instant  $t$ , ces deux grandeurs sont données par :

$$\rho(t) = \rho_2 \exp(-t/\tau_{\text{HD}}) \quad (3.2)$$

$$T(t) = T_2 \left( \frac{\rho}{\rho_2} \right)^{\gamma-1} \quad (3.3)$$

où  $\gamma$  est l'indice adiabatique. Une fois  $T_2$  et  $\rho_2$  définies, l'histoire thermodynamique de chaque zone traversée par l'onde de choc est directement donnée par ces équations. Il est implicitement supposé ici que l'augmentation en température et en densité au passage du choc (jusqu'à atteindre  $T_2$  et  $\rho_2$ ) se fait sur des échelles de temps bien plus faibles que les temps caractéristiques de combustion. De plus, pour que la composition initiale de la pré-supernova soit modifiée de manière significative par la nucléosynthèse explosive, il suffit que ces temps de combustions soient plus faibles que le temps caractéristique d'expansion. Finalement, ces suppositions se traduisent par la condition suivante :

$$\tau_{\text{aug.}} \ll \tau_{\text{nuc}} < \tau_{\text{HD}} \quad (3.4)$$

où  $\tau_{\text{aug.}}$  est le temps nécessaire à  $T$  et  $\rho$  pour atteindre leurs valeurs maximales.

La température peut s'exprimer en fonction du rayon  $r$  (ou de manière équivalente en fonction de la masse interne traversée, d'après la figure 3.1) telle que  $(4/3)\pi r^3 a T^4 \approx E_0$ , l'énergie mécanique de l'explosion, de l'ordre de  $10^{51}$  erg, soit :

$$T(r) = 1.33 \times 10^{10} \left( \frac{E_0}{10^{51} \text{ erg}} \right)^{1/4} \left( \frac{r}{10^3 \text{ km}} \right)^{-3/4} \text{ K} \quad (3.5)$$

Les températures au-delà de  $5 \times 10^9$  K seront atteintes à l'intérieur d'un rayon de 3700 km. Dans ces conditions, toute composition initiale rentrera en combustion suivant l'équilibre nucléaire statistique, pour former ainsi les noyaux du pic du fer, préférentiellement ceux où  $N = Z$ , sur des échelles de temps données par l'équation 3.1. En dessous de  $2 \times 10^9$  K (soit environ 13000 km), la nucléosynthèse explosive cesse pour tout élément plus lourd que l'hélium. La combustion du silicium se situe entre 4 et  $5 \times 10^9$  K, celle de l'oxygène entre 3 et  $4 \times 10^9$  K, et ainsi de suite jusqu'au carbone. La température et donc l'énergie de l'explosion, ainsi que la densité sont donc les paramètres fondamentaux caractérisant la nucléosynthèse explosive. L'excès de neutrons  $\eta$  (ou de manière équivalente  $Y_e$ ) est aussi un paramètre influant sur la nucléosynthèse et l'explosion se déclenche trop rapidement pour que sa valeur soit modifiée : les éjecta sont alors caractérisés par l'excès de neutrons déterminé au cours des derniers instants de la pré-supernova et le rôle des interactions

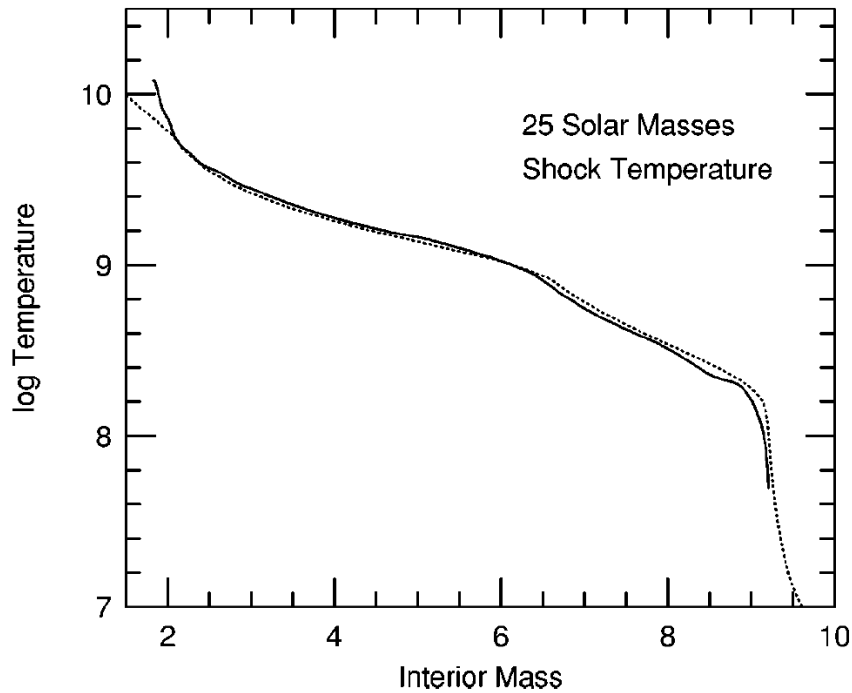


Figure 3.1 Température au niveau du choc en fonction de la masse interne pour une étoile de  $25 M_{\odot}$  et une énergie d'explosion de  $1.2 \times 10^{51}$  erg. La courbe en trait plein est issue de simulations numériques, celle en pointillés est donnée par l'équation 3.5 (Woosley et al. 2002).

faibles pendant les phases stables de combustion revêt alors toute son importance (voir chapitre 2.2.3 et l'article de Hix et al. 2003 sur la question du rôle des captures électroniques sur la dynamique de l'explosion dans des supernovae gravitationnelles). Notons ici que la métallicité initiale de l'étoile progénitrice, une étoile massive pour les supernovae gravitationnelles ou une naine blanche pour les supernovae de type Ia, influe sur  $\eta$  et donc sur les conditions au cours de la nucléosynthèse explosive (Woosley et al. 2002).

### Combustion explosive du silicium

Les produits de la combustion explosive du silicium sont grosso-modo les mêmes que ceux issus des phases stables à ceci près que les captures électroniques ne jouent plus aux premiers instants de l'explosion (de l'ordre de la seconde)<sup>1</sup>. Depuis les travaux de Woosley et al. (1973), la combustion explosive du silicium est communément séparée en trois régimes distincts en fonction des température et densité atteintes lors du passage de l'onde de choc :

<sup>1</sup>Lors de la combustion hydrostatique du  $^{28}\text{Si}$ , les captures électroniques rentrent en jeu pour finalement permettre la formation d'un noyau de  $^{56}\text{Fe}$ . Les temps caractéristiques au cours des premières phases de l'explosion sont bien plus faibles, et le noyau (radioactif !) principalement formé est alors le  $^{56}\text{Ni}$ .

- combustion incomplète : aux températures inférieures à  $\sim 5.5 \times 10^9$  K, le refroidissement dû à l'expansion stoppe prématurément la combustion du silicium, ce qui résulte en une concentration d'éléments intermédiaires plus grande que ne l'aurait suggéré l'équilibre nucléaire statistique.
- combustion complète : au-delà de ces températures, le combustible ( $^{28}\text{Si}$ ) est épuisé et l'équilibre nucléaire statistique est atteint avant que les réactions nucléaires ne gèlent (*freeze-out*). Deux sous-régimes sont alors possibles :
  - pour des densités supérieures à  $\sim 10^8$  g cm $^{-3}$ , les noyaux légers se transforment en éléments plus lourds par captures  $\alpha$ . L'équilibre nucléaire statistique est atteint et persiste jusqu'au gel des réactions à  $T \sim 3 \times 10^9$  K (*normal freeze-out*).
  - aux faibles densités, l'incapacité des réactions  $^4\text{He}(2\alpha, \gamma)^{12}\text{C}$  et  $^4\text{He}(\alpha, \gamma)^9\text{Be}$  à transformer l'hélium en  $^{12}\text{C}$  empêche les noyaux légers et intermédiaires ( $A \geq 12$ ) de rester à l'équilibre nucléaire statistique au cours de l'expansion (c'est-à-dire leur transformation en des noyaux plus lourds), la réaction triple- $\alpha$  étant caractérisée par  $\tau_{3\alpha} = 32/(\rho^2 Y^2 \lambda_{3\alpha})$  ( $\lambda_{3\alpha}$  est le taux de la réaction triple- $\alpha$ , Woosley et al. 1986). Lorsque la température diminue, cette forte abondance en noyaux  $\alpha$  ( *$\alpha$ -rich freeze-out*) permet la formation d'éléments plus lourds, transformant par exemple le  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{57}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni}$  en  $^{60}\text{Zn}$ ,  $^{61}\text{Zn}$  et  $^{62}\text{Zn}$ , ainsi qu'une quantité significative de noyaux comme le  $^{40}\text{Ca}$ , le  $^{44}\text{Ti}$ , et le  $^{48}\text{Cr}$ .

De nombreux travaux ont été menés sur la combustion explosive du silicium (Hix et Thielemann 1999) ainsi que sur les conditions d'équilibre partiel ou total des réactions nucléaires (Meyer et al. 1996) mises en jeu aux premiers instants de l'explosion. La figure 3.2 présente un diagramme densité-température et les positions des trois régimes de combustion décrits précédemment : les conditions dans les supernovae gravitationnelles sont favorables à l'apparition du régime de  *$\alpha$ -rich freeze-out* (Woosley et Weaver 1995), contrairement aux modèles de déflagration pure dans les explosions thermonucléaires (Thielemann et al. 1986). Dans ces modèles, la densité au passage de l'onde de choc lors de la combustion explosive du silicium y est plus grande, ce qui favorise, toutes choses égales par ailleurs, l'équilibre nucléaire statistique et par conséquent la formation de noyaux tels que le  $^{56}\text{Ni}$ .

Pour former un noyau radioactif (et donc instable) tel que le  $^{44}\text{Ti}$ , il faut donc des conditions très particulières : la région de  *$\alpha$ -rich freeze-out*, riche en noyaux d'hélium, est de composition singulière, loin de l'équilibre nucléaire statistique. Cet écart à la distribution naturelle favorise la création d'éléments instables, via des chaînes de captures  $\alpha$  telles que  $^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma)^{32}\text{S}(\alpha, \gamma)^{36}\text{Ar}(\alpha, \gamma)^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$ . Dans cette région, le temps caractéristique



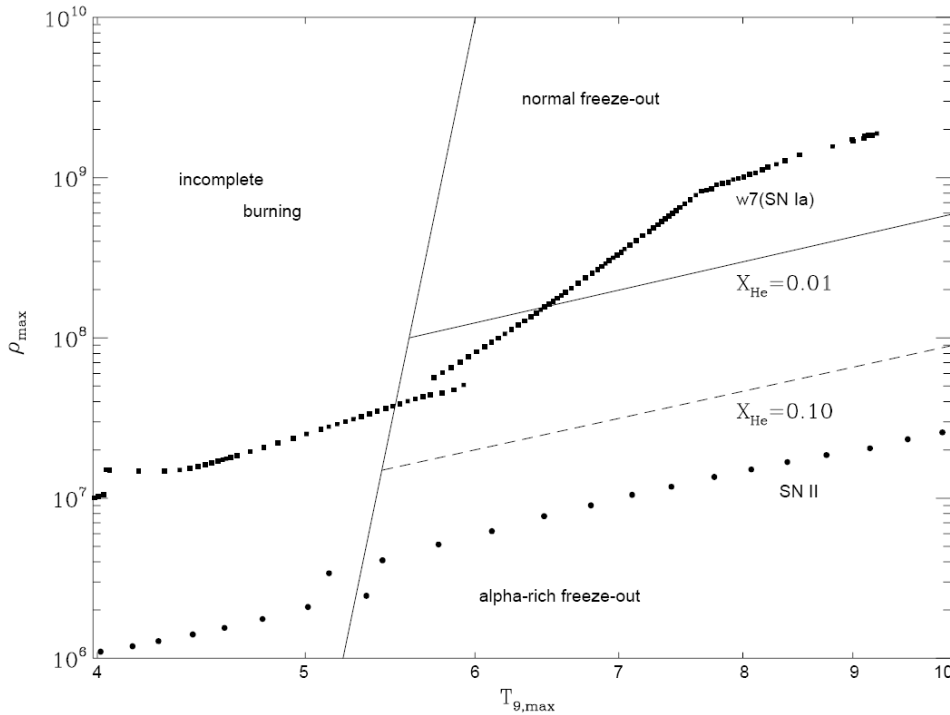


Figure 3.2 Diagramme  $\rho_{max} - T_{max}$  de la combustion explosive du silicium (d'après Hix et Thielemann 1999). On distingue les trois régimes distincts décrits dans le texte. Les lignes en traits pleins et en tirets définissent les régions de fraction en masse d'hélium constante, respectivement à 1 et 10 %. Les carrés et les ronds indiquent respectivement les conditions de température et de densité atteintes dans les supernovae de type Ia (Thielemann et al. 1986) et de type II (Woosley et Weaver 1995).

d'expansion est inférieur au temps caractéristique de la réaction triple- $\alpha$ , et la matière n'a pas le temps d'être redistribuée suivant l'équilibre nucléaire statistique (Woosley et Hoffman 1992). De ce fait, la forte entropie  $S_\gamma \sim 0.12 T_9^3/\rho_6$  (avec  $T_9 = T/10^9$  K et  $\rho_6 = \rho/10^6$  g cm $^{-3}$ , c'est-à-dire pour une température élevée et une relativement faible densité) de cette région de combustion explosive du silicium en fait le site principal de formation du  $^{44}\text{Ti}$  et par voie de conséquence, les supernovae sont très certainement les uniques sources de cet élément radioactif.

### 3.1.2 Fiche signalitique du $^{44}\text{Ti}$

Le taux de production du  $^{44}\text{Ti}$  est donc un indicateur du degré d'entropie atteint au cours des premières secondes après l'explosion. Ce noyau est donc considéré comme un des rares permettant de sonder et d'examiner les couches les plus internes de l'explosion. Sa production dans les supernovae est très sensible à de nombreux paramètres tels que :

- l'énergie de l'explosion : généralement, une explosion très énergétique augmente

l'entropie du système et ce faisant favorise le régime de  $\alpha$ -rich freeze-out et donc la production de  $^{44}\text{Ti}$  (figure 3.3).

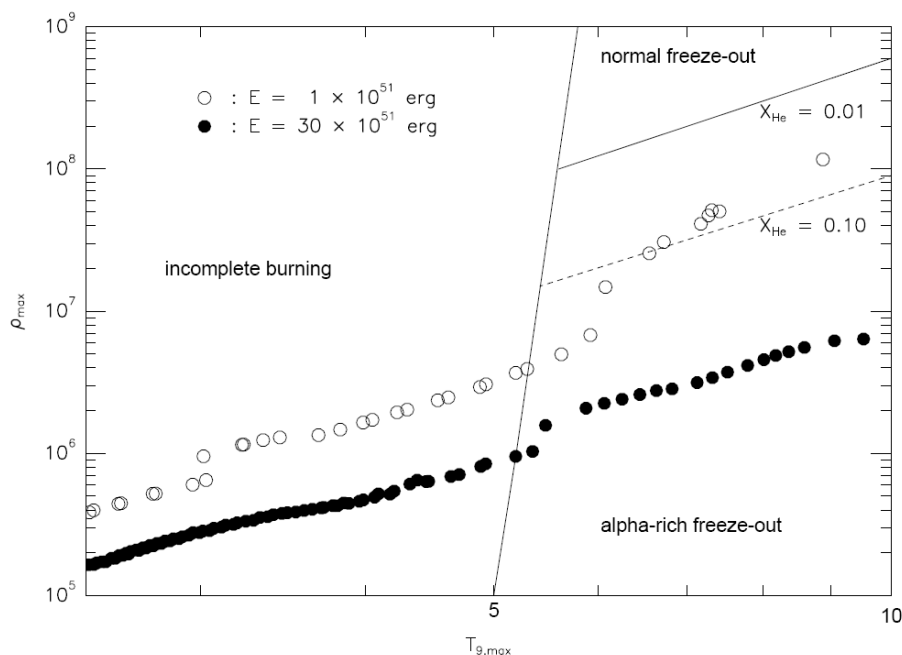


Figure 3.3 Diagramme  $\rho$ - $T$  dans les supernovae gravitationnelles pour différentes énergies d'explosion (Nakamura et al. 2001). Pour une énergie d'explosion plus élevée que les valeurs habituelles (ici  $3 \times 10^{52}$  erg, cercles pleins), les couches expulsées contiennent une fraction en masse de particules  $\alpha$ , matière première pour la formation de  $^{44}\text{Ti}$ , plus importante.

- l'excès de neutrons : dans le cas de faibles fractions électroniques  $Y_e$ , c'est-à-dire dans le cas d'excès de neutrons importants, les réactions à trois corps comme  $^4\text{He}(\alpha n, \gamma)^9\text{Be}$  participant à la formation d'éléments stables suivant l'équilibre nucléaire statistique sont favorisées, l'entropie du système et par conséquent la formation d'éléments tels que le  $^{44}\text{Ti}$  sont faibles (Thielemann et al. 1996).
- la position du *mass-cut* : dans le cas des supernovae gravitationnelles il existe une masse au-delà de laquelle la matière est éjectée, le reste formant alors le résidu compact (étoile à neutron ou trou noir). Généralement, pour des énergies d'explosion identiques, plus la masse de l'étoile progénitrice est grande, plus le *mass-cut* est élevé : la plupart des noyaux formés dans les couches internes proches de cette limite en masse, et principalement le  $^{44}\text{Ti}$ , retombent sur le résidu compact, impliquant une masse éjectée très faible. Cependant la localisation du *mass-cut* n'est pas connue de manière précise et dépend fortement de l'évolution de la pré-supernova (Woosley et Weaver 1995). La plupart des modèles doivent donc mettre artificiellement une

limite en masse raisonnable pour que l'explosion éjecte suffisamment de  $^{56}\text{Ni}$  et pour expliquer ainsi les courbes de lumière des supernovae gravitationnelles.

- les asymétries de l'explosion : elles favorisent le régime de  $\alpha$ -rich freeze-out, et donc la formation d'éléments comme le  $^{44}\text{Ti}$ . L'énergie déposée et donc la température y sont plus élevées ( $\epsilon = aT^4$ ), tout comme l'entropie ( $S_\gamma = (4a/3) T^3/\rho$ ), comme le montre la figure 3.4 : dans le modèle d'explosion gravitationnelle asymétrique de Nagataki et al. (1997), les régions polaires sont les régions de forte entropie, favorisant ainsi l'éjection d'une fraction plus importante de  $^{44}\text{Ti}$ .

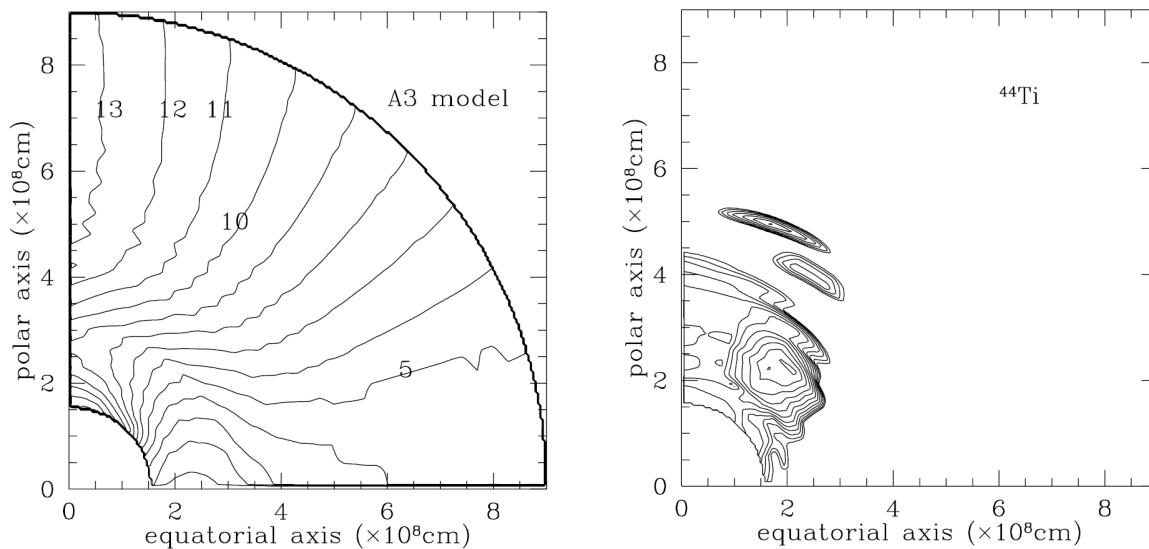


Figure 3.4 Distribution de l'entropie (normalisée en unités de la constante de Boltzmann  $k_B$ , à gauche) et contours de la fraction en masse de  $^{44}\text{Ti}$  (maximum =  $1.3 \times 10^{-2}$ , à droite) dans une explosion asymétrique, d'après le modèle A3 de Nagataki et al. (1997) : la vitesse au pôle est dans ce cas huit fois celle à l'équateur. Le *mass-cut* est supposé ici à symétrie sphérique.

- les sections efficaces nucléaires : de nombreuses sections efficaces nucléaires sont encore aujourd'hui méconnues (Hoffman et al. 1999). The et al. (1998) ont répertorié les principales réactions gouvernant la production de  $^{44}\text{Ti}$ , et la plupart des taux de ces réactions dans le régime des supernovae ont été récemment révisés (Sonzogni et al. 2000 ; Horoi et al. 2002 ; Nassar et al. 2006).
- l'aspect numérique : la combustion explosive du silicium se déroule sur des échelles de l'ordre de quelques secondes. A ces échelles, la précision numérique et le réseau de noyaux employés sont des paramètres cruciaux : Young et al. (2006) ont par

exemple mis en évidence ces effets dans leurs calculs de nucléosynthèse appliqués à Cassiopeia A (voir chapitre 8.1).

### Caractéristiques principales

Pour caractériser un élément radioactif, il faut connaître son schéma de décroissance, ainsi que son temps de vie radioactif. La chaîne de décroissance  $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$  est présentée à la figure 3.5. Le  $^{44}\text{Ti}$  décroît par capture électronique sur deux états excités possibles du  $^{44}\text{Sc}$ , qui, lui-même radioactif avec un temps de vie de 5.4 h, décroît sur deux états excités du  $^{44}\text{Ca}$  par décroissance  $\beta^+$ . Cette chaîne de décroissance amène ainsi à la création de trois photons  $\gamma$  à 67.9, 78.4 ( $^{44}\text{Sc}^*$ ) et 1157 keV ( $^{44}\text{Ca}^*$ ), avec des rapports de branchement similaires.

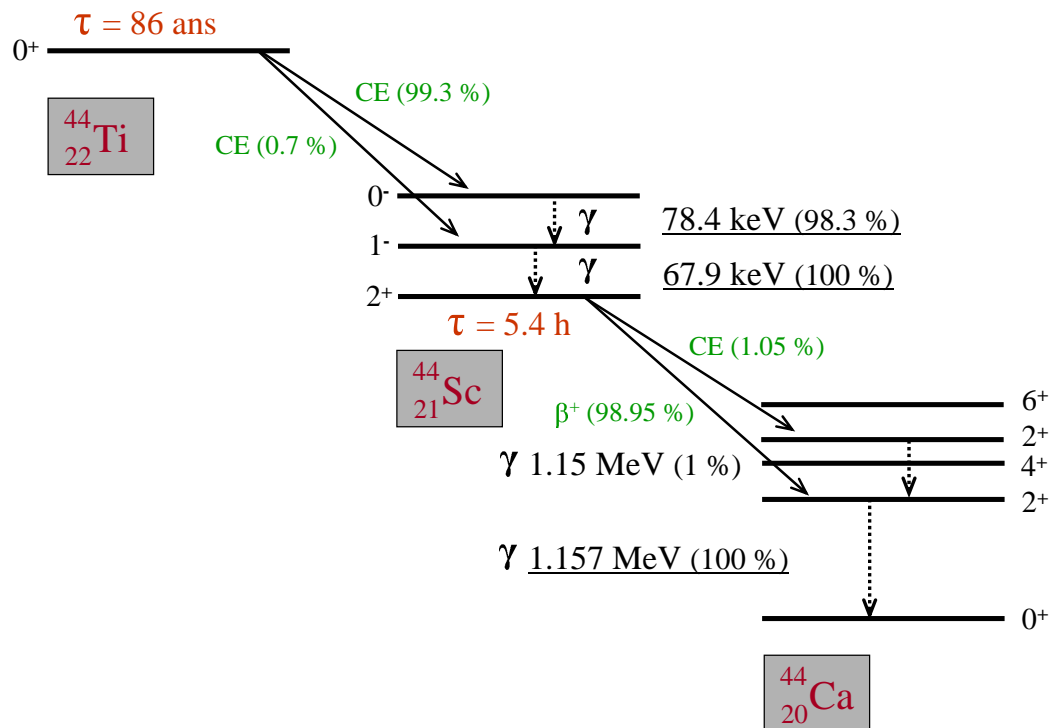


Figure 3.5 Schéma de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ . Le  $^{44}\text{Sc}^*$  émet deux raies de déexcitation à 67.9 et 78.4 keV. Le  $^{44}\text{Ca}^*$  en émet une troisième à 1.157 MeV.

La mesure du temps de vie radioactif du  $^{44}\text{Ti}$  a été l'objet de nombreuses études menées par différents groupes depuis près de quarante ans. (Wing et al. 1965 ; Moreland et Heymann 1965 ; Frekers et al. 1983 ; Alburger et Harbottle 1990 ; Meissner et al. 1995 ; Norman et al. 1997 ; Norman et al. 1998 ; Ahmad et al. 1998 ; Görres et al. 1998 ; Wietfeldt et al. 1999 ; Hashimoto et al. 2001). Ce n'est cependant que depuis une dizaine d'années que toutes semblent converger vers une même et unique valeur (figure 3.6). La raison en est peut-être que pour des temps caractéristiques de décroissance longs

à l'échelle humaine, les mesures nécessitent une calibration précise des instruments sur plusieurs dizaines d'années. En ne tenant compte que de celles obtenues après 1990, la demi-vie  $T_{1/2}$  du  $^{44}\text{Ti}$  pondérée par les incertitudes respectives est de  $59.7 \pm 0.5$  ans soit un temps de vie radioactif  $\tau = T_{1/2}/\ln 2$  de  $86.0 \pm 0.6$  ans.

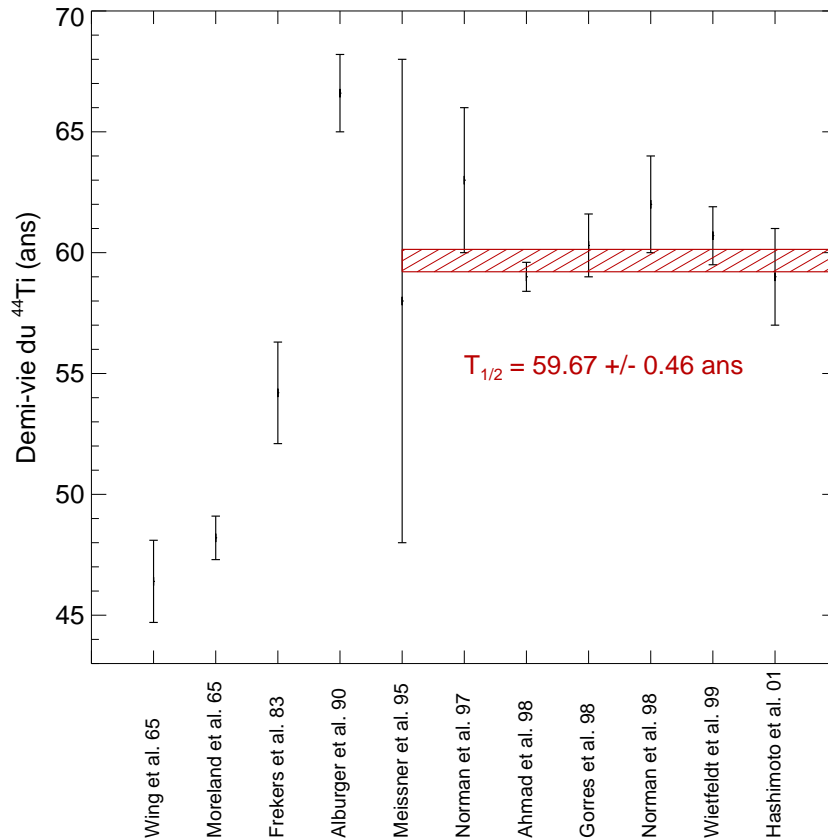


Figure 3.6 Les mesures de la demi-vie du  $^{44}\text{Ti}$  et leurs erreurs correspondantes à  $1\sigma$ . La région hachurée définit la valeur moyenne et l'erreur associée estimées à partir des mesures obtenues après 1990.

Notons ici que ces mesures de temps de décroissance ont été effectuées sur des atomes de  $^{44}\text{Ti}$  neutres. Comme mentionné précédemment, la décroissance de cet élément sur des niveaux excités du  $^{44}\text{Sc}$  se fait par capture électronique, ce qui signifie qu'un atome de  $^{44}\text{Ti}$  entièrement ionisé ( $^{44}\text{Ti}^{22+}$ ) est... stable ! Bien qu'ils soient effectivement stables aux premiers instants de l'explosion, les ions se recombinent avec les électrons libres pendant la phase de refroidissement due à l'expansion pour devenir neutres après  $\sim 10^3$  s (Mochizuki et al. 1999), c'est-à-dire une échelle de temps négligeable devant l'âge des vestiges de supernova observés. Il n'en reste pas moins vrai que le choc en retour, dans sa traversée des couches internes des éjecta, pourrait être en mesure de les ioniser. Il suffit pour cela que la température au niveau des éjecta choqués soit de l'ordre de l'énergie de liaison des électrons des couches profondes de l'atome de  $^{44}\text{Ti}$  ( $\sim 6.6$  keV pour la couche K). Il

existerait donc un temps de décroissance effectif du  $^{44}\text{Ti}$  qui dépendrait des conditions au sein des éjecta ! Nous rediscutons ce point par la suite, mais nous supposons ici que cet effet est négligeable et que le temps de vie du  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae est le même que celui mesuré dans les laboratoires sur des atomes neutres, c'est-à-dire près de 86 ans. Ainsi, le flux  $F_{44}$  mesuré dans chaque raie est fonction de l'âge  $t$  du vestige, de sa distance  $d$  et du taux de production  $Y_{44}$  de  $^{44}\text{Ti}$  tel que :

$$F_{44} = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{Y_{44}}{m_{44} \times (\tau_{\text{Ti}} - \tau_{\text{Sc}})} (e^{-t/\tau_{\text{Ti}}} - e^{-t/\tau_{\text{Sc}}}) \quad (3.6)$$

où  $m_{44}$  est la masse d'un noyau de  $^{44}\text{Ti}$ . Le temps de vie du  $^{44}\text{Sc}$   $\tau_{\text{Sc}}$  étant bien plus faible que celui du  $^{44}\text{Ti}$   $\tau_{\text{Ti}}$  (que nous notons par la suite  $\tau_{44}$ ), l'équation 3.6 se simplifie et le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans un vestige de supernovae est donné par la relation suivante<sup>2</sup> :

$$Y_{44} = 1.38 \times 10^{-4} \left[ \frac{F_{44}}{\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \times \left( \frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^2 \times \frac{\tau_{44}}{1 \text{ an}} \times e^{t/\tau_{44}} \right] M_{\odot} \quad (3.7)$$

Nous avons discuté au paragraphe précédent les conditions de température et de densité particulières favorables à la formation de  $^{44}\text{Ti}$ . Ces conditions ne se trouvent que dans les explosions stellaires, et dans celles-ci uniquement se forme le noyau radioactif de  $^{44}\text{Ti}$ . Nous avons donc là un élément, avec un temps de vie de 86 ans, qui nous permet de tracer sans ambiguïté ces évènements, et principalement les plus jeunes d'entre eux. Une fois les noyaux de  $^{44}\text{Ti}$  formés et éjectés, ils décroissent en  $^{44}\text{Ca}$  en émettant trois photons, et cela indépendamment des conditions environnantes. De plus, ces photons de haute énergie ne sont pas altérés par la traversée du milieu interstellaire et nous permettent de cartographier la Galaxie dans des régions habituellement inaccessibles à d'autres domaines de longueur d'onde. Il reste à présent à connaître les taux de production prédits dans les différents types de supernovae.

### Taux de production dans les supernovae gravitationnelles

Tout modèle d'explosion accompagné de nucléosynthèse doit se placer dans un cadre général en tenant compte des nombreux paramètres liés à la structure de la pré-supernova, à l'hydrodynamique de l'explosion, aux innombrables réactions nucléaires mises en jeu dans le réseau de noyaux employé lors des calculs des taux de production, et le tout sur des échelles de temps de l'ordre de la minute (Woosley et Weaver 1995). Il n'est donc

<sup>2</sup>La mesure du flux dans chaque raie issue de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$  se résume en fait à une mesure de l'activité du  $^{44}\text{Ti}$  dans une source située à une distance  $d$  de l'observateur... pourvu que la distance et l'âge du vestige observé soient connus (mais voilà le principal problème), il suffit de compter les photons pour en déduire une masse éjectée !

pas surprenant de constater que ce genre de modèles n'existe que depuis peu, puisqu'ils nécessitent des temps de calcul importants.

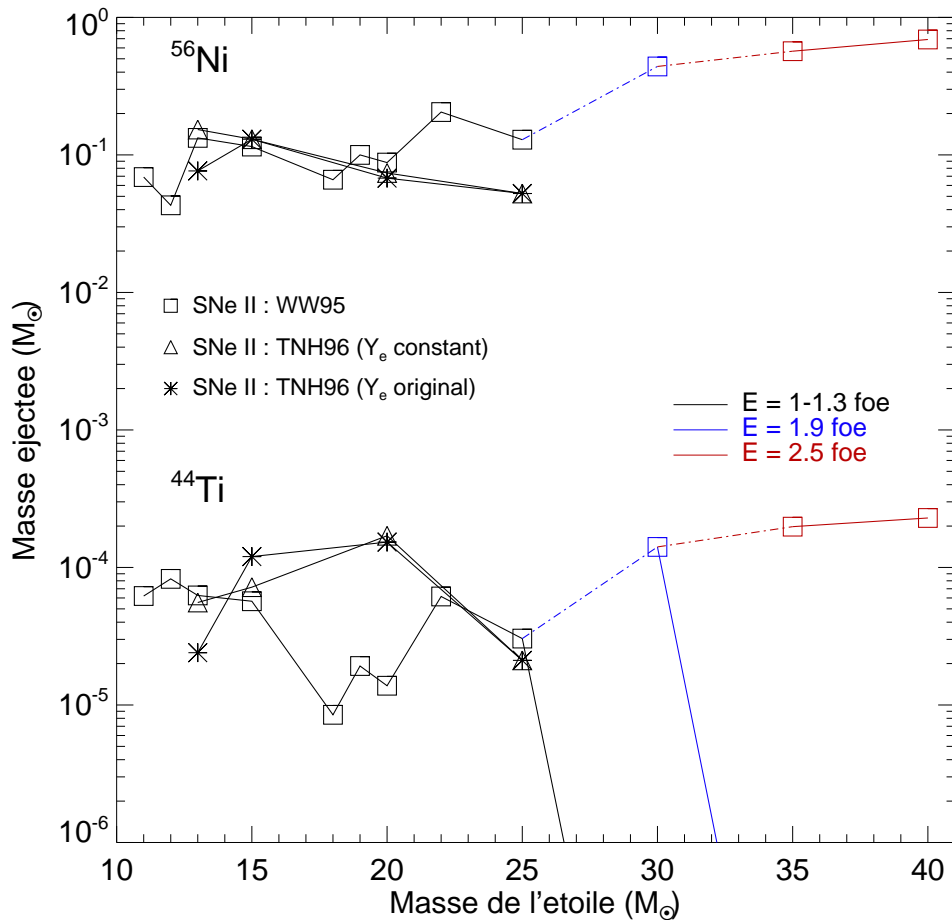


Figure 3.7 Masses éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  dans les supernovae de type II en fonction de la masse de l'étoile progénitrice, d'après les modèles de Woosley et Weaver (1995) et Thielemann et al. (1996). Les différentes couleurs correspondent à différentes énergies d'explosion. Thielemann et al. (1996) ont aussi étudié la dépendance des masses éjectées en fonction de la fraction électronique  $Y_e$ .

Les deux principaux modèles d'explosion et de nucléosynthèse associée dans les supernovae de type II ont été développés par Woosley et Weaver (1995) et Thielemann et al. (1996) (voir en complément Nomoto et al. 1997a). Ces deux modèles suivent la nucléosynthèse de plus de 200 isotopes, jusqu'aux noyaux de masse atomique  $A \sim 70$ . La figure 3.7 présente les taux de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  éjectés en fonction de la masse initiale de l'étoile progénitrice de métallicité solaire, pour plusieurs valeurs de l'énergie cinétique d'explosion. Remarquons que les deux modèles prédisent des masses produites de  $^{44}\text{Ti}$  assez différentes pour des étoiles de masse initiale entre 15 et 25  $M_{\odot}$ . Hoffman et al. (1999) ont identifié la principale cause de ces divergences. Bien que les sections efficaces

nucléaires utilisées soient différentes, les taux de production sont en relativement bon accord pour la plupart des isotopes, mais la principale différence vient de la façon de simuler et de suivre l'explosion : Woosley et Weaver (1995) placent un piston sur le bord externe du coeur de fer de la pré-supernova, se déplaçant pendant près d'une demi-seconde vers l'intérieur jusqu'à un rayon de 500 km pour ensuite brusquement repartir en direction des couches externes à une vitesse  $v_0$  arbitraire, suffisamment grande pour atteindre des énergies cinétiques d'explosion (à l'infini) de l'ordre  $10^{51}$  erg. Le piston fait alors office de *mass-cut*. Dans le modèle de Thielemann et al. (1996), l'énergie thermique est déposée directement dans les couches internes sous forme de bombe de façon à simuler l'explosion, après que le choc ait été ravivé ( $t > 0.5$  s). Le *mass-cut* est alors placé arbitrairement de manière à ce qu'une quantité suffisante de  $^{56}\text{Ni}$  soit éjectée pour expliquer les courbes de lumière observées. L'entropie dans les couches internes est plus importante, ce qui implique un régime de  *$\alpha$ -rich freeze-out* plus vigoureux et par conséquent une production de  $^{44}\text{Ti}$  généralement plus élevée (Timmes et al. 1996).

Thielemann et al. (1996) ont aussi exploré la dépendance de la production des éléments comme le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$  vis-à-vis de la fraction électronique  $Y_e$ , dans un cas supposée constante dans les couches internes et dans l'autre cas donnée dans chaque couche stellaire par l'évolution de la pré-supernova avant l'effondrement (voir figure 3.7). A noter aussi la dépendance des taux de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  éjectés vis-à-vis de l'énergie de l'explosion dans le modèle de Woosley et Weaver (1995) : pour des valeurs canoniques ( $\sim 10^{51}$  erg), ces taux sont négligeables (voire nuls pour le  $^{56}\text{Ni}$ ) dans le cas d'étoiles très massives ( $> 30 M_\odot$ ) à cause de la forte retombée sur le résidu compact. Au contraire, plus l'énergie de l'explosion est importante, plus les quantités éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  sont élevées.

Les calculs de nucléosynthèse dans les supernovae de type Ib, en tenant compte des pertes de masse subies par les étoiles les plus massives au cours de leur évolution (Woosley et al. 1993), sont présentés dans l'article de Woosley et al. (1995) et reportés sur la figure 3.8. Le cas des explosions fortement énergétiques ( $> 10^{52}$  erg, les hypernovae) a été étudié par Nakamura et al. (2001) : là encore, plus l'énergie d'explosion est grande, plus les masses éjectées sont élevées. Pour les supernovae de type Ib, le modèle de Woosley et al. (1995) prédit des taux de  $^{44}\text{Ti}$  assez similaires pour différentes masses finales du coeur d'hélium, après combustion et expulsion de l'hydrogène : toutes les étoiles massives semblent converger au cours de leur évolution vers une masse de la pré-supernova comprise entre 2.26 et 3.35  $M_\odot$  avant l'effondrement.

Récemment, deux groupes ont ré-évalué les taux de production des éléments issus de la nucléosynthèse explosive dans les supernovae de type II (Rauscher et al. 2002 ; Limongi et Chieffi 2003). Les principales améliorations mises en place par Rauscher et al. (2002) en comparaison du modèle de Woosley et Weaver (1995) concernent la prise en compte des pertes de masse au cours de l'évolution des étoiles massives, ainsi que la réactualisation de



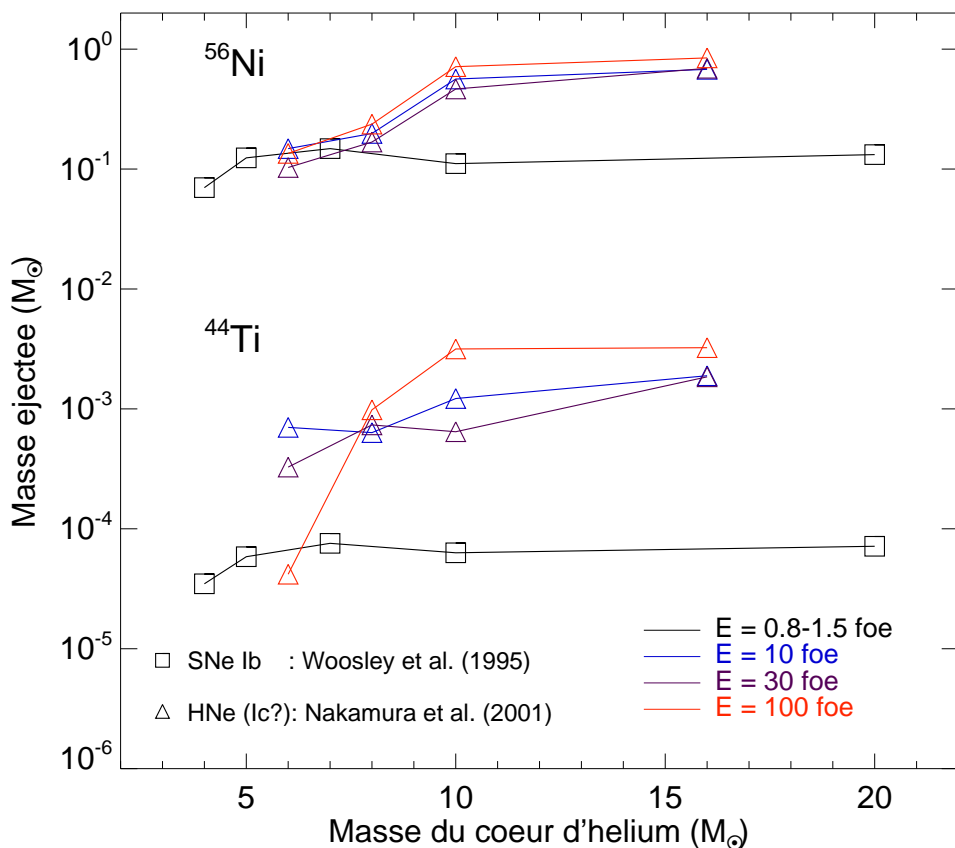


Figure 3.8 Masses éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  dans les supernovae de type Ib (Woosley et al. 1995) et hypernovae (Nakamura et al. 2001) en fonction de la masse finale du coeur d'hélium de l'étoile, après que l'enveloppe d'hydrogène ait été expulsée par les vents stellaires. Les énergies sont données en foe, soit  $10^{51}$  erg.

nombreux paramètres comme les pertes d'énergie par émission de neutrinos et les sections efficaces d'interaction, grâce notamment aux travaux de Rauscher et Thielemann (2000). Les calculs de nucléosynthèse ont été menés sur un réseau de près de 5000 réactions nucléaires, de l'hydrogène jusqu'au polonium ( $Z = 84$ ). Limongi et Chieffi (2003) ont utilisé la même base de données des sections efficaces mais avec un modèle d'évolution stellaire différent. Dans ce modèle, une certaine quantité d'énergie est déposée à une position (en masse) arbitraire, dans les couches internes, et le développement de l'onde de choc est suivie par un code hydrodynamique adapté. La figure 3.9 présente les taux de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  éjectés en fonction de l'énergie de l'explosion, pour différentes masses initiales d'étoile progénitrice de métallicité solaire. Toutes choses égales par ailleurs, et de la même façon que précédemment, plus l'énergie d'explosion est importante, plus la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée est élevée.

La principale faiblesse dans tous ces modèles est la façon de traiter la retombée de masse sur la proto-étoile à neutrons ou le trou noir. Tous supposent une masse limite

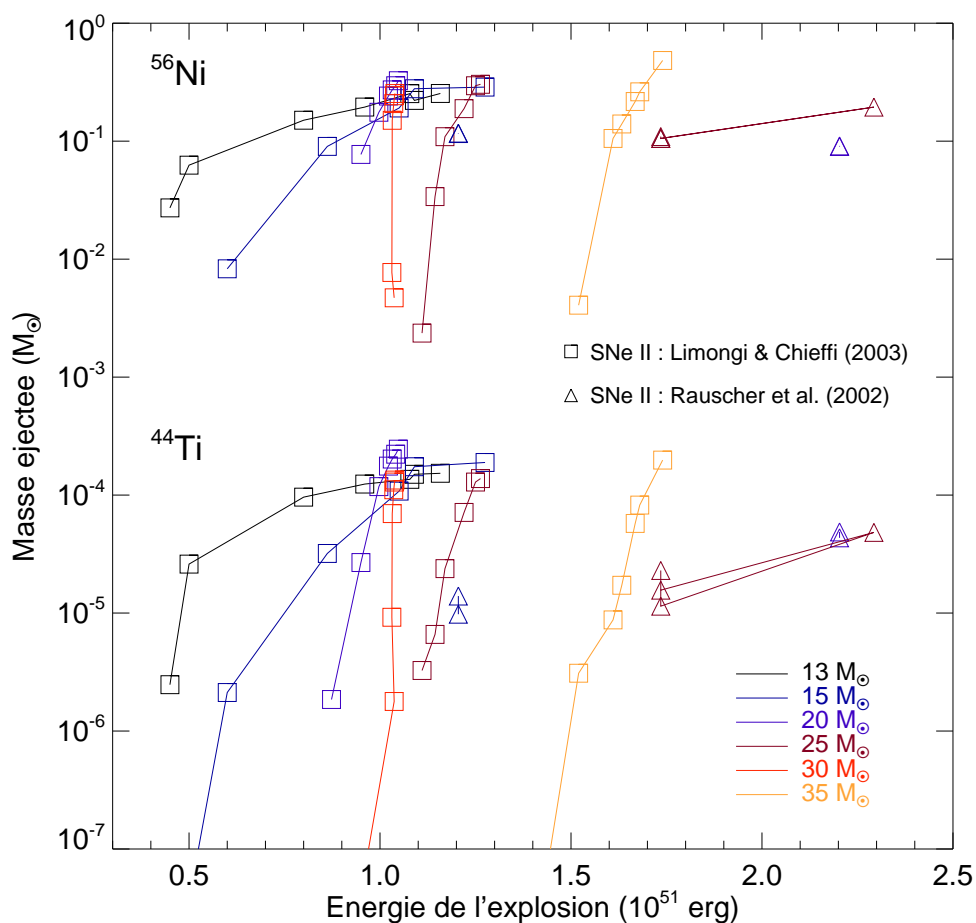


Figure 3.9 Masses éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  dans les supernovae de type II en fonction de l'énergie de l'explosion, pour différentes masses de progéniteur de métallicité solaire, d'après les modèles de Limongi et Chieffi (2003) et Rauscher et al. (2002).

raisonnable au-delà de laquelle la matière est éjectée, de façon à ce que le  $^{56}\text{Ni}$  soit expulsé en quantités suffisantes pour expliquer la courbe de lumière des supernovae gravitationnelles. De plus, même si des améliorations significatives concernant les taux des réactions nucléaires et certains aspects de l'évolution stellaire ont été pris en compte, tous ces modèles conservent la symétrie sphérique de l'étoile au cours de l'explosion (c'est-à-dire à une dimension). Cependant, Mezzacappa et al. (2001) ont montré que la modélisation de l'effondrement d'une étoile de 13  $M_{\odot}$  en symétrie sphérique ne parvenait pas créer l'explosion souhaitée, même en traitant correctement le transport des neutrinos. En fait, l'onde de choc générée par l'effondrement du coeur des étoiles massives ne peut rester sphérique (Blondin et Mezzacappa 2003), à cause du développement d'instabilités intrinsèquement multi-dimensionnelles, dont l'origine est cependant aujourd'hui encore débattue (voir tout de même les travaux récents de Burrows et al. 2006).

## Taux de production dans les supernovae thermonucléaires

Comme présenté au chapitre 2.3.2, il existe de nombreux modèles d'évolution d'une naine blanche dans un système binaire (voir par exemple Nomoto 1982a ; Nomoto 1982b). Celle-ci est principalement régie par le taux d'accrétion de matière issue de l'étoile compagnon, ce qui fixera par la suite la densité au coeur de la naine blanche au moment de la combustion du carbone, et par la masse initiale de la naine blanche, l'explosion thermonucléaire associée pouvant alors évoluer suivant un front de combustion du carbone subsonique (déflagration), supersonique (détonation) ou bien à détonation retardée. Nomoto et al. (1984) et Thielemann et al. (1986) furent les premiers à calculer les taux de production des éléments issus de la nucléosynthèse explosive pour différentes valeurs de masse et de densité centrale de la naine blanche (C+O), dans le cadre du modèle de déflagration rapide (W7,  $v_{def} \approx 0.1-0.3 c_s$ ), et pour des taux d'accrétion supérieurs à  $4 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ . Les taux de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  formés au cours de l'explosion sont respectivement de l'ordre de  $2 \times 10^{-5}$  et  $0.5-0.6 M_{\odot}$ . Dans ce modèle standard, la combustion explosive du silicium passe principalement par l'équilibre nucléaire statistique (*normal freeze-out*, voir le paragraphe 3.1.1 et la figure 3.2) ce qui explique la création d'une quantité importante de  $^{56}\text{Ni}$  et un faible taux de  $^{44}\text{Ti}$ , en comparaison des supernovae gravitationnelles<sup>3</sup>. Cependant, ce modèle historique souffre d'une surproduction de certains éléments du pic du fer (voir le paragraphe 2.3.2).

Plus récemment, Iwamoto et al. (1999) ont étudié en détail la nucléosynthèse explosive dans les supernovae thermonucléaires de type Chandrasekhar pour différentes vitesses de déflagration ( $v_{def}$ ) et densités au moment de la combustion du carbone ( $\rho_{ign}$  dépendant du taux d'accrétion  $\dot{M}$ ), dans le cadre d'une déflagration lente, suivie d'une déflagration rapide ou d'une détonation, pour rendre compte des spectres de supernovae de type Ia observés. Ils ont alors pu contraindre ces deux principaux paramètres ainsi que la densité au moment de la transition déflagration-détonation ( $\rho_{tr}$ ), en comparant les taux de production avec les abondances isotopiques solaires. L'idée est en fait d'estimer quelle population typique de supernovae de type Ia, en termes d'évolution stellaire (c'est-à-dire le taux d'accrétion sur la naine blanche ou autrement dit sa densité centrale au moment de la combustion) et de mécanisme d'explosion (c'est-à-dire la vitesse du front de combustion), contribue significativement aux abondances galactiques observées. Les auteurs notent cependant deux limitations principales : l'effet de la métallicité, influant sur l'historique de l'accrétion ainsi que sur la composition de la naine blanche, n'est pas pris en compte, et les calculs sont menés en une dimension (symétrie sphérique). Ces modèles supposent une naine blanche atteignant la masse de Chandrasekhar au moment de l'explosion. Comme

<sup>3</sup>Cependant, faire une comparaison des taux de production moyens de  $^{44}\text{Ti}$  pour les différents types d'explosion n'a pas de véritable fondement : bien qu'il paraisse difficile d'en former plus que  $\sim 10^{-4} M_{\odot}$  dans les supernovae de type II, il est néanmoins facile d'en éjecter beaucoup moins, du fait du *mass-cut*.

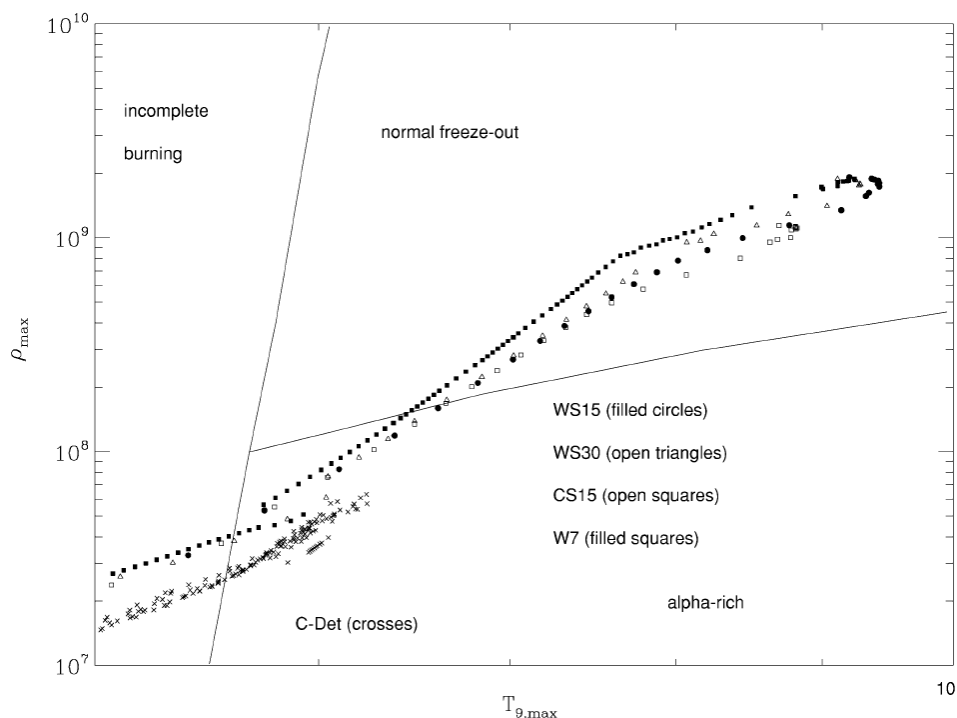


Figure 3.10 Diagramme  $\rho_{max} - T_{max}$  de la combustion explosive du silicium (d'après Iwamoto et al. 1999) pour les différents modèles de supernovae de type Ia. Les conditions de température et de densité atteintes varient peu dans le cas des supernovae de type Ia standard. Les explosions de type Ia sub-Chandrasekhar se distinguent de manière significative avec un régime de  $\alpha$ -rich freeze-out plus marqué.

mentionné au chapitre 2.3.2, il existe aussi les modèles dits de sub-Chandrasekhar, où l'hélium accrété à faibles taux détonne à la surface de la naine blanche (jusqu'à  $\sim 0.2 M_{\odot}$ ), ce qui conduit à une détonation du carbone en son cœur générant ainsi l'explosion avant que celle-ci n'ait atteint la masse limite. Les taux de production des éléments issus de la nucléosynthèse explosive dans de tels objets ont été calculés par Woosley et Weaver (1994) à une dimension et par Livne et Arnett (1995) en deux dimensions. Les conditions en température et densité au sein des supernovae de type Ia standard (d'après Iwamoto et al. 1999) et sub-Chandrasekhar (d'après Woosley et Weaver 1994) sont présentés sur la figure 3.10. Le régime de  $\alpha$ -rich freeze-out est beaucoup plus prononcé dans le cas des sub-Chandrasekhar, puisque la détonation amorcée à l'origine par l'hélium, à la surface de la naine blanche, se déroule dans des régions de plus faibles densités, le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  étant par conséquent très élevé.

Tout comme dans le cas des supernovae gravitationnelles, les simulations récentes à deux et trois dimensions (Reinecke et al. 2002 ; Gamezo et al. 2005) ont mis en évidence la présence d'instabilités affectant le front de combustion au cours de sa propagation (voir par

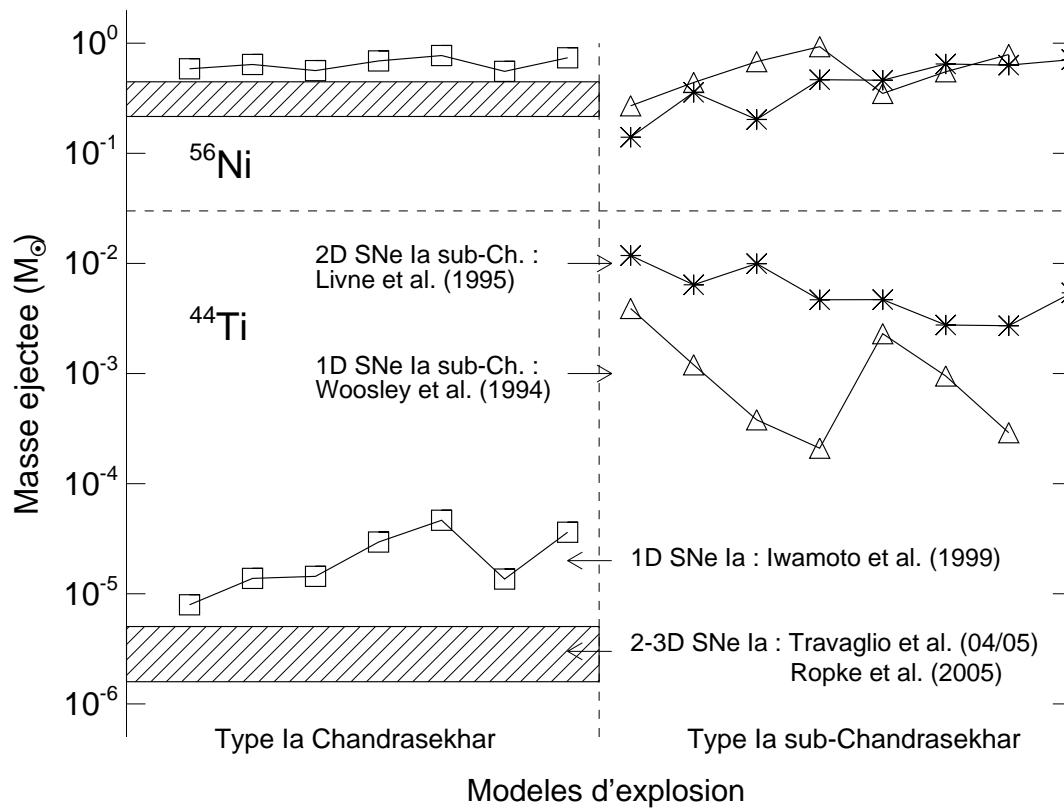


Figure 3.11 Masses éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  et  $^{56}\text{Ni}$  dans les supernovae de type Ia Chandrasekhar (Iwamoto et al. 1999 ; Travaglio et al. 2004 ; Travaglio et al. 2005 ; Röpke et al. 2005) et sub-Chandrasekhar (Woosley et Weaver 1994 ; Livne et Arnett 1995).

exemple Niemeyer et Hillebrandt 1995). Ces instabilités doivent alors influencer sur les conditions de nucléosynthèse explosive. Contrairement à Iwamoto et al. (1999) où la vitesse du front de combustion et la densité au cours de la transition déflagration-détonation sont ajustées de manière à reproduire les courbes de lumière et spectres des supernovae de type Ia observés, Travaglio et al. (2004) ont étudié la nucléosynthèse explosive et les conditions d'explosion, dans un cadre multi-dimensionnel (2-3D) de déflagration, sans paramètre ajustable *a posteriori*<sup>4</sup>. Les seuls paramètres initiaux sont la densité centrale et la composition (rapport C/O et métallicité) de la naine blanche au début de la combustion ainsi que la précision de leur schéma numérique utilisé pour suivre l'évolution de la flamme. La combustion est alors déclenchée soit de manière centrale, soit sous la forme d'une multitude de points chauds décentrés. Ces modèles multi-dimensionnels sont très prometteurs et ont déjà permis de mettre en évidence l'effet de ces paramètres initiaux en termes de diversités des explosions : dans l'énergétique d'une part, mais aussi dans la vitesse d'expansion des éjecta, en faisant varier le rapport initial C/O et la densité cen-

<sup>4</sup>Ce qui paraît être plus acceptable du point de vue conceptuel : l'énergétique de l'explosion ainsi que les taux de production et les vitesses des éjecta "découlent" des calculs.

trale de la naine blanche (Röpke et al. 2005), et dans les taux de production des éléments (principalement le  $^{56}\text{Ni}$ ), en faisant varier la métallicité initiale (Travaglio et al. 2005). Les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  prédits par tous ces modèles sont présentés à la figure 3.11.

### 3.1.3 Du point de vue observationnel

Au vu de toutes ces prédictions théoriques des masses éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae ainsi que les nombreuses incertitudes liées à la modélisation des explosions elles-mêmes, les observations des raies  $\gamma$  nucléaires dans les jeunes vestiges s'avèrent cruciales pour apporter de précieuses informations sur les conditions d'explosion et de nucléosynthèse associée. Malheureusement, il existe très peu d'observations concernant les raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . En fait, seulement quatre, directes ou indirectes, permettent de faire le lien entre cet isotope et les supernovae :

- la détection d'inclusions riches en  $^{44}\text{Ca}$ , pour lequel la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$  semble être l'unique voie de formation, dans les grains de certaines météorites (celle de Murchison par exemple) est la preuve que celles-ci sont issues d'explosions stellaires (Nittler et al. 1996). L'importante abondance relative mesurée dans le système solaire (le  $44^{me}$  en terme de fraction de masse) fait du  $^{44}\text{Ca}$  un élément d'intérêt d'astrophysique.
- la détection de ces raies dans Cassiopeia A, le plus jeune vestige de supernova galactique, est la seule aujourd'hui véritablement avérée. La détection de la raie à 1.157 MeV par l'instrument *CGRO/COMPTEL* (Iyudin et al. 1994) amena la preuve de la formation de  $^{44}\text{Ti}$  au sein des supernovae. Quelques années plus tard, Vink et al. (2001) mirent en évidence la présence des raies à 67.9 et 78.4 keV du  $^{44}\text{Sc}$  avec *BeppoSAX/PDS*, confirmant ainsi la première détection, mais revisant toutefois le flux mesuré. En combinant ces observations, une masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée de  $(0.8-2.5) \times 10^{-4} M_{\odot}$  a été déduite (Vink et al. 2001) et nous revenons sur ce vestige de supernova au chapitre 8.
- la détection de la raie à 1.157 MeV par *COMPTEL* dans la région des Voiles a permis de révéler par la suite, grâce aux observations *ROSAT*, un vestige de supernova baptisé Vela Junior (Iyudin et al. 1998 ; Aschenbach 1998). La détection de cette raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV est cependant très controversée, et la nature, la distance et l'âge de ce vestige sont encore méconnus. Nous discutons ces différents points au chapitre 9.
- la courbe de lumière actuelle de SN 1987a dans le Grand Nuage de Magellan doit être principalement alimentée par la décroissance radioactive des noyaux de  $^{44}\text{Ti}$ , depuis

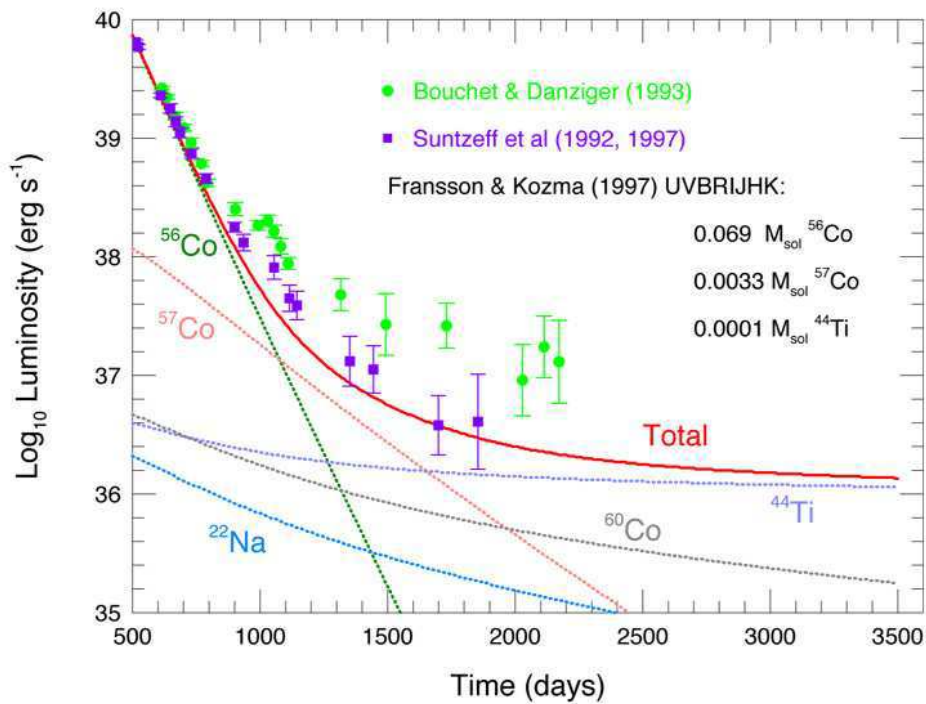


Figure 3.12 Courbe de lumière de SN 1987a mesurée par Suntzeff et al. (1992) et Danziger et Bouchet (1993). Les contributions relatives des différents éléments radioactifs sont également représentées (Fransson et Kozma 2002).

maintenant une dizaine d'années (depuis que les noyaux tels que le  $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{56}\text{Co}$ , et  $^{57}\text{Co}$  ont massivement décru). Il est alors possible de remonter aux masses produites au moment de l'explosion des principaux éléments radioactifs en modélisant l'ensemble de la courbe de lumière présentée à la figure 3.12. Cette méthode indirecte a permis d'estimer une masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  de l'ordre de  $1\text{-}2 \times 10^{-4} M_{\odot}$ , proche de celle mesurée dans Cassiopeia A (Fransson et Kozma 2002).

On l'aura compris, le nombre d'observables liées au  $^{44}\text{Ti}$  est faible ! Mais déjà des problèmes se posent lorsque l'on essaie de comprendre ce que les observations nous ont apporté : les taux de production dans Cassiopeia A et dans SN 1987a sont de l'ordre, voire au-delà, de  $10^{-4} M_{\odot}$ , alors que la plupart des modèles standard prédisent des taux inférieurs. Les raies du  $^{56}\text{Ni}$  sont une autre signature observationnelle importante de la nucléosynthèse explosive et la combinaison de ces deux observables peut s'avérer cruciale pour comprendre les conditions dans lesquelles ces noyaux se sont formés. Les détections des raies du  $^{56}\text{Co}$  à 847 et 1238 keV (Matz et al. 1988 ; Tueller et al. 1990) et du  $^{57}\text{Co}$  à 122 keV (Kurfess et al. 1992) dans SN 1987a ont permis d'estimer des masses éjectées respectives de l'ordre de  $3 \times 10^{-3}$  et  $0.07 M_{\odot}$ . Ces mesures furent, et sont toujours, d'un intérêt de tout premier plan puisque le progéniteur de cette supernova était connu

: elles permettent donc de contraindre directement les scénarios d'explosion. La mise en évidence directe de ces isotopes dans Cassiopeia A n'est cependant pas envisageable, du fait de son âge ( $\sim 320$  ans) en comparaison à leur courte durée de vie. Nous n'avons donc pour cette supernova que des estimations indirectes des taux de production de ces éléments (Young et al. 2006). En fait, nous n'avons la mesure directe des masses éjectées de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  dans aucune de ces deux supernovae !

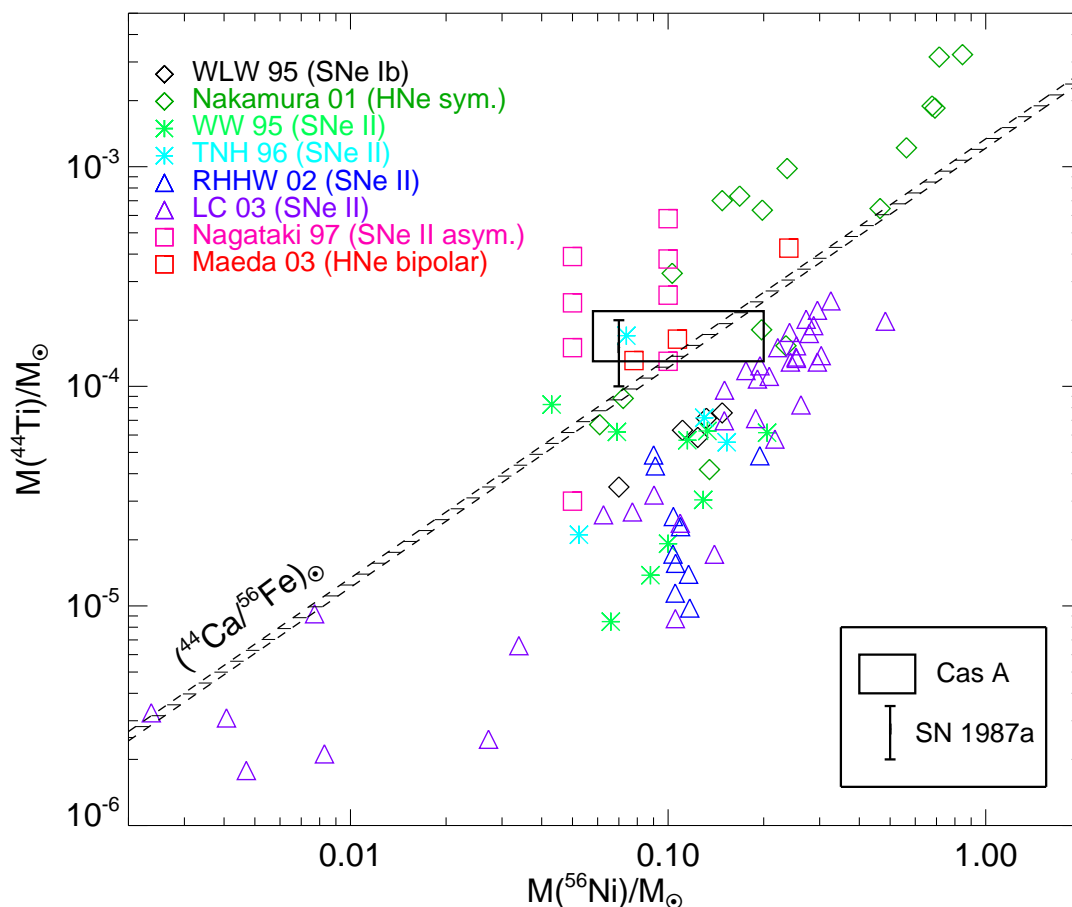


Figure 3.13 Diagramme Masse de  $^{44}\text{Ti}$  - Masse de  $^{56}\text{Ni}$  éjectées. Le rapport d'abondance ( $^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe}$ ) solaire est indiqué par la zone hachurée (Anders et Grevesse 1989 ; Lodders 2003). Les différents points correspondent aux prédictions théoriques dans les supernovae gravitationnelles. Celles du modèle d'explosion bipolaire de Maeda et Nomoto (2003) pour expliquer les spectres et courbes de lumière des hypernovae observées, ainsi que celles calculées par Nagataki et al. (1998) ont été rajoutées.

Pour conclure, comparons de plus près ces observables avec les modèles de nucléosynthèse explosive dans les supernovae gravitationnelles : la figure 3.13 présente un diagramme masse de  $^{44}\text{Ti}$  - masse de  $^{56}\text{Ni}$  éjectées où sont reportées les prédictions des modèles discutés précédemment. On remarque clairement que le rapport  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$  prédit



par la plupart des modèles standard (Woosley et Weaver 1995 ; Thielemann et al. 1996 ; Rauscher et al. 2002 ; Limongi et Chieffi 2003) est inférieur non seulement à celui déduit des observations de Cassiopeia A et SN 1987a, mais aussi au rapport  $^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe}$  observé dans le système solaire (Anders et Grevesse 1989 ; Lodders 2003) de près d'un facteur trois ! La situation est pire encore quand on sait que les supernovae thermonucléaires sont d'importantes sources de  $^{56}\text{Ni}$  (et donc de  $^{56}\text{Fe}$ ), ce qui implique que le rapport  $^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe}$  solaire issu seulement des supernovae gravitationnelles est en fait bien supérieur à celui observé sur la figure 3.13 ! Seuls les modèles tenant compte de l'asymétrie des explosions (déformation axisymétrique, Nagataki et al. 1997 et Nagataki et al. 1998, ou explosion bipolaire, Maeda et Nomoto 2003) arrivent à expliquer ce rapport d'abondance. Ces modèles semblent être confortés par les récentes observations d'asymétries dans les éjecta de Cassiopeia A dans les domaines visible (Fesen et Gunderson 1996) et X (Hwang et al. 2004), et dans ceux de SN 1987a dans le domaine optique (Wang et Chevalier 2002). Ces asymétries semblent être les preuves de l'asphéricité même de ces explosions et nous discutons ce point aux chapitres consacrés à Cassiopeia A et à la problématique des jeunes vestiges de supernova galactiques.

## 3.2 L'émission continue non-thermique

Les très forts chocs générés par les explosions stellaires sont les candidats les plus populaires pour accélérer les rayons cosmiques galactiques. Nous ne nous attachons ici qu'à l'accélération de particules dans le cas de chocs non-relativistes, et ne discutons que du cas des supernovae isolées. Il est tout de même important de noter que la majorité des étoiles massives, progénitrices des supernovae gravitationnelles, sont membres de ce qu'on appelle les associations OB (entre 80 et 90 %, d'après Higdon et Lingenfelter 2005) : leur durée de vie est suffisamment courte pour que les explosions aient lieu au sein même de ces associations. L'effet d'accumulation conduit alors à la formation de vastes structures identifiables nommées superbulles. Comme nous l'avons brièvement discuté au chapitre 1.2.3, l'hypothèse des vestiges de supernova isolés comme sources principales des rayons cosmiques est malmenée depuis quelque années, et l'hypothèse des superbulles comme régions efficaces d'accélération de particules jusqu'à la cheville (quelques  $10^{18}$  keV) s'avère aujourd'hui une des plus prometteuses (Parizot et al. 2004). Cependant, rien n'empêche, bien au contraire, de continuer à affiner et à contraindre le modèle d'accélération diffusive par onde de choc (ADOC) dans le cas des vestiges de supernova isolés, grâce notamment aux observations multi-longueur d'onde. C'est à ce dernier point que les paragraphes suivants sont consacrés. Pour plus de détails concernant les mécanismes fins d'accélération, le lecteur est renvoyé aux revues de Drury (1983), Blandford et Eichler (1987), Jones et Ellison (1991), et plus récemment Hillas (2005).

### 3.2.1 Mécanisme d'accélération de particules : ADOC

A la fin des années 1970, plusieurs auteurs proposèrent un modèle d'accélération efficace des particules au niveau de l'onde de choc (Bell 1978a ; Bell 1978b ; Blandford et Ostriker 1978), générée, par exemple, lors d'une explosion stellaire. Les particules suprathermiques gagnent de l'énergie par une succession de diffusions sur les irrégularités du champ magnétique de part et d'autre du front d'onde, supposé plan et infini dans ce qui suit, suivant le mécanisme de Fermi (1949) du premier ordre<sup>5</sup>. Pour un cycle amont-aval-amont, le gain d'énergie associé s'écrit simplement :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4}{3} \frac{\Delta v}{c} = \frac{4}{3} \frac{r-1}{r} \frac{V_{choc}}{c} \quad (3.8)$$

où  $\Delta v$  exprime la vitesse relative des deux milieux ( $= v_2 - v_1$ ),  $V_c$  la vitesse du choc, et  $r$  le facteur de compression (voir paragraphe 2.5.1). Sans se soucier de l'aspect microscopique de l'accélération ni de la manière détaillée dont les particules interagissent avec les structures macroscopiques, l'onde de choc dans notre cas, il est possible qualitativement de comprendre pourquoi ce mécanisme conduit naturellement à un spectre des particules accélérées en loi de puissance, à partir de l'estimation des deux temps caractéristiques mis en jeu : le temps d'accélération et le temps caractéristique d'échappement des particules hors de la région d'accélération. En supposant un mécanisme d'injection quelconque fournissant des particules à une énergie initiale  $E_0$  de manière continue, et l'indépendance des deux temps caractéristiques vis-à-vis de l'énergie, la loi d'évolution de l'énergie moyenne des particules en fonction du temps est donnée par  $E(t) = E_0 \exp(t/\tau_{acc})$  et la probabilité d'échappement d'une particule pendant un temps  $dt$  se définit comme  $P_{esc} = dt/\tau_{esc}$ . Par définition, les particules d'énergie  $E$  restent dans la zone d'accélération un temps :

$$t(E) = \tau_{acc} \log E/E_0 \quad (3.9)$$

$$dt = \frac{\tau_{acc}}{E} dE \quad (3.10)$$

Si  $\dot{N}_0$  est le taux d'injection des particules, le nombre de particules injectées pendant  $dt$  est directement  $\dot{N}_0 dt$ , parmi lesquelles une fraction d'entre elles  $\exp(-t(E)/\tau_{esc})$  aura survécu après un temps  $t(E)$ . Finalement, le nombre de particules présentes entre  $E$  et  $E+dE$  est :

$$N(E)dE = \dot{N}_0 dt \exp(-t(E)/\tau_{esc}) \quad (3.11)$$

$$= \dot{N}_0 \frac{\tau_{acc}}{E} \exp\left(-\frac{\tau_{acc} \log(E/E_0)}{\tau_{esc}}\right) dE \quad (3.12)$$

<sup>5</sup>Seules les particules d'énergie suffisamment élevée au départ peuvent être accélérées, d'une part, pour qu'elles "ressentent" l'onde de choc effectivement comme une discontinuité et d'autre part, pour que les pertes d'énergie par interactions coulombiennes à chaque cycle ne soient pas trop importantes.

Le spectre différentiel des particules accélérées est alors :

$$N(E) = \frac{\dot{N}_0 \tau_{acc}}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-x}, \text{ avec } x = 1 + \frac{\tau_{acc}}{\tau_{esc}} \quad (3.13)$$

En fait, la supposition d'un temps d'accélération indépendant de l'énergie ne tient pas, puisque plus l'énergie des particules augmente, plus leur rayon de giration s'accroît et plus leur temps d'isotropisation dans les milieux amont et aval, c'est-à-dire le temps pour les accélérer davantage, du fait d'un plus grand coefficient de diffusion<sup>6</sup>, est grand. Mais l'accroissement du coefficient de diffusion conduit également à l'accroissement du temps d'échappement en laissant la possibilité à une particule très éloignée du choc d'y revenir pour achever le cycle d'accélération : le rapport  $\tau_{acc}/\tau_{esc}$  se voit donc être indépendant de l'énergie. La probabilité d'échappement au cours d'un cycle (c'est-à-dire le nombre de particules s'échappant en aval par rapport au nombre de celles entrant en aval par l'amont) étant donnée par  $4V_c/rc$ , les deux temps caractéristiques s'écrivent :

$$\tau_{acc} = \left( \frac{1}{E} \frac{\Delta E}{\Delta t} \right)^{-1} = \frac{3}{4} \frac{r}{r-1} \frac{c}{V_c} \times \Delta t \quad (3.14)$$

$$\tau_{esc} = \frac{\Delta t}{P_{esc}} = \frac{rc}{4V_c} \times \Delta t \quad (3.15)$$

En remplaçant ces deux expressions dans l'équation 3.13, on obtient finalement :

$$N(E) = (x-1) \frac{\dot{N}_0}{E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-x}, \text{ avec } x = \frac{r+2}{r-1} \quad (3.16)$$

Le spectre en énergie présente donc une loi de puissance dont la pente ne dépend d'aucun paramètre détaillé comme le coefficient de diffusion, mais seulement du facteur de compression  $r$ . Dans le cas d'un choc non modifié, pour un gaz monoatomique,  $r$  vaut 4 (voir paragraphe 2.5.1), de sorte que le spectre produit par ce mécanisme d'accélération diffusive par onde de choc est en  $E^{-2}$ , très proche de ce qui est observé dans la plupart des sources astrophysiques non-thermiques, et compatible avec celui des rayons cosmiques, corrigé des effets de propagation !

Il est cependant important de noter les diverses limitations de ce modèle simplifié. Tout d'abord, le problème de l'injection des particules n'est pas aujourd'hui encore résolu (Hillas 2005). De plus, l'hypothèse d'isotropie de la distribution des particules n'est garantie que si la turbulence magnétique est elle-même isotrope ou si le temps d'isotropisation est négligeable devant les autres temps caractéristiques du problème, ce qui n'est pas le cas

<sup>6</sup>On montre que la durée d'un cycle accélérateur est donné par  $\langle \Delta t \rangle = 4 \times (\kappa_1/v_{1c} + \kappa_2/v_{2c})$ , où  $\kappa_i$  est le coefficient de diffusion effectif des particules dans le milieu (i) tel que  $\kappa = 1/3 \lambda v$  et  $\lambda = r_L (B/\delta B)^2$ ,  $r_L$  étant le rayon de Larmor des particules et  $\delta B$  la fluctuation du champ magnétique. Dans le cas de la diffusion de Bohm,  $\delta B \simeq B$ , soit ( $r_L$  et donc)  $\kappa \propto E$ , de sorte que le temps d'accélération est lui aussi proportionnel à l'énergie des particules.

par exemple au voisinage d'un choc relativiste. La condition de stationnarité n'est pas non plus respectée dans le cas réel d'une onde de choc de supernova : l'âge fini du choc et sa géométrie sphérique influent sur les conditions d'accélération des particules à haute énergie, et les mécanismes de pertes d'énergie (par émission synchrotron pour les électrons de haute énergie, par exemple) peuvent être importants.

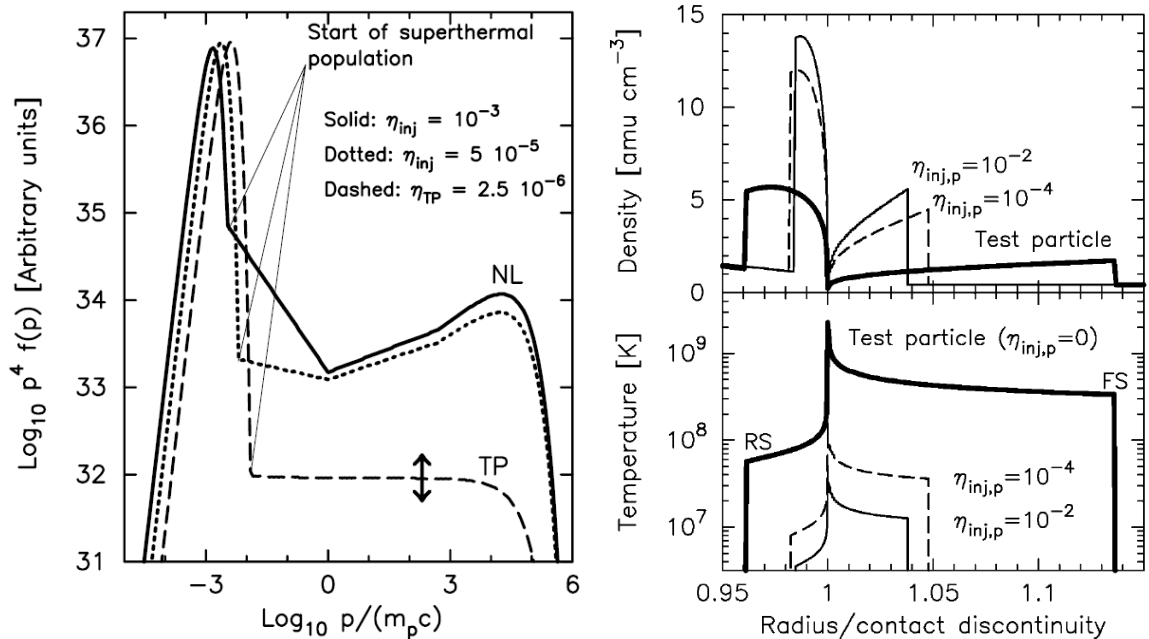


Figure 3.14 A gauche : fonction de distribution des particules  $f(p)d^3p \propto p^{-\sigma}d^3p$  avec  $\sigma = 3r/(r-1)$ , dans le cas d'une particule-test et dans le cas non-linéaire pour différentes valeurs de l'efficacité d'injection (Ellison et al. 2004). A droite : profils en rayon (rapporté à la discontinuité de contact) de la densité et de la température pour différentes valeurs de l'efficacité d'injection (Decourchelle et al. 2000).

De plus, dès que l'accélération est efficace, l'influence des particules énergétiques sur le milieu ambiant ne peut plus être négligée (Malkov et O'C Drury 2001). Il existe des mécanismes de rétroaction de l'accélération elle-même sur les conditions physiques environnantes conduisant à des effets non-linéaires : le flot de particules énergétiques peut être à l'origine même d'instabilités (comme l'instabilité de streaming, dit de faisceau) générant et/ou amplifiant des ondes MHD (notamment les ondes d'Alfvén) sur lesquelles il peut par la suite diffuser en aval pour gagner de l'énergie. Autrement dit, le champ magnétique au voisinage de l'onde de choc d'une supernova est amplifié, ce qui a pour effet de réduire le temps d'accélération des particules et donc d'augmenter leur énergie maximale (Lucek et Bell 2000 ; Bell 2004). A partir du modèle simplifié d'accélération non-linéaire développé par Berezhko et Ellison (1999), Decourchelle et al. (2000) et Ellison

et al. (2004) ont montré que la structure de l'onde de choc (sa forme, par la présence d'un précurseur, et donc la valeur effective du facteur de compression), la distribution des particules accélérées, et les caractéristiques de l'émission X du gaz choqué étaient d'autant plus modifiés que l'efficacité d'accélération, au travers des ions cosmiques, était importante, comme illustré à la figure 3.14 : la distribution en énergie des particules ne ressemble plus à une simple loi de puissance, mais présente une concavité, le spectre devenant de plus en plus plat à mesure que l'énergie des particules augmente.

### 3.2.2 Processus émissifs

Le lien entre théorie d'accélération des particules et observations des vestiges de supernova est tout trouvé dès lors que l'on conçoit qu'il découle naturellement du spectre des particules accélérées par le mécanisme exposé précédemment un spectre large bande caractéristique en photons de la radio jusqu'au domaine du TeV. Il suffit pour cela de connaître les différents processus de pertes d'énergie des particules accélérées telles que les électrons, protons, et noyaux. Chacun de ces processus présente une signature observationnelle typique et les plus sévères contraintes apportées sur les modèles d'accélération résident dans l'observation multi-longueur d'onde des vestiges de supernovae. Nous nous focalisons ici sur le rayonnement synchrotron dont le régime critique se situe dans le domaine d'énergie de *INTEGRAL*.

Reynolds (1998) a modélisé spectralement et spatialement l'émission synchrotron pour différentes suppositions sur les facteurs limitants l'énergie des électrons au voisinage du choc principal, dans le cadre du modèle de Sedov. Le spectre d'électrons est alors défini comme une loi de puissance avec une coupure exponentielle du type  $\exp(-E/E_{max})$ , où  $E_{max}$  définit l'énergie maximale que peuvent atteindre les électrons en tenant compte des limitations dues aux pertes radiatives, à l'âge et à la taille finis du vestige. Reynolds et Keohane (1999) ont alors posé des limites supérieures à la valeur de  $E_{max}$  pour 14 jeunes vestiges de supernova galactiques en coquille (dont les cinq historiques), à partir des spectres obtenus avec *ASCA* et *RXTE* : toutes sont de l'ordre de  $10^{13}$  eV et ces limites peuvent également s'appliquer aux protons et aux noyaux (à un facteur  $Z$  près), puisque les conditions physiques dans les vestiges considérés rendent improbable la possibilité que le spectre à haute énergie des électrons soit entièrement limité par les pertes d'énergie synchrotron (ou Compton inverse). Dans cette étude, les effets non-linéaires de l'accélération n'ont pas été pris en compte. Berezhko et Völk (2004b) ont récemment étudié l'émission synchrotron des vestiges de supernova dans un cadre plus élaboré en appliquant une théorie cinétique non-linéaire, et dépendante en temps, de l'accélération des particules. La figure 3.15 présente l'évolution temporelle du spectre synchrotron des électrons accélérés pour différentes valeurs du paramètre d'injection, avec une énergie

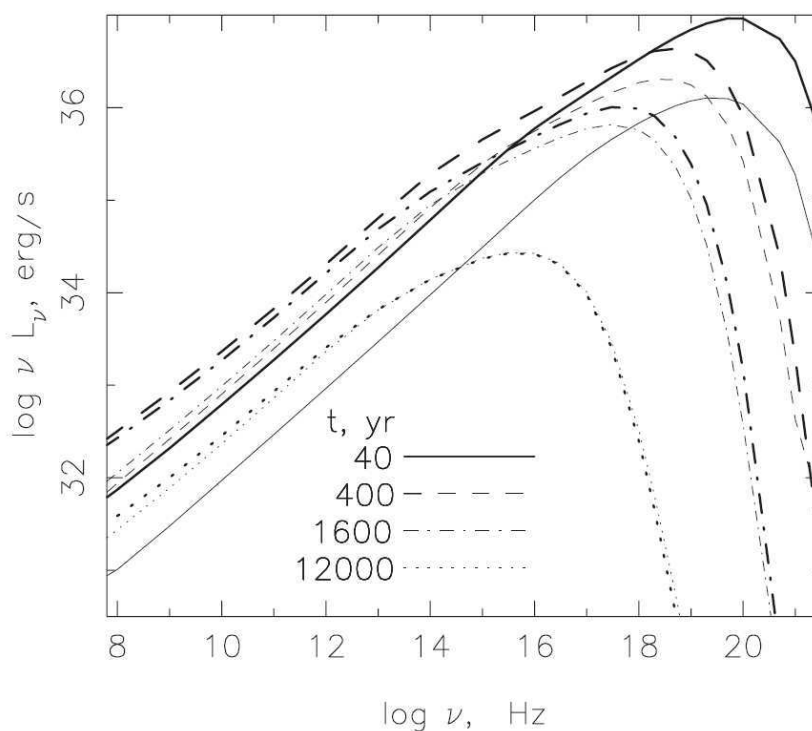


Figure 3.15 Evolution temporelle du spectre synchrotron d'un vestige de supernova, pour deux valeurs du paramètre d'injection :  $10^{-4}$  (traits fins) et  $3 \times 10^{-4}$  (traits foncés), d'après Berezhko et Völk (2004b).

d'explosion (de type thermonucléaire) de  $10^{51}$  erg et une densité  $N_H$  de  $0.3 \text{ cm}^{-3}$ .

### 3.2.3 Du point de vue observationnel

#### Emission synchrotron (Radio-X)

Si l'émission synchrotron radio issue d'électrons du GeV en provenance de jeunes vestiges de supernova est connue depuis plusieurs décennies, ce n'est que récemment que cette émission fut mise en évidence dans le domaine des X : Koyama et al. (1995) l'ont détecté pour la première fois avec *ASCA* dans le vestige de supernova SN 1006. Cette observation fut la première mise en évidence directe de l'accélération d'électrons jusqu'à des énergies de près de 100 TeV dans un vestige de supernova. Par la suite, d'autres vestiges se révélèrent comme d'importantes sources d'émission purement non-thermique dans le domaine des rayons X comme RX J1713.7-3946 (Koyama et al. 1997 ; Slane et al. 1999), et RX J0852-4622 (Slane et al. 2001).

Cependant, la plupart des vestiges de supernova, et notamment les plus jeunes d'entre eux, présentent une forte émission thermique dans le domaine des X ( $E < 10 \text{ keV}$ ) liée aux éjecta et au milieu interstellaire choqués (Ballet 2003), et la mise en évidence de

processus d'accélération caractérisé par une émission non-thermique du type synchrotron s'est déroulée en deux temps :

- du point de vue spectral : grâce aux observations du collimateur PCA (champ de vue  $\sim 1^\circ$ ) à bord de RXTE au-delà de 10 keV, Allen (1999) ont détecté une composante non-thermique dans les vestiges des supernovae historiques Cassiopeia A, Kepler, Tycho et SN 1006 (figure 3.16).

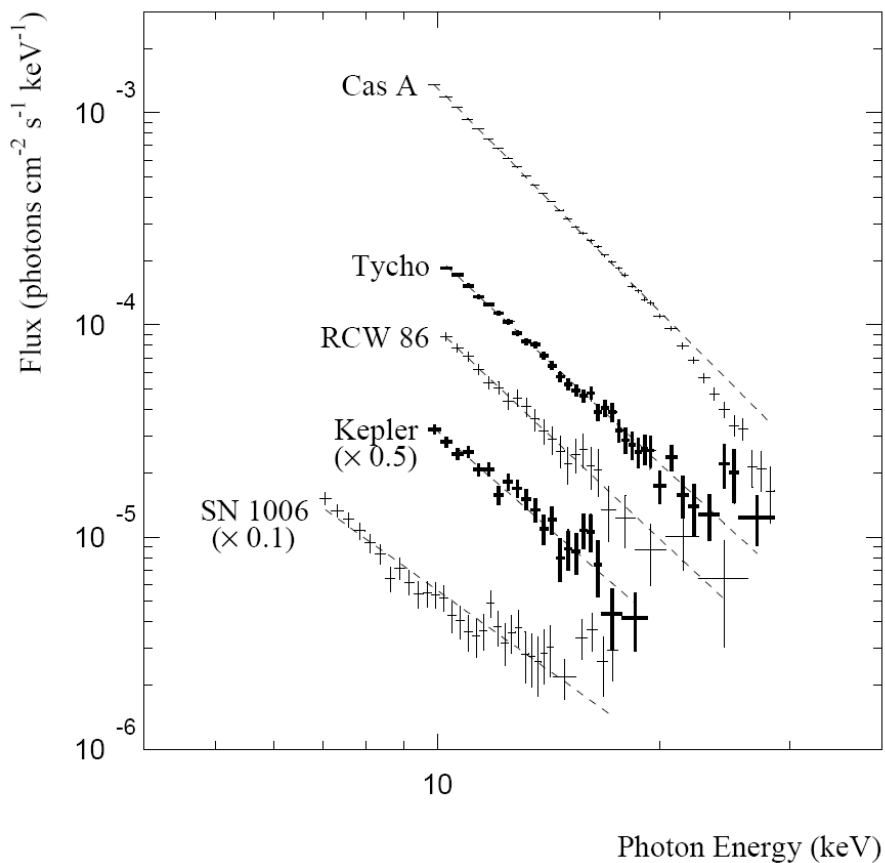


Figure 3.16 Spectres RXTE/PCA des vestiges des supernovae historiques (Allen 1999).

- du point de vue de la spectro-imagerie : ce n'est que depuis quelques années, grâce aux instruments à bord des satellites *XMM-Newton* et *Chandra*, dotés de capacités de spectro-imagerie fine, que des filaments non-thermiques au voisinage du choc principal de la plupart des jeunes vestiges de supernova ont été révélés (dans Cassiopeia A, Gotthelf et al. 2001, dans Tycho, Hwang et al. 2002), comme le montrent les images *Chandra* de la figure 3.17.

Les implications de ces découvertes sont nombreuses. Si l'épaisseur de ces filaments reflète les pertes synchrotron des électrons les plus énergétiques advectés en aval du choc

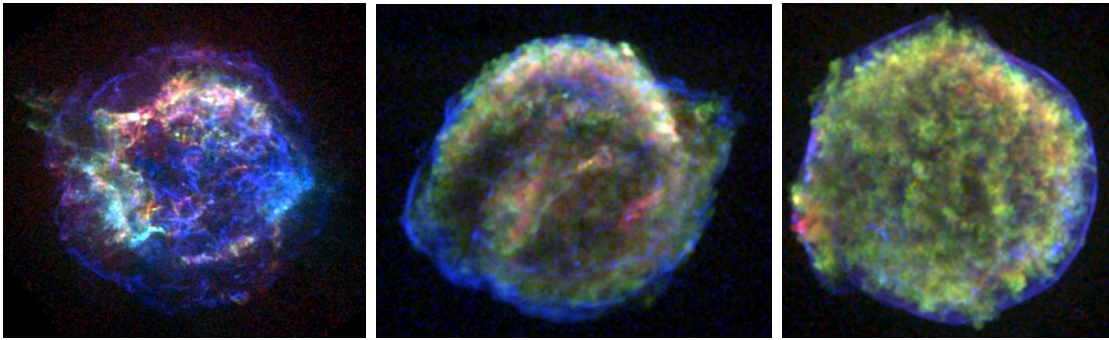


Figure 3.17 Images *Chandra* composites des vestiges de supernova Cassiopeia A, Kepler et Tycho (de gauche à droite), dans les bandes 0.78-0.86 keV (en rouge), 1.75-1.95 keV (raie du Si K, en vert) et 4-6 keV (en bleu), où apparaissent les filaments non-thermiques associés au chocs principaux (images obtenues par G. Cassam-Chenaï).

principal alors, à l'inverse, leur mesure permet d'estimer le champ magnétique effectif (voir par exemple la méthode employée par Vink et Laming 2003 dans le cas de Cas A). Völk et al. (2005) ont ainsi montré que le champ magnétique était amplifié au voisinage du choc dans les jeunes vestiges de supernova et que cette amplification était le résultat de l'accélération efficace de hadrons, comme il l'est supposé dans le cadre non-linéaire de l'ADOC. De manière qualitative, les auteurs proposent alors que les vestiges de supernova sont à l'origine de la population galactique des rayons cosmiques. De manière plus quantitative, Parizot et al. (2006), en compilant les observations disponibles des filaments non-thermiques dans cinq jeunes vestiges de supernova (Cas A, Kepler, Tycho, SN 1006, G347.3-0.5), ont pu très récemment contraindre les caractéristiques liées à la diffusion en relâchant l'hypothèse d'un régime de diffusion de type Bohm, estimer l'énergie maximale des protons dans ces sources, et apporter des estimations du champ magnétique dans ces vestiges, confortant ainsi l'hypothèse d'une amplification au voisinage du choc principal. Contrairement à l'étude de Reynolds et Keohane (1999) où les spectres des particules accélérées étaient limités par l'efficacité de l'accélération elle-même (à cause de l'âge ou de la taille finis du vestige), l'accélération des électrons est ici limitée par les pertes synchrotron, en raison de cette amplification du champ magnétique. Le spectre des protons peut alors s'étendre jusqu'à des énergies plus élevées mais même dans ce cas, il paraît très difficile pour les vestiges de supernova considérés d'accélérer les hadrons à des énergies supérieures à  $\sim Z \times 8.10^{14}$  eV.

### Emission au TeV

Si les domaines radio et X sont les domaines privilégiés de la manifestation des électrons accélérés, la nouvelle fenêtre d'observation au TeV, ouverte notamment par HESS



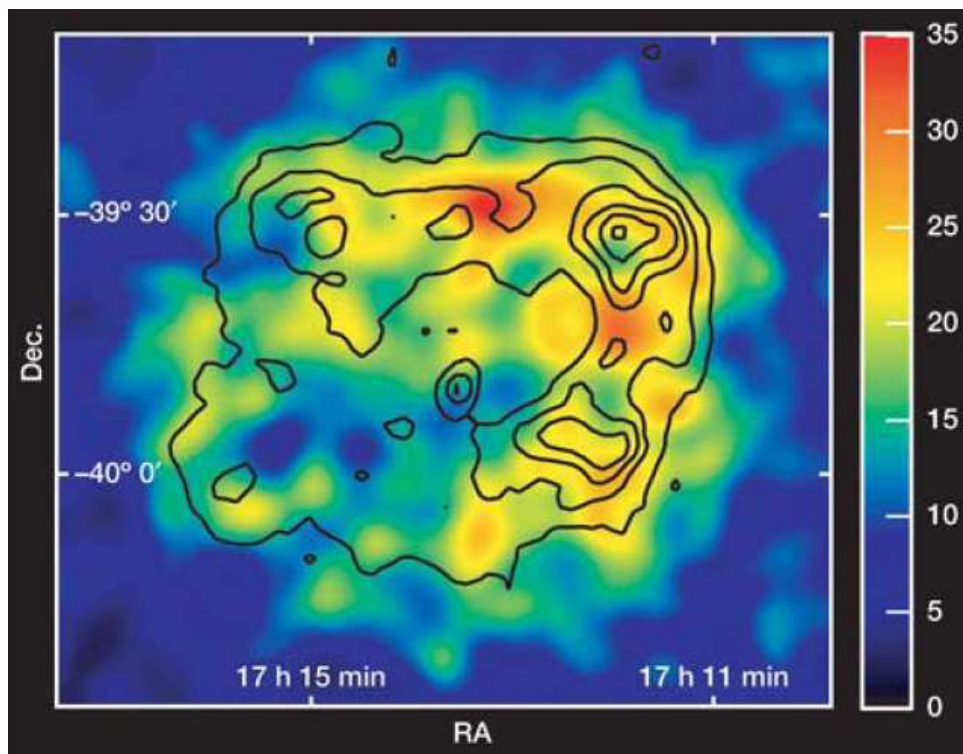


Figure 3.18 Image HESS de G347.3-0.5 au-delà de 800 GeV superposée aux contours *ASCA* dans la bande 1-3 keV (Aharonian et al. 2004).

avec la détection de quelques vestiges de supernova comme G347.3-0.5 (voir la figure 3.18, d'après Aharonian et al. 2004), peut s'avérer cruciale pour distinguer cette population leptonique d'une population hadronique accélérée. Jusqu'à ce jour, aucune preuve observationnelle directe de l'accélération de protons dans les vestiges de supernova n'existe. La raison en est que l'émission détectée à haute énergie en provenance de ces sources peut avoir plusieurs origines : la décroissance du  $\pi^0$  et le bremsstrahlung non-thermique, issus des collisions des particules accélérées (protons ou électrons) avec la matière environnante, et l'émission Compton inverse sur les différents champs de photons locaux de la même population d'électrons émettant par synchrotron dans le domaine des rayons X. Par conséquent l'observation conjointe dans le domaine des X durs /  $\gamma$  mous et au TeV doit permettre de distinguer ces différentes composantes et mettre ainsi en évidence l'accélération de hadrons dans les vestiges de supernova.

### Emission large bande

Toutes ces processus émissifs dépendent globalement de nombreux paramètres. Pour obtenir des résultats quantitatifs relevant des processus d'accélération dans les vestiges de supernova, il est nécessaire de connaître le type, l'âge et la distance de la supernova,

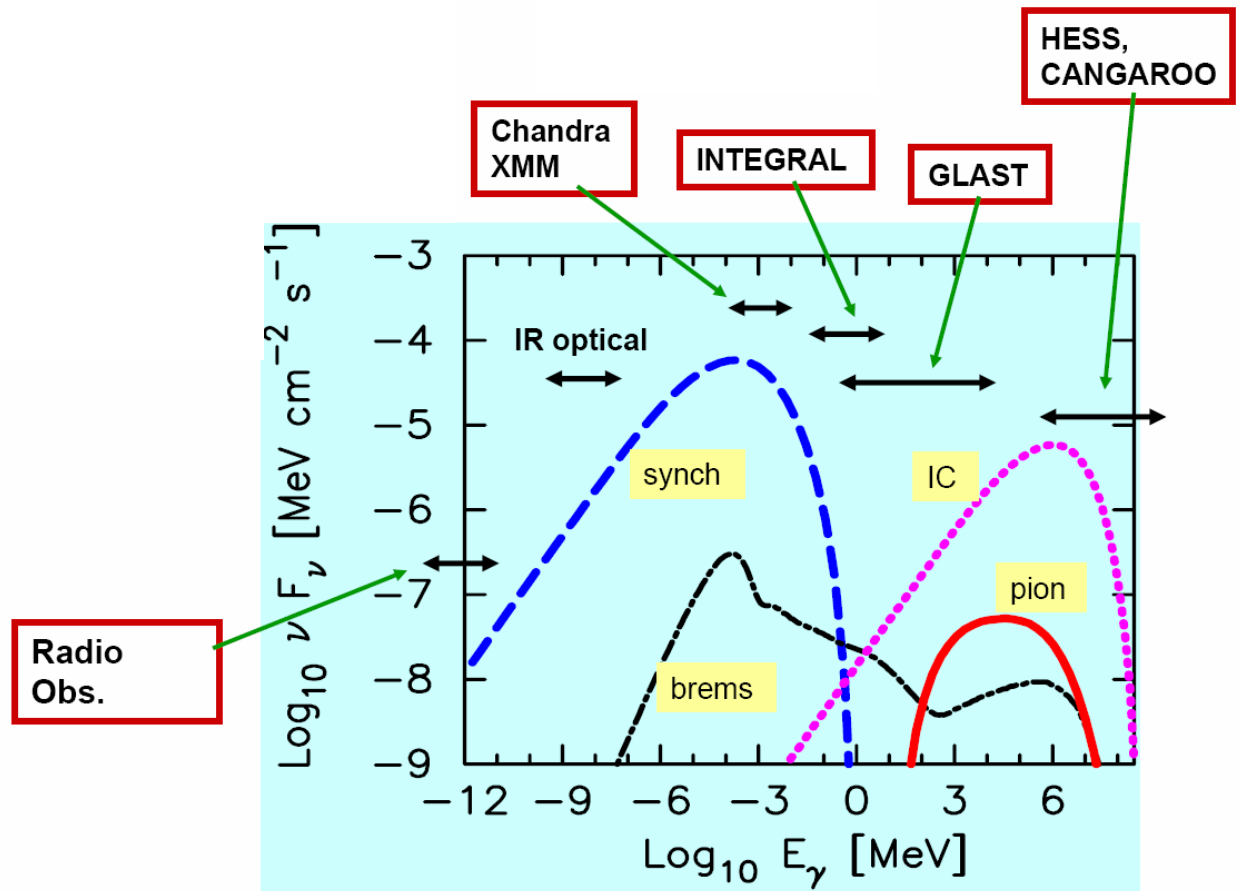


Figure 3.19 Spectre large bande d'un vestige de supernova (adapté de Ellison 2004).

la nature et la densité du milieu interstellaire ou circumstellaire, la densité de photons avoisinante, mais aussi la vitesse du choc ainsi que le champ magnétique. Autrement dit, les mécanismes d'accélération et avec eux le spectre large bande observé, dépendent de l'évolution hydrodynamique du vestige de supernova, elle-même sensible aux paramètres de l'explosion et aux caractéristiques du milieu environnant. Soulignons à titre d'exemple, que les électrons émettant du rayonnement synchrotron dans le domaine radio peuvent être aussi à l'origine d'une émission à quelques GeV par le processus bremsstrahlung. Ceux émettant par synchrotron dans le domaine des X durs émettent aussi par Compton inverse sur les champs de photons ambiants dans le domaine du TeV. D'où l'importance d'étudier les vestiges de supernova sur une large plage en longueur d'onde pour distinguer les différentes composantes spectrales et estimer au mieux les paramètres clef. Sturmer et al. (1997) ont inclut tous les processus d'émission non-thermique dans un modèle complet d'évolution des vestiges de supernova sans tenir compte de la rétroaction des cosmiques, avec une géométrie simplifiée. Baring et al. (1999) et Ellison et al. (2000) ont modélisé l'émission large bande en tenant compte des effets non-linéaires liés à l'accélération. La

figure 3.19 présente le spectre typique d'un vestige de supernova de la radio jusqu'au domaine du TeV.

### 3.3 En guise de conclusion

Ce chapitre avait pour but de présenter deux thèmes scientifiques reliés aux jeunes vestiges de supernova. Notons un simple constat : deux des trois raies issues de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$  se situent à 67.9 et 78.4 keV, et l'après-cassure du spectre synchrotron se manifeste au-delà de 20 keV. Le domaine des  $\gamma$  mous est donc comme un domaine clef pour étudier à la fois les produits de la nucléosynthèse explosive comme le  $^{44}\text{Ti}$ , et ceux issus des mécanismes d'accélération de particules tel que l'émission synchrotron dans une vision multi-longueur d'onde des vestiges de supernova. Ce manuscrit présente une telle approche, menée avec les observations de IBIS/ISGRI, un des deux principaux télescopes à masque codé à bord du satellite européen *INTEGRAL*. Puisqu'au premier thème est associée l'émission de raies et au deuxième une émission continue sous-jacente, l'observation des jeunes vestiges de supernova dans le domaine  $\gamma$  nous permet de prendre pleinement la mesure de ces sources, tant du point de vue conceptuel que du point de vue des techniques liées à leur observation, à partir d'un télescope à masque codé. Et ces deux aspects, abordés lors de la discussion des résultats obtenus sur Cassiopeia A (chapitre 8), se rejoignent naturellement lorsqu'il est nécessaire de se poser la question de la nature du spectre continu sous-jacent pour pouvoir estimer au mieux le flux des raies du  $^{44}\text{Sc}$  perchées sur celui-ci.

## Partie II

# INTEGRAL : Observatoire des hautes énergies



# Chapitre 4

## Les dessous de *INTEGRAL*

Pouvoir mesurer l'énergie des photons et reconstruire la direction des sources de photons incidents avec un télescope dans le domaine  $\gamma$  requiert la connaissance des différents processus d'interaction à haute énergie entre le rayonnement et la matière ainsi que des principes d'utilisation des masques codés. Ce chapitre a ainsi pour but d'exposer ces deux thèmes (Notons que le premier porte sur la nature corpusculaire de la lumière et le deuxième sur son aspect ondulatoire... belle application du principe de dualité !).

### 4.1 Processus d'interaction matière-rayonnement

#### 4.1.1 Absorption photoélectrique

L'effet photoélectrique, expliqué par A. Einstein en 1905, est seulement compréhensible en postulant l'existence des photons, quanta d'énergie lumineuse avec des qualités de particules. Ce fut la première mise en évidence de la dualité onde-particule de la lumière, un des concepts fondamentaux de la mécanique quantique. Dans ce processus, un photon cède la totalité de son énergie à un électron du cortège atomique, préférentiellement sur les couches les plus profondes (c'est-à-dire d'énergie de liaison la plus élevée). L'électron alors éjecté avec une énergie cinétique égale à celle du photon incident, diminuée de l'énergie d'extraction, ionise les atomes se trouvant sur son parcours. Les ions ainsi formés se désexcitent par émission de photons X caractéristiques de la couche de l'électron éjecté. Ces photons ne parviennent généralement pas à s'échapper du matériau sans interagir et c'est donc toute l'énergie du photon  $\gamma$  incident qui est transmise au milieu. La section efficace de l'effet photoélectrique dépend donc de l'énergie du photon et du numéro atomique du matériau. En première approximation, elle peut être décrite de la manière suivante :

$$\sigma_p \approx Z^{4.5} E_\gamma^{-3.5} \quad (4.1)$$

### 4.1.2 Diffusion Compton

Au cours d'une diffusion Compton, une partie seulement de l'énergie du photon incident  $E_\gamma$  est transféré à un électron. Le reste est emporté par le photon diffusé. Comme dans le cas de l'absorption photoélectrique, l'électron perd son énergie lors de sa propagation dans le matériau principalement par ionisation. Le photon diffusé d'énergie  $E_d$  pourra alors à son tour interagir avec le milieu par diffusion Compton ou absorption photoélectrique. Les directions des photons incident et diffusé sont données par les lois classiques de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Si la diffusion a lieu sur un électron libre et au repos, l'angle  $\theta$  entre ces deux directions est donné par :

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_d} + \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \quad (4.2)$$

La section efficace différentielle par angle solide de l'interaction Compton dépend de l'angle  $\theta$  et est donnée par la formule de Klein-Nishina. Au premier ordre, la section efficace totale d'interaction suit l'expression suivante :

$$\sigma_c \propto Z E_\gamma^{-1} \quad (E > 1 \text{ MeV}) \quad (4.3)$$

### 4.1.3 Création de paires

Dans ce processus, un photon de haute énergie interagit avec le champ électrique d'un noyau lourd pour former une paire électron-positon. L'énergie se partage alors en énergie de masse des deux particules (1.22 MeV) et en énergie cinétique. Dans le repère du centre de masse, l'électron et le positon sont émis dans des directions opposées et perdent leur énergie progressivement par ionisation, rayonnement de freinage ou bien encore effet Tcherenkov. La section efficace de création de paires varie comme  $Z^2$  et est caractérisée par un seuil à 1.22 MeV.

### 4.1.4 Importance relative des processus

La figure 4.1 montre l'importance relative de ces trois principaux processus d'interaction suivant l'énergie du photon incident et le milieu d'interaction. Dans l'ordre croissant d'énergie viennent l'effet photoélectrique, la diffusion Compton, dont la largeur du domaine dépend fortement du numéro atomique du matériau, puis la création de paires. En dessous du MeV, seuls les deux premiers importent. Pour un matériau de  $Z \sim 50$ , l'absorption photoélectrique est dominante en-dessous de  $\sim 200$  keV.

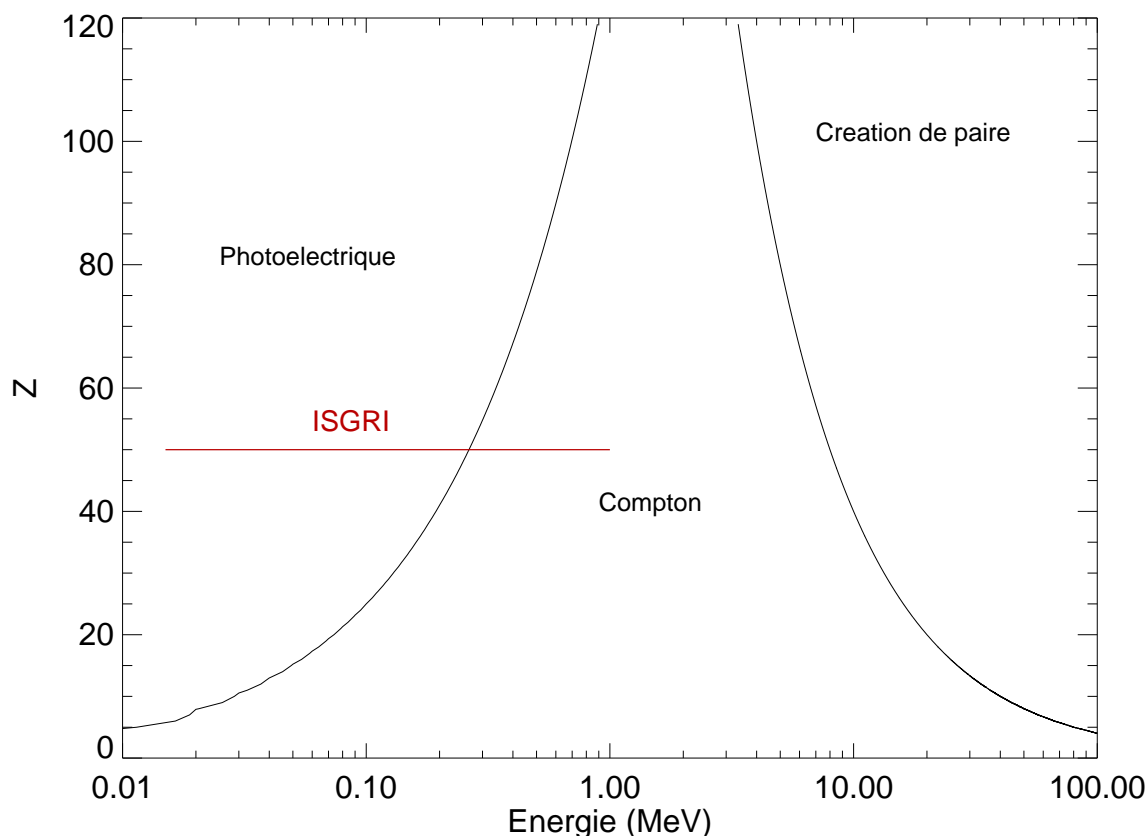


Figure 4.1 Domaines propres en énergie des trois principaux processus d'interaction à haute énergie en fonction du numéro atomique du matériau.

## 4.2 L'astronomie $\gamma$

Jusqu'à l'avènement de la conquête spatiale, l'atmosphère terrestre, véritable écran entre l'observateur et les sources célestes, a principalement limité les photons observables à l'étroite fenêtre du rayonnement visible et au domaine radio. L'image que nous nous faisons de l'Univers ne pouvait être alors que très fragmentaire. Sans rentrer dans les détails de l'absorption du rayonnement par les différents constituants atmosphériques en fonction de la longueur d'onde observée, il est naturel de concevoir l'atmosphère terrestre comme opaque au rayonnement  $\gamma$ . Comme cela a été montré au paragraphe précédent, au delà de 10 keV, les photons interagissent dans ce cas avec les gaz atmosphériques par absorption photoélectrique et diffusion Compton. L'astronomie X et  $\gamma$  n'est que marginalement possible à l'altitude des ballons (30 à 40 km), qui n'offrent qu'un temps d'observation limité, et nécessite donc l'emploi de satellites. Bien que les conditions d'observation dans l'espace libèrent de tous les phénomènes perturbateurs proprement atmosphériques, il existe de nombreuses contraintes en termes de masse, de télémétrie, de thermique, de résistance à l'irradiation, de puissance électrique, ou bien encore de



volume. A titre d'exemple, les télescopes à bord de satellites ne peuvent avoir d'aussi grandes focales que ceux au sol. A ce jour, les plus grands envoyés dans l'espace sont ceux à bord de la mission européenne *XMM-Newton*, avec des focales de l'ordre de huit mètres. Spatialiser des instruments requiert aussi une connaissance de l'environnement en particules et en photons énergétiques : le fond diffus cosmique, le vent solaire, les ceintures de radiation et le rayonnement cosmique sont les principales sources de perturbation d'un observatoire placé dans l'espace.

Lorsque la diffusion Compton ou la création de paires domine (voir la figure 4.1), on utilise la dynamique de ces effets pour former des images : la mesure des secondaires permet de remonter à la direction de chaque photon incident à l'origine d'un des deux processus. La surface de collection est dans ce cas confondu avec celle du détecteur. La création de paires est historiquement l'effet utilisé par les premières missions spatiales dans le domaine  $\gamma$  au cours des années 70 telles que *SAS-2* ou *COS-B*. La diffusion Compton a été employée dans le cadre de la mission américaine *CGRO*, pour le télescope COMPTEL. Aux énergies du TeV, les photons interagissant avec l'atmosphère créent une foultitude de particules secondaires relativistes sous forme de cascades atmosphériques. Ces particules se déplaçant plus rapidement que la lumière dans l'atmosphère émettent un rayonnement nommé Tcherenkov. Ce rayonnement est utilisé par les instruments au sol comme par exemple les quatre télescopes qui composent le système de stéréoscopie HESS.

Nous le verrons par la suite, l'emploi de miroirs pour focaliser le rayonnement se restreint au domaine des rayons X. Ceci est dû aux limites technologiques liées à la nécessité de spatialiser les instruments aux énergies supérieures à  $\sim 10$  keV. De plus, dans cette gamme d'énergie, l'effet photoélectrique est dominant et les secondaires ne sont pas utilisables en terme d'imagerie. L'utilisation du principe de collimateur balayant, comme dans le cas de la mission *HEAO-1* lancée en 1977, a permis d'obtenir après deux années d'observation une première cartographie du ciel entre 15 et 200 keV (expérience A4, Griffiths et al. 1979) avec une résolution spatiale de plusieurs degrés ( $\sim 2^\circ$ ), égale par définition au champ de vue de l'instrument. Cependant, cette technique dépend de la stabilité du bruit de fond et des sources, et se trouve donc être rapidement limitée en terme d'imagerie. Une autre méthode reste alors à définir...

## 4.3 Principe d'un masque codé

### 4.3.1 Un peu d'histoire et exposé du principe

Comme mentionné précédemment, aux énergies supérieures à  $\sim 10$  keV, il devient technologiquement difficile de focaliser le rayonnement à l'aide de lentilles ou de miroirs conventionnels, omniprésents aux autres longueurs d'onde. Déjà dans le domaine des

rayons X (de 0.1 à 10 keV), les satellites tels que ROSAT ou *XMM-Newton* utilisent l'incidence rasante pour réfléchir l'onde incidente avec des télescopes dits de Wolter à longue focale. A plus haute énergie, l'utilisation de dépôts multi-couches augmente la réflectivité des miroirs. Cependant, l'efficacité s'effondre au-delà de 80 keV. L'emploi de miroirs à haute énergie requiert de très longues distances focales. Le vol en formation, qui représente l'originalité du projet Simbol-X (Ferrando et al. 2006), devrait permettre l'utilisation de miroirs standard ou de type multi-couches jusqu'à ces énergies avec une efficacité acceptable. Avant que cette technique de vol en formation ne soit disponible, et pour pallier les insuffisances des collimateurs balayants, la technique d'imagerie à masque codé s'est alors imposée dans le domaine 10 keV - 1 MeV.

Les origines premières d'une telle technique remontent à l'Antiquité avec le principe du sténopé, étudié par ailleurs à de nombreuses reprises au cours de la Renaissance. Déjà au quatrième siècle avant notre ère, le philosophe grec Aristote décrivait le fonctionnement d'une éclipse solaire qu'il avait étudiée à l'intérieur d'une pièce obscure dont un des murs comportait un petit trou : les rayons du soleil pénétraient par le trou situé dans le mur et projetaient une image du Soleil sur le mur d'en face. Au quinzième siècle, Léonard de Vinci fut le premier à étudier en détail le phénomène de la *camera obscura* et à le comparer au mécanisme de la vision humaine, et les dernières décennies du dix-neuvième siècle voient le développement et l'apogée du sténopé avec le pictorialisme. Donc, un trou dans un masque permet à une image d'une quelconque source de se former sur un écran (figure 4.2). Jusqu'à la limite de diffraction, la luminosité est d'autant plus faible que la résolution est meilleure. Pour résoudre cette contradiction, il suffit de percer la paroi formant la pupille d'entrée d'un grand nombre de trous. L'image résultante sera alors la superposition linéaire des images individuelles données par chaque trou. Reste à trouver la disposition adéquate de ces derniers pour reconstruire sans ambiguïté la direction de la source observée. C'est ainsi que fut développé le concept de masque codé dont les prémices se trouvent dans les travaux du mathématicien français Jacques Hadamard au début du vingtième siècle. Pour transposer le principe exposé ci-dessus dans le domaine des hautes énergies, comme proposé à l'origine par Mertz et Young (1961), il suffit d'utiliser un matériau apte à bloquer ce rayonnement et donc à numéro atomique élevé comme le plomb ou le tungstène, et de remplacer l'émulsion photographique par une caméra  $\gamma$ , un détecteur permettant de mesurer la position du point d'impact de chaque photon. Ainsi, un masque codé  $M$ , fait d'éléments transparents ( $M=1$ ) et opaques ( $M=0$ ), module le flux d'une source  $S$  dans le champ de vue, le détecteur  $D$  enregistrant alors l'ombre du masque projetée sur celui-ci, potentiellement décalée par rapport à la position centrale, d'une distance correspondante uniquement à la direction de la source. Par conséquent :

$$D = M \star S + F \quad (4.4)$$

F représente le fond (non modulé) sur le détecteur. Une estimation  $S'$  de la source  $S$  peut être obtenue par application d'une fonction de décodage adéquate  $G$  (ou déconvolution), issue des propriétés du masque codé :

$$S' = G \star S = G \star M \star S + G \star F \quad (4.5)$$

La qualité de reconstruction du ciel dépend alors du choix du masque codé et de sa matrice de décodage. En l'absence de fond, il est nécessaire qu'il existe une relation biunivoque entre  $S$  et  $S'$  telle que :

$$G \star M_{(B=0)} = \delta \quad (4.6)$$

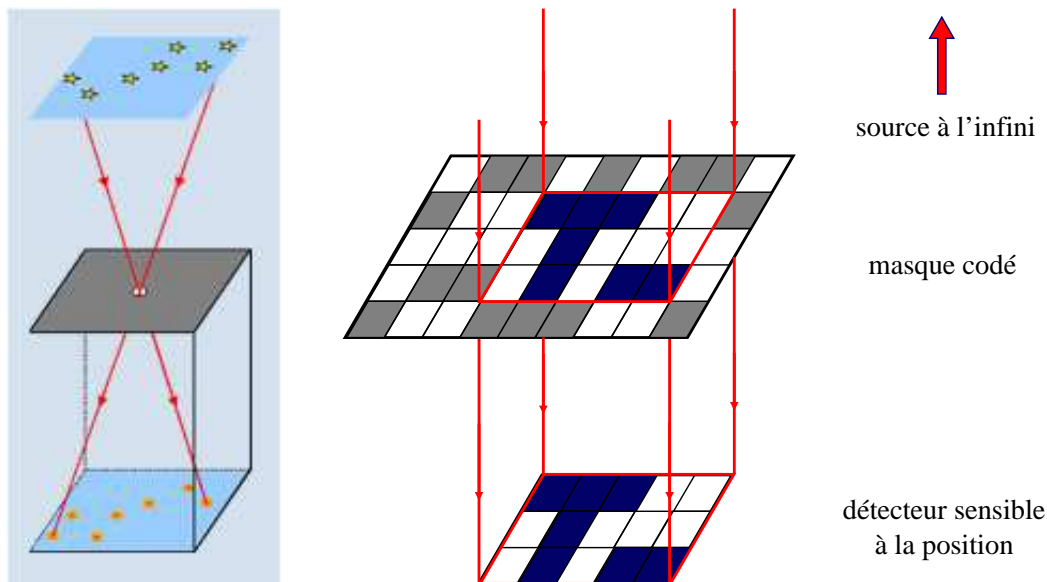


Figure 4.2 Principes du sténopé (à gauche) et du masque codé (à droite).

Le résultat de cette convolution, nommé SPSF de l'instrument, représente la réponse finale en imagerie du système composé du masque et de la matrice de décodage. Les motifs de masque satisfaisant l'équation 4.6 sont appelés optimaux. Généralement un masque codé est formé par répétition partielle du motif de base autour d'un motif central complet. Dans le cas où le fond apparaît de façon uniforme sur le détecteur, l'image reconstruite (ou déconvoluée) du ciel présentera un fond plat de moyenne nulle. Finalement, la technique d'ouverture à masque codé permet la mesure simultanée du flux d'une ou de plusieurs sources dans le champ de vue et du fond. En direction d'une source donnée, les pixels du détecteur interceptant un élément opaque mesureront uniquement le fond, ceux interceptant un élément transparent détecteront ce même fond additionné du flux de la source en question. La déconvolution présentée à l'équation 4.5 se résume alors à une soustraction

entre ces deux familles de pixels du détecteur pour chacune des sources présentes dans le champ de vue.

### 4.3.2 Les caractéristiques d'un télescope à masque codé

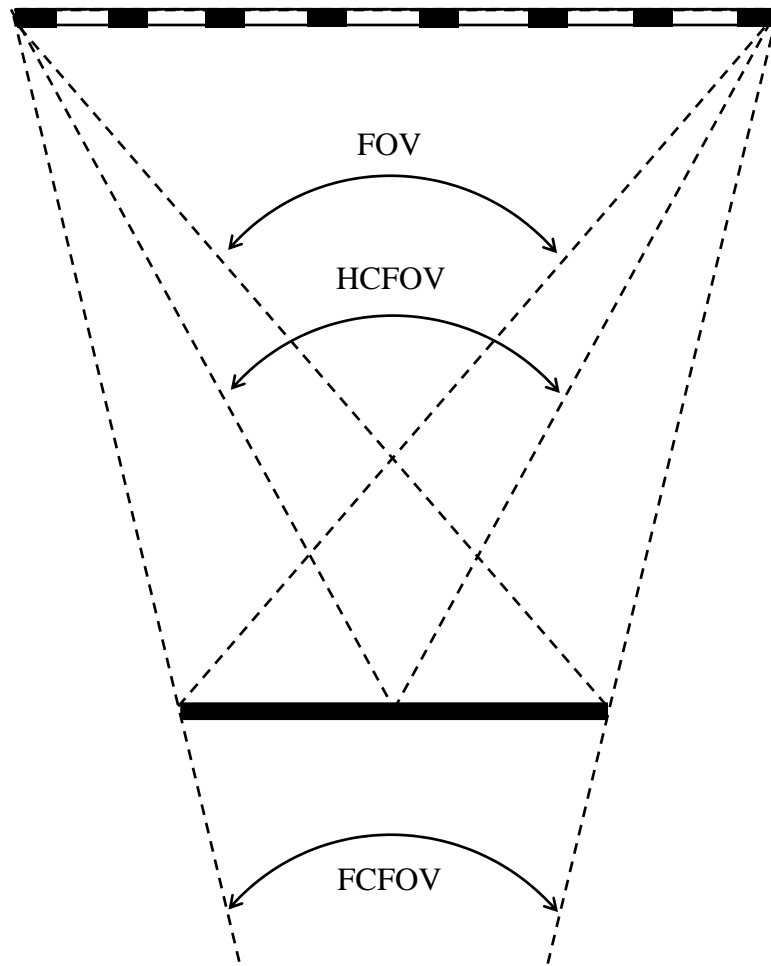


Figure 4.3 Les trois limites du champ de vue d'un télescope à masque codé.

Il est maintenant aisé de définir les principales caractéristiques d'un télescope à masque codé que sont la résolution spatiale et le champ de vue. La sensibilité est reliée à la fraction codée, c'est-à-dire à la fraction du détecteur éclairée par un motif de masque, et n'est donc pas uniforme dans tout le champ de vue. On peut alors distinguer trois limites : la limite de codage total (FCFOV), la limite à mi-codage (HCFOV) et la limite à codage nul (FOV), ou champ de vue total. La résolution angulaire est l'angle sous-tendu par un élément de masque (de taille  $t_p$ ) vu depuis le détecteur :

$$\phi = \arctan \frac{t_p}{d} \quad (4.7)$$

$d$  représente la distance masque-détecteur. Les trois limites du champ de vue d'un télescope à masque codé, d'après la figure 4.3, sont données par les relations suivantes :

$$\text{FCFOV} = 2 \arctan \left( \frac{M - D}{2d} \right) \quad (4.8)$$

$$\text{HCFOV} = 2 \arctan \left( \frac{M}{2d} \right) \quad (4.9)$$

$$\text{FOV} = 2 \arctan \left( \frac{M + D}{2d} \right) \quad (4.10)$$

où  $M$  et  $D$  représentent les dimensions respectives du masque codé et du détecteur. Bien que les principes théoriques de l'ouverture à masque codé soient relativement simples, leur application dans le cadre de l'analyse des données du télescope IBIS nécessite la prise en compte soigneuse de nombreux effets instrumentaux avant d'obtenir une image reconstruite de bonne qualité. On a implicitement supposé au cours de ce chapitre que le fond était uniforme sur le plan de détection. Ce n'est malheureusement pas le cas et un des points les plus critiques dans le traitement des données de *INTEGRAL* repose sur la soustraction du fond avant la déconvolution. Nous présentons au chapitre 7 une étude détaillée du fond détecté sur IBIS/ISGRI, présentant de plus une structure spatiale dépendante de l'énergie.

# Chapitre 5

## Le satellite *INTEGRAL*

Dans ce chapitre, le satellite *INTEGRAL* est présenté dans un contexte d'ordre général avec d'une part ses objectifs scientifiques et son statut d'observatoire, et d'autre part les différents instruments à bord et leurs caractéristiques principales.

### 5.1 Contexte Général

L'histoire de *INTEGRAL* commence officiellement en juin 1993 lorsque l'Agence Spatiale Européenne (ESA) sélectionne la mission dans le cadre de son programme Horizon 2000. *INTEGRAL* s'inscrit dans la catégorie des missions de taille moyenne et est pensée par l'ESA comme un observatoire européen avec le soutien de la Russie et des Etats-Unis. La volonté de construire cet observatoire résulte de l'impressionnante série de résultats scientifiques collectés par ses prédécesseurs, *SIGMA* depuis 1989 et *CGRO* depuis 1991. Ainsi, près d'une dizaine d'années plus tard, le satellite d'environ quatre tonnes est lancé à bord d'une fusée PROTON depuis la base de Baïkonour au Kazakhstan, le 17 octobre 2002. Son orbite très excentrique (périgée  $\sim 10000$  km, apogée  $\sim 150000$  km), avec une inclinaison de  $52.2^\circ$ , et de 72 heures de révolution lui permet d'observer le ciel pendant près de 90% du temps.

*INTEGRAL*, présenté à la figure 5.1, est ainsi dédié à l'étude des phénomènes célestes dans le domaine des rayons  $\gamma$  (Winkler et al. 2003). Ses principales spécificités sont une spectroscopie fine et une capacité d'imagerie sans précédent dans le domaine des  $\gamma$  de basse énergie, ce qui suppose, comme on le verra par la suite, l'utilisation et le développement de techniques d'observation particulières et parfois complexes. Dans ce domaine d'énergie, les principaux objectifs scientifiques sont multiples et les processus physiques sous-jacents sont le plus souvent d'origine non-thermique. Citons à titre d'exemple, l'accélération de particules, la radioactivité ou bien encore l'excitation nucléaire. En conséquence, les sources de rayonnement étudiées avec *INTEGRAL* se trouvent être les novae et les supernovae, les objets compacts tels que les trous noirs ou étoiles à neutrons, les sursauts  $\gamma$ , les noyaux actifs de galaxie, ou bien encore l'émission interstellaire, la nucléosynthèse et

le fond diffus  $\gamma$  extragalactique.

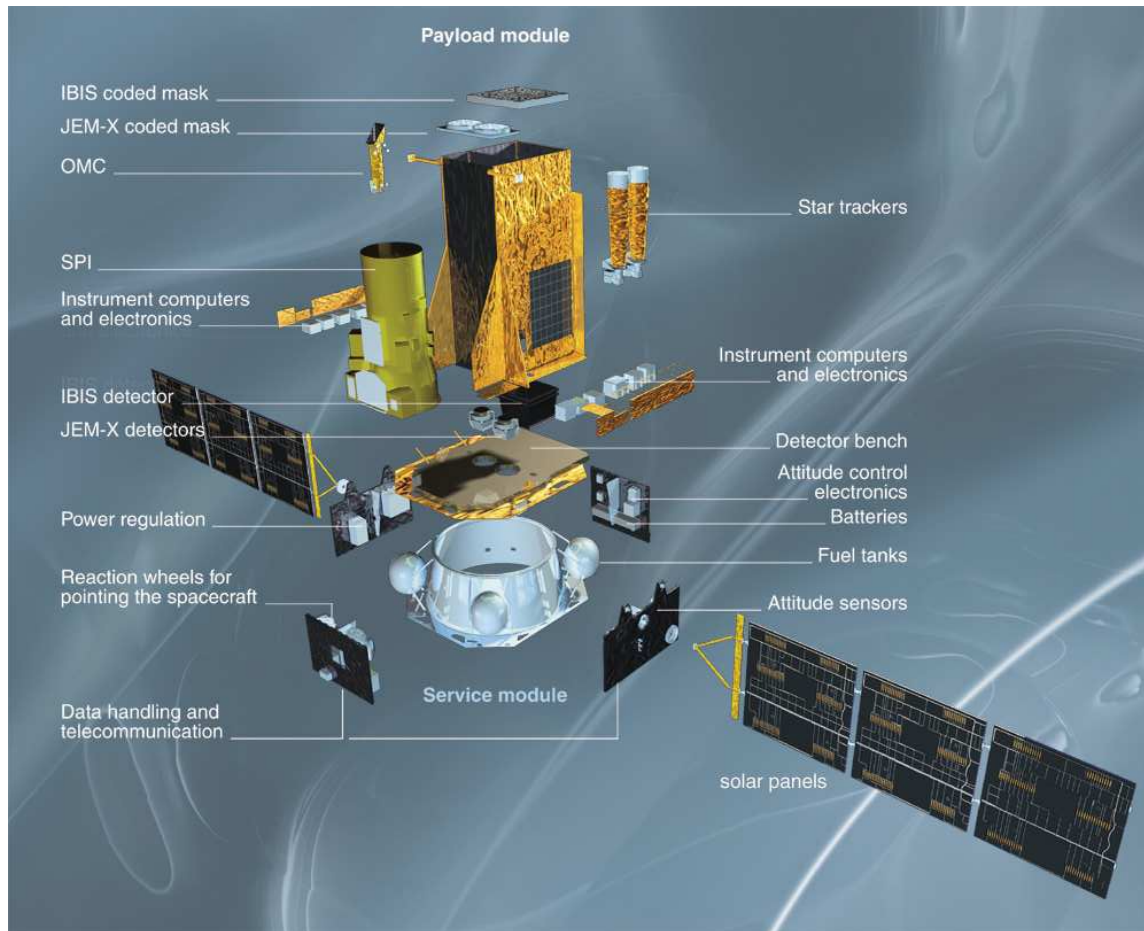


Figure 5.1 Le satellite *INTEGRAL* et ses différentes composantes.

Avec son statut d'observatoire, *INTEGRAL* est ouvert à une large communauté scientifique. De ce fait, une fraction conséquente du temps d'observation (65% la première année, 70% la deuxième année, 75% les deux années suivantes puis 80 %) est attribuée par le Comité d'Allocation du Temps sur la base de propositions d'observation envoyées par la communauté scientifique en réponse à un appel d'offre que l'ESA doit émettre chaque année : cela constitue le temps ouvert. Le reste du temps d'observation, ou temps garanti, est réservé aux groupes impliqués dans la réalisation de la mission. Il est pour l'essentiel dévolu à un balayage de la Voie lactée (GPS), incluant une observation approfondie des régions centrales (GCDE :  $|\ell| \leq 30^\circ$  et  $|b| \leq 15^\circ$ ), des directions tangentes aux bras galactiques, ainsi que la région des Voiles. Les données sont structurées en fenêtres d'observation (scws) d'environ  $2 \times 10^3$  secondes chacune, pendant lesquelles le satellite pointe dans une direction du ciel donnée. La figure 5.2 présente la carte du temps d'exposition total depuis le début de la mission jusqu'à la révolution 300 (avril 2005).

La France a fortement contribué aux deux principaux instruments. C'est ainsi que le

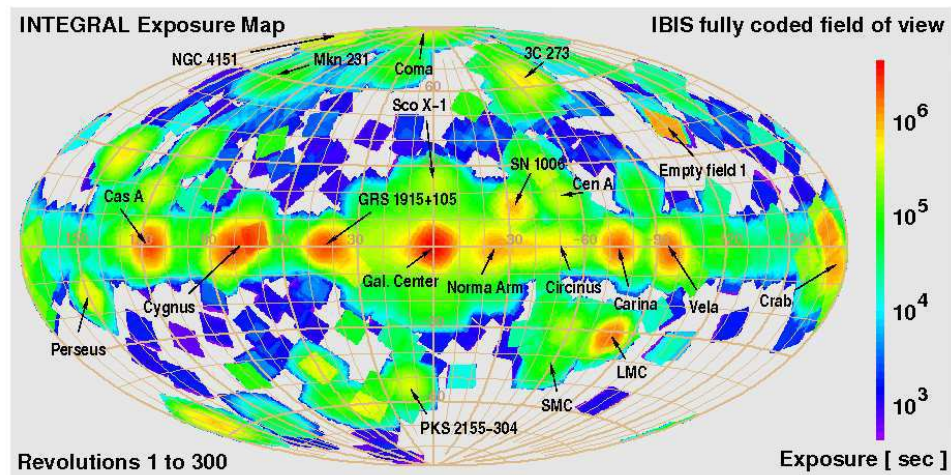


Figure 5.2 Carte du ciel du temps d'exposition total (temps ouvert et temps garanti) passé avec *INTEGRAL* jusqu'à la révolution 300 (d'après N. Mowlavi & M. Türler).

CNES a assuré la maîtrise d'oeuvre du spectromètre SPI dont les sous-systèmes ont été réalisés par un vaste consortium de laboratoires parmi lesquels deux laboratoires français : le CESR à Toulouse (CNRS-Université Paul Sabatier) et le service d'astrophysique (SAP) du CEA à Saclay. Avec le soutien du CNES, le SAP a surtout réalisé le plan de détection  $\gamma$  de nouvelle génération ISGRI, l'élément clef du télescope IBIS. Il a aussi participé à la mise en oeuvre de l'ISDC, le centre de traitement des données scientifiques. Les différents groupes responsables des instruments se doivent donc de fournir les logiciels d'analyse des données. Au SAP, une partie du groupe hautes énergies est en charge de l'étalonnage en vol, du développement et de la maintenance des logiciels permettant l'analyse des données de l'imageur IBIS/ISGRI, et des tâches de service sont réparties pour assurer son fonctionnement nominal en vol.

## 5.2 Présentation des instruments

Quatre instruments sont à bord de *INTEGRAL*. Le spectromètre SPI et l'imageur IBIS sont les deux principaux télescopes, JEM-X et OMC sont les moniteurs permettant une étude simultanée des sources dans les domaines, respectivement X et visible. Hormis OMC, les télescopes à bord utilisent la technique d'ouverture à masque codé pour cartographier le ciel (chapitre 4.3). Les principales caractéristiques de ces instruments sont présentées dans le tableau 5.1.



Instruments	SPI	IBIS	JEM-X	OMC
Domaine d'énergie (keV)	18 - 8·10 <sup>3</sup>	15 - 8·10 <sup>3</sup>	4 - 35	500 - 600 nm
Détecteurs	19×n-HPGe (6 × 6 × 7 cm <sup>3</sup> )	CdTe(16384 pixels de 4 × 4 × 2 mm <sup>3</sup> ) CsI(4092 pixels de 8,4 × 8,4 × 30 mm <sup>3</sup> )	2×détecteurs à gaz $\sigma$ -segmentés	CCD + V-filtre (1024×1024) pixels
Masse (kg)	1309	746	65	17
Surface de détection (cm <sup>2</sup> )	508	2600(CdTe), 2890(CsI)	2×500	
Champ de vue (FWHM)	24°	19° × 19°	5° (circulaire)	5° × 5°
Résolution spectrale (FWHM)	0.2 % 3 keV à 1.7 MeV	8 % 8 keV à 100 keV	0.4√(1/E(keV) + 1/60)	
Résolution angulaire	2.6°	12'	3'	25''
Précision de localisation	< 30'	< 1'	< 30''	6''
Sensibilité dans le continu (10 <sup>6</sup> s, 10 <sup>-6</sup> cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> keV <sup>-1</sup> )	3 à 100 keV 0.8 à 1 MeV	0.8 à 100 keV (ISGRI) 4 à 1 MeV (ISGRI)	12 à 6 keV 13 à 30 keV	
Sensibilité dans les raies (10 <sup>6</sup> s, 10 <sup>-5</sup> cm <sup>2</sup> s <sup>-1</sup> )	3 à 100 keV 2 à 1 MeV	1.2 à 100 keV 50 à 1 MeV	1.9 à 6 keV 8.5 à 30 keV	
Précision temporelle ( $\mu$ s)	≤ 200	≤ 200	185 ± 10	> 1 s
Puissance (W) maximal/moyenne	385/110	240/208		

Tableau 5.1 Récapitulatif des principaux instruments de *INTEGRAL*. Les sensibilités sont données à 3 $\sigma$ .

### 5.2.1 IBIS

Le télescope IBIS (Ubertini et al. 2003) consiste principalement en un masque codé de type MURA composé de  $95 \times 95$  éléments en tungstène de 11.2 mm de côté et 16 mm d'épaisseur, et deux plans détecteurs  $\gamma$  superposés, situés à environ trois mètres du masque et insérés dans un puits d'anti-coïncidence :

- Le premier de ces plans de détection a pour but de couvrir la partie basse énergie du spectre observable par IBIS. Il constitue sans conteste l'avancée technologique la plus importante de la charge utile de *INTEGRAL*. ISGRI (Lebrun et al. 2003) a été réalisé sous maîtrise d'oeuvre du SAp au CEA et couvre le domaine d'énergie de 15 keV à 1 MeV. Il est formé de huit modules totalement indépendants, chacun de ces modules résultant lui-même de l'assemblage de 128 polycells. Ces derniers sont les briques de base de ISGRI, véritables micro  $\gamma$ -caméras, comprenant chacun  $4 \times 4$  cristaux détecteurs en tellure de cadmium (CdTe) de  $4 \times 4 \times 2$  mm<sup>3</sup>. Ce semi-conducteur dense ( $Z_{Cd} = 48$  et  $Z_{Te} = 52$ ) est très efficace pour arrêter les photons  $\gamma$  et mesurer précisément leur énergie. De plus, sa large bande interdite lui permet de fonctionner à température ambiante. ISGRI représente une première mondiale dans le domaine des  $\gamma$ -caméras et *a fortiori* en astronomie des hautes énergies. Le lecteur est renvoyé au chapitre 6 pour y trouver les caractéristiques détaillées de ce plan de détection.
- le second, PICSIT (Labanti et al. 2003), réalisé sous maîtrise d'oeuvre italienne, se compose d'une matrice de  $64 \times 64$  pixels subdivisée en 16 modules, formée de barreaux scintillants de Iodure de Césium (CsI) lus par des photodiodes. L'ensemble assure la couverture du domaine allant de 150 keV à 10 MeV.

Outre ces deux plans de détection et le masque codé, IBIS se compose aussi d'unités auxiliaires telles que :

- une unité de calibration à bord consistant en une source radioactive de sodium <sup>22</sup>Na de 0.4  $\mu$ Ci, et d'un bloc scintillant en BGO lui permettant de détecter un des deux photons de 511 keV issus de la décroissance de cet élément.
- différents boucliers permettant de réduire le bruit de fond sur les détecteurs : un système actif d'anti-coïncidence (VETO) formés de 16 modules indépendants faits de cristaux de BGO de 2 cm d'épaisseur, chacun d'eux étant lus par deux photomultiplicateurs, ainsi que d'un ensemble passif composé de deux sous-systèmes mécaniquement indépendants : une structure en tungstène à proximité des détecteurs appelée *hopper* et un tube fait de quatre murs en plomb s'élevant jusqu'au masque codé. Ces murs de plomb sont totalement opaques jusqu'à environ 200 keV et réduisent le fond diffus cosmique.

## 5.2.2 Le mode Compton

Les plans détecteurs ISGRI et PICSIT sont superposés et ont la faculté de travailler en coïncidence temporelle, ce qui signifie que des mesures simultanées peuvent être assignées à un évènement unique dit Compton. Si un photon diffuse dans ISGRI puis dépose le reste de son énergie dans PICSIT, deux dépôts ont alors lieu au même moment. L'angle de diffusion étant relié aux énergies déposées (voir équation 4.2), il est ainsi possible de remonter à la direction du photon incident et à son énergie initiale (égale à la somme des dépôts dans les deux caméras). L'intérêt principal de cette technique est l'augmentation de la sensibilité par réduction du bruit de fond : pour construire le spectre d'une source observée, on peut ne prendre en compte que les photons dont la direction est proche de celle de la source. La résolution spatiale d'une telle technique est celle fournie par le masque codé, soit  $12'$  (FWHM).

## 5.2.3 SPI

Ce spectromètre (Vedrenne et al. 2003) est constitué d'un masque codé en tungstène de type HURA placé à la verticale d'une matrice de 19 diodes de Germanium hexagonales refroidies à 85 K. à l'aide d'un cryostat. Il opère dans la bande d'énergie de 20 keV à 8 MeV avec une résolution spectrale de 0.2% à 1 MeV. Les particules du rayonnement cosmique, en particulier les protons mais aussi les neutrons qu'elles induisent en interagissant dans la matière autour du plan de détection, sont susceptibles de dégrader les performances du Germanium en résolution spectrale. Pour remédier à ces dommages, une procédure de recuit en vol a été implémentée. SPI se compose aussi d'un très grand bouclier d'anti-coïncidence (ACS) formé de cristaux de BGO et d'un scintillateur plastique placé en-dessous du masque codé, permettant de réduire de manière significative le fond sur les matrices détecteur, notamment à 511 keV.

## 5.2.4 JEM-X et OMC

Les moniteurs X JEM-X 1 et JEM-X 2 (Lund et al. 2003), opérants dans la gamme d'énergie de 3 à 35 keV, ont pour but de détecter et d'identifier la composante X des sources  $\gamma$  observées par IBIS et SPI. Ils jouent également un rôle majeur dans l'analyse et l'interprétation des données en complétant la couverture spectrale. Malheureusement, du fait de leur champ de vue restreint ( $\sim 5^\circ$ ), ils ne remplissent que partiellement leur mission. Le coeur du système de détection des photons se compose de deux chambres à gaz (90% de Xénon et 10% de Méthane) identiques : chaque détecteur voit le ciel à travers un masque à ouverture codée, situé à une distance de  $\sim 3.4$  m au-dessus du plan de détection, ce qui confère à ces deux instruments une résolution angulaire d'environ  $3'$ .

Le moniteur OMC (Mas-Hesse et al. 2003) se compose d'une caméra CCD de  $2055 \times 1056$  pixels où chaque pixel occupe une surface de  $13 \times 13 \mu\text{m}^2$ . Son champ de vue est ainsi de  $5^\circ \times 5^\circ$ . L'optique possède un filtre V capable de couvrir une gamme de 500 à 850 nm. Ce moniteur observe la composante visible de l'émission des principaux objets vus dans les domaines X et  $\gamma$  et permet d'étudier des objets de magnitude inférieure à 19.

### 5.2.5 IREM

Le moniteur IREM (Hajdas et al. 2003) mesure de manière continue le flux de protons et d'électrons tout au long de l'orbite du satellite. Selon le niveau d'irradiation, un système d'alerte permet aux instruments de réagir en temps réel : lors de sursauts solaires, ces derniers sont coupés à bord pour limiter les dommages créés par les particules énergétiques. De plus, continuant à fonctionner pendant la durée d'un sursaut, il permet de savoir à quel moment l'ensemble de la charge utile peut être réactivée sans dommage.

# Chapitre 6

## IBIS vu en détails

Ce chapitre présente de manière plus détaillée que le précédent le télescope IBIS et le plan de détection ISGRI. Les méthodes utilisées dans l'analyse des données de cet instrument pour reconstruire les images du ciel sont exposées ainsi que les principes mis en oeuvre dans la mesure de l'énergie des photons détectés par les semi-conducteurs composant ce plan de détection.

### 6.1 La méthode d'imagerie par masque codé

Comme nous l'avons vu au chapitre 4.3, il est nécessaire d'utiliser, pour des raisons technologiques, la technique de l'ouverture à masque codé pour obtenir des images du ciel aux énergies supérieures à  $\sim 10$  keV. De nombreux motifs de masque et procédures de reconstruction du ciel ont été proposés pour optimiser la qualité des images produites et le lecteur est renvoyé à la revue de Caroli et al. (1987). Depuis les premières observations de sources célestes avec un télescope à masque codé (SL 1501, Proctor et al. 1978) dans le domaine des rayons X, cette méthode d'imagerie a été utilisée dans le domaine  $\gamma$  pour les instruments de BeppoSAX (WFC, Jager et al. 1997) ou bien encore SIGMA à bord de la mission *Granat* (Paul et al. 1991), prédécesseur de *INTEGRAL*. Dans le cas de IBIS, le motif de masque utilisé est de type MURA (Gottesman and Fenimore 1989) issu du concept des masques URA principalement développé à la fin des années 1970 (Fenimore and Cannon 1978). Ces masques ont des propriétés de symétrie remarquables et sont formés à partir d'une répétition cyclique d'une séquence particulière dont la fonction d'auto-corrélation présente un pic unique et un fond plat. La figure 6.1 présente la SPSF de IBIS/ISGRI (voir chapitre 4.3.1), ou autrement dit la réponse en imagerie de l'instrument. Les défauts visibles dans la zone centrale de la figure 6.1 sont dus à l'imperfection de la caméra ISGRI qui comporte des zones mortes essentielles au montage mécanique. Le masque codé M, formé par la répétition cyclique du motif de base MURA de  $53 \times 53$  éléments, et la matrice de décodage ( $= 2M-1$ ), sont aussi présentés. Dans les grandes lignes, la SPSF de IBIS se caractérise par un pic principal à la position de la source,

un bruit de moyenne nulle, et huit pics secondaires, ou fantômes, situés dans le champ partiellement codé de l'instrument, aux positions translattées du motif de base du masque. Gros et al. (2003) ont étudié en détail la forme de la SPSF de IBIS et caractérisé l'erreur sur la précision de localisation des sources.

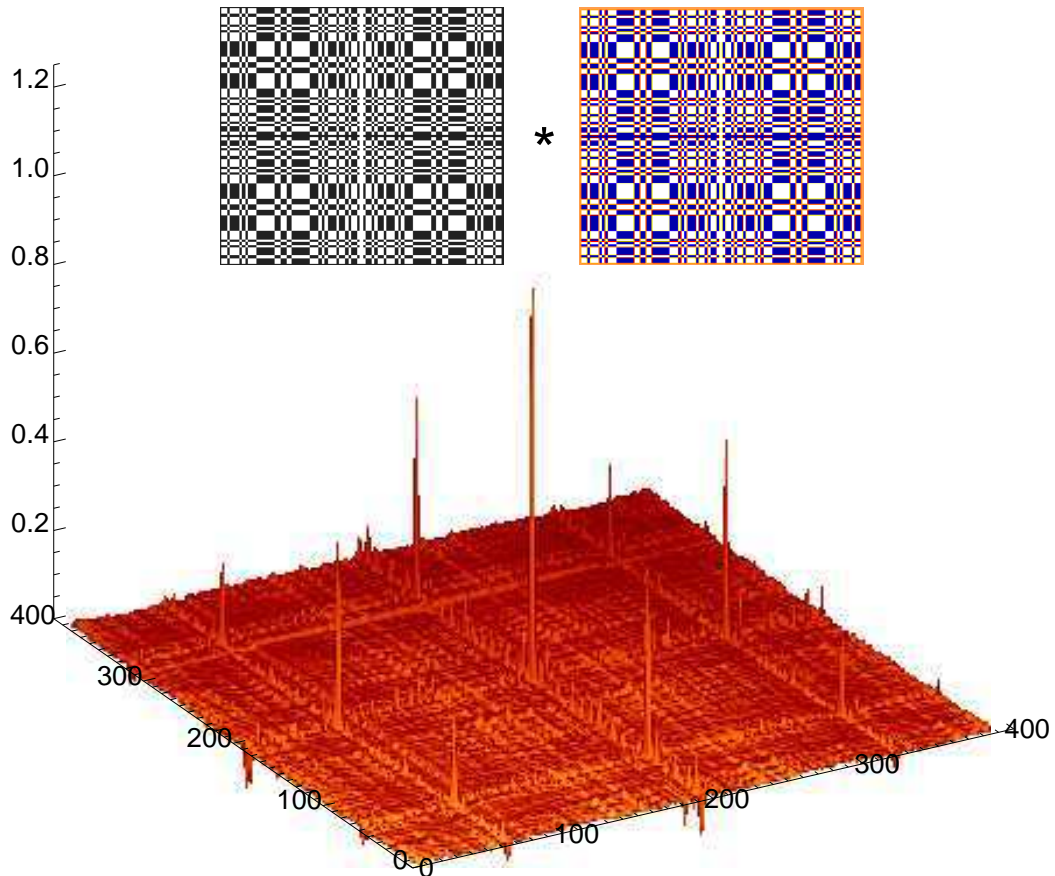


Figure 6.1 SPSF de IBIS avec le masque codé et la matrice de décodage utilisée dans la reconstruction des images.

Une source dans le champ de vue va donc influencer sur l'ensemble du plan de détection, au contraire des optiques traditionnelles qui focalisent le flux d'une source sur quelques pixels détecteurs. La soustraction du bruit, non uniforme sur ISGRI, est donc cruciale. Une stratégie d'observation adéquate s'avère tout autant nécessaire : la plupart des observations menées avec *INTEGRAL* suivent un schéma de pointés prédéfini, comme le montre la figure 6.2. Il se présente sous la forme d'un motif rectangulaire de  $5 \times 5$  pointés séparés d'environ  $2^\circ$ . Les structures liées au détecteur qui ne seraient pas prises en compte lors de la soustraction du fond, projetées alors sur le ciel après déconvolution, sont ainsi minimisées par dispersion. Un angle de  $11.3^\circ$  entre les axes de cette grille et ceux des

télescopes permet d'optimiser la dispersion des défauts systématiques liés à des structures sur les instruments.

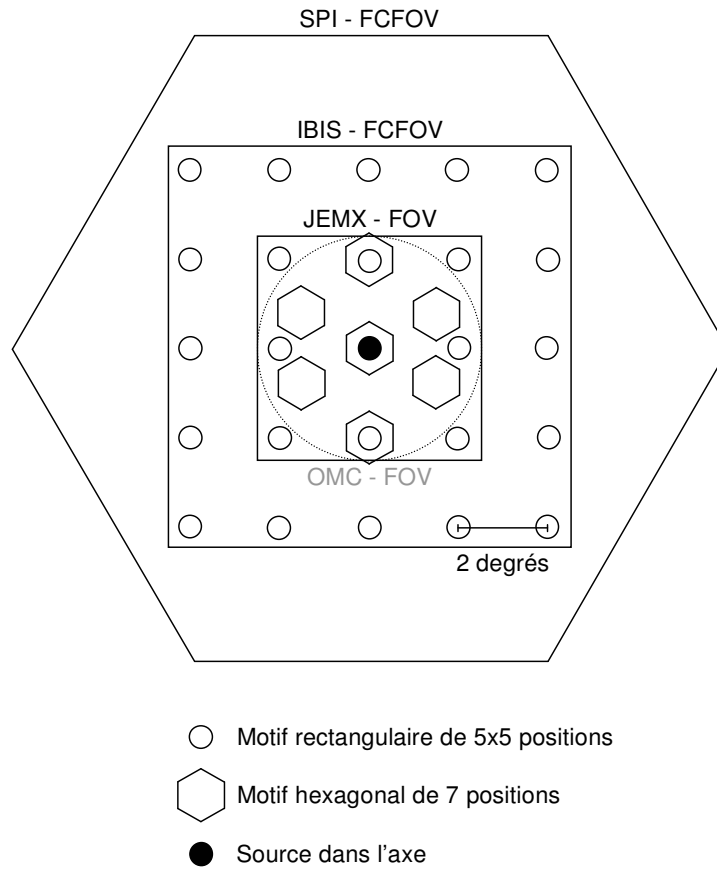


Figure 6.2 Les différentes stratégies d'observation avec *INTEGRAL* et champs de vue des quatre télescopes.

A partir des caractéristiques physiques de IBIS/ISGRI présentées au chapitre 5.2.1 et des formules données à la section 4.3.2, il résulte un champ en limite de codage total est de  $8.3^\circ \times 8.5^\circ$ , celui à mi-sensibilité de  $19.5^\circ \times 19.5^\circ$ , et celui à codage nul (ou champ de vue global) d'environ  $29^\circ \times 29^\circ$ . La résolution angulaire du télescope est de  $12'$ , chaque image étant reconstruite avec un pas de  $5'$ , correspondant à la taille des pixels de ISGRI vus depuis le masque<sup>1</sup>. Nous adoptons dans ce qui suit les notations suivantes : M désigne le masque codé, D le détecteur,  $\sigma_D^2$  la variance sur le détecteur, F le fond, et enfin G la matrice de décodage. Les indices (k,l) se rapportent aux pixels du plan de détection, (i,j)

<sup>1</sup>En pratique, le rapport entre les tailles des pavés du masque et des pixels du plan de détection de  $\sim 2.43$  garantit une efficacité en imagerie acceptable ( $\sim 0.85$ , Goldwurm et al. 2001). En pratique, la résolution angulaire du système masque-détecteur  $w_{spsf}$  est donnée par la largeur à mi-hauteur de la SPSF une fois ajustée par une gaussienne bi-dimensionnelle : elle équivaut, dans le champ totalement codé, à la somme quadratique des tailles des éléments de masque  $w_m$  et des pixels détecteur  $w_d$  :  $w_{spsf} \approx \sqrt{w_m^2 + w_d^2}$ , soit environ  $13'$ .

aux coordonnées célestes de la région du ciel observée, et  $(m,n)$  aux coordonnées dans l'image reconstruite après déconvolution. Ainsi :

$$D_{kl} = \sum_{ij} S_{i,j} M_{i+k,j+l} + F_{k,l} \quad (6.1)$$

$$S'_{mn} = \sum_{kl} R_{k+m,l+n} D_{kl} \quad (6.2)$$

$$\sigma'^2_{mn} = \sum_{kl} R^2_{k+m,l+n} \sigma^2_{D,kl} \quad (6.3)$$

$S'_{mn}$  et  $\sigma'^2_{mn}$  sont les cartes du ciel reconstruites en flux et en variance.  $R_{k+m,l+n}$  est le terme regroupant la procédure de déconvolution tel que :

$$R_{k+m,l+n} = \frac{G^+_{k+m,l+n} - Bal_{mn} \times G^-_{k+m,l+n}}{E_{mn}} \quad (6.4)$$

$$Bal_{mn} = \frac{\sum_{kl} G^+_{k+m,l+n}}{\sum_{kl} G^-_{k+m,l+n}} \quad (6.5)$$

$$E_{mn} = \sum_{kl} G^+_{k+m,l+n} M_{k+m,l+n} - Bal_{mn} \times \sum_{kl} G^-_{k+m,l+n} M_{k+m,l+n} \quad (6.6)$$

$G^+$  et  $G^-$  représentent des matrices issues de  $G$  en posant  $G^+ = G$  pour  $G > 0$ ,  $G^+ = 0$  pour  $G \leq 0$ , et  $G^- = -G$  quand  $G < 0$ ,  $G^- = 0$ , sinon (Goldwurm et al. 2003).  $E_{mn}$  correspond à l'efficacité en imagerie du télescope.  $Bal_{mn}$  permet de compenser le fait que le nombre d'éléments du masque codé, opaques et transparents, mis en jeu dans la corrélation n'est pas constant dans le champ partiellement codé, contrairement au cas simple du champ totalement codé. Dans ce cas, la déconvolution (ou *cross-correlation*) présentée ci-dessus revient naturellement à une soustraction entre le nombre d'éléments transparents et le nombre d'éléments opaques : ainsi, la variance est directement donnée par le nombre total de coups détectés sur ISGRI et le rapport signal sur bruit vaut :

$$S/N = \frac{C_S}{\sqrt{C_S + C_B}} \quad (6.7)$$

où  $C_S$  et  $C_B$  sont les taux de comptage respectifs lié à la source et au fond détecté sur ISGRI. La figure 6.3 illustre l'application du principe d'imagerie avec IBIS/ISGRI dans le cas d'une observation en direction de la nébuleuse du Crabe. Nous retrouverons ce type d'équations au cours du travail mené sur l'imagerie des sources étendues à l'aide d'un masque codé, exposé au chapitre 7.5.



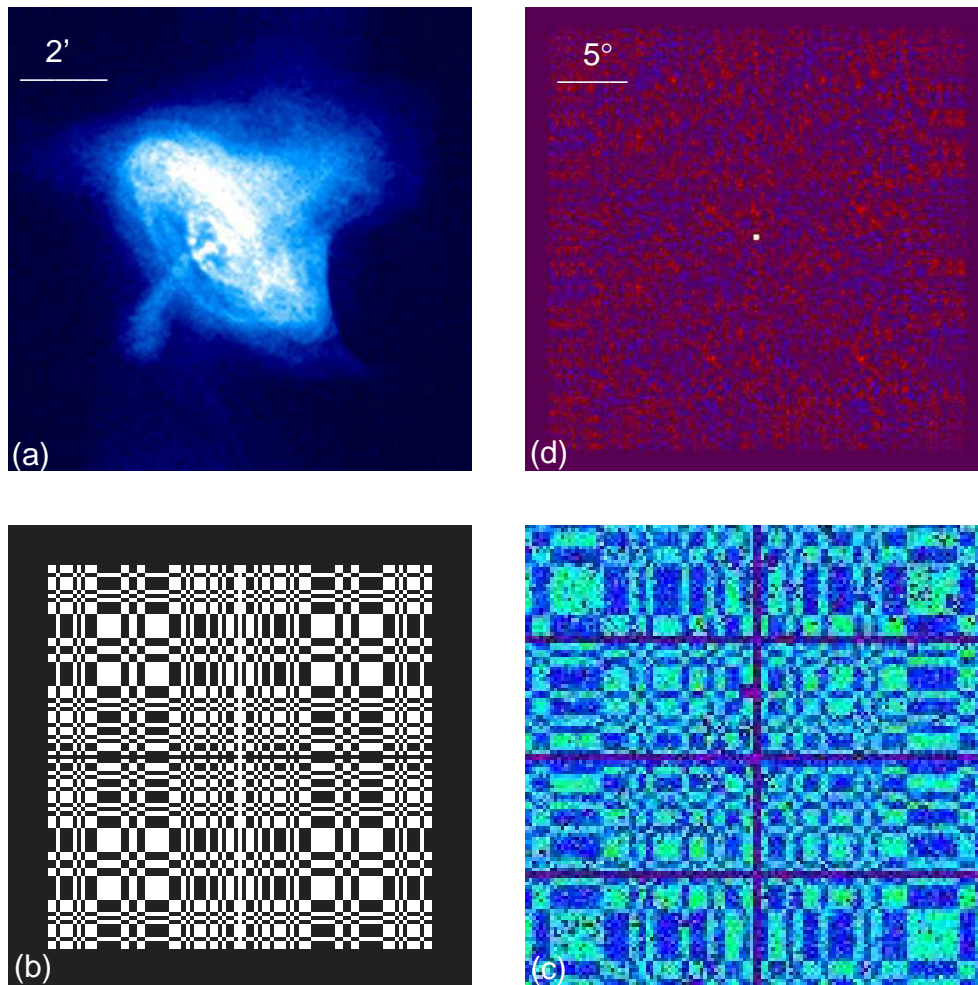


Figure 6.3 Illustration de la méthode d'imagerie avec IBIS/ISGRI sur la nébuleuse du Crabe. A noter les différences d'échelle entre les images *Chandra* (a) et IBIS/ISGRI (d).

## 6.2 La mesure de l'énergie avec ISGRI

Après avoir exposé les principes d'imagerie avec IBIS nous permettant de reconstruire la direction des photons dans le domaine des hautes énergies, il est maintenant nécessaire de comprendre comment se déroule la mesure de l'énergie de ces mêmes photons sur le plan de détection ISGRI. Il ne s'agit pas ici d'une étude détaillée de la physique des semi-conducteurs mais plutôt d'une introduction aux caractéristiques essentielles du CdTe et du principe de mesure de l'énergie mis en oeuvre pour ISGRI. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé à la thèse de Olivier Limousin (2001).

### 6.2.1 Un plan de détection pixellisé

Signalons avant toute chose que c'est la première fois dans l'histoire de l'astronomie  $\gamma$  qu'un plan de détection constitué de semi-conducteurs non refroidis est lancé dans l'espace. ISGRI est composé de plus de 16000 pixels de CdTe répartis en huit modules indépendants (voir la figure 6.4). Un tel nombre de voies de mesure n'a été envisagé qu'en utilisant de l'électronique intégrée : les circuits ASIC représentent l'autre avancée technologique de cette mission. La pixellisation de la caméra enlève le problème de la dégradation à basse énergie des résolutions spatiale et spectrale due au passage des protons cosmiques et observée sur SIGMA. En effet, le dépôt d'énergie associé au passage de ces particules était tel qu'il provoquait une saturation qui ne disparaissait pas complètement entre deux passages, et perturbait la mesure des photons  $\gamma$  d'énergie inférieure à 100 keV. Cette pixellisation garantit sa résolution spatiale (taille des pixels) et un temps suffisamment long entre le passage d'un proton et celui d'un photon pour que le détecteur puisse récupérer lors de la mesure spectrale du photon. En contrepartie, une caméra pixellisée requiert une prise en compte des pixels bruyants et la connaissance précise des gains et offsets des chaînes correspondantes. Ainsi, chaque pixel de la caméra est indépendant et a, par exemple, son propre seuil-bas de détection. Ces seuils sont ajustés au début de chaque révolution, et cet effet de pixel à pixel est pris en compte lors du calcul de l'efficacité spectrale, exposé au chapitre suivant. Les pixels dont les seuils bas sont maximum, soit 63 keV, sont coupés. Certains sont aussi coupés à bord pendant une certaine durée, et il est nécessaire de tenir compte de ces coupures lors du calcul de l'efficacité temporelle de chaque observation.

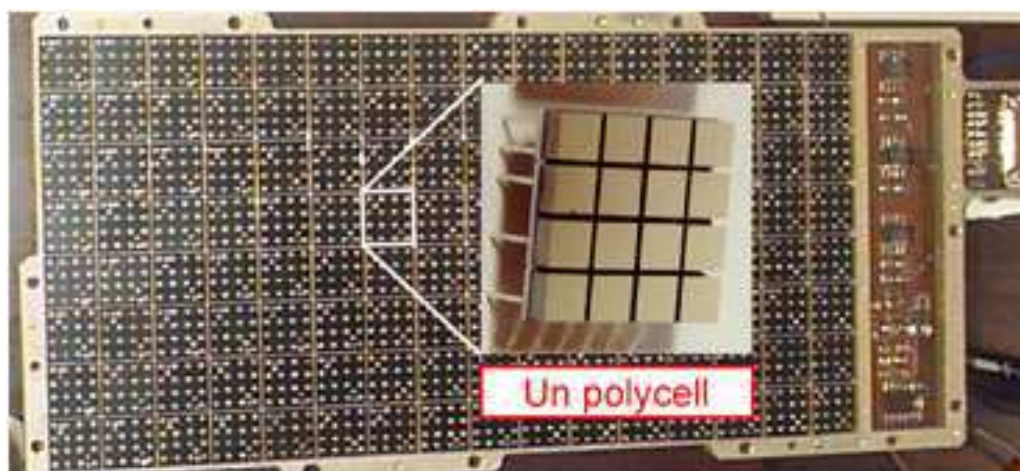


Figure 6.4 Un des huit modules composant la caméra ISGRI.

## 6.2.2 Mesurer l'énergie avec un semi-conducteur

Dans un semi-conducteur, les électrons de la bande de valence peuvent être éjectés sur la bande de conduction s'ils reçoivent une énergie au moins égale à la taille de la zone interdite, soit par agitation thermique, soit par l'effet d'un rayonnement (ou excitation photonique). Ainsi, un électron éjecté sur la bande de conduction peut se mouvoir librement et être collecté à une électrode sous l'effet d'un champ électrique extérieur approprié en suivant les lignes de champ. Le trou laissé dans la bande de valence se déplace alors dans le sens inverse, doté d'une vitesse différente de celle de l'électron. Ces deux types de porteurs de charge, migrant dans le volume du cristal et dans des directions opposées (voir la figure 6.6), induisent un courant dans le même sens et somment ainsi leurs contributions. Les impulsions en tension induites sont alors amplifiées, mises en forme et analysées. Dans le cas de ISGRI, les cristaux sont à numéros atomiques élevés ( $Z_{Cd} = 48$ ,  $Z_{Te} = 52$ ) et de forte densité ( $\sim 5,85 \text{ g.cm}^{-3}$ ). Les mobilités des deux types de porteurs de charge (e : électrons, t : trous), c'est-à-dire le rapport entre leur vitesse et le champ électrique appliqué, sont respectivement de  $975 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$  et de  $70 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$ , à  $20^\circ\text{C}$ . On obtient ainsi les temps de transit des porteurs de charge créés à la profondeur  $x$ , par les relations suivantes :

$$t_e = \frac{e - x}{\mu_e E} \quad (6.8)$$

$$t_t = \frac{x}{\mu_t E} \quad (6.9)$$

avec  $\mu$  la mobilité et  $E$  le champ électrique appliqué, uniforme sur l'épaisseur  $e$  du cristal dans le cas de ISGRI. Il existe une profondeur d'interaction  $x_0$  telle que les deux porteurs arrivent en même temps sur les électrodes, ce qui amène à un temps d'établissement du signal minimal. Elle est donnée par :

$$x_0 = e \frac{\mu_t}{\mu_t + \mu_e} \quad (6.10)$$

Le temps de montée, comme le montre la figure 6.5, est défini comme étant, à une profondeur d'interaction donnée  $x$ , le temps de transit le plus long pour l'un des deux types de porteurs de charge : il s'agira des trous à  $x > x_0$  et des électrons à  $x < x_0$ . A  $20^\circ\text{C}$ , il est compris entre  $0,32 \mu\text{s}$  ( $x = x_0$ ) et  $4,8 \mu\text{s}$  (temps d'arrivée des trous à  $x = e$ ), pour une tension appliquée de 120 V. Les propriétés de transport des électrons étant bien meilleures que celles des trous, il est nécessaire de favoriser leur contribution au signal en obligeant la majorité d'entre eux à parcourir la plus grande partie du détecteur, c'est-à-dire en polarisant négativement la face du détecteur exposée au rayonnement. A haute énergie, les interactions se répartissent uniformément dans la profondeur du détecteur et le sens

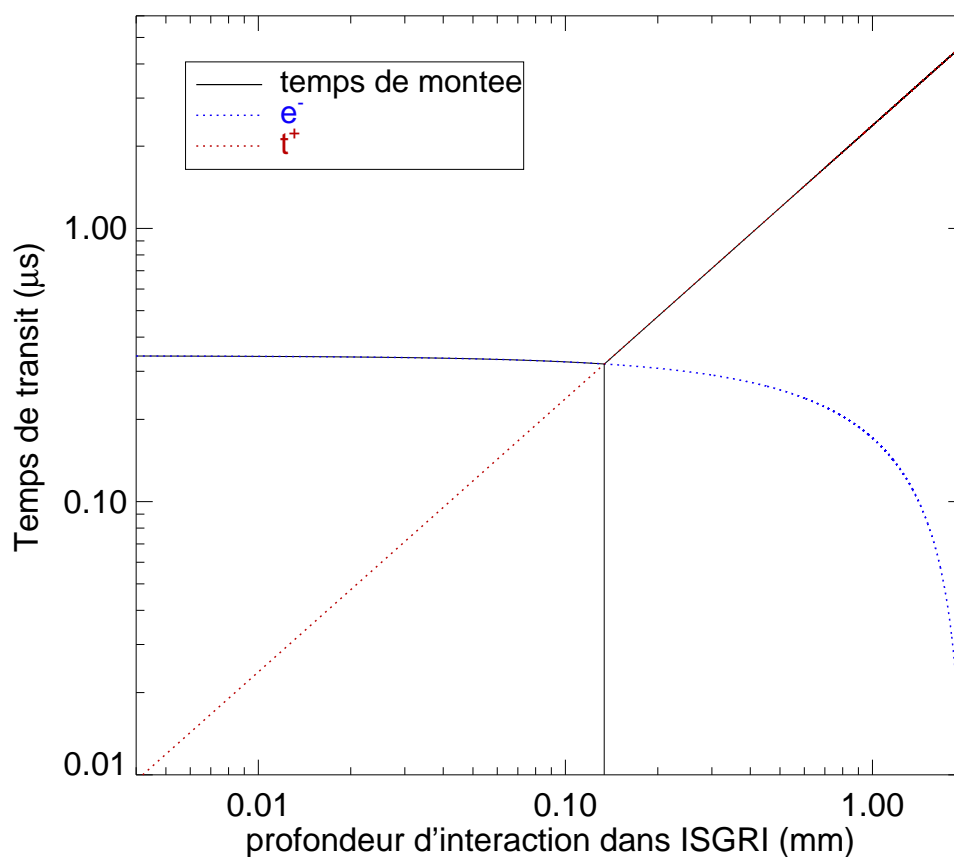


Figure 6.5 Contribution relative des porteurs de charge au temps de montée mesuré sur ISGRI en fonction de la profondeur d'interaction.

de polarisation n'est pas crucial. En revanche, à basse énergie, les photons interagissent dans la peau du détecteur et il est hautement souhaitable que celle-ci soit proche des conditions de perte de charge minimale. Le principal problème dans la mesure de l'énergie d'un photon incident vient du fait qu'il n'existe pas toujours de relation biunivoque entre hauteur d'impulsion et énergie déposée : la mesure de l'amplitude du signal détecté est généralement proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur, à la perte de charge près. Il existe deux types de perte de charge dont la première, nommée perte de charge intrinsèque, est due à l'efficacité de collection imparfaite lorsque les porteurs n'arrivent pas aux électrodes. Par ailleurs, l'amplitude n'est totalement mesurée que lorsque le temps de montée est inférieur au temps de mise en forme<sup>2</sup> de l'ordre de  $2 \mu\text{s}$  sur ISGRI. Lorsque ce n'est pas le cas, les impulsions concernées subissent un deuxième type de perte de charge dit balistique. Finalement, notons que la profondeur d'interaction pour laquelle la perte de charge est minimale (pratiquement égale à  $x_0$ ) est de l'ordre de 0.13 mm (voir la figure

<sup>2</sup>le temps de mise en forme du signal est déterminé de manière à minimiser le bruit électronique dû aux différentes capacités parasites du circuit et au courant de fuite dans les détecteurs.

6.5). L'intérêt d'irradier les détecteurs de préférence du côté de la cathode (face négative) est donc pleinement justifié.

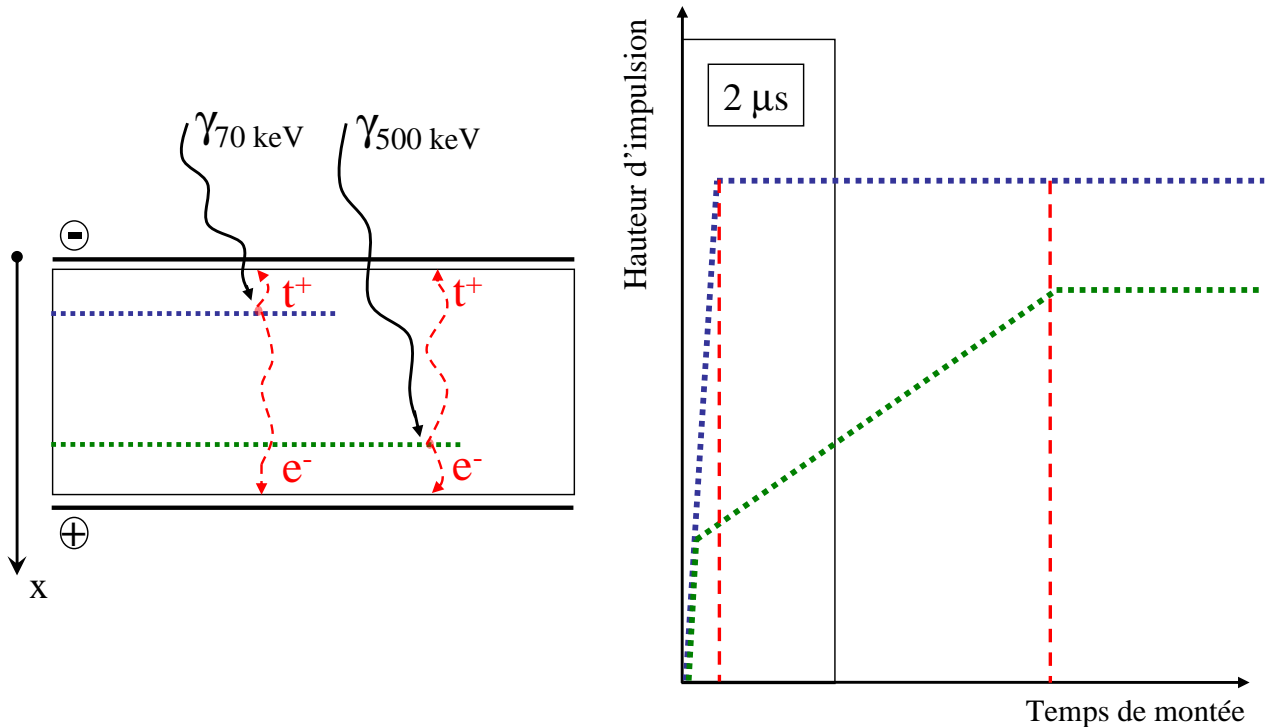


Figure 6.6 Principe de la perte de charge dans le CdTe.

Les conséquences de ces deux pertes de charges sont visibles sur un spectre. Les photons qui interagissent près de la surface éclairée, statistiquement les plus nombreux, induisent un signal rapide, principalement dû au transit des électrons, et leur mesure n'est sujette qu'à de faibles pertes de charges. Ces photons sont mesurés "entièrement" et contribuent à l'établissement d'un pic dans le spectre si ils ont déposé toute leur énergie dans le détecteur par absorption photoélectrique. En revanche, les photons qui déposent leur énergie dans le fond du détecteur (à  $E > 100$  keV) vont induire un signal lent, dû au transit des trous. La perte balistique est alors importante, ce qui amène à une confusion dans le spectre car ces photons seront mesurés avec, en apparence, une énergie plus basse qu'elle ne l'est en réalité : il apparaît un élargissement de l'aile gauche des raies et donc une triangularisation de la matrice de réponse spectrale. Pour corriger de ce biais de mesure, il est possible de mesurer simultanément l'amplitude et le temps de montée des impulsions. Ce type de mesure produit un spectre biparamétrique ou diagramme amplitude - temps de montée qui, pour un rayonnement monoénergétique d'énergie supérieure à 150 keV, fait apparaître une corrélation biunivoque autorisant une correction *a posteriori*. Dans le domaine 30-150 keV, il existe des dégénérescences : à un évènement placé sur le spectre biparamétrique peut correspondre plusieurs photons incidents d'énergies différentes.

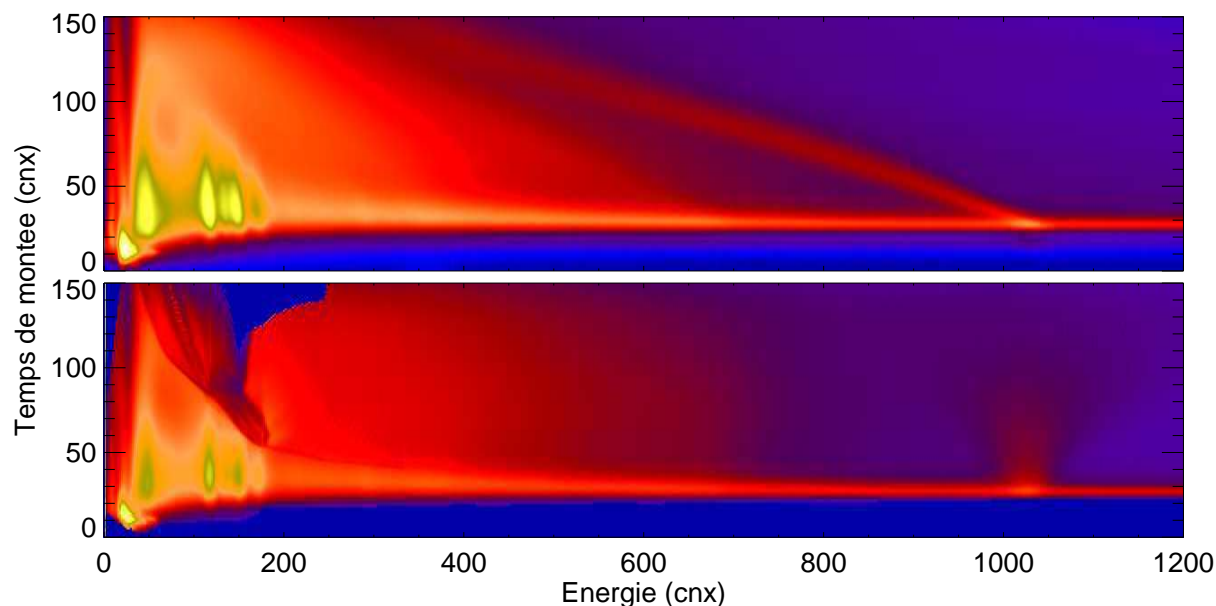


Figure 6.7 Spectres biparamétriques des données de calibration (S2) avant (en haut) et après (en bas) correction des pertes de charge dans ISGRI, basés sur les deux premières années d'observation.

La figure 6.7 présente à titre d'exemple, deux spectres bi-paramétriques avant et après correction de la perte de charge : aux hautes énergies, les événements détectés souffrent de cet effet, la perte étant pratiquement linéaire avec le temps de montée des impulsions. Ces diagrammes peuvent être vus comme des spectres en amplitude à chaque intervalle de temps de montée. Une correction de perte de charge pourrait correspondre alors à une correction de gain par intervalle de temps. Ainsi, la résolution spectrale dépend à la fois de l'énergie et du temps de montée. Les différentes raies instrumentales présentes dans ces diagrammes sont discutées au paragraphe suivant.

### 6.3 Les caractéristiques de IBIS/ISGRI

Après avoir expliqué le fonctionnement de IBIS/ISGRI en terme d'imagerie et de mesure de l'énergie des photons détectés, nous présentons dans ce paragraphe ses principales caractéristiques pour obtenir finalement la courbe de sensibilité de l'instrument<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>La sensibilité représente le flux d'une source ponctuelle persistante le plus faible que peut détecter l'instrument.

### 6.3.1 Spectre du fond

Plusieurs ingrédients doivent donc être explicités, principalement le spectre du fond observé. Ce dernier a deux composantes principales :

- le fond diffus cosmique est principalement dû à la superposition des émissions des noyaux actifs de galaxies (quasars, galaxies de Seyfert) émettant à différents décalages spectraux. Cette composante, à l'origine d'un bruit sur la mesure du flux de source(s) observée(s), domine à basse énergie, jusqu'à  $\sim 100$  keV dans ISGRI, avec un spectre entre 10 keV et 1 MeV en loi de puissance donné par  $I = 87.4 \times E^{-2.3}$   $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1} \text{sr}^{-1}$ .
- le fond dû à l'activation de la matière environnant ou constituant l'instrument lui-même est aussi source de bruit (bruit de fond interne, dominant au-delà de 100 keV dans ISGRI). Les protons solaires et du rayonnement cosmique induisent des réactions dites de spallation amenant la matière alors radioactive à émettre des neutrons et du rayonnement  $\gamma$  de manière prompte ou différée, suivant le temps de vie des isotopes radioactifs créés. Cette émission présente un spectre complexe, plus dur que celui lié au fond diffus cosmique, et variable avec l'environnement en particules du satellite, dû aux ceintures de radiation (ceintures de Van Allen) et au rayonnement cosmique. Contrairement au fond diffus, le fond interne dépend de l'orbite du satellite ainsi que de l'activité solaire.

Comme le montre la figure 6.8, le spectre du fond sur ISGRI présente aussi de fortes raies instrumentales, principalement dues à la fluorescence des matériaux qui composent le blindage de IBIS tels que le tungstène et le plomb (voir chapitre 5.2.1). La raie d'annihilation à 511 keV est aussi visible. L'origine de la raie à 24 keV n'est pas encore totalement comprise<sup>4</sup>.

### 6.3.2 Calcul de la sensibilité

Pour estimer la sensibilité dans le continu et dans les raies de IBIS/ISGRI, il nous reste à connaître ses caractéristiques telles que l'efficacité de détection ( $\epsilon_D$ ) et en imagerie ( $\epsilon_{im} \sim 0.85$ ) ainsi que la résolution spectrale de la caméra, les transparences du masque ( $T_M$ ) et des coiffes des pixels ( $T_C$ ), ce qui nous permet d'estimer la surface sensible de l'instrument. Pour des temps d'observation  $t_{obs}$  courts (de l'ordre de quelques  $10^5$  secondes), la sensibilité dans une bande de largeur  $\Delta E$  à  $3\sigma$  est limitée par les fluctuations statistiques et peut s'écrire de la manière suivante :

<sup>4</sup>Cependant elle pourrait provenir de la forte concentration d'argent présent dans la colle qui lie les détecteurs à leur coiffe.

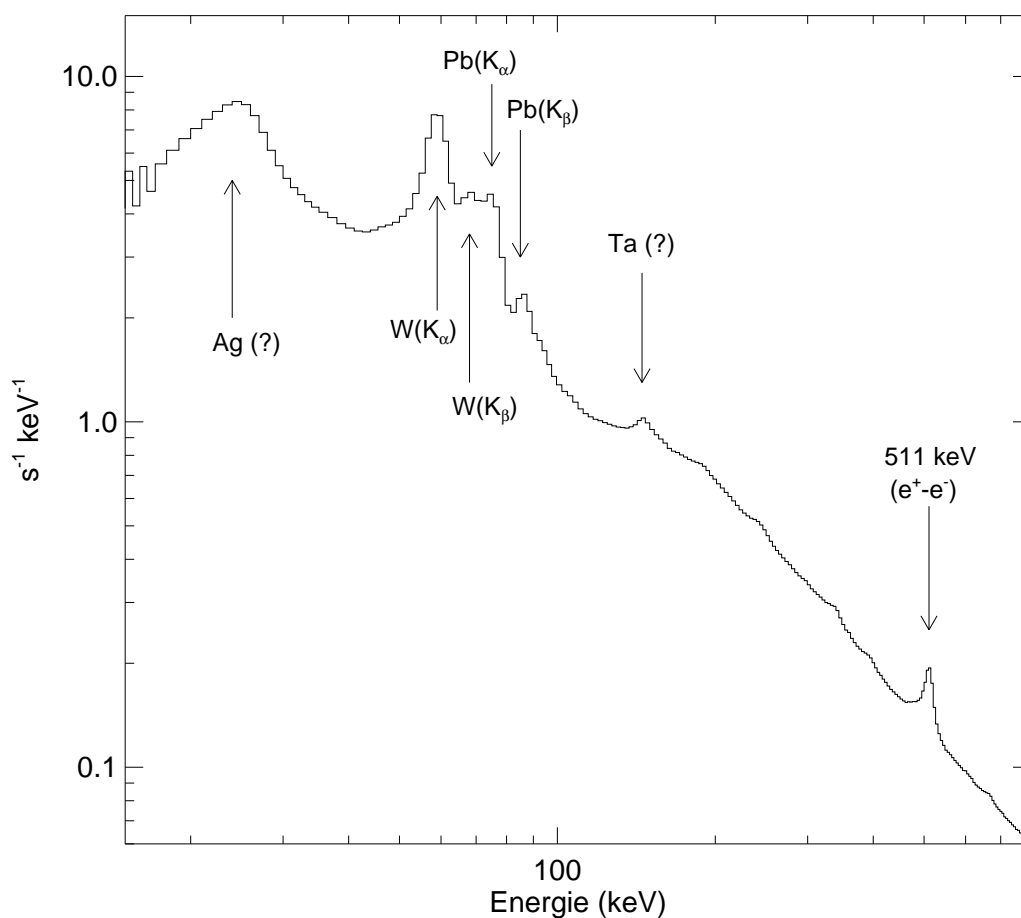


Figure 6.8 Spectre du fond mesuré sur ISGRI (sélection sur les temps de montée de 1 à 100, d'après la figure 6.7), avec l'identification des différentes raies instrumentales.

$$S_{\text{continu}}(E) = 3 \times \frac{C(E)^{1/2}}{A/2 \cdot \epsilon_{\text{im}} \cdot \epsilon_D(E) \cdot T_M(E) \cdot T_C(E) \times (t_{\text{obs}} \cdot (1 - t_M/t_{\text{obs}}) \cdot \Delta E)^{1/2}} \quad (6.11)$$

où  $C(E)$  représente le taux de comptage sur ISGRI, dominé principalement par le fond (en  $\text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ , voir figure 6.8), excepté dans le cas d'observations de sources fortes telles que la nébuleuse du Crabe ou les sursauts gamma. La surface sensible de IBIS/ISGRI est donnée par le dénominateur de l'équation 6.11.  $A$  est la surface géométrique de ISGRI, de l'ordre de  $2621 \text{ cm}^2$ . Le facteur  $1/2$  appliquée à celle-ci vient du fait que la moitié des éléments du masque sont opaques.  $t_M$  correspond au temps mort total valant typiquement 24 % du temps d'observation  $t_{\text{obs}}$ . La sensibilité dans les raies est alors donnée par :

$$S_{\text{raie}}(E) = S_{\text{continu}}(E) \times \sqrt{\Delta E \cdot \text{FWHM}(E)} \quad (6.12)$$

où  $\text{FWHM}(E)$  représente la résolution spectrale de ISGRI (en keV), donnée par la largeur



à mi-hauteur des raies mesurées. Elle suit une loi de la forme  $(a.E^c + b) \times E$  avec  $a \sim 2.3$ ,  $b \sim 0.03$ , et  $c \sim -0.85$  (Limousin 2001).

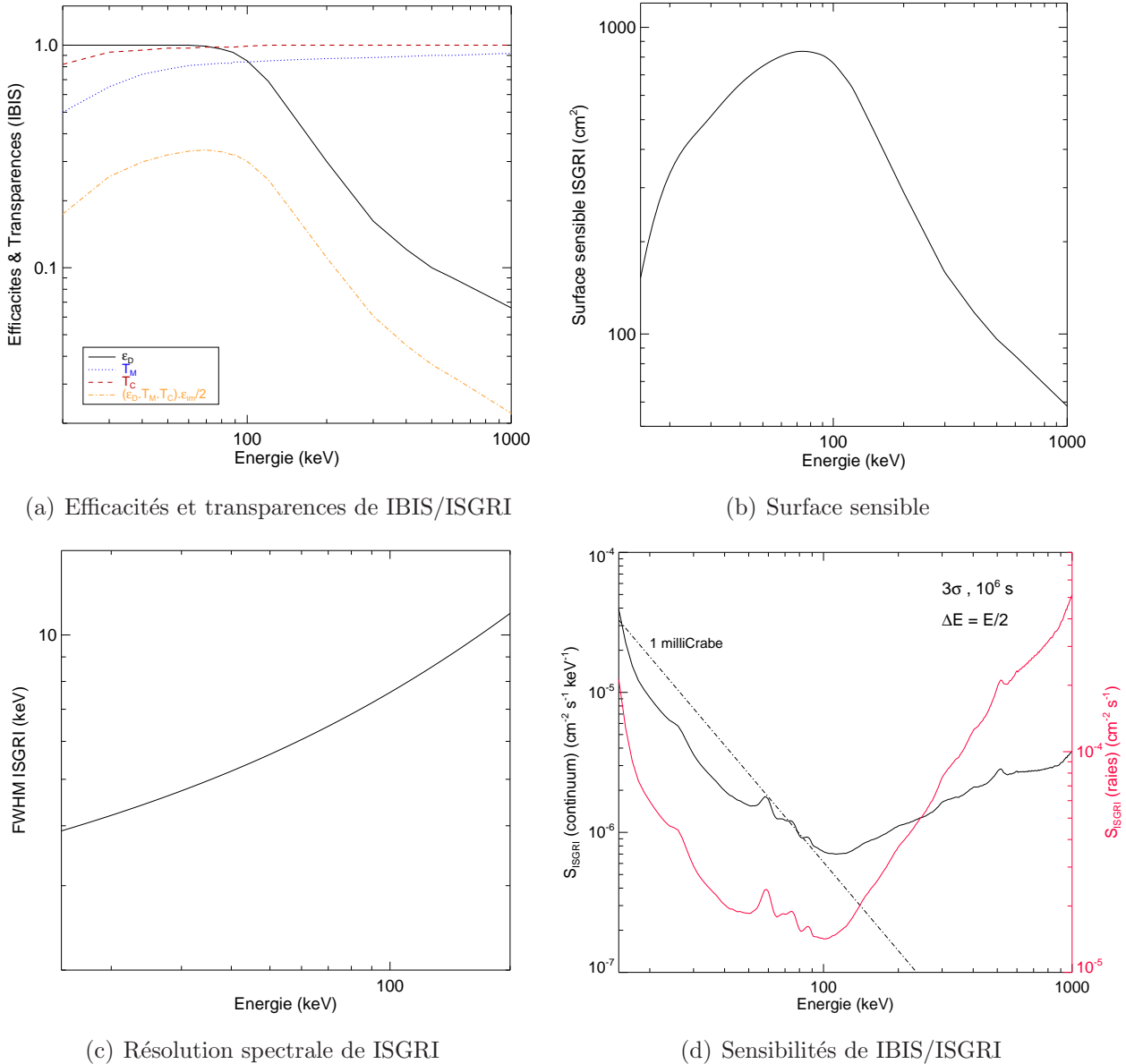


Figure 6.9 Les principales caractéristiques de IBIS/ISGRI.

Pour des temps d'observations plus longs (au-delà de quelques  $10^6$  s), la sensibilité commence à être limitée par les défauts systématiques dûs à des corrections imparfaites du fond et d'uniformité ainsi que ceux liés à l'extraction des sources brillantes dans le champ de vue. Ces défauts peuvent être réduits par une stratégie d'observation adaptée en rendant aléatoires les pointés d'une observation, en quadrillant par exemple la région observée, comme illustré à la figure 6.2.

### 6.3.3 Réponse spectrale

Les calculs menés précédemment pour obtenir la courbe de sensibilité de IBIS/ISGRI prennent en compte l'efficacité de détection dans le pic, c'est-à-dire que les courbes sont données en fonction de l'énergie mesurée et non incidente, et sous-estiment la sensibilité à haute énergie. Pour estimer correctement les spectres des sources, il faut prendre en compte la matrice de réponse de l'instrument (RMF). Cette matrice a été générée par Laurent et al. (2003) à partir de simulations Monte-Carlo. A chaque photon d'énergie incidente  $E_i$  est associée une densité de probabilité pour que celui-ci soit détecté par ISGRI à une énergie  $E_d$ , du fait des différentes interactions qu'il peut subir avec les matériaux de IBIS, depuis le masque codé jusqu'au plan de détection. La figure 6.10 montre la matrice de réponse de IBIS/ISGRI et la probabilité de détecter un photon d'énergie incidente 511 keV à une énergie donnée.

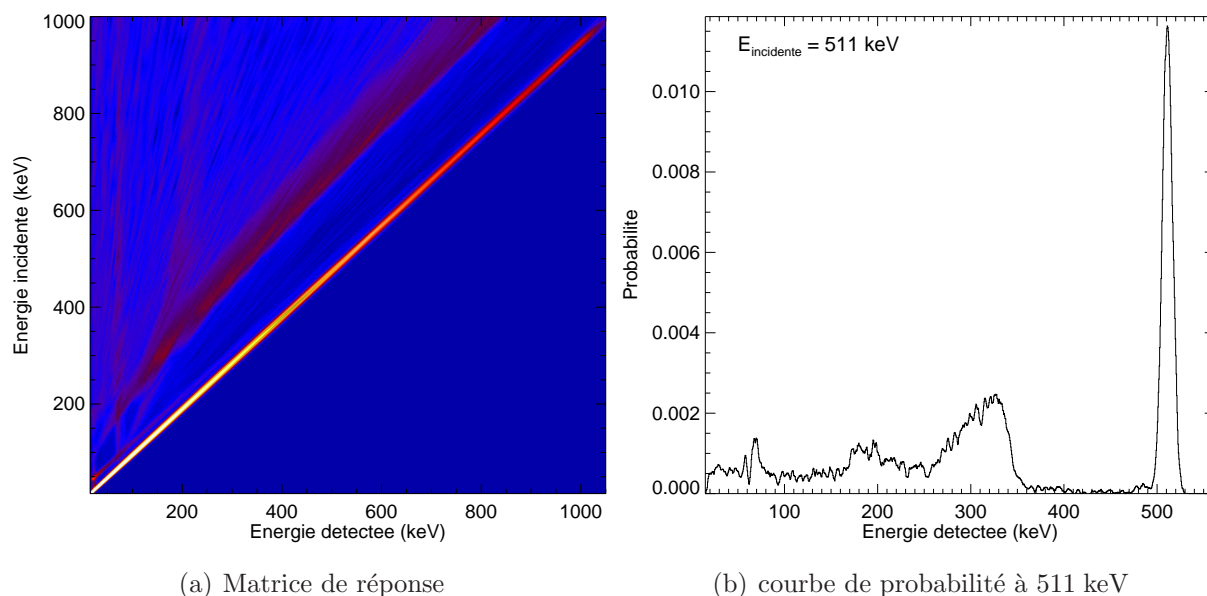


Figure 6.10 Matrice de réponse de IBIS/ISGRI (à gauche) et courbe donnant la probabilité de détecter un photon d'énergie incidente 511 keV à une énergie donnée (à droite).

## 6.4 A propos des supernovae

*INTEGRAL* est un observatoire dédié en grande partie à l'étude des sources  $\gamma$  galactiques et passe donc la plupart de son temps à observer le plan de la Galaxie, balayant les régions d'intérêt telles que le Cygne, les Voiles, ainsi que les régions centrales et les bras spiraux. Le large champ de vue des instruments et particulièrement ceux de SPI et IBIS ( $\sim 30^\circ$ ) permet un balayage complet de la Galaxie. Il est donc parfaitement adapté à la recherche de jeunes vestiges de supernovae. De plus, comme le montre la figure 6.9,

les raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 keV et 78.4 keV se situent à l'endroit où IBIS/ISGRI est le plus sensible, avec une surface efficace à 70 keV de près de 1000 cm<sup>2</sup>. Pour étudier le spectre continu non-thermique des vestiges de supernovae historiques, sa sensibilité en 10<sup>6</sup> s d'observation est de moins d'un milliCrabe jusqu'à près de 100 keV. Cet instrument joue donc un rôle majeur dans l'étude et la recherche de jeunes vestiges de supernovae à la fois par les raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  et par le continuum non-thermique sous-jacent. Nous présentons au chapitre 7.8 une comparaison des deux principaux instruments SPI et IBIS/ISGRI concernant ce thème scientifique, ainsi que la visibilité de IBIS/ISGRI des vestiges de supernova historiques au travers des raies du  $^{44}\text{Sc}$ .

# Chapitre 7

## Développements dans l'analyse des données IBIS/ISGRI

Dans ce chapitre, je présente mon investissement personnel concernant les différents développements dans l'analyse des données IBIS/ISGRI. D'une part, nous avons mis en place une chaîne de traitement des données alternative qui nous permet d'étudier la structure spatiale du fond sur le détecteur et de créer de nouvelles cartes de fond spectralement plus précises que les précédentes. D'autre part, j'ai pu étudier la réponse en imagerie d'un télescope à masque codé dans le cas de sources étendues. J'exposerai la méthode mise en place, au final élégante et simple, pour mesurer de manière non biaisée le flux d'une source étendue et son erreur associée. Une première application de cette méthode menée sur l'amas de galaxies de Coma à partir des observations de IBIS/ISGRI est présentée, ainsi que d'autres applications. Ce chapitre se termine par une comparaison des deux principaux instruments IBIS/ISGRI et SPI dans le cadre de l'étude des supernovae du point de vue des sensibilités respectives dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV.

### 7.1 Chaîne de traitement alternative

La chaîne de traitement standard des données recueillies par les instruments à bord de *INTEGRAL* (OSA) se compose de différents outils développés par les équipes en charge des instruments. Pour plus de détails sur son fonctionnement dans le cas des observations IBIS/ISGRI, le lecteur est renvoyé à l'article de Goldwurm et al. (2003). Le principal problème est sa lourdeur de fonctionnement et d'emploi, puisqu'elle nécessite un grand nombre de fichiers auxiliaires aux fichiers de données pour tous les instruments. De plus, les logiciels de traitement évoluent et se perfectionnent au cours de la mission, mais cela requiert beaucoup de temps de tests et de validations avant d'être inclus dans les nouvelles versions officielles de l'OSA. C'est pourquoi j'ai contribué à développer, de manière indépendante, une chaîne alternative de traitement des données ISGRI, dans

l'optique d'analyser les observations de manière plus rapide et de pouvoir tester facilement de nouvelles idées dans le traitement des données, tout en gardant une cohérence générale avec ce qui existait déjà.

Le plan de détection ISGRI fonctionne photon par photon et les données de chaque observation se résument à des fichiers d'évènements à cinq paramètres  $\{PH, RT, Y, Z, t\}$  : l'amplitude et le temps de montée du signal, les coordonnées sur le détecteur, ainsi que le temps d'arrivée du photon. Les études ne requérant pas d'informations temporelles à des échelles inférieures à la durée d'un pointage, telle que celle des sources étendues et/ou des vestiges de supernova, bénéficieraient d'un premier traitement réduisant l'information à un nombre de coups en fonction de la position et de l'énergie. Notre but est donc de construire, pour chaque observation, un cube de données  $\{Y, Z, E\}$  de dimensions  $128 \times 128 \times 256$ , où E représente l'énergie mesurée de chaque évènement, directement utilisable pour reconstruire les images du ciel et obtenir le spectre des sources détectées. Le pas en énergie a été choisi de telle manière à suivre l'évolution de la résolution spectrale de ISGRI (de 0.5 keV à 12.5 keV à 7.5 keV à 1 MeV).

Les principales étapes de cette chaîne de traitement sont les suivantes :

- **Les données auxiliaires** : dans cette partie, on calcule la moyenne des températures des huit modules, les taux de comptage des différents instruments (de ISGRI, de PICSIT, du mode Compton, de la source de calibration ainsi que du VETO) et l'on relève les largeurs des fenêtres de coïncidence respectives. Comme nous le verrons par la suite, une étape importante dans cette partie est de calculer la moyenne pour chaque observation des taux de comptages des protons et électrons grâce aux données de IREM et de SPI.
- **Les données de l'observation** : l'attitude et les dates de début et fin de chaque observation sont sauvegardées. A ce niveau, les temps d'arrivée des évènements et la durée totale de l'observation sont calculés et les fichiers des évènements  $\{Y, Z, PH, RT\}$  sont lus.
- **Calcul de l'efficacité temporelle** : il existe trois types de coupure à prendre en compte pour estimer soigneusement l'efficacité temporelle de chaque observation : les coupures pixel (supérieures à 257 s), les coupures module (entre 0.1 et 257 s) et celles liées à la télémétrie (entre 0.02 et 0.1 s). Pour chacune d'entre elles, un histogramme des temps d'arrivée des évènements est calculé avec trois pas temporels respectifs différents. Une image ISGRI  $128 \times 128$  de chaque efficacité est ainsi créée, l'efficacité totale étant donnée par le produit des trois.
- **Calcul de l'efficacité en énergie** : comme mentionné au chapitre précédent, chaque pixel composant ISGRI a son propre seuil bas de détection, que nous notons

$E_{seuil}$ . Une carte de ces seuils est donnée pour chaque révolution. La valeur moyenne est de l'ordre de 15 keV, et à chaque pixel est associée une fonction en marche d'escalier (0 à  $E < E_{seuil}$ , 1 à  $E \geq E_{seuil}$ ). Nous avons ainsi construit, de la révolution 11 à la révolution 405, des cubes d'efficacité en énergie liés aux valeurs de ces seuils bas en convoluant ces courbes en énergie par pixel par la résolution spectrale de ISGRI à 15 keV (soit environ 4 keV, d'après la figure 6.9), pour rendre compte de l'incertitude sur la mesure de l'énergie.

- **Calcul du temps mort** : à partir des taux de comptage ( $CR_i$ ) et des fenêtres de coïncidence ( $w_i$ ) enregistrés précédemment, le temps mort global  $t_M$  de chaque observation, défini par  $C_{obs} = C \times (1 - t_M/t_{obs})$ , est tel que :

$$\frac{t_M}{t_{obs}} = 1 - \exp\left(-\sum_i CR_i \times w_i\right) \quad (7.1)$$

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

- **Correction en énergie** : cette étape est l'une des plus importantes dans l'analyse des données ISGRI. Comme il a été montré au chapitre 6.2, la perte de charge dans le détecteur nécessite une correction a posteriori à partir des mesures de la hauteur de l'impulsion et du temps de montée. En amont, pour tenir compte des différences de pixel à pixel, des corrections sont appliquées, en termes de gain et offset sur ces deux mesures, à partir de tables de correction (LUT) définies. De plus, la réponse de chaque pixel varie au cours de la mission et il est nécessaire d'avoir une calibration appropriée pour apporter des corrections de second ordre. Ce travail, basé sur les deux premières années d'observations, a été effectué par C. Couvreur, F. Lebrun, et moi-même au CEA/SAP, et repose sur la prise en compte de plusieurs paramètres : les différents taux de comptage cumulés des protons donnés par IREM, le numéro de révolution, le délai de mise sous tension, ainsi que la température moyenne du plan de détection<sup>1</sup>. Il reste alors à corriger de la perte de charge par application d'une seconde table de correction, pour calculer l'énergie de chaque évènement détecté. On obtient finalement un cube de données  $\{Y, Z, E\}$ .
- **Recherche des pixels bruyants** : tout comme la correction en énergie, la détection des pixels bruyants sur ISGRI est primordiale et a nécessité un développement

<sup>1</sup>Ce développement important concernant la correction en énergie des évènements n'a pas encore été livré dans la chaîne de traitement standard mais est prévu pour la prochaine version de l'OSA (6.0) au mois de septembre 2006.

soigneux et longuement testé, que j'ai mis en oeuvre conjointement avec S. Chazal-martin du CEA/SAp (pour la livraison officielle dans l'OSA). Elle repose sur une étude spectrale de chaque pixel relativement au spectre moyen observé sur l'ensemble du plan de détection. Le plus délicat dans cette étude concerne le comportement spectral proche des seuils bas des pixels. La figure 7.1 présente l'image provenant du cube d'efficacité en énergie calculé à partir des seuils bas de la révolution 61, ainsi que l'histogramme des efficacités des pixels dans la bande 15-25 keV. Par comparaison, il est aussi présenté l'histogramme de ces valeurs dans la bande 25-50 keV, où la plupart des pixels se trouvent au-delà de leurs seuils bas respectifs et donc ont des efficacités en énergie proches de l'unité.

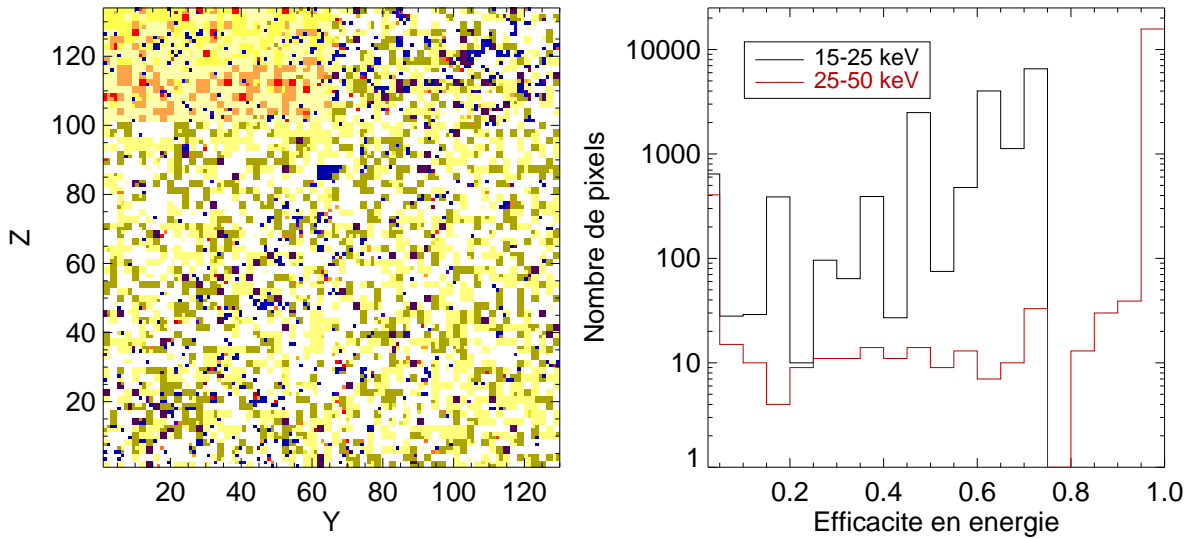


Figure 7.1 A gauche : image ISGRI des efficacités en énergie de la révolution 61 dans la bande 15-25 keV. A droite : histogrammes des efficacités dans les bandes 15-25 keV et 25-50 keV.

Une image ISGRI  $128 \times 128$  du  $\chi^2$ , représentant la déviation de chaque pixel au spectre moyen est créée suivant la formule classique :

$$\chi_{ij}^2 = \sum_{E < E_{max}} \frac{(S_{ij}(E) - \langle S \rangle \times \epsilon_{E,ij}(E))^2}{\langle S \rangle \times \epsilon_{E,ij}(E)} \quad (7.2)$$

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

$$\langle S \rangle = \frac{\sum S_{ij}}{\sum \epsilon_{E,ij}} \quad (7.3)$$

Les pixels dits actifs sont ceux qui n'ont pas été coupés lors de l'observation. Après avoir ajusté une gaussienne sur l'histogramme des valeurs de  $\chi^2$ , il suffit de déterminer le nombre de déviations standard  $N_{sig}$  par rapport à la moyenne au-delà duquel les pixels seront considérés comme bruyants. Seulement deux paramètres sont donc à optimiser :  $E_{max}$  et  $N_{sig}$ . Pour cela, nous avons utilisé des observations de la nébuleuse du Crabe sur l'axe et avons déterminé les valeurs de ces deux paramètres optimisant le rapport signal sur bruit de la source :  $E_{max} = 70$  keV,  $N_{sig} = 5$ . Finalement, une image ISGRI dite des pixels valides, notée  $V_{ij}$  par la suite, est produite, et dans laquelle la valeur 0 correspond aux pixels bruyants ou inactifs pendant l'observation (la valeur 1 marque les pixels valides). De cette manière, multiplier n'importe quelle image détecteur issue du cube de données  $\{Y, Z, E\}$  par cette image revient à exclure lors de la déconvolution en imagerie les pixels bruyants et inactifs. La même méthode est employée lors de l'analyse spectrale des sources détectées dans les images.

- **Sauvegarde** : le cube de données  $\{Y, Z, E\}$ , la carte en efficacité temporelle et celle des pixels valides sont enregistrés dans un fichier compatible avec ceux utilisés par l'OSA (format FITS). Dans l'en-tête sont aussi sauvegardées les caractéristiques de l'observation comme la durée et l'attitude de l'observation, le temps mort ainsi que le contexte général (taux de comptages, etc.).
- **Imagerie** : cette méthode a été testée et comparée à la procédure standard OSA. Elle a permis de faire de nombreuses vérifications sur principalement la correction en énergie, la recherche de pixels bruyants et la prise en compte des seuils bas. La déconvolution standard en imagerie présentée par Goldwurm et al. (2003), fonctionnant par bandes en énergie, a été implémentée dans cette procédure de production de cubes de données. Il suffit de créer une image détecteur, correspondant à une coupe du cube de données dans la bande en énergie désirée, et de la corriger des pixels considérés comme bruyants ou inactifs ( $V_{ij} = 0$ ) ainsi que des efficacités temporelle et énergétique. On obtient alors, pour chaque observation et pour chaque bande en énergie, quatre images du ciel reconstruit en flux (coups  $s^{-1}$ ), variance (coups  $s^{-2}$ ), significativité et temps d'exposition, ainsi qu'une liste contenant les caractéristiques des sources détectées (position ajustée, erreur de localisation donnée par Gros et al. (2003), flux et significativité).



## 7.2 Optimisations

### 7.2.1 Sur la sélection des temps de montée

A cause des pertes de charge dans le CdTe, la résolution spectrale varie en fonction du temps de montée (Terrier et al. 2003). La figure 7.2 présente la dégradation mesurée de la résolution spectrale à 59 et 511 keV.

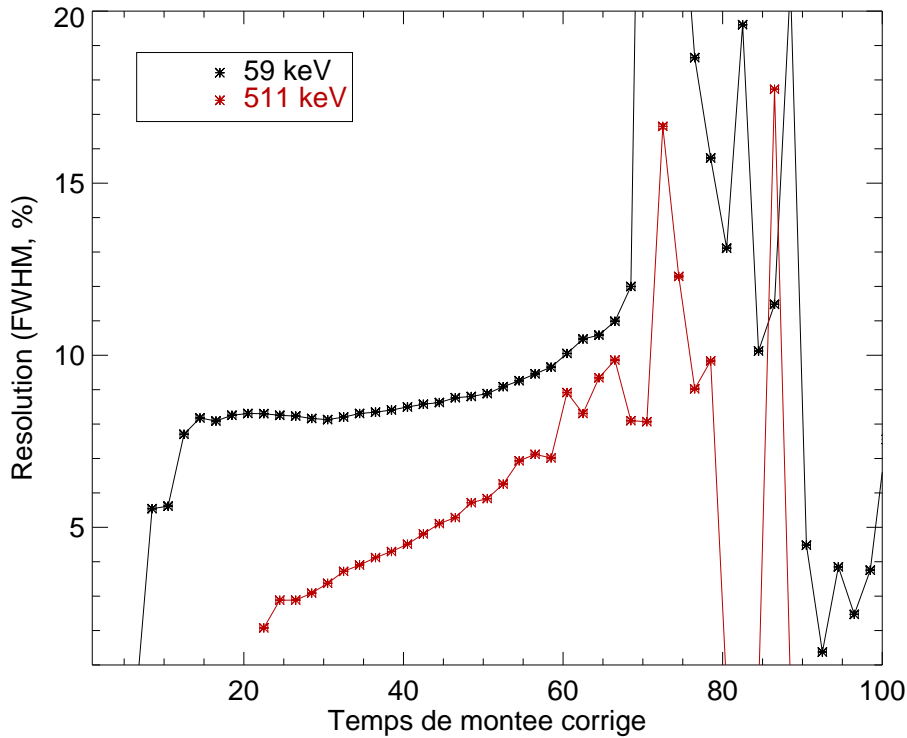


Figure 7.2 Dégradation de la résolution spectrale de ISGRI à 59 (en noir) et 511 keV (en rouge) en fonction du temps de montée.

Une sélection sur les temps de montée des événements est donc importante lors de l'étude des raies d'origine céleste. Grâce à cette chaîne alternative de traitement des données, nous avons pu optimiser la sélection sur les temps de montée des événements pour l'analyse des raies à 67.9 et 78.4 keV du  $^{44}\text{Sc}$ . Pour cela, nous avons simulé la forme attendue des raies astrophysiques en fonction du temps de montée, c'est-à-dire en prenant compte de la perte de charge. Dans cette étude, le flux de chacune des deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  est de l'ordre de celui observé dans Cassiopeia A, soit  $2.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Le spectre biparamétrique du fond utilisé est celui présenté au chapitre 6.2. Après avoir appliqué la correction de perte de charge standard sur les spectres biparamétriques simulés de chaque raie (notés S), il suffit de tracer en fonction de la coupure maximale en temps de montée le signal sur bruit donné par la relation suivante :

$$S/N(k) = \frac{\sum_{i \in [E_{min}, E_{max}]} \sum_0^k S(i, k)}{\sqrt{\sum_{i \in [E_{min}, E_{max}]} \sum_0^k S(i, k) + B(i, k)}} \quad (7.4)$$

où les bornes en énergie  $E_{min}$  et  $E_{max}$  sont définies par la résolution spectrale en énergie de ISGRI aux énergies des raies. Elles valent 65 et 71 keV pour la première et 75 et 82 keV pour la seconde. La figure 7.3 (à gauche) présente l'évolution du signal sur bruit de chacune des raies en fonction du temps de montée maximal.

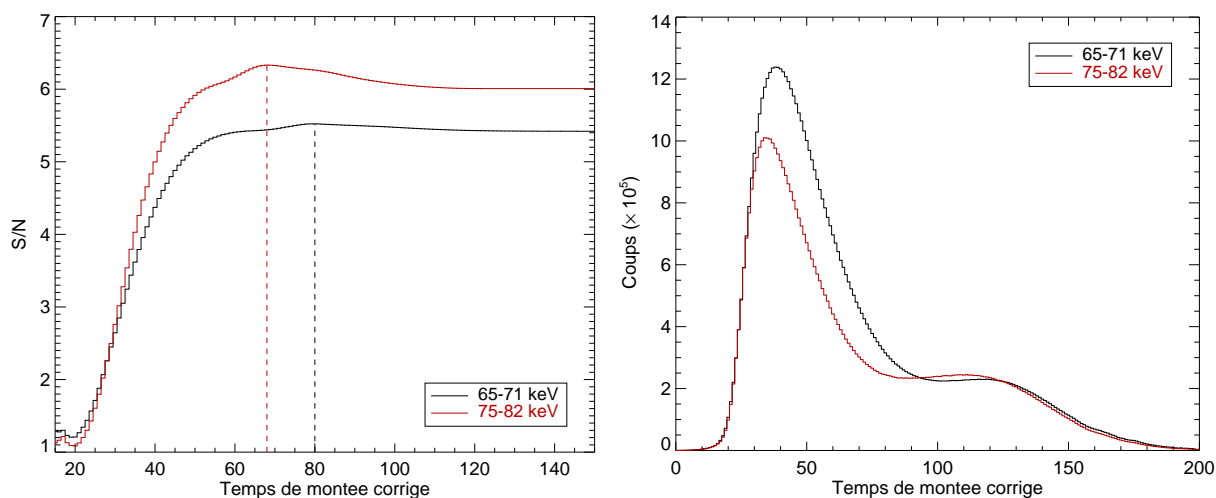


Figure 7.3 A gauche : courbes du rapport signal sur bruit en fonction de la borne supérieure des temps de montée pour la raie à 67.9 keV (en noir) et à 78.4 keV du  $^{44}\text{Sc}$  (en rouge). A droite : distributions des temps de montée aux énergies des deux raies.

On note que la coupure en temps de montée qui optimise le rapport signal sur bruit est de 80 dans la raie à 67.9 keV et de 68 dans la raie à 78.4 keV. Comme le montre la figure 7.3 (à droite), ces deux coupures correspondent respectivement à des sélections de l'ordre de 70 et 60 % sur les événements. D'un autre côté, pour avoir un traitement idéalement cohérent, il faudrait construire une matrice de réponse (chapitre 6.3.3) adaptée à chacune de ces deux sélections, et celle livrée dans la chaîne de traitement standard ne contient aucune sélection en temps de montée. Cependant, il est difficilement concevable de travailler avec deux matrices de réponse, ou plus généralement avec autant de matrices que de bandes spectrales analysées, puisque cela signifierait d'analyser les données autant de fois qu'il y a de bandes en énergie souhaitées. Nous avons alors décidé, à titre de compromis, de sélectionner les temps de montée, sur tout le domaine en énergie de ISGRI, dans la bande de 1 à 100, ce qui correspond à près de 80 % des événements dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ , la perte en signal sur bruit correspondante étant négligeable dans la première raie à 67.9 keV ( $\sim 1$  %) et très faible dans la seconde ( $\sim 4$  %).

Par conséquent, dans tout ce qui suivra, l'analyse des données a été effectuée avec une sélection sur les temps de montée de 1-100.

## 7.2.2 Sur la distance des pointés à une source donnée

Comme nous l'avons vu au chapitre 4.3.2, la réponse d'un télescope à masque codé n'est pas uniforme sur tout le champ de vue puisqu'elle dépend de la fraction du flux d'une source codée sur le détecteur, comme le montre la figure 7.4. Nous avons alors estimé la distance maximale entre les pointés et une source donnée qui optimisait le rapport signal sur bruit de celle-ci.

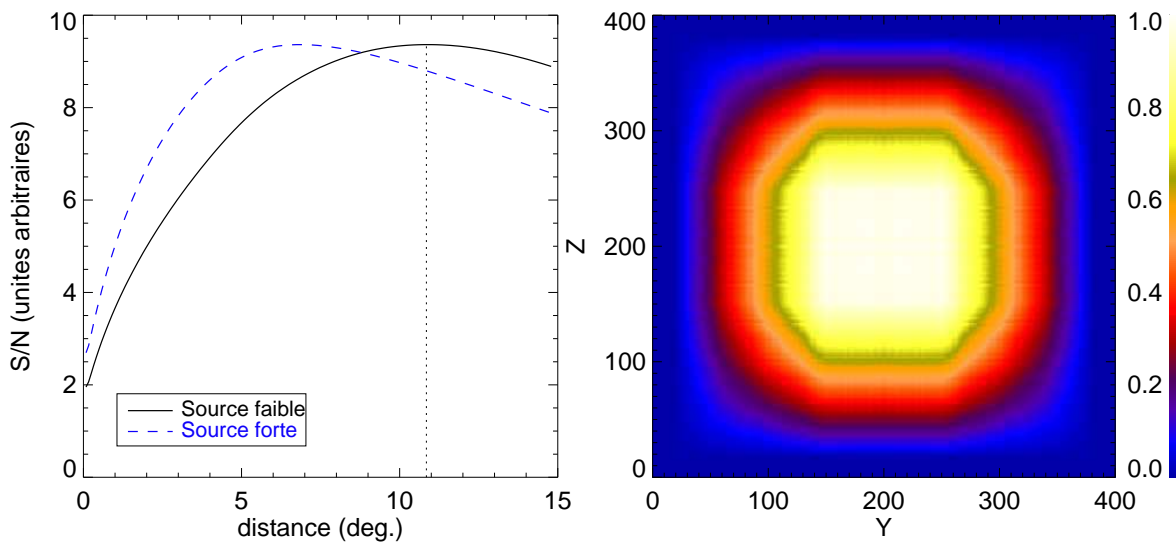


Figure 7.4 A gauche : courbe du rapport signal sur bruit en fonction de la distance maximale entre les pointés et une source donnée, négligeable devant le fond (traits pleins noirs) et forte, du type la nébuleuse du Crabe (traits en tirets bleus). A droite : carte de l'efficacité en imagerie de IBIS.

Par conséquent, dans tout ce qui suivra, l'analyse des données (sauf lors du balayage du plan galactique) a été effectuée avec une sélection sur la distance des pointés à une source donnée de  $11^\circ$ .

## 7.3 Etude du bruit de fond

### 7.3.1 Création de cartes de fond

Il reste maintenant à créer des cartes de fond avec la méthode décrite précédemment. La soustraction du fond sur ISGRI avant déconvolution est critique pour obtenir des images reconstruites de bonne qualité. Terrier et al. (2003) ont étalonné ISGRI en vol

et montré l'importance de connaître la structure spatiale du fond sur le détecteur pour pouvoir le soustraire proprement. La figure 7.5 montre deux images déconvoluées dans la bande en énergie 40-100 keV, obtenues avec et sans soustraction du fond. On remarque immédiatement que si l'image détecteur n'est pas soustraite du fond, des structures apparaissent dans les images et limitent la sensibilité du télescope. Au contraire, après une soustraction adaptée, l'image paraît plus uniforme, avec un bruit associé plus faible.

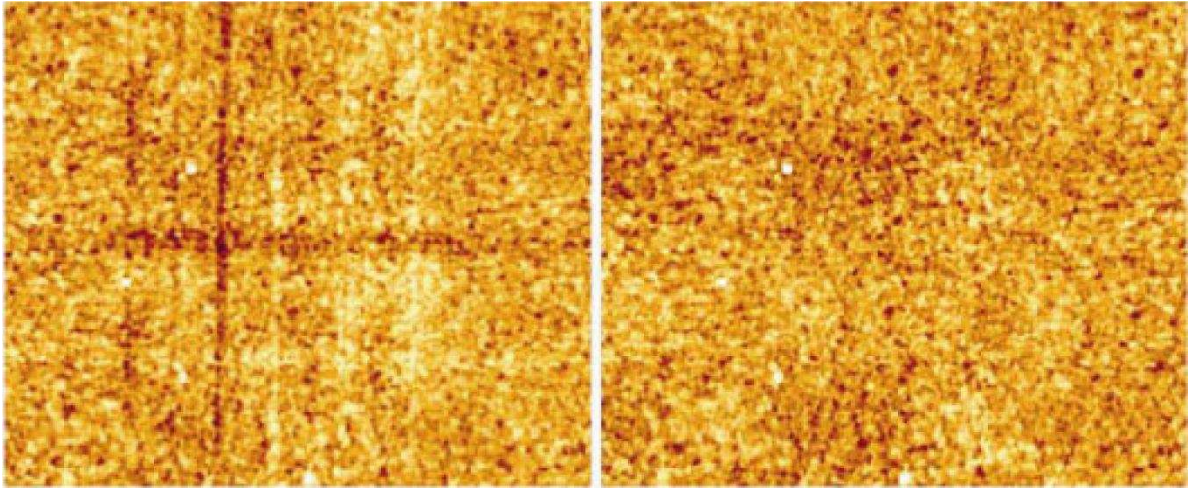


Figure 7.5 Images IBIS/ISGRI déconvoluées en significativité dans la bande 40-100 keV sans (à gauche) et avec (à droite) soustraction du fond sur le plan de détection (Terrier et al. 2003). L'échelle de couleur est linéaire et s'étale de -5 à 5.

J'ai donc produit des images du fond mesuré sur ISGRI à partir d'observations prises à haute latitude, dites champ vide, peu contaminées par des sources. Les cartes utilisées jusqu'alors ne reposaient que sur quelques observations de ce type et n'étaient donc pas spectralement précises car limitées par les fluctuations statistiques. Après plus de deux années d'observation, le nombre d'observations hors du plan galactique a considérablement augmenté, ce qui nous a permis d'envisager la création de nouvelles cartes de fond, basées sur la méthode des cubes de données. Les observations utilisées s'étalent de la révolution 38 à la révolution 346, représentant plus de  $4 \times 10^6$  s de temps d'observation. Nous avons décidé de sommer chaque observation, en supposant que la structure spatiale du fond sur ISGRI ne variait pas au cours du temps. Une étude de sa variabilité est nécessaire avant d'entrevoir la possibilité d'un quelconque découpage temporel et la création de nouvelles cartes de fond par période donnée.

Les cubes de données de chaque observation sont sommés en ne tenant compte que des pixels actifs. La carte d'efficacité temporelle  $\epsilon_{tot}$  et le cube des efficacités en énergie  $\epsilon_{E,tot}$  sont les sommes pondérées par la durée effective de chaque observation sur les pixels valides, des efficacités respectives. Le temps mort total ainsi que le cube final sont donnés

par les relations suivantes :

$$\left(\frac{t_M}{t_{obs}}\right)_{tot} = 1 - \frac{\sum_i (1 - t_{M,i}/t_{obs,i}) \times t_{obs,i}}{\sum_i t_{obs,i}} \quad (7.5)$$

$$\text{Cube}_{tot} = \frac{\sum_i \text{Cube}_i \times V_i}{\epsilon_{tot} \cdot \epsilon_{E,tot} \cdot (1 - t_{M,tot})} \quad (7.6)$$

avec  $\epsilon_{tot}$  et  $\epsilon_{E,tot}$  les efficacités temporelle et spectrale et  $V_i$  la carte des pixels valides. Ces nouvelles cartes de fond calculées sur 256 bandes en énergie ont été, dans leur première version, implémentées dans l'OSA (version 5.0). A titre d'exemple, les images détecteur tirées du cube sommé des données champ vide, dans les deux raies à basse énergie du  $^{44}\text{Sc}$  (soit 65-71 keV et 75-82 keV), sont présentées à la figure 7.6. A ces énergies, du fait de la présence de fortes raies instrumentales dûes à la fluorescence du tungstène et du plomb, dans le spectre du fond présenté à la figure 6.8, ces images détecteur présentent une structure spatiale marquée, ce qui montre l'importance que revêt la soustraction du fond sur le détecteur avant déconvolution, notamment dans le cas de bandes en énergie étroites comme ici.

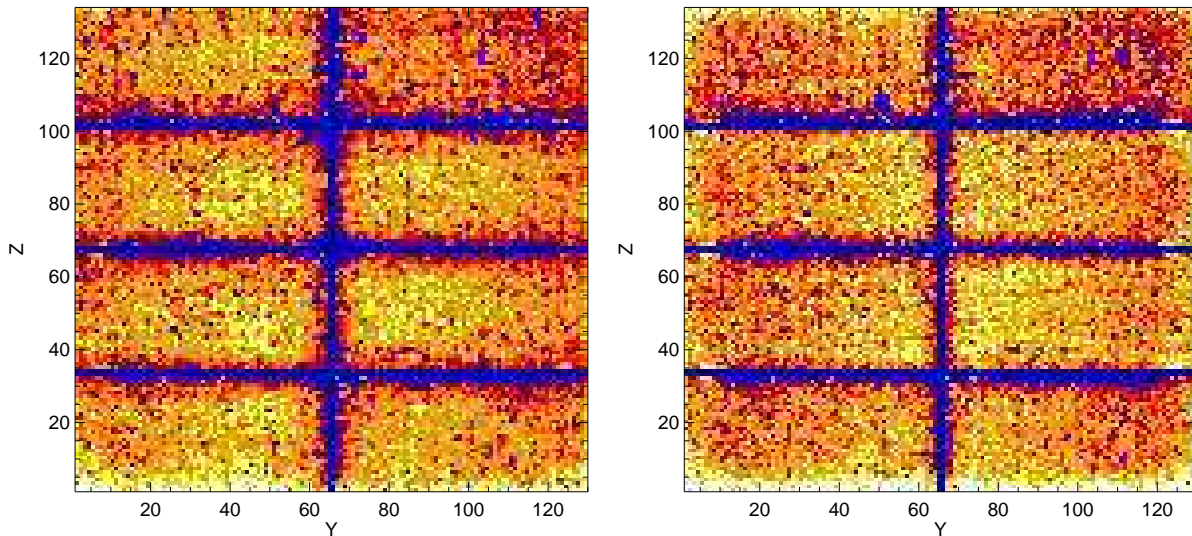


Figure 7.6 Cartes du fond sur ISGRI dans les bandes en énergie autour de la raie à 67.9 keV (65-71 keV, à gauche) et autour de celle à 78.4 keV (75-82 keV, à droite).

### 7.3.2 Corrections du deuxième ordre

Bien que ces cartes de fond sur le détecteur nous permettent d'obtenir des images reconstruites du ciel de meilleure qualité, il peut rester des structures à grande échelle liées à des défauts systématiques dans les mosaïques obtenues sur des longs temps d'observation.

Une correction du deuxième ordre est alors nécessaire pour tenir compte de certaines structures sur ISGRI, certes faibles mais systématiques, qui n'ont pas été corrigées par la procédure de soustraction exposée précédemment. Le principe est le suivant :

- les sources détectées dans chaque fenêtre d'observation individuelle sont soustraites. Les cartes en flux sont alors directement sommées pour former plusieurs cartes de fond déconvoluées dites de référence, sans tenir compte de l'astrométrie de chacune, puisque nous cherchons ici à laver les défauts systématiques liés à des structures sur le plan de détection. Ces cartes de référence correspondent à différentes périodes en temps : le paramètre libre de la méthode est la durée sur laquelle les images individuelles vont être sommées. Nous supposons que l'échelle temporelle des variations spatiales du fond sur le détecteur est de l'ordre du mois, mais une étude plus approfondie est nécessaire. Ainsi, toutes les images du ciel reconstruit à partir de données obtenues un même mois sont donc sommées et constituent une carte de fond de référence.
- une régression linéaire entre chaque image individuelle et sa carte de fond de référence associée est par la suite appliquée. Pour chaque jeu d'images individuelles contenues dans le même intervalle de temps choisi précédemment, les valeurs moyennes de la pente ( $\langle\alpha\rangle$ ) et de l'ordonnée et l'origine ( $\langle\beta\rangle$ ) sont calculées en ajustant les histogrammes de ces valeurs par des gaussiennes.
- finalement, au cours de la construction de la mosaïque, chaque image reconstruite du ciel (en flux) est corrigée suivant  $f = f - (\langle\alpha\rangle \times \text{BKG} + \langle\beta\rangle)$ , où BKG désigne la carte de fond de référence associée.

Une application de cette méthode de correction du fond du second ordre est présentée au chapitre 9 rapportant l'analyse des données de Vela Junior, et au chapitre 11 lié au balayage du plan galactique.

## 7.4 Le deuxième catalogue des sources détectées par IBIS/ISGRI

Les cartes de fond IBIS/ISGRI présentées précédemment ont été implémentées dans la procédure d'analyse des données. Elles ont permis d'obtenir une cartographie de la Voie Lactée de bonne qualité, basée sur les deux premières années du temps garanti et les données publiques. Le lecteur est renvoyé à l'article de Bird et al. (2006) concernant le travail d'extraction des sources auquel j'ai contribué (voir annexe G). Nous ne mentionnons ici que les points importants :

- après les deux premières années de la mission, soit environ  $10^7$  s d'observation, plus de 200 sources ont été détectées dans la bande en énergie 20-100 keV. Près de la moitié du ciel a été couvert, avec une sensibilité moyenne de 1 milliCrabe à ces énergies.
- parmi les sources détectées, 113 sont des binaires X accrétantes : 67 sont des systèmes binaires de faible masse (LMXB), 38 correspondent à des systèmes de forte masse (HMXB), contenant pour la plupart une étoile à neutrons, et 8 sont des variables cataclysmiques (CV). 33 sont de nature extragalactique (noyaux actifs de galaxies), et  $\sim 10$  sources sont de nature différente (pulsars, vestiges de supernova de type pléionique, associations avec des nuages moléculaires). 56 correspondent à des détections sans réelle classification, parmi lesquelles  $\sim 80\%$  sont des sources identifiées par *INTEGRAL*, nommées IGR.
- les sujets d'étude reliés à ce catalogue sont nombreux. Citons à titre d'exemple la recherche de contreparties radio, infrarouge, optique et X avec les instruments disponibles au sol (*VLA*, *VLT*, *HESS*) et dans l'espace (*XMM-Newton*, *Chandra*, *Spitzer*), les études statistiques des différentes populations galactiques (log N-log S), et l'origine de l'émission interstellaire dans le domaine 20-200 keV (Lebrun et al. 2004).

## 7.5 Imagerie des sources étendues

### 7.5.1 Introduction

Un autre travail a porté sur l'imagerie des sources étendues à l'aide d'un télescope à masque codé. Plusieurs sources astrophysiques d'intérêt, et notamment les vestiges de supernova, peuvent apparaître comme étendues pour IBIS, c'est-à-dire de diamètre apparent supérieur à  $\sim 8'$ . Le principal problème vient du fait que les images du ciel déconvoluées sont des pseudo-images : elles sont le produit de la corrélation entre la matrice de décodage issue du masque codé et l'image sur le détecteur. Dans ces images, le flux d'une source ponctuelle (c'est-à-dire non-résolue) détectée est donné par la hauteur du pic local de la SPSF associée (figure 6.1), déterminée par ajustement d'une gaussienne (Gros et al. 2003). De ce fait, la mesure par cette méthode du flux d'une source étendue quelconque sera biaisée. Pour surmonter cette difficulté, il suffirait de produire des images en flux par stéradian (en intensité), où le flux des sources serait alors donné par l'intégrale des intensités sur une région définie suivant la distribution spatiale de celles-ci. Cette étude est présentée en détail dans notre article publié dans A&A (Renaud et al. 2006, annexe C) et je la présente ici dans les grandes lignes.

## 7.5.2 Réponse en imagerie

### Généralités

En supposant qu'une source étendue se résume à la somme de sources ponctuelles, l'image détecteur associée à un tel type de source est donnée par :

$$D_{kl} = \sum_{w=1}^N f_w \times PIF_{kl}^w \quad (7.7)$$

où  $w$  fait référence à la source ponctuelle dont le motif de masque projeté sur le détecteur est donné par le tableau dénommé  $PIF_{kl}^w$ . Ce terme représente la fraction éclairée de chaque pixel  $(k,l)$  pour une source ponctuelle donnée ( $w$ ). Le calcul de ces valeurs prend donc en compte toutes les caractéristiques du télescope comme l'efficacité du détecteur, les zones mortes sur ISGRI, l'épaisseur du masque et les transparences des matériaux constituant IBIS.  $f_w$  représente le flux de la source ponctuelle.  $F$  correspond au flux global de la source étendue ( $= \sum f_w$ ).

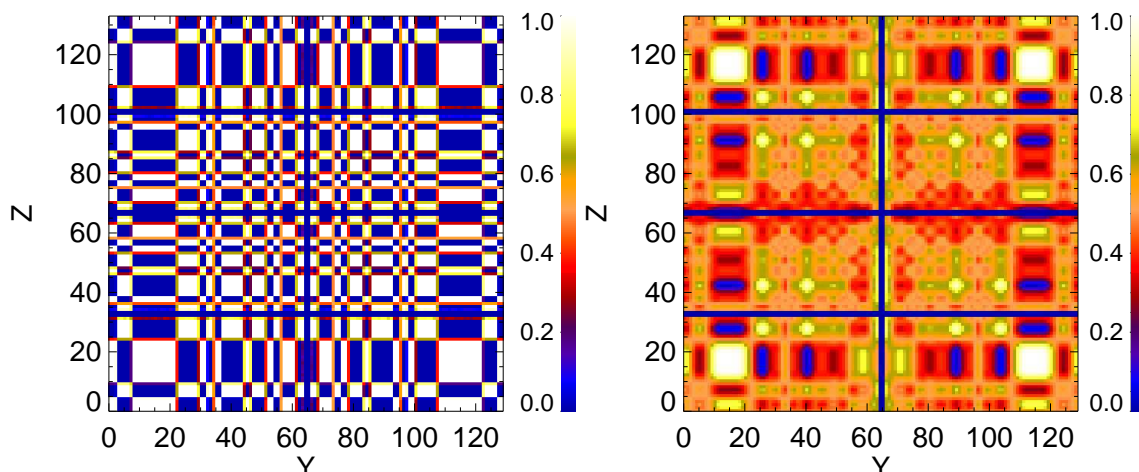


Figure 7.7 Images détecteur (ISGRI) d'une source ponctuelle (à gauche) et d'une source étendue de 20' de rayon (à droite), toutes deux sur l'axe.

La figure 7.7 montre l'effet d'une source étendue (mise sur l'axe, et de 20' de rayon) sur la capacité de IBIS/ISGRI à discerner le motif de masque éclairé : ses caractéristiques spatiales sont lavées. Pour mettre en évidence cette perte en sensibilité, nous avons simulé des sources étendues dans une géométrie simple : des disques uniformes, de 0 à 1° de rayon. Ces simulations ont été menées dans un cas idéal (sans bruit sur ISGRI), en conservant le flux global  $F$ . L'image détecteur est calculée via l'équation 7.7, puis déconvoluée par la procédure standard (Goldwurm et al. 2003). Pour définir cette sensibilité en imagerie vis-à-vis des sources étendues, nous avons suivi l'évolution du pic de la SPSF associée



à chaque source  $f_{max}$  pour chaque taille apparente. La SPSF peut être vue comme la convolution de la taille des sources par la résolution angulaire de IBIS.

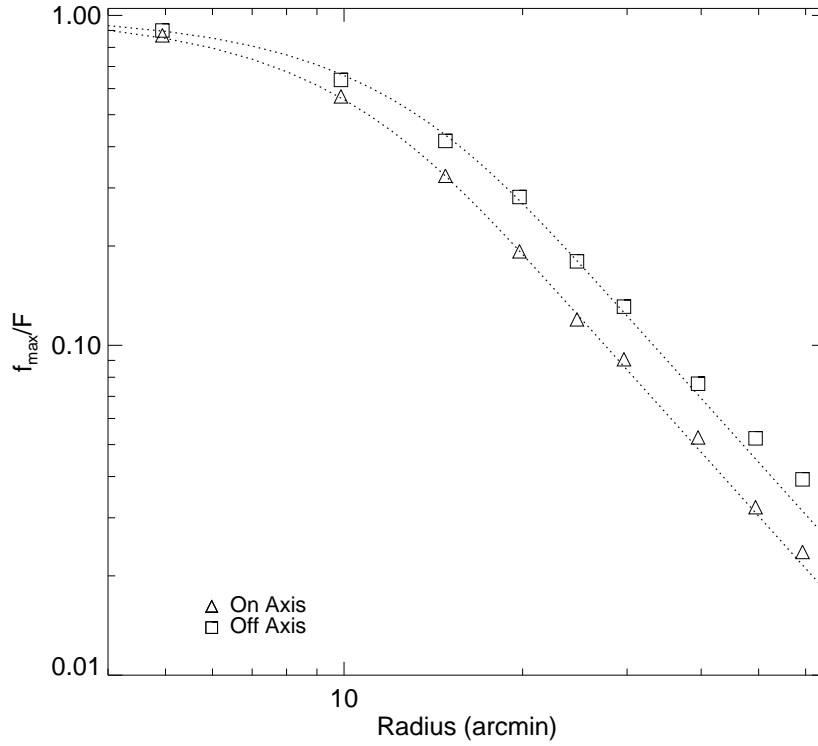


Figure 7.8 Evolution de la hauteur de la SPSF en fonction de la taille des sources étendues pour les deux positions relatives dans le champ de vue de IBIS mentionnées dans le texte.

La figure 7.8 montre cette évolution pour deux positions de source différentes : une placée sur l'axe, l'autre étant dans le champ partiellement codé, à  $9^\circ$  de l'axe. Les courbes ajustées sur cette figure sont données par l'équation suivante :

$$\frac{f_{max}}{F} = 2 \frac{\sigma_{spsf}^2}{R^2} \times (1 - e^{-R^2/2\sigma_{spsf}^2}) \quad (7.8)$$

où  $\sigma_{spsf}$  est la largeur de la SPSF correspondant à une source ponctuelle (nominalement de l'ordre de  $5'$ , c'est-à-dire  $12'$  FWHM),  $R$  est le rayon de la source étendue. On remarque que l'évolution de  $f_{max}$  est quelque peu différente suivant la position de la source, comme si la réponse en imagerie de IBIS n'était pas uniforme dans tout le champ de vue. Les largeurs ajustées sont de  $\sim 14'$  (FWHM) pour les sources sur l'axe et d'environ  $17.5'$  (FWHM) pour celles à  $9^\circ$ . Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus par Gros et al. (2003). Ainsi, la perte en sensibilité est moindre dans le cas de sources hors-axe, là où la résolution angulaire reconstruite de IBIS/ISGRI est dégradée. Finalement, lorsque la taille apparente des sources étendues devient plus grande que la résolution angulaire du télescope, les

courbes de sensibilité suivent une simple dilution du flux (en  $R^{-2}$  dans le cas d'un disque, en  $R^{-1}$  dans le cas d'un anneau).

### Un cas astrophysique : SN 1006

SN 1006 est un vestige de supernova historique de  $30'$  de diamètre apparent et est donc légèrement étendu pour IBIS. Comme nous l'avons souligné au paragraphe 3.2.3, cette source présente un spectre non-thermique dominant dans le domaine des rayons X. Les résultats des observations *INTEGRAL* de près d'un million de secondes au cours des deux premières années sont présentés dans l'article de Kalemci et al. (2006).

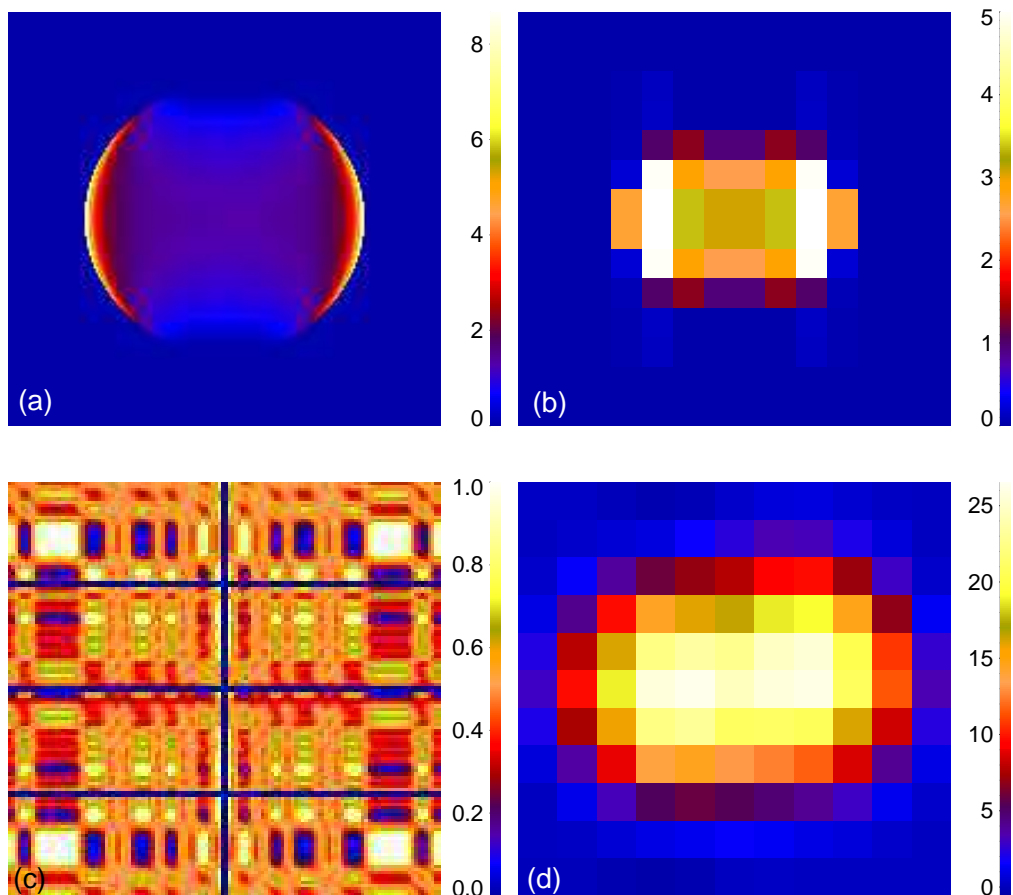


Figure 7.9 (a) Image attendue de SN 1006 à 28 keV (en unités de  $10^{-26}$  erg  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$   $\text{Hz}^{-1}$   $\text{sr}^{-1}$ ) à partir des simulations de Reynolds (1999). (b) Image échantillonnée dans les pixels ISGRI. (c) Image détecteur associée des PIFs. (d) Image reconstruite après la déconvolution standard.

La figure 7.9 présente les simulations que nous avons effectuées sur ce vestige de supernova : Reynolds (1999) a modélisé la morphologie attendue dans les X durs ( $> 20$  keV)

par deux composantes (image a) : l'émission synchrotron concentrée sur les bords du vestige (Reynolds 1998), dominante jusqu'à environ 100 keV, et l'émission bremsstrahlung distribuée de manière uniforme sur son étendue spatiale. A partir de cette morphologie, il nous a été possible de prédire l'étendue de la source vue par IBIS et d'en déduire la perte en sensibilité due à la dilution du flux sur la dimension du vestige. La valeur maximale au pic dans l'image reconstruite (voir l'image (d) de la figure 7.9) est de l'ordre de 70 % du flux global sur son étendue. Ce facteur correctif a donc été pris en compte lors de l'estimation des limites supérieures de détection (Kalemci et al. 2006).

### 7.5.3 Reconstruction du flux et de l'erreur associée

Il reste maintenant à trouver une méthode pour reconstruire sans biais le flux de n'importe quelle source étendue et estimer l'erreur associée à cette mesure. Un moyen commode serait de construire des cartes en intensité (c'est-à-dire en flux par unité d'angle solide), comme c'est le cas traditionnellement dans les autres domaines de longueur d'onde, où les flux seraient mesurés en intégrant les intensités sur une région autour de la source en question.

#### Mesure du flux

Dans l'analyse standard, le flux des sources détectées par IBIS est donné par la hauteur du pic (le maximum) de la SPSF ajustée par une gaussienne bi-dimensionnelle. Si les cartes en flux sont divisés par le rapport entre l'intégrale de la SPSF et la valeur de son maximum, les flux dans les nouvelles cartes seront alors donnés en sommant les valeurs en chaque pixel du ciel sur la taille de la SPSF. Or, comme nous l'avons souligné précédemment, la largeur de la SPSF de IBIS varie dans le champ de vue<sup>2</sup>. Il faut donc créer une carte de ce rapport integrale/pic que nous noterons  $\tilde{A}_{mn}$ . Pour une gaussienne, ce rapport peut être considéré comme une surface effective projetée sur le ciel, ou autrement dit l'angle soutenu par la SPSF. Pour ce faire, l'intégrale et la hauteur des SPSF associées à des sources ponctuelles ont été calculées pour différentes positions relatives de source, avec un pas de 15' (soit environ 3 pixels du ciel), sur le premier quart du champ de vue total. Les propriétés de symétrie centrale du masque nous permettent de projeter ce quart de champ sur les trois autres. L'image résultante  $\tilde{A}_{mn}$  ainsi que l'histogramme de ses valeurs sont présentés à la figure 7.10. Pour construire des images en intensité  $I'_{mn}$  à partir des cartes standard de l'OSA en flux  $S'_{OSA}$  et calculer le flux global d'une source

<sup>2</sup>La forme de la SPSF n'est pas invariante spatialement puisque les propriétés optimales du masque MURA dans le champ partiellement codé ne sont plus respectées (Gros et al. 2003). En d'autres mots, il existe dans ce cas un déséquilibre entre le nombre de gros pavés du masque et le nombre de pavés élémentaires qui codent l'information. La SPSF peut alors être élargie ou asymétrique et sa largeur se trouve modifiée de la valeur nominale par la procédure d'ajustement par une gaussienne.

étendue, il suffit donc d'appliquer les équations simples suivantes :

$$I'_{mn} = \frac{S'_{OSA}}{\tilde{A}_{mn}} \quad (7.9)$$

$$I'_S = \sum_{\Omega} I'_{mn} \quad (7.10)$$

$\Omega$  définit la région dans le ciel reconstruit (déconvolué) englobant la source étendue (donnée arbitrairement par la taille réelle de la source plus  $3 \sigma_{spst}$ ). La légitimité d'une telle transformation repose sur la seule hypothèse que la SPSF ne varie pas aux échelles plus petites que sa taille caractéristique ( $\sigma_{spst} \sim 1$  pixel du ciel soit  $5'$ ). La démonstration est présentée dans l'Appendice A.1 de notre article (voir annexe C). Plusieurs tests ont été effectués à partir des observations de la nébuleuse du Crabe ainsi que sur les simulations des sources étendues présentées dans la section 7.5.2.

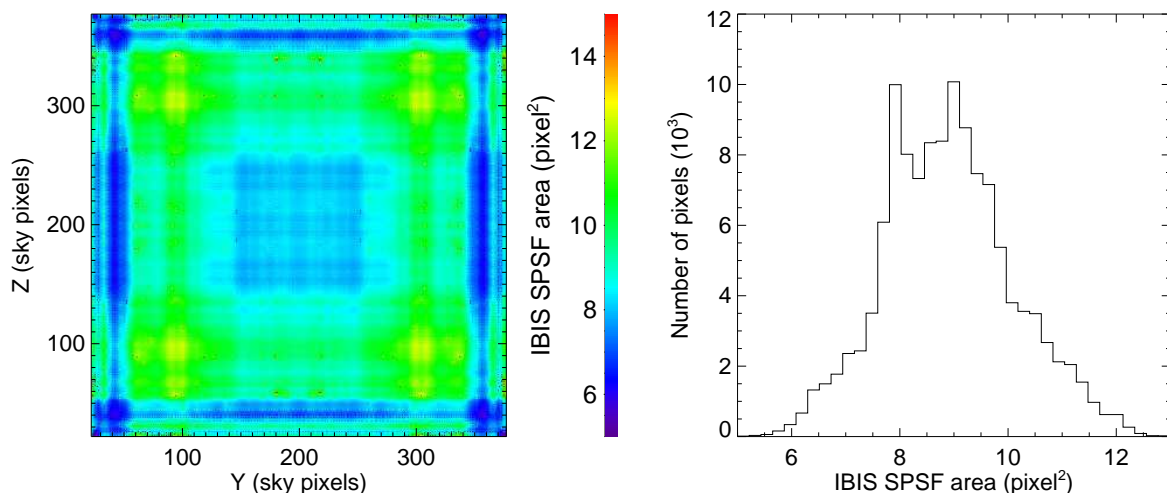


Figure 7.10 Image de la surface effective de la SPSF de IBIS (à gauche) et histogramme des valeurs correspondantes (à droite).

### Mesure de l'erreur associée

L'estimation de l'erreur correspondante à cette méthode de reconstruction du flux d'une source étendue quelconque n'est pas chose facile. Le principal problème vient du fait que les pixels du ciel à l'intérieur de la SPSF sont corrélés. Puisque la méthode repose sur la sommation des intensités  $I'_{mn} = S'_{OSA}/\tilde{A}_{mn}$  sur une région donnée, la variance associée est donnée par la somme des  $\sigma'^2_{OSA}/\tilde{A}^2_{mn}$  plus un terme de covariance qui dépend de la taille de la source et de sa position. Nous avons développé les équations de la déconvolution présentées au chapitre 6.1 pour finalement trouver, à partir de quelques hypothèses, la relation simple suivante (Appendice A.2 de l'annexe C) :

$$\sigma_{I'_s}^{\prime 2} \approx \sigma_B^2 \sum_{\Omega} \frac{1}{\bar{E}_{mn} \tilde{A}_{mn}} \quad (7.11)$$

$$\approx \sum_{\Omega} \frac{\sigma_{OSA}^{\prime 2}}{\tilde{A}_{mn}} \quad (7.12)$$

avec  $\sigma_B^2$  la variance sur le détecteur (c'est-à-dire le taux de comptage sur ISGRI) et  $E_{mn}$  l'efficacité en imagerie de l'instrument (voir chapitre 7.5.2). En supposant que  $\tilde{A}_{mn}$  est constant sur  $\Omega$ , la variance se résume alors à :

$$\sigma_{I'_s}^{\prime 2} \approx \langle \sigma_{OSA}^{\prime 2} \rangle \times \frac{N_{pixel}}{\tilde{A}} = N_{spst} \langle \sigma_{OSA}^{\prime 2} \rangle \quad (7.13)$$

où  $N_{pixel}$  et  $N_{spst}$  définissent respectivement les nombres de pixels du ciel et de SPSF contenus dans  $\Omega$ . Cette variance correspond à une somme des variances de chaque SPSF contenue dans la région  $\Omega$ . Cette relation, très simple au premier abord, est riche d'enseignements : la largeur de la SPSF d'un instrument à masque codé définit sa longueur de corrélation. Au-delà de cette échelle spatiale, les pixels du ciel sont indépendants et la variance correspondante à la somme des flux par pixel est naturellement donnée par la somme des variances, comme c'est le cas pour un ensemble de variables indépendantes.

Pour tester ces relations, nous avons effectué des simulations Monte-Carlo de sources étendues vues à travers le masque codé de IBIS. Les images détecteur sont données par l'équation 7.7 à laquelle nous avons rajouté un terme constant pour simuler le fond détecté sur ISGRI. Le flux de chaque source étendue est fixé à 50 coups  $s^{-1}$  et celui du fond à  $10^3$  coups  $s^{-1}$ . 500 images ont été simulées pour chaque taille de source, supposées comme des disques uniformes, de  $0^\circ$  (source ponctuelle) à  $1^\circ$  de rayon, suivant la relation :  $\sqrt{D_{kl}} \times N(0,1) + D_{kl}$ , où  $D$  représente le taux de comptage mesuré par le pixel  $(k,l)$ .  $N(0,1)$  est la distribution normale. Chacune de ces images est déconvoluée par la procédure standard afin d'obtenir 500 images reconstruites du ciel en flux, variance et significativité. Ces calculs ont été menés pour trois positions relatives de source dans le champ de vue de IBIS: la première sur l'axe ( $Y=200.5$ ,  $Z=200.5$ , notée *On Axis*), les deux autres dans le champ partiellement codé, à  $\sim 9.5^\circ$  de l'axe ( $Y=300.5$ ,  $Z=250.5$ , notée *Off Axis1*) et à  $\sim 13.5^\circ$  de l'axe ( $Y=120.5$ ,  $Z=50.5$ , notée *Off Axis2*). Le flux de chaque source étendue est reconstruit suivant la méthode présentée précédemment (section 7.5.3). L'erreur mesurée pour chaque famille d'étendues de source est alors donnée par la largeur de la distribution des flux, ajustée par une gaussienne. La figure 7.11 montre, pour chaque étendue de source, le rapport entre l'erreur mesurée et l'erreur théorique attendue pour une source ponctuelle. La courbe en noir représente le rapport théorique attendu à partir de l'équation 7.11. La dispersion entre les points de mesure et cette courbe théorique est de moins de 10%.

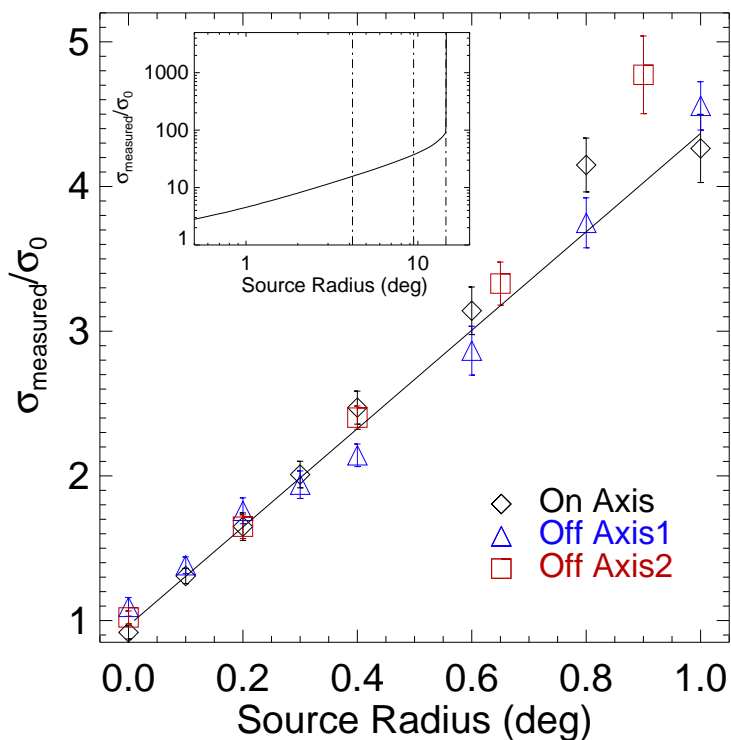


Figure 7.11 Rapport entre l'erreur mesurée et l'erreur attendue dans le cas d'une source ponctuelle ( $\sigma_0$ ) en fonction de la taille des sources étendues, pour les trois positions relatives décrites dans le texte. La ligne noire est donnée par l'équation 7.11. La figure en haut à gauche montre le comportement de ce rapport à grande échelle (sur le champ de vue total de IBIS).

Finalement, cette courbe nous donne directement la perte en sensibilité de IBIS vis-à-vis d'une source étendue, supposée uniforme, de taille donnée.

## 7.6 Observations de l'amas de galaxies de Coma

Cette méthode d'imagerie des sources étendues a été pour la première fois appliquée aux observations *INTEGRAL* de l'amas de galaxies de Coma. L'étude présentée ici a fait l'objet d'une lettre dans le journal A&A (Renaud et al. 2006, voir annexe D).

### 7.6.1 Intérêt astrophysique

Les amas de galaxies sont les plus grandes structures gravitationnellement liées connues dans l'Univers et sont donc des sources d'intérêt pour la cosmologie. Ils se forment par l'effondrement gravitationnel de sous-groupes, créant ainsi de violents chocs compressant

et chauffant le milieu inter-amas jusqu'à des températures avoisinant  $10^7$  K, et sont donc principalement détectés dans le domaine des rayons X (voir Arnaud 2003, pour une revue récente des observations menées avec *XMM-Newton*). De plus, ces chocs sont à l'origine de l'accélération de particules à des énergies relativistes émettant par synchrotron ou Compton inverse un spectre non-thermique depuis le domaine radio jusqu'au domaine  $\gamma$ . La présence de ces particules est aujourd'hui confirmée par les détections de halos radio (Giovannini et al. 1993) et de composantes à haute énergie dans certaines de ces sources, dans les domaines de l'ultra-violet lointain et des X durs (Bowyer et al. 1999 ; Fusco-Femiano et al. 1999 ; Rephaeli et al. 1999).

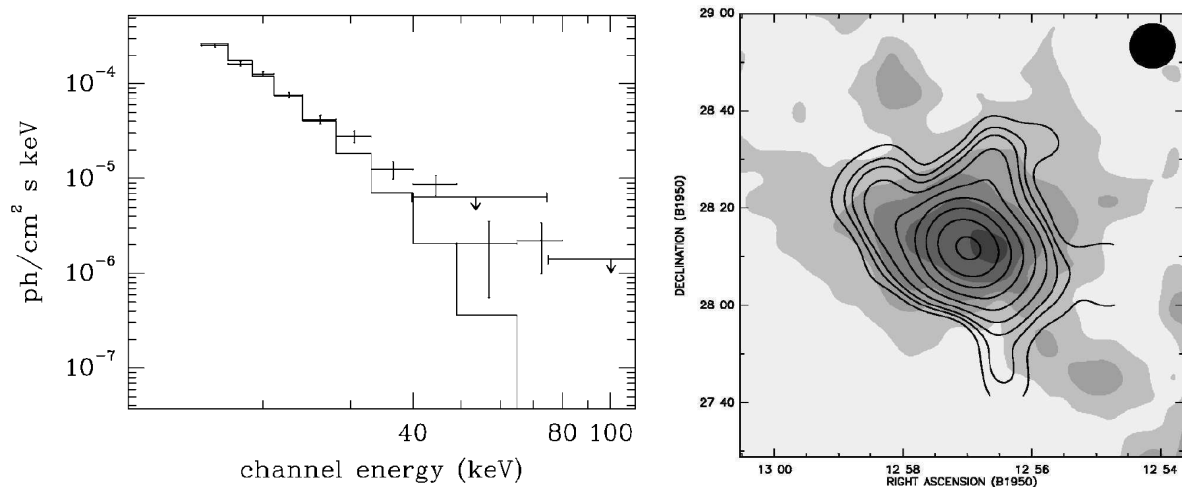


Figure 7.12 A gauche : spectre BeppoSAX/PDS de l'amas de Coma (Fusco-Femiano et al. 1999). Le trait noir correspond à l'ajustement par un modèle thermique d'émission du plasma à 8.21 keV. Les limites supérieures de détection ont été obtenues par OSSE. A droite : image radio du halo de Coma à 1.4 GHz superposée aux contours à 2.675 GHz (Thierbach et al. 2003).

Cependant, l'origine de cette émission non-thermique dans les X durs n'est toujours pas attestée, bien qu'il existe de nombreux travaux sur le sujet (voir par exemple l'article de Bykov et al. 2000 pour une discussion détaillée des mécanismes d'émission à haute énergie). De plus, la réalité même de cette composante non-thermique dans l'amas de Coma est encore débattue (Rossetti et Molendi 2004), et étant donné que ses observations ont été menées avec des instruments sans capacité d'imagerie (BeppoSAX/PDS, RXTE), la contamination du spectre par des sources ponctuelles dans le champ de vue de ces instruments n'est pas à exclure.

### 7.6.2 Observations IBIS/ISGRI de l'amas de Coma

*INTEGRAL* a observé la région de Coma pendant près de  $5 \times 10^5$  s. A partir de ces

observations, Krivonos et al. (2005) ont établi un catalogue d'une douzaine de sources, démontrant la capacité de IBIS à détecter des sources faibles d'origine extra-galactique. Nous nous sommes focalisés sur l'amas de Coma en analysant ces données dans quatre bandes en énergie : 18-30, 30-50, 50-100, 100-200 keV. Comme le montre la figure 7.13, cette source apparaît comme étendue et l'analyse a donc nécessité l'emploi de la méthode d'imagerie présentée à la section 7.5.

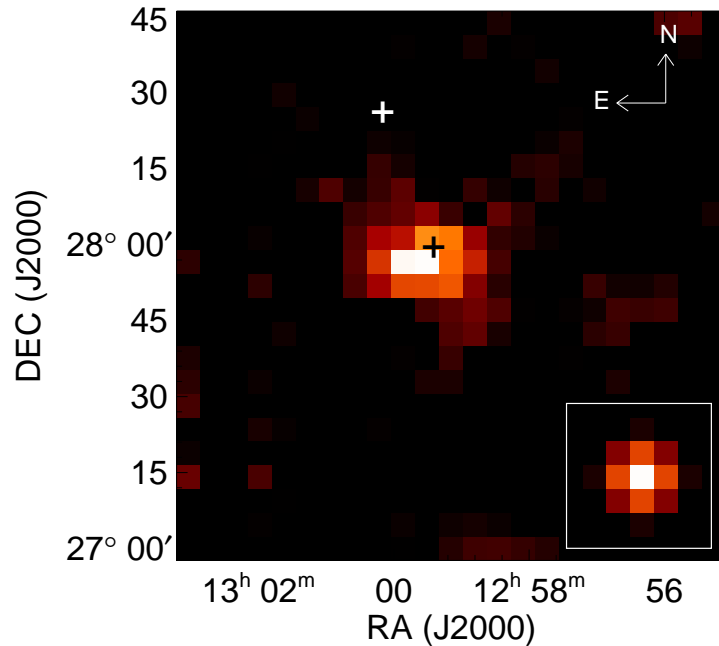


Figure 7.13 Image en significativité de l'amas de Coma dans la bande 18-30 keV avec IBIS/ISGRI. La croix noire indique la position de NGC 4874, proche du maximum de l'émission X de l'amas. La croix blanche marque l'emplacement de X Comae, une galaxie brillante de type Seyfert, à 30' de l'amas. La SPSF de IBIS est présentée dans le coin en bas à droite.

Les observations de Coma avec *XMM-Newton* (Arnaud et al. 2001 ; Briel et al. 2001 ; Neumann et al. 2003) ont mis en évidence d'importantes variations en température (4-11 keV) sur des échelles supérieures à 10', avec notamment la présence front chaud situé au sud-ouest du centre de l'amas. La bande 18-30 keV est dominée par la forte émission thermique du gaz inter-amas<sup>3</sup>, et nous avons donc voulu étudier la morphologie de la source détectée avec IBIS en la comparant à celle attendue à partir des observations *XMM-Newton*.

D'une part, l'émission X dans la bande 0.3-2 keV ne dépend que très faiblement de la température et représente par conséquent un bon indicateur de l'émissivité du plasma.

<sup>3</sup>L'émission non-thermique ne doit contribuer qu'à hauteur de seulement 20%, au vu des résultats obtenus par BeppoSAX/PDS et RXTE.



En combinant la carte obtenue par *XMM-Newton* dans cette bande en énergie avec celle en température (Arnaud et al. 2001), il nous a été possible d'extrapoler dans la bande 18-30 keV la morphologie attendue de l'amas de Coma.

D'autre part, nous avons construit une mosaïque des images IBIS/ISGRI en intensité, comme prescrit par la méthode d'imagerie exposée précédemment. Les pixels du ciel reconstruits sont corrélés aux échelles plus petites que la SPSF. Pour étudier la corrélation entre la morphologie attendue et celle observée, et s'affranchir de l'interdépendance des pixels, nous avons donc sommé les intensités des deux images sur des régions rectangulaires  $3 \times 3$  et obtenu le diagramme de corrélation présenté à la figure 7.14 (en haut).

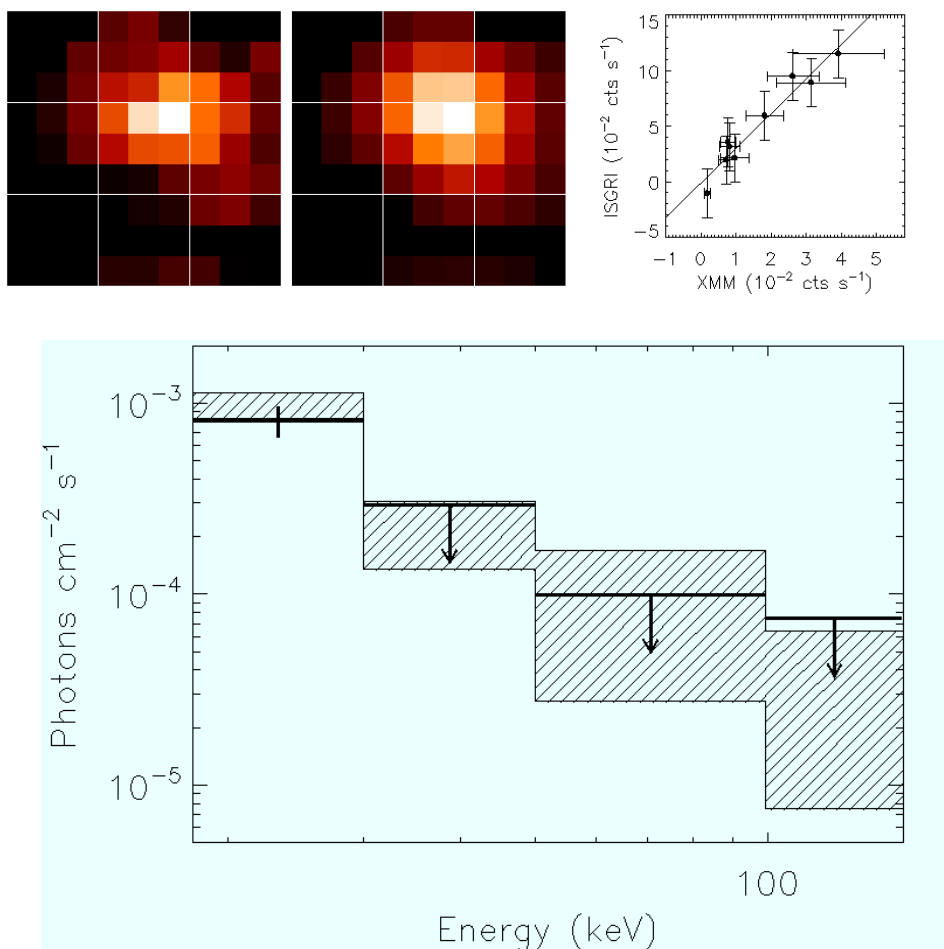


Figure 7.14 En haut : Image observée avec IBIS/ISGRI dans la bande 18-30 keV (à gauche), image prédite par les observations *XMM-Newton* de l'émission thermique de l'amas de Coma (au milieu), et diagramme de corrélation (à droite). En bas : spectre IBIS/ISGRI de l'amas de Coma superposé aux meilleurs ajustements de RXTE et BeppoSAX/PDS (zones hachurées).

Le coefficient de corrélation est de 95 %, ce qui montre que la morphologie de la source détectée avec IBIS/ISGRI est entièrement compatible avec celle attendue dans le cadre

d'un modèle purement thermique, en tenant compte des variations de température et d'émissivité sur l'ensemble de l'amas. Au-delà de 30 keV, aucun excès significatif n'a été détecté et les limites supérieures présentées sur le spectre de la figure 7.14 ont été calculées à partir des formules 7.11, c'est-à-dire en tenant compte de l'étendue de la source.

Pour conclure, l'observation de l'amas de Coma avec IBIS a permis de confirmer indirectement les variations de température en son sein, détectées dans le domaine des X. Même si l'existence d'une composante non-thermique n'a pu être ni confirmée ni infirmée avec ces observations, cette étude montre la capacité de IBIS à détecter des sources étendues et permet de valider la méthode d'imagerie présentée précédemment. Les nouvelles observations de la région de Coma prises en 2005 (près de  $10^6$  ss) permettront sans doute de répondre à la question de l'existence de l'émission non-thermique. Si elle existe réellement, IBIS devrait apporter d'importantes informations sur sa morphologie.

## 7.7 Autres applications de la méthode

Outre cette première application de la méthode d'imagerie des sources étendues sur l'amas de Coma, d'autres sources et régions émissives dans le domaine de IBIS/ISGRI, et d'intérêt astrophysique, ont des tailles apparentes supérieures à  $10'$ . L'analyse de telles observations nécessite donc l'emploi de cette méthode, et nous citons quelques exemples.

### 7.7.1 Vela Junior

Le chapitre 9 est consacré aux résultats des observations de la région des Voiles, dans laquelle se trouve un jeune vestige de supernova, Vela Junior, révélé par COMPTEL par la raie à 1.157 MeV de décroissance du  $^{44}\text{Ca}$ . Avec un diamètre apparent de près de  $2^\circ$ , nous verrons que cette méthode d'imagerie prend tout son sens, et nous a permis de sérieusement remettre en cause la détection de  $^{44}\text{Ti}$  par COMPTEL dans ce vestige.

### 7.7.2 MSH 15-52

Forot et al. (2006, soumis à ApJL) ont présenté les résultats obtenus avec IBIS/ISGRI sur la nébuleuse synchrotron MSH 15-52/PSRB 1509-58 à l'intérieur du vestige de supernova G320.4-1.2. Dans la bande 17-40 keV, la morphologie est semblable à celle observée au TeV par HESS (Aharonian et al. 2005), comme l'illustre la figure 7.15. La taille de la région émissive non-pulsée, c'est-à-dire soustraite de la contribution du pulsar, décroît cependant avec l'énergie et l'application de la méthode d'imagerie présentée précédemment nous a permis d'extraire correctement le spectre de ce pléïon.

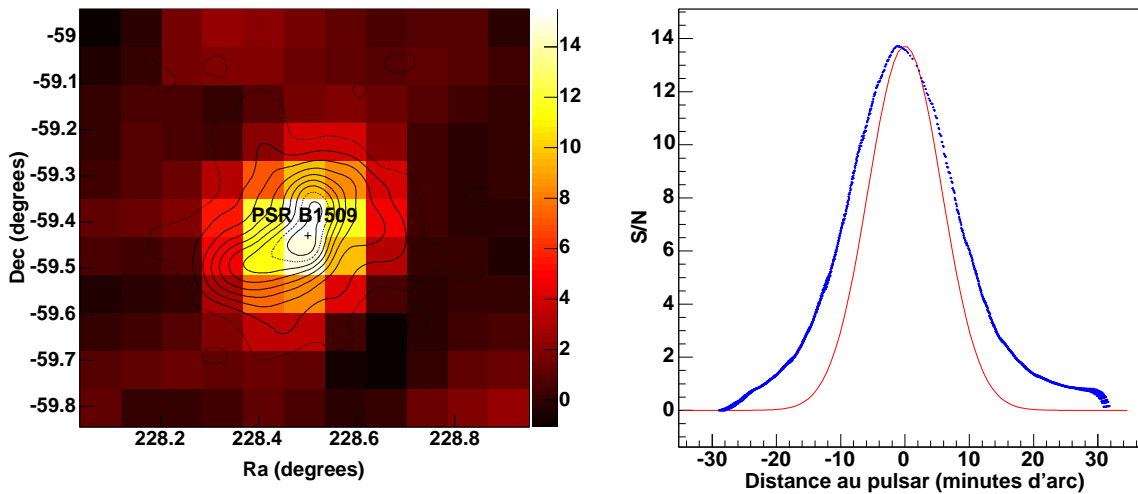


Figure 7.15 A gauche : image IBIS/ISGRI dans la bande 17-40 keV de la nébuleuse MSH 15-52 superposée aux contours HESS, d'après Aharonian et al. (2005). A droite : la courbe bleue représente le profil de l'excès IBIS/ISGRI suivant l'axe sud-est/nord-ouest, la courbe en rouge celui d'une source ponctuelle observée dans les mêmes conditions (d'après Forot et al. 2006, soumis à ApJL).

### 7.7.3 Emission diffuse dans les régions centrales

Les régions centrales de la Galaxie ( $|\ell| < 1^\circ$ ) présentent une variété de sources inégale et sont le site de phénomènes énergétiques récemment révélés par IBIS (Bélanger et al. 2006) et par HESS (Aharonian et al. 2006a), comme le montre la figure 7.16. Si l'émission diffuse observée au TeV est le signe de l'interaction de protons fraîchement accélérés avec la matière interstellaire avoisinante sous forme de nuages moléculaires, la nature de l'émission ponctuelle au-delà de 20 keV, coïncidente avec le trou noir central galactique, n'est toujours pas avérée : une collection de sources ponctuelles non résolues observées généralement dans le domaine des rayons X pourrait être en mesure de l'expliquer (Revnivtsev et al. 2006). Cependant, le fait que HESS ait détecté une source ponctuelle au TeV, coïncidente avec la source *INTEGRAL*/IBIS, est quelque peu troublant. L'hypothèse d'une origine commune à ces deux sources ponctuelles, en liaison avec l'émission diffuse vue par HESS, est lancée... Un travail a débuté au SAp (Guillaume Bélanger, Régis Terrier et moi-même), visant à rechercher une émission diffuse au-delà de 20 keV dans les régions centrales de la Galaxie, là encore à partir de la méthode d'imagerie des sources étendues exposée au paragraphe précédent. Si la proposition selon laquelle il n'existerait qu'une seule origine aux émissions ponctuelles et diffuses observées dans les régions centrales s'avère vraie, il est intéressant de constater qu'à seulement 10 keV près,

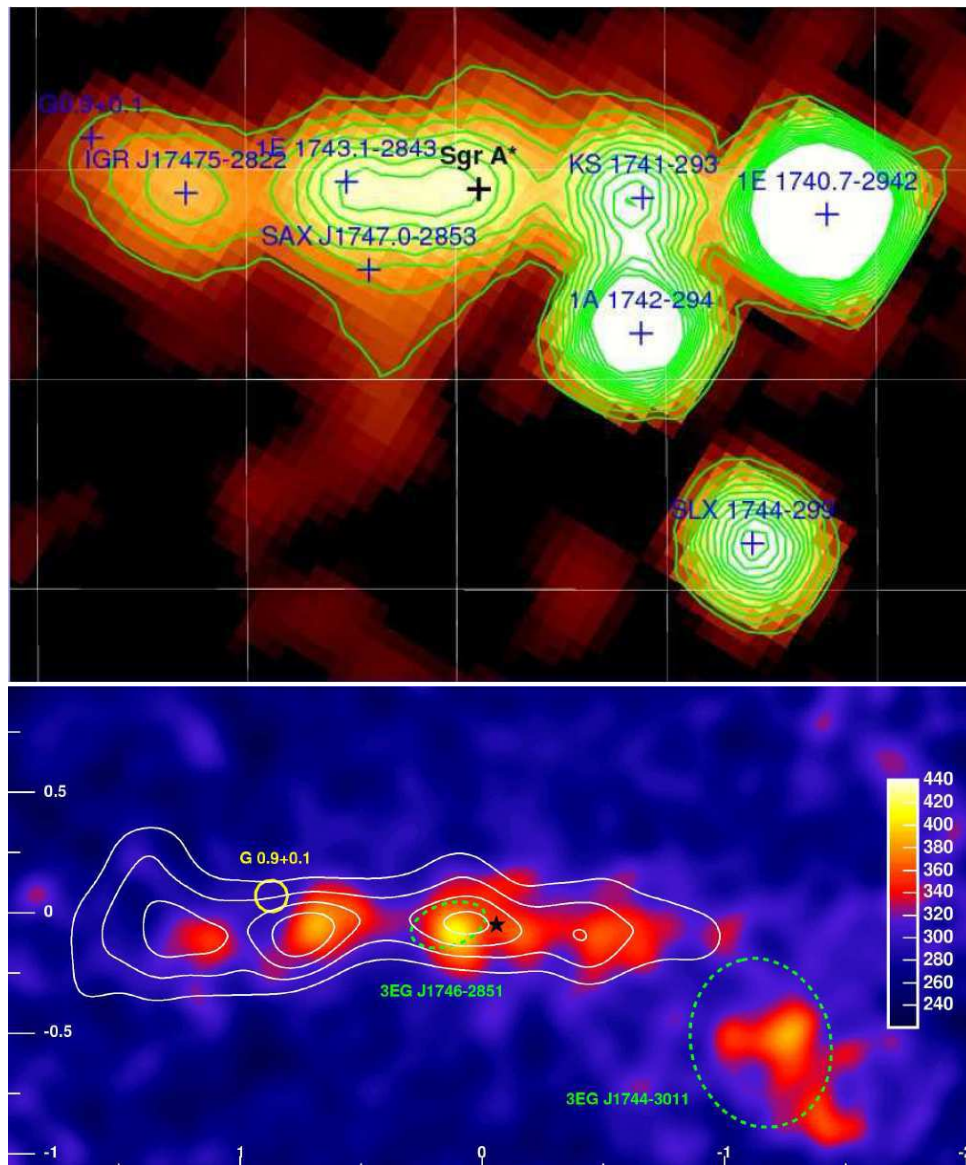


Figure 7.16 Les régions centrales de la Galaxie vues dans le domaine  $\gamma$ . En haut : Image et contours IBIS dans la bande 20-40 keV, d'après Bélanger et al. (2006). En bas : Image HESS au-delà de 100 GeV, après soustraction des deux sources brillantes ponctuelles HESS J1745-290 et G0.9+0.1, superposée aux contours CS traçant le gaz moléculaire (Aharonian et al. 2006a).

entre les domaines X et  $\gamma$ , les mécanismes diffèrent complètement, et que la clarté de l'explication à ces observations proviendrait du couplage de deux domaines, l'astronomie des  $\gamma$  mous (IBIS) et l'astronomie au TeV (HESS), séparés de près de dix décades en énergie !<sup>4</sup>

<sup>4</sup>Notons tout de même que ce sentiment est d'autant plus exacerbé par le fait que les caractéristiques des techniques d'observation (par exemple la résolution angulaire et la sensibilité) en-dessous et au-delà de 10 keV sont très différentes l'une de l'autre pour des raisons technologiques...

## 7.8 En guise de conclusion

### 7.8.1 Comparaison IBIS/ISGRI- SPI

Pour conclure cette partie, il est intéressant de se pencher sur les sensibilités respectives des deux instruments principaux à bord de *INTEGRAL*, IBIS/ISGRI et SPI. Les vestiges de supernova sont des objets pouvant apparaître comme des sources étendues spatialement mais aussi spectralement : les raies issues de la décroissance des éléments radioactifs formés aux premiers instants de l'explosion (nucléosynthèse dite chaude) peuvent subir un élargissement Doppler dû à la vitesse importante des éjecta tel que :

$$\Delta E_D = 2E \times \frac{v}{c} \quad (7.14)$$

La largeur mesurée des raies est par conséquent donnée par :

$$\Delta E_{tot} = \sqrt{\Delta E_{instr}^2 + \Delta E_D^2} \quad (7.15)$$

où  $\Delta E_{instr}$  est la résolution spectrale de l'instrument.

Grâce à son excellente résolution spectrale ( $\sim 2$  keV à 1 MeV), SPI offre une excellente sensibilité pour des raies fines, plus étroites que sa résolution. En revanche, sa sensibilité aux raies décroît avec la largeur de celles-ci dès qu'elles deviennent plus larges que sa résolution. La résolution spectrale de ISGRI étant plus modeste, sa sensibilité pour détecter des raies ne dépend pratiquement pas de leur largeur. A l'inverse, du point de vue de la résolution angulaire, IBIS souffrira d'une perte en sensibilité plus marquée pour des sources étendues, du fait de ces  $12'$  de résolution par rapport aux  $2.5^\circ$  de SPI. Certains vestiges de supernova, tels que Vela Junior, peuvent être particulièrement difficiles à détecter s'ils ont un diamètre apparent entre  $12'$  et  $2.5^\circ$  et des vitesses d'éjecta pouvant aller dans certains cas jusqu'à  $10^4$  km s $^{-1}$ . Quel instrument est alors le plus approprié pour détecter ce type de sources ? Nous nous attachons ici uniquement aux deux raies à basse énergie du  $^{44}\text{Sc}$ , étant entendu que SPI est l'unique instrument capable d'observer la troisième raie à 1.157 MeV. La figure 7.17 présente le rapport des sensibilités combinées dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV des deux instruments vis-à-vis des deux paramètres précédemment décrits (étendues spatiale et spectrale).

IBIS/ISGRI s'avère donc plus apte que SPI à détecter les raies à basse énergie du  $^{44}\text{Sc}$ , jusqu'à des diamètres apparents de source de l'ordre de  $2^\circ$ . Cependant, les observations de SPI pourraient s'avérer cruciales pour mesurer, ce qui serait une première, la largeur des raies et ainsi la vitesse des éjecta, comme par exemple dans Cassiopeia A<sup>5</sup>. Finalement, ce résultat nous a permis d'entreprendre l'étude avec IBIS/ISGRI de la nucléosynthèse

<sup>5</sup>Ceci a fait l'objet d'une proposition temps ouvert *INTEGRAL* pour la quatrième année d'observation (*Announcement of Opportunity*, AO-4)

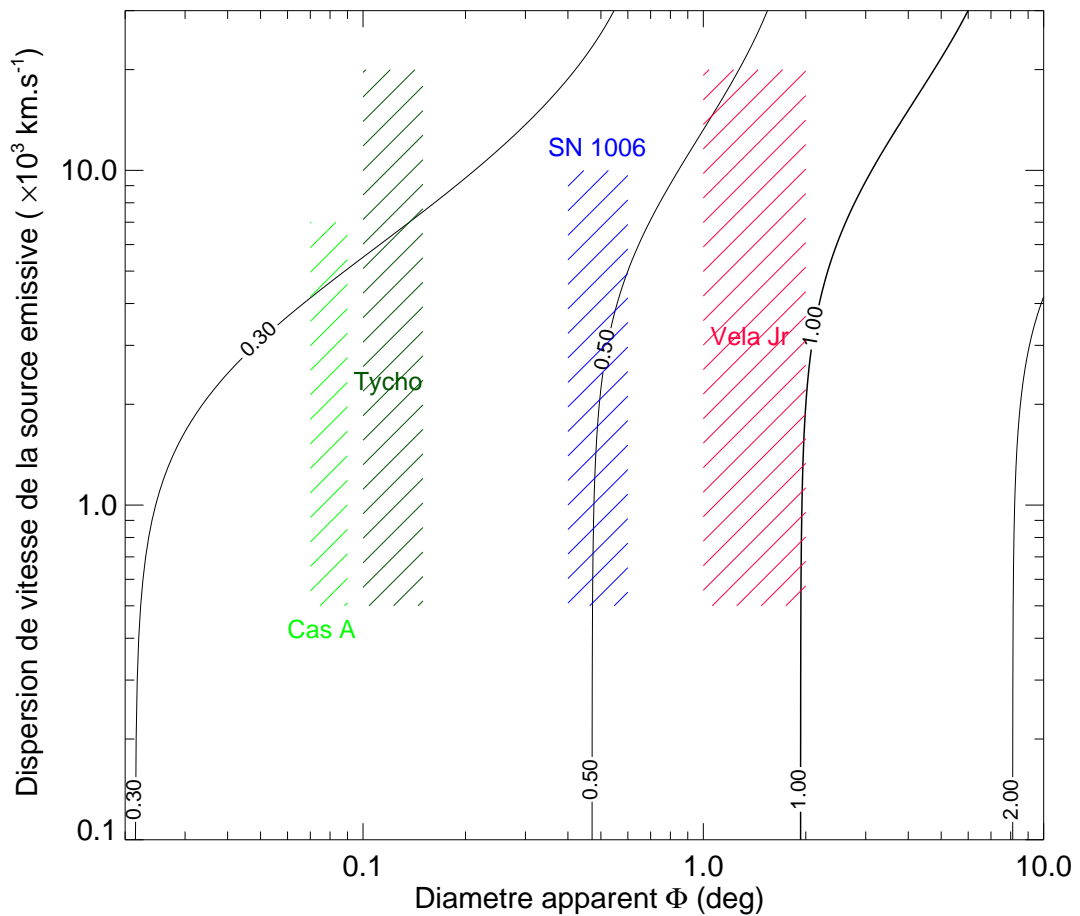


Figure 7.17 Rapport des sensibilités IBIS/ISGRI et SPI, combinées dans les raies à basse énergie du  $^{44}\text{Sc}$ , en fonction de la vitesse des éjecta et du diamètre apparent de quelques vestiges de supernova.

dans les vestiges de supernova par l'analyse des données dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  à basse énergie, ainsi que les sites d'émission diffuse... joli coup du sort pour ce qui devait être au départ l'imageur à bord de *INTEGRAL*, prévu pour étudier l'émission continue des sources ponctuelles telles que les systèmes binaires accrétants ! Pour ce qui est de l'émission non-thermique des vestiges de supernova, IBIS/ISGRI est naturellement l'instrument le mieux adapté, au vue de sa sensibilité dans la bande 20-100 keV (voir la figure 6.9).

### 7.8.2 IBIS/ISGRI et les jeunes vestiges de supernova

A partir de la courbe de sensibilité dans les raies présentée au chapitre 6, nous avons estimé l'horizon de détectabilité d'un jeune vestige de supernova, c'est-à-dire la distance en-deça de laquelle une source sera détectable par IBIS/ISGRI dans les deux raies à basse énergie du  $^{44}\text{Sc}$ , pour un âge et un taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  donnés.

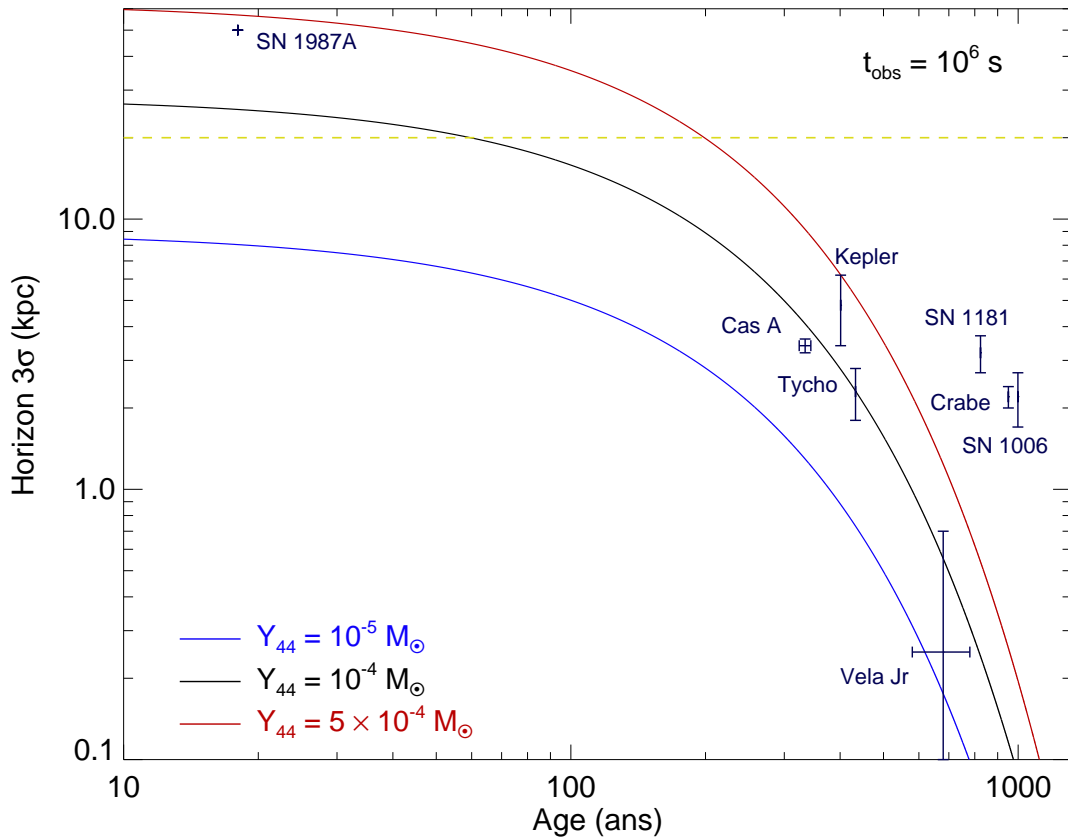


Figure 7.18 Horizon de détectabilité à  $3\sigma$  de IBIS/ISGRI dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  en fonction de l'âge du vestige de supernova, pour trois différents taux de production de  $^{44}\text{Ti}$ . Les vestiges des supernovae historiques ainsi que Vela Junior et SN 1987a sont indiqués avec les incertitudes sur leur âge et leur distance. Le trait en pointillés représente l'extrême limite de notre Galaxie, de l'ordre de 20 kpc.

Pour un temps effectif d'observation de  $10^6$  s, la sensibilité conjointe de IBIS/ISGRI dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  est d'environ  $10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  à  $3\sigma$  de niveau de confiance. La figure 7.18 présente cet horizon en fonction de l'âge du vestige de supernova, supposé ponctuel pour IBIS, pour trois différents taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  :  $10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  et  $5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Nous pouvons alors noter plusieurs points :

- les vestiges des supernovae historiques Cassiopeia A et Tycho (par ordre d'importance) sont les objectifs principaux de IBIS/ISGRI. Les observations devraient permettre de fortement contraindre les taux de  $^{44}\text{Ti}$  pour chacune d'entre elles. C'est pourquoi *INTEGRAL* a spécifiquement observé la région de Cassiopée pendant le temps ouvert des trois premières années, et les résultats sont présentés au chapitre 8. La vestige de la supernova de Kepler est aussi une cible de choix et a été longuement observé pendant le temps garanti de la mission (GCDE).

- Vela Junior est aussi un objectif majeur. Cependant, la taille de ce vestige de supernova ( $\sim 2^\circ$ ) et donc la perte en sensibilité qui en découle, d'après la figure 7.11, n'ont pas été ici prises en compte. Sa distance et son âge n'ont été déterminés qu'à partir de la détection controversée de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV, issue de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ . Les observations menées avec *INTEGRAL* durant les trois premières années, dont les résultats sont présentés au chapitre 9, devraient permettre de répondre à la question de l'existence de  $^{44}\text{Ti}$  dans ce vestige.
- IBIS ne paraît pas être en mesure de contraindre le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans la supernova SN 1987a, du fait de son éloignement ( $\sim 50$  kpc, dans le Grand Nuage de Magellan).
- en supposant un taux de  $^{44}\text{Ti}$  de  $\sim 10^{-4} M_\odot$  (comme c'est le cas dans Cassiopeia A et SN 1987a), toute supernova galactique de moins de 60 ans devrait être détectée par IBIS dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  en  $10^6$  s. La problématique liée aux jeunes vestiges de supernova et les résultats de leur recherche avec IBIS/ISGRI sont exposés dans la dernière partie de ce manuscrit.





## Partie III

# Les vestiges des supernovae historiques



# Chapitre 8

## La région de Cassiopée

Ce chapitre est dédié à l'étude menée avec IBIS/ISGRI des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  ainsi que du continuum non-thermique sous-jacent s'agissant de Cassiopeia A (que nous noterons Cas A par la suite) et de Tycho, deux jeunes vestiges de supernova situés dans la région de Cassiopée. Cas A, issu de l'explosion d'une étoile massive, est le plus jeune vestige de supernova galactique connu à ce jour, tandis que Tycho, légèrement plus âgé, est considéré comme le prototype de supernova thermonucléaire.

### 8.1 Cassiopeia A

#### 8.1.1 Supernova historique ?

Cas A est le vestige de supernova pour lequel il existe certainement le plus d'observations, dans toute la gamme des longueurs d'onde, avec les instruments au sol ou dans l'espace les plus performants qui soient. Pourtant, il reste encore aujourd'hui une interrogation quant à son statut de vestige de supernova historique. Une source prometteuse d'observations potentielles de cette supernova à l'origine de Cas A est sans nul doute les textes des civilisations de l'Asie du sud-est (voir le chapitre 1.3). Mais malgré une quantité importante de sources relatant les apparitions de comètes ou novae, il n'existe aucune trace réelle d'une telle observation dans la région de Cassiopée depuis la supernova de Tycho en 1572. Pour ce qui est de l'Europe, la situation est identique : aucun texte ne correspond à l'apparition d'un évènement inhabituel au cours des dix-septième et dix-huitième siècles dans cette région du ciel. Seule l'observation de l'astronome royal anglais John Flamsteed, le 26 août 1680, d'une étoile de magnitude +6 nommée "3 Cas" pourrait être liée à Cas A. Tandis qu'il était en charge d'établir une carte des étoiles situées dans la région de Cassiopée (avec une erreur de localisation de moins d'une minute d'arc !), Flamsteed nota la présence de cette étoile de faible magnitude, mais pour laquelle il n'existe à l'heure actuelle aucune contrepartie plus brillante que +7 en magnitude, à moins de un degré. Ce

constat amena Ashworth (1980) à conclure que 3 Cas était effectivement le progéniteur de Cas A. Pourtant, la distance angulaire entre les deux est de plus de  $10'$ , une erreur bien trop grande, que n'aurait pas pu commettre Flamsteed. Stephenson et Green (2002) ont alors proposé l'explication selon laquelle Flamsteed aurait par erreur mélangé les mesures de deux étoiles aujourd'hui cataloguées sous les noms de AR Cas et SAO 35386 et, par conséquent, n'aurait pas été le témoin de la supernova à l'origine de Cas A en 1680. Seules des mesures indirectes liées à l'expansion actuelle du vestige permettent donc de remonter à son âge : elle n'aurait donc pas *stricto sensu* le statut de supernova historique, même si toutes les études menées dans divers domaines de longueur d'onde s'accordent sur un âge de l'ordre de 300 ans. Cas A prend donc tout de même place dans la famille des vestiges des supernovae historiques aux côtés de SN 1006, SN 1054, SN 1181, Tycho et Kepler, et fait office de plus jeune vestige galactique connu à ce jour.

### 8.1.2 A toute longueur d'onde

#### Domaine radio

Cas A est la plus brillante source du ciel dans le domaine radio ( $S_{1GHz} \sim 2720$  Jy, Green 2005). Entre 1 et  $\sim 100$  GHz, elle présente une émission en coquille complexe de  $3'$  de diamètre entourée d'une émission diffuse s'étalant jusqu'à près de  $5'$  (Wright et al. 1999), comme le montre la figure 8.1. Cette structure générale s'explique par le fait que Cas A est probablement dans la phase de transition entre le régime d'expansion libre et celui de Sedov-Taylor (voir chapitre 2.5.2) : dans ce cas, la frontière entre les éjecta et le milieu circum/interstellaire balayé (discontinuité de contact) est sujette à des instabilités de type Rayleigh-Taylor à l'origine de la structure complexe et brillante observée en radio (Gull 1975), faite de filaments et de condensations non-thermiques d'indice spectral  $\alpha$  variés, entre -0.75 et -0.95 ( $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ ). Wright et al. (1999) ont montré que ces variations dans l'émission synchrotron du vestige étaient dues à des conditions locales d'accélération d'électrons de quelques GeV différentes. A partir d'arguments d'équipartition, ces auteurs font appel à un champ magnétique intérieur moyen de  $\sim 0.4$  à 2 mG, nécessaire pour expliquer la luminosité radio observée.

En plus de contraindre les régions d'accélération de particules relativistes dans le vestige de supernova, les observations radio permettent également de tracer le milieu environnant. Cas A se situe dans le bras de Persée, une région complexe et révélée par de nombreux traceurs comme les régions HII du gaz ionisé, la raie HI à 21 cm, le maser OH à 1667 MHz mais aussi les raies de transition moléculaire comme celles du CO et du H<sub>2</sub>CO. Ces dernières ont dévoilé l'aspect morcelé du gaz moléculaire environnant, avec la présence de deux complexes moléculaires, et permettent de mesurer indirectement l'absorption sur la ligne de visée (voir Reynoso et Goss 2002, et les références associées).

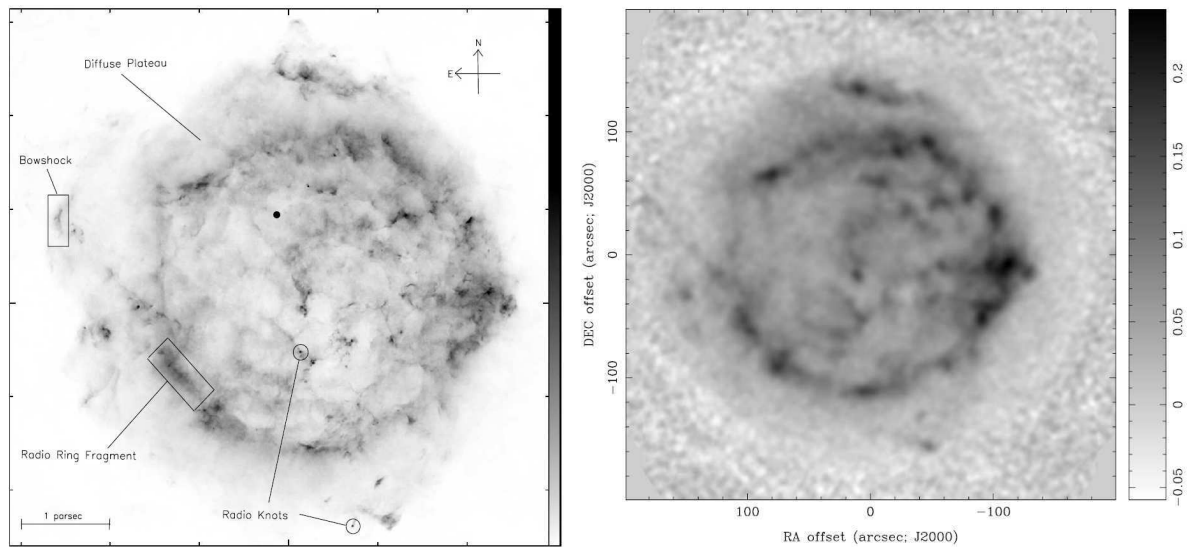


Figure 8.1 A gauche : image VLA à 4.7 GHz ( $\lambda = 6.3$  cm), d'après Atoyan et al. (2000). A droite : image BIMA (Berkeley-Illinois-Maryland) à 83 GHz (Wright et al. 1999).

### Domaines infrarouge et visible

Ces nombreuses condensations, mises en évidence il y a déjà plus de cinquante ans par Baade et Minkowski (1954), sont remarquablement présentes dans le domaine visible, principalement dans la partie nord du vestige. Des groupes de filaments à plus grande distance, au nord-est, ont été révélés sous forme de jet (Fesen et Gunderson 1996). Les observations dans l'infrarouge moyen ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) avec la caméra ISOCAM à bord du satellite ISO ont révélé la présence de poussières à 100-200 K, issues de la condensation d'une partie de ces débris (Lagage et al. 1996), et composées principalement de quartz et d'oxyde d'aluminium (Douvion et al. 2001) à hauteur de quelques  $10^{-3} M_{\odot}^1$ . L'étude des vitesses radiales et des mouvements propres de ces milliers de débris dans le domaine visible permet à Reed et al. (1995) d'établir une première vision tridimensionnelle du vestige et de raffiner sa distance à  $3.4_{-0.1}^{+0.3}$  kpc. Thorstensen et al. (2001) ont même réussi, en utilisant des données dans le domaine visible prises entre 1951 et 1999, à estimer l'âge dynamique de Cas A (c'est-à-dire l'âge de convergence de ces condensations) à  $AD 1671.3 \pm 0.9$ , en supposant que ces débris n'aient subi aucune décélération. Certains, composés d'azote et d'hélium, présentent des vitesses quasi-nulles ( $0-400 \text{ km s}^{-1}$ ) et sont associés au matériel circumstellaire éjecté lors de la phase de pré-supernova, tandis que d'autres, riches en azote (Fesen et al. 1987), soufre et oxygène (Fesen et al. 2006a), et situés pour la

<sup>1</sup>Des observations sub-millimétriques récentes de Cas A ont quant à elles amené Dunne et al. (2003) à conclure qu'une grande quantité de poussières froides (quelques  $M_{\odot}$ ) avait été créée au moment de l'explosion. Cette mesure est cependant très controversée et il s'agirait plutôt de poussière interstellaire contenue dans un complexe moléculaire situé en avant-plan, et responsable de cette émission à  $850 \mu\text{m}$  (Krause et al. 2004)

plupart dans les régions nord-est et ouest/sud-ouest du vestige de supernova (contre-jet), se déplacent à des vitesses généralement supérieures à  $10^4$  km s<sup>-1</sup> (Fesen 2001 ; Fesen et al. 2006b). Ces observations mirent en évidence l'asymétrie de l'explosion elle-même, dévoilée au travers de la distribution de ces éjecta (figure 8.2).

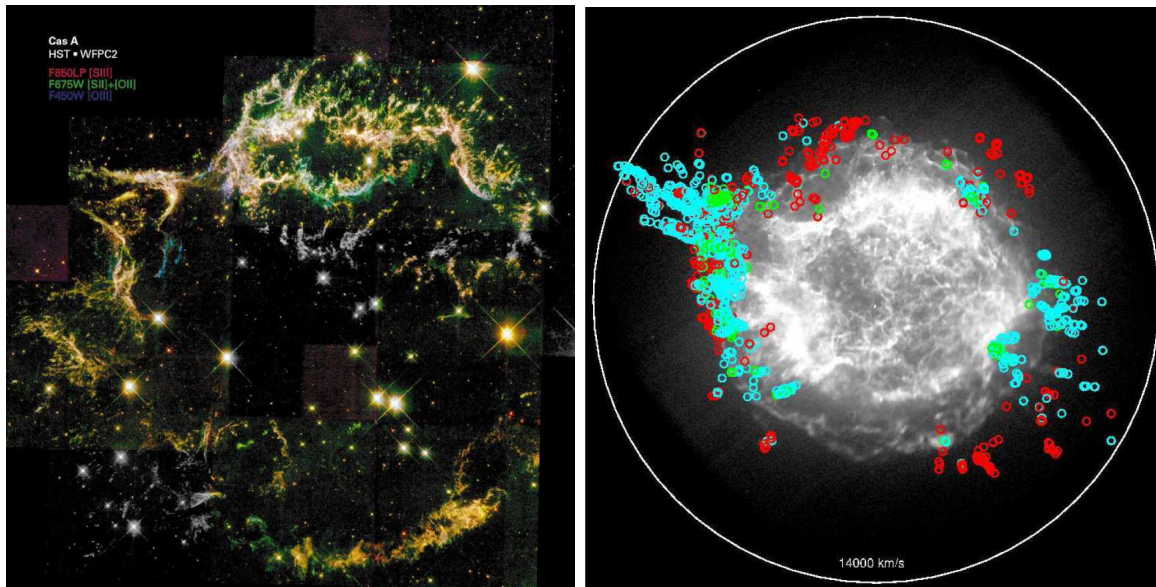


Figure 8.2 A gauche : image composite dans le proche infra-rouge et dans le visible (HST, Fesen et al. 2001). A droite : Image *Chandra* de Cas A (Hwang et al. 2004) avec la localisation de 1825 débris situés au-delà du choc principal : les cercles rouges correspondent aux débris riches en azote (raie [NII]), les cercles verts à ceux riches en oxygène (raie [OII]), et les cercles bleus à ceux riches en soufre (raie [SII]) (Fesen et al. 2006b). Ces observations mettent en évidence la présence d'une structure en jet/contre-jet issue de l'explosion asymétrique de la supernova.

## Domaine des X

Cas A est représentatif de la famille des vestiges riches en oxygène<sup>2</sup>, avec une masse totale contenue dans les éjecta de l'ordre de  $\sim 4 M_{\odot}$  (Vink et al. 1996). Depuis quelques années, les observations menées avec *XMM-Newton* et *Chandra* permettent d'étudier pour la première fois leur distribution de ces éjecta, issus de la nucléosynthèse explosive (émission thermique), et les conditions d'accélération de particules (émission non-thermique), avec des résolutions spatiale ( $0.5''$  pour *Chandra*) et spectrale, ainsi que des sensibilités jamais atteintes auparavant. La région cernée par les deux chocs, c'est-à-dire d'une part les éjecta chauffés par le choc en retour et d'autre part le milieu environnant chauffé par

<sup>2</sup>Vink et al. (1996) ont montré à partir des observations *ASCA* que l'oxygène était même l'élément le plus abondant (entre 1 et  $2 M_{\odot}$ ) dans ce vestige de supernova.

le choc principal, fait des jeunes vestiges de puissantes sources émettrices dans le domaine des X, et Cas A n'échappe pas à la règle ! La résolution spatiale de *Chandra* a même permis à Gotthelf et al. (2001) de localiser les deux chocs. Une coquille de  $\sim 3'$  de diamètre associée aux éjecta chauffés par le choc en retour est clairement visible sur la figure 8.3, ainsi qu'une fine structure externe dans la bande 4.2-6.4 keV associée au choc principal, dépourvue de raies en émission et d'origine non-thermique (émission synchrotron).

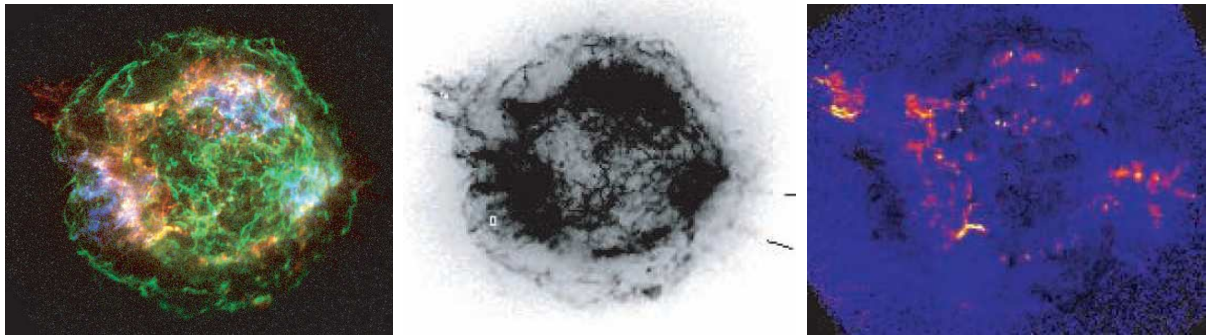


Figure 8.3 A gauche : image composite *Chandra* de Cas A dans la raie du Si He $\alpha$  (1.78-2 keV, en rouge), dans la raie du Fe K (6.52-6.95 keV, en bleu) et dans le continuum entre 4.2 et 6.4 keV (en vert). Au milieu : image en bande large. A droite : image du rapport entre Si He $\alpha$  et Mg He $\alpha$  (1.3-1.6 keV). La structure en jet/contre-jet apparaît clairement (Hwang et al. 2004).

Sans rentrer dans les détails, soulignons toutefois que du point de vue de la distribution des éjecta, la région sud-est présente une inversion des couches du silicium et du fer, déjà observée par Vink et al. (1999) avec BeppoSAX/MECS : le fer, produit initialement dans les couches les plus internes (combustion explosive du silicium), se retrouve dans cette partie du vestige au-delà silicium (combustion explosive de l'oxygène), signe de mélanges au cours de l'explosion (Hughes et al. 2000). Les images en abondance de nombreux éléments (Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe et Ni) ont permis de confirmer par la suite ce résultat avec *Chandra* et *XMM-Newton* (Hwang et al. 2000 ; Willingale et al. 2002) et ont révélé une distribution non uniforme des éjecta, localisés sous forme là encore de grumeaux<sup>3</sup>. Laming et Hwang (2003) et Hwang et Laming (2003) ont fait une étude intéressante d'une partie de ces débris, riches en oxygène et en fer, pour confirmer l'asymétrie et l'énergétique de l'explosion ( $E \sim 2-4 \times 10^{51}$  erg) à partir de leur structure actuelle, et ont détecté dans la région est du vestige quelques débris riches en fer pur, signe de  $\alpha$ -rich freeze-out, lieu de production du  $^{44}\text{Ti}$ . Les images en vitesse Doppler de ces éjecta (Willingale et al. 2003), la mesure directe de leurs mouvements propres (DeLaney et al.

<sup>3</sup>Même si la langue française ne s'est pas imposée en astrophysique, ce mot employé ici me semble le plus approprié pour définir le terme de *clump*...



2004) et la mesure du taux global d'expansion (Vink et al. 1998) ont également permis d'étudier la dynamique complexe de Cas A. La vitesse d'expansion moyenne de la coquille observée en X est estimée à  $\sim 3200 \text{ km s}^{-1}$ , celle de la mince structure externe liée au choc principal à près de  $5200 \text{ km s}^{-1}$  (Vink et al. 1998).

Les observations X sont donc très riches d'informations, à la fois sur les produits issus de la nucléosynthèse explosive, leur degré de mélange, leur distribution, les mécanismes de l'explosion elle-même, révélant les asymétries au premiers instants de l'explosion (Vink 2004), et sur les mécanismes d'accélération de particules au niveau du(des) choc(s). Dans le cas de Cas A, les observations *Chandra* ont révélé la présence d'une source ponctuelle au voisinage du centre géométrique du vestige (Tananbaum 1999), qui fut par la suite détectée avec les données archivées des satellites précédents (ROSAT, *Einstein*). Considérée comme le résidu compact de l'explosion, sa nature est encore incertaine, mais les observations *Chandra* (Pavlov et al. 2000 ; Chakrabarty et al. 2001 ; Murray et al. 2002) et *XMM-Newton* (Mereghetti et al. 2002), ainsi que les limites supérieures de détection dans les domaines visible, infra-rouge proche (Fesen et al. 2006), et radio (McLaughlin et al. 2001), favorisent l'hypothèse d'un magnétar (ou AXP) plutôt qu'un pulsar en rotation rapide ou un résidu compact accrétant (étoile à neutrons ou trou noir).

## Domaine du TeV

Les observations avec le télescope Tcherenkov HEGRA révélèrent un excès au-delà de 1 TeV à  $5 \sigma$  en provenance de Cas A (figure 8.4, d'après Atoyan et al. 2000 et Aharonian et al. 2001). Comme souligné au paragraphe 3.2.3, les observations multi-longueur d'onde des jeunes vestiges de supernova permettent de contraindre les mécanismes d'accélération en leur sein. Pour rendre compte des inhomogénéités observées en radio (des filaments très brillants avec un spectre mou et un plateau diffus plus externe, illustrés à la figure 8.1, à gauche), Atoyan et al. (2000) ont proposé un modèle permettant d'expliquer l'ensemble du spectre synchrotron, jusqu'au domaine des X durs, à partir de plusieurs populations distinctes d'électrons accélérés. Ces mêmes auteurs (Atoyan et al. 2000) ont alors calculé l'émission  $\gamma$  prédite au-delà du GeV, due à, d'une part ces populations d'électrons par les processus bremsstrahlung et Compton inverse pour différentes valeurs des champs magnétiques, et à d'autre part une population hadronique, au travers de la décroissance du  $\pi^0$ . Le spectre relativement dur entre 1 et 10 TeV observé par HEGRA ( $\Gamma \sim 2.5$ ) favorise plutôt cette dernière contribution. Ajoutons pour conclure ce paragraphe, que seuls les futurs télescopes comme VERITAS, situés dans l'hémisphère nord, et avec des sensibilités bien meilleures à celles de HEGRA, permettront de mesurer précisément le spectre continu de Cas A dans le domaine du TeV.

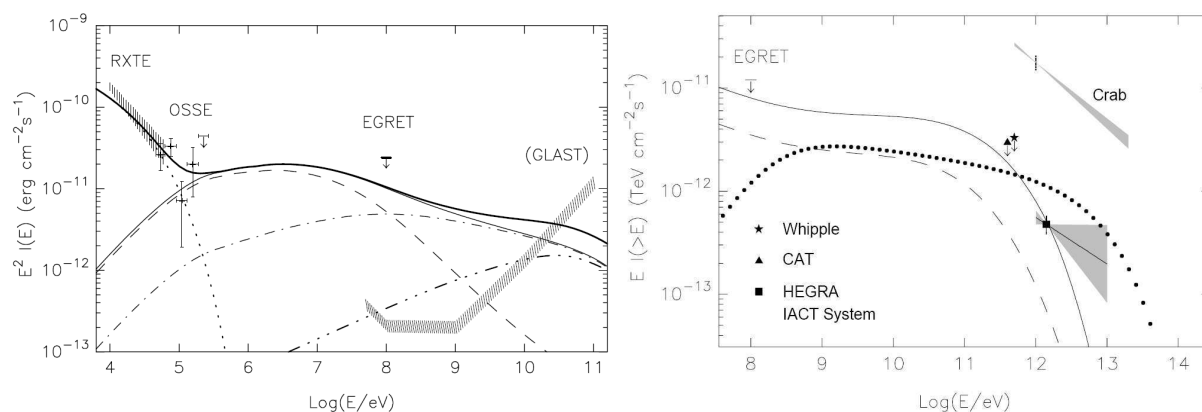


Figure 8.4 A gauche : flux  $\gamma$  prédit de Cas A, d'après le modèle à plusieurs zones de Atoyan et al. (2000) pour les électrons accélérés : le spectre synchrotron est donné par la courbe en pointillés, le spectre bremsstrahlung résultant des deux populations d'électrons au GeV (courbes en tirets et en tirets-pointillés) est donné par la courbe en traits pleins fins et celle en tirets-3 points désigne l'interaction Compton inverse des électrons responsables de l'émission synchrotron dans le domaine des X durs avec le champ de photons, principalement de l'émission dans l'infra-rouge lointain ( $T \sim 100$  K) de la poussière (Atoyan et al. 2000). A droite : détection au-delà du TeV par HEGRA (la région grisée définit les incertitudes de mesure à  $1 \sigma$ ) et limites supérieures de détection données par EGRET, CAT, et Whipple (Aharonian et al. 2001). La courbe en pointillés désigne ici le spectre  $\gamma$  de la décroissance du  $\pi^0$  issu d'un spectre de protons accélérés en pure loi de puissance (avec une normalisation ajustable). Les courbes en tirés et en traits pleins représentent le spectre (bremsstrahlung + IC) de trois populations d'électrons pour un champ magnétique respectivement de 1 et 1.6 mG.

### 8.1.3 Le domaine des X durs / $\gamma$ mous

Nous exposons à présent ce que les observations dans le domaine des X durs et des  $\gamma$  mous, domaine de prédilection de IBIS/ISGRI, au-delà de l'émission thermique de Cas A, nous ont apporté du point de vue de la nucléosynthèse explosive (émission de raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ ) et des mécanismes de l'accélération des particules (émission non-thermique continue).

#### Les raies de décroissance du $^{44}\text{Ti}$

Grâce à l'instrument *CGRO/COMPTEL*, Iyudin et al. (1994) détectèrent, et ce pour la première fois, la raie à 1.157 MeV du  $^{44}\text{Ca}$  issue de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A. Cette observation fut la preuve directe de la formation de cet élément radioactif dans les supernovae.

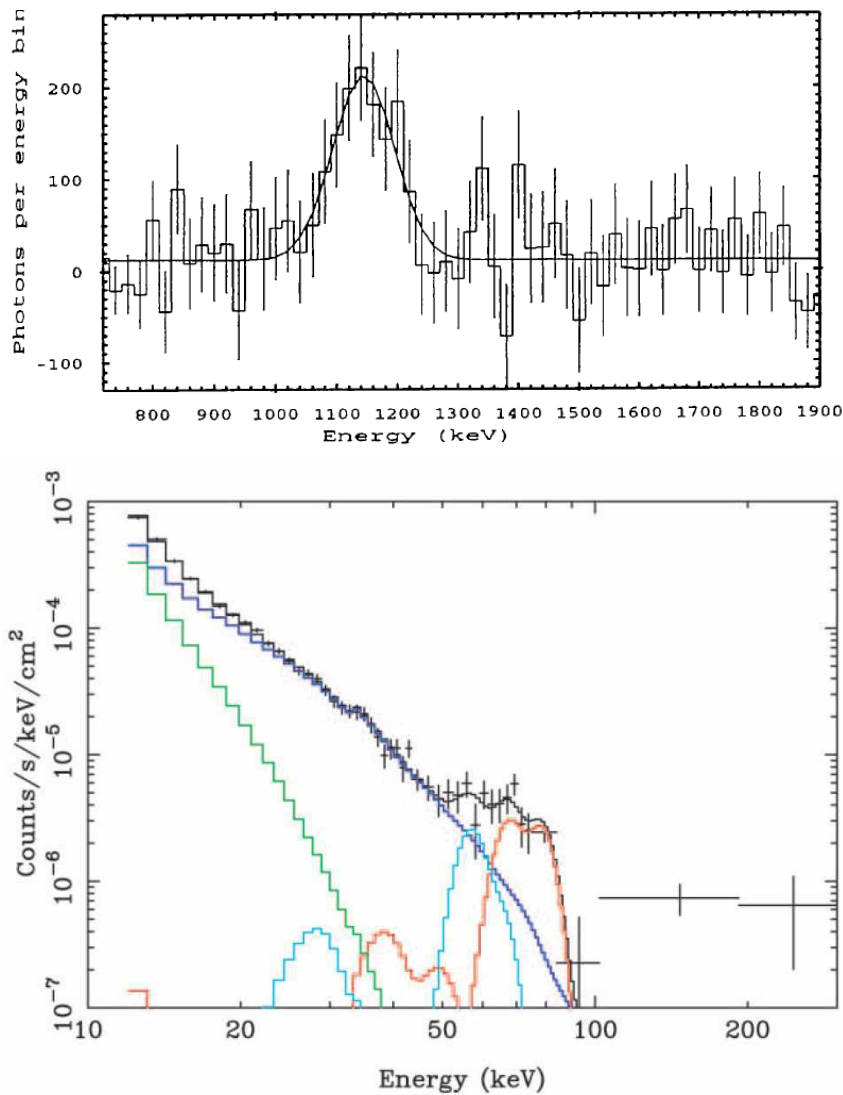


Figure 8.5 En haut : spectre *CGRO/COMPTEL* de Cas A autour de la raie à 1.157 keV du  $^{44}\text{Ca}$  (Iyudin et al. 1997). En bas : spectre *BeppoSAX/PDS* au-delà de 10 keV avec les raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV indiquées en rouge (Vink et al. 2001).

La mesure du flux dans la raie détectée par *COMPTEL* a cependant été sujette à de nombreuses révisions : initialement de  $(7 \pm 1.7) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , le flux fut par la suite mesuré à  $(3.3 \pm 0.6) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Schoenfelder et al. 1996 ; Iyudin et al. 1997). Les observations de *CGRO/OSSE* (The et al. 1995 ; The et al. 1996) et de *RXTE/HEXTE* (Rothschild et Lingenfelter 2003) n'ont pu apporter que des limites supérieures de détection sur les raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV, tout comme les premières observations de *BeppoSAX/PDS* (Vink et al. 2000). Avec près de  $5 \times 10^5$  secondes d'observations *BeppoSAX*, Vink et al. (2001) ont par la suite mis en évidence la présence de ces deux raies (voir la figure 8.5, en bas), à hauteur de  $(2.5 \pm 1.0) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , en combinant les deux mesures. Connaissant le temps de vie du  $^{44}\text{Ti}$  ainsi que l'âge et la distance de Cas A,

ce flux se traduit directement en terme de masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée, d'après l'équation 3.7). Les auteurs ont ainsi déterminé un taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A de  $(0.8-2.5) \times 10^{-4} M_{\odot}$ .

Cette valeur est généralement considérée comme élevée en comparaison des estimations théoriques des modèles à une dimension (symétrie sphérique) de Woosley et Weaver (1995) et Thielemann et al. (1996) (Timmes et al. 1996), et seuls les modèles d'explosions asymétriques arrivent à rendre compte de cette masse importante de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée (Nagasaki et al. 1998 ; Young et al. 2006). De plus cette production de  $^{44}\text{Ti}$  doit s'accompagner de près de  $\sim 0.1 M_{\odot}$  de  $^{56}\text{Ni}$  éjecté, en supposant que la production de ces deux isotopes, uniques parents du  $^{44}\text{Ca}$  et du  $^{56}\text{Fe}$ , ont été produits dans proportions semblables à celles mesurées dans le système solaire (voir la figure 3.13 du paragraphe 3.1.3). Cette masse de  $^{56}\text{Ni}$  éjectée correspond à une magnitude absolue visuelle entre -16.5 et -17.5 au maximum de la courbe de lumière (Hartmann et al. 1997). Sans tenir compte de l'absorption interstellaire, la magnitude apparente visuelle aurait par conséquent dû être  $\leq -1$  pour une distance de 3.4 kpc, ce qui correspond aux valeurs typiques des supernovae historiques, comme le montre le tableau 1.2. De plus, Cas A se situe dans les régions externes de la Galaxie, où l'absorption moyenne sur la ligne de visée est faible en comparaison de celles en direction des régions centrales (1-2 mag kpc $^{-1}$  soit entre 3 et 6 magnitudes d'absorption). Même en tenant compte de cette absorption, la supernova à l'origine de Cas A aurait donc dû être nettement visible au cours du dix-septième siècle, près d'un siècle après l'avènement de la lunette de Galilée...

### L'origine de l'émission au-delà 15 keV

Si la détection des trois raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A est aujourd'hui avérée (Vink 2005), la mesure de leur flux, et notamment de celles du  $^{44}\text{Sc}$  à basse énergie, est fortement dépendante de l'estimation faite sur la forme, et donc la nature, du continuum sous-jacent (Vink et al. 2001 ; Vink et Laming 2003). La présence d'une composante non-thermique en provenance de Cas A a été révélée par Allen et al. (1997) avec RXTE/HEXTE et par Favata et al. (1997) avec BeppoSAX/PDS jusqu'à près de 60 keV, ainsi que par The et al. (1996) et Rothschild et Lingenfelter (2003) jusqu'à environ 100 keV. Se pose alors la question de la nature de cette émission continue : si les résolutions spatiales de *Chandra* et *XMM-Newton* ont permis d'identifier, sous la forme d'une fine structure externe liée au choc principal, l'émission synchrotron associée aux électrons accélérés, il n'existe à ce jour aucune image de Cas A au-delà de 15 keV et toutes les mesures de ce continuum non-thermique ont été obtenues par des instruments à collimateurs, sans aucune faculté d'imagerie. Deux hypothèses furent alors proposées pour expliquer ce continuum au-delà de 15 keV. La première met en scène l'émission synchrotron provenant d'électrons accélérés à des énergies de près de 40 TeV (Allen et al. 1997). La

deuxième fait appel au processus bremsstrahlung issu d'une population suprathermique d'électrons non relativistes (Asvarov et al. 1990), accélérés par des ondes dites hybrides. En présence de forts champs magnétiques, ces ondes seraient générées par la propagation de chocs secondaires au niveau de la discontinuité de contact, issus de la rencontre des chocs (principal ou en retour) et des débris denses observés dans les domaines visible et X, discutés précédemment (Laming 2001a ; Laming 2001b). Vink et Laming (2003) ont étudié la possibilité qu'un tel mécanisme soit à l'origine de la totalité de l'émission au-delà de 15 keV dans Cas A, en utilisant les observations de BeppoSAX, *CGRO/OSSE* et *Chandra*. Les auteurs ont alors listé les principaux arguments suivants en faveur de ce scénario :

- Comme mentionné au paragraphe 8.1, les observations radio ont permis d'estimer un champ magnétique à l'équipartition de l'ordre du mGauss (Wright et al. 1999). Le temps caractéristique des pertes synchrotron est donné par :

$$\tau_{SC} = \frac{635}{B_{\text{Gauss}}^2 E_{\text{TeV}}} \text{ s} \quad (8.1)$$

soit de l'ordre de quelques années pour des électrons de 8 TeV et un champ magnétique de 1 mG, c'est-à-dire bien en-deça de l'âge de Cas A<sup>4</sup>.

- Les images obtenues avec *XMM-Newton* entre 8 et 15 keV (figure 8.6) sont personnellement le principal argument contre le scénario d'une émission synchrotron, puisqu'elles ne présentent pas de structure dominante liée au choc principal, comme cela devrait être le cas dans un scénario d'électrons accélérés au choc et émettant du rayonnement synchrotron (Bleeker et al. 2001). Elles présentent plutôt une émission étalée sur tout le vestige avec notamment un fort excès dans la région ouest.

L'ajustement de ce modèle sur les données BeppoSAX amène à des valeurs de  $\chi^2$  très acceptables, bien que les modèles développés par Reynolds et Keohane (1999) d'émission synchrotron restent viables, avec un ajustement tout aussi correct (voir la table 1 de l'article de Vink et Laming 2003). Notons par contre que la modélisation du spectre continu influe sur la mesure du flux des raies du <sup>44</sup>Sc : les modèles de type Reynolds (synchrotron) et celui de Laming (bremsstrahlung) prédisent tout deux un affaissement graduel du spectre, et les flux des raies du <sup>44</sup>Sc sont alors respectivement estimés à 2.9 et  $3.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , tandis qu'une simple loi de puissance diminue le flux à près de  $2.1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (Vink et Laming 2003).

---

<sup>4</sup>Une énergie de 8 TeV est la valeur maximale nécessaire pour expliquer l'émission dans les X durs (Reynolds et Keohane 1999), c'est-à-dire pour une fréquence de coupure de l'ordre du keV.

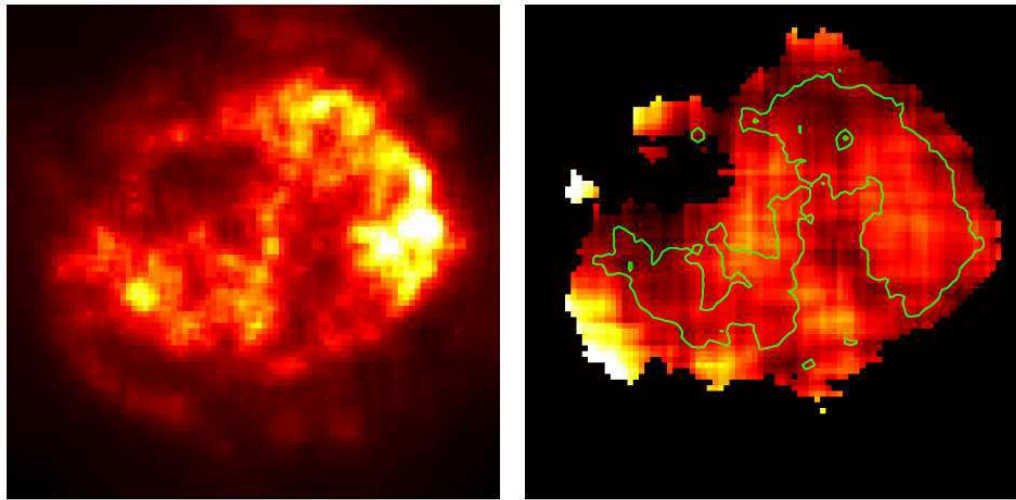


Figure 8.6 Image *XMM-Newton* de Cas A dans la bande 8-15 keV (à gauche) et carte de l'indice de dureté 10-15 keV/8-10 keV superposée aux contours dans la bande 8-15 keV (à droite), d'après Bleeker et al. (2001).

Cependant, Vink et Laming (2003) ont proposé que la fine structure externe liée au choc principal observée par *Chandra* soit effectivement d'origine synchrotron. Cette émission non-thermique est de l'ordre du tiers de l'émission totale du vestige dans le domaine des rayons X (0.1-10 keV). Si l'épaisseur de cette structure est déterminée par les pertes synchrotron des électrons les plus énergétiques, sa mesure permet alors d'estimer un champ magnétique de l'ordre de 80-160  $\mu\text{G}$ , plus faible que la valeur moyenne à l'équipartition, et une énergie typique des électrons accélérés de l'ordre de 40 TeV. Mais contrairement à Reynolds et Keohane (1999), les auteurs suggèrent que la plupart des électrons accélérés responsables de l'émission en coquille, très brillante en radio, se trouve dans un environnement présentant un fort champ magnétique. A cause des fortes pertes synchrotron, l'énergie de coupure est par conséquent bien en-dessous de l'énergie typique à laquelle l'émission synchrotron X est attendue. Quant à la population d'électrons responsable de cette dernière, proche du choc principal, elle ne ressentirait pas le même champ magnétique (80-160  $\mu\text{G}$ ), et produirait un spectre dans le domaine des X bien en-dessous des mesures de BeppoSAX/PDS, comme le présente la figure 8.7.

Cette estimation faite par Vink et Laming (2003) du champ magnétique au voisinage du choc principal à partir de l'épaisseur des filaments non-thermiques est la marque de son amplification probablement due à une accélération efficace de hadrons, dans le cadre de l'accélération diffusive par onde de choc appliquée à Cas A par Berezhko et Völk (2004a) et plus généralement aux jeunes vestiges de supernova par Parizot et al. (2006). Elle tend par la même occasion à favoriser la décroissance du  $\pi^0$  comme processus émissif dominant au TeV (figure 8.7), d'après la mesure de HEGRA (Aharonian et al. 2001).

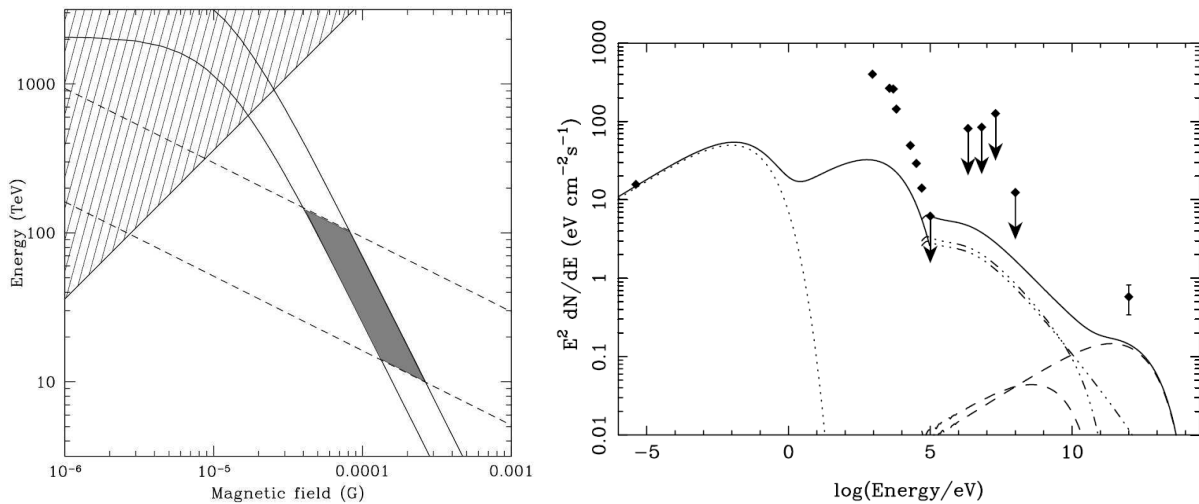


Figure 8.7 A gauche : contraintes sur l'énergie maximale des électrons accélérés et le champ magnétique au voisinage du choc principal, à partir de l'épaisseur des filaments X mesurée avec *Chandra*. La région grisée représente les valeurs les plus probables de  $E_{max}$  et B et est délimitée par les énergies des électrons contribuant à l'émission continue autour de 5 keV (tirés) et par les pertes radiatives déterminant l'épaisseur des filaments (traits pleins). A droite : spectre large-bande de Cas A dans un modèle à deux populations d'électrons : l'une, au voisinage de la discontinuité de contact, et dans un champ magnétique élevé ( $\sim 0.5$  mG), l'autre au voisinage du choc principal avec  $E_{max} = 55$  TeV et  $B = 100 \mu\text{G}$ . Les deux premières bosses représentent les spectres synchrotron associés, les traits en tirets-pointillés définissent l'émission bremsstrahlung et les tirets les spectres Compton inverse sur l'infrarouge lointain mesuré par IRAS avec une densité de  $\sim 70$  photons  $\text{cm}^{-3}$  (d'après Vink et Laming 2003).

#### 8.1.4 Nature du progéniteur ?

S'il est communément admis que le progéniteur de Cas A était une étoile massive qui expérimenta d'importantes pertes de masses (Vink et al. 1996), son identité et le scénario complet de son évolution jusqu'à l'explosion ont fait l'objet de nombreux débats. Les principales estimations de la masse du progéniteur varient entre 16 et 60  $M_{\odot}$  ont été obtenues en ne considérant que quelques contraintes observationnelles.

Un progéniteur de 16  $M_{\odot}$  a été proposé par Chevalier et Oishi (2003), au travers d'un modèle d'évolution de supernova de type II<sub>n</sub> ou II<sub>b</sub><sup>5</sup> en interaction avec un vent stellaire dense et à faible vitesse ( $\sim 10$  km s<sup>-1</sup>), issu de l'étoile progénitrice au cours de sa phase de supergéante rouge, pour rendre compte des positions du choc principal et du choc en retour mesurées par *Chandra* (Gotthelf et al. 2001). Les débris denses quasi-

<sup>5</sup>Fesen et Becker (1991) ont détecté quelques débris présentant une faible émission H<sub>α</sub>, ce qui rejette en principe le scénario d'une supernova de type Ib.

stationnaires observés dans le domaine visible représenteraient alors les inhomogénéités du vent stellaire choqué, le matériau encore non choqué, photoionisé par l'émission de la supernova, expliquerait l'émission HII observée aux alentours du vestige. Les plus grandes masses du progéniteur estimées ont été proposées pour expliquer, à partir des propriétés de pertes de masse des étoiles de type Wolf-Rayet (Fesen et Becker 1991), la très faible abondance d'hydrogène observée dans la plupart des débris. Généralement, la masse initiale du progéniteur de Cas A est estimée entre 25 et 30  $M_{\odot}$ .

Récemment, une toute autre approche a été menée par Young et al. (2006) : les auteurs ont utilisé l'ensemble des principales contraintes observationnelles pour identifier la nature du progéniteur de Cas A, à partir de modèles d'évolution stellaire et d'explosion tri-dimensionnelle détaillés. Les auteurs ont considéré par ordre d'importance : la présence de débris à haute vitesse riches en azote et dépourvus d'hydrogène, la masse des éjecta ( $\sim 2-4 M_{\odot}$ , Vink et al. 1996 ; Willingale et al. 2003), la masse du résidu compact ( $< 2.2 M_{\odot}$ ), et les abondances de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  ( $< 0.2 M_{\odot}$ )<sup>6</sup>, directement ou indirectement mesurées. Avec cet ensemble de paramètres observationnels, Young et al. (2006) ont étudié plusieurs types de progéniteurs et privilégient un progéniteur de 15-25  $M_{\odot}$  perdant son enveloppe d'hydrogène rapidement au cours de son évolution dans un système binaire (voir la table 2 de leur article). L'explication est relativement simple : les étoiles très massives de type Wolf-Rayet ( $> 25 M_{\odot}$ ), conduisant normalement à une supernova de type Ib, subissent de fortes pertes de masse et perdent ainsi la totalité de leur enveloppe d'hydrogène, de leur couche d'azote et une partie significative des éléments tels que le carbone ou l'oxygène. Ces progéniteurs ne peuvent donc pas rendre compte des débris observés dans le visible, riches en azote, ni même de la faible masse contenue dans les éjecta. D'un autre côté, les étoiles de plus faible masse initiale ( $\sim 20 M_{\odot}$ ) ne perdent pas suffisamment leur enveloppe d'hydrogène ( $\sim 3 M_{\odot}$  pendant la phase de supergéante d'une étoile de 23  $M_{\odot}$ ) et la seule solution pour l'éjecter dans les premières phases de l'après-séquence principale est alors d'invoquer la binarité. Il est intéressant de noter que ce scénario, quelque peu inhabituel, vise à expliquer ce qui est considéré comme le plus observé et étudié de tous les vestiges de supernova galactiques, en faisant appel à une étoile massive de  $\sim 20 M_{\odot}$  présentant l'aspect d'une Wolf-Rayet du fait de sa binarité (Young et al. 2006).

## 8.2 Tycho

Ce paragraphe est dédié au vestige de la supernova de Tycho. Nous présentons dans les grandes lignes ses caractéristiques principales, depuis le domaine radio jusqu'aux énergies du TeV, ce qui nous amènera à le distinguer de Cas A à la fois du point de vue de la nature

<sup>6</sup>En supposant une magnitude apparente de l'explosion au maximum  $m_V < 3$  et une extinction inter-stellaire sur la ligne de visée de 8 mag (Hartmann et al. 1997).



de l'explosion et de son évolution, mais aussi du point de vue de l'émission non-thermique dans le domaine des X durs.

### 8.2.1 Généralités

Au contraire de Cas A, la supernova de Tycho (SN 1572) a été remarquablement observée et décrite pendant près de deux ans par les astronomes en Europe, particulièrement par Tycho Brahé<sup>7</sup>, et en Asie du sud-est, depuis son apparition au début du mois de novembre 1572 (figure 8.8). Visible en plein jour et aussi brillante que Vénus et Jupiter au cours du premier mois, les mesures précises de son éclat au cours du temps faites par Tycho Brahé dans son rapport intitulé *De stella nova*, amena Baade (1945) à conclure qu'il s'agissait d'une supernova de type I, d'après la classification de l'époque. Les premières estimations de sa distance ( $\sim 3$  kpc) et ainsi de sa magnitude absolue au maximum ( $M_V \sim -18.5$  pour deux magnitudes d'absorption interstellaire) s'accordèrent à classer Tycho dans la famille des supernovae de type Ia (de Vaucouleurs 1985).

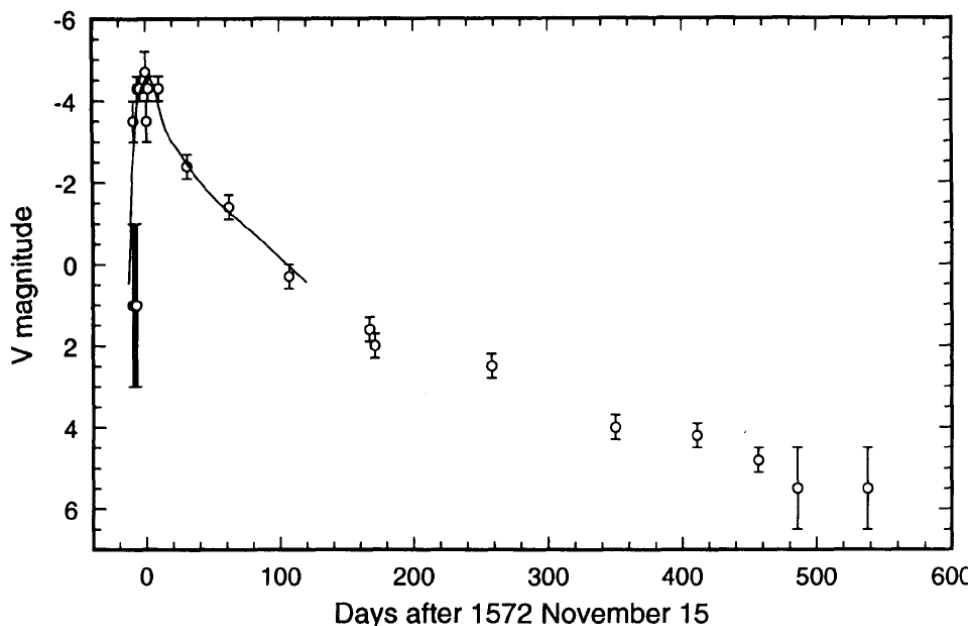


Figure 8.8 Courbe de lumière de la supernova SN 1572 (Schaefer 1996).

La position du vestige dans le bras de Persée, connu pour les mouvements turbulents et non-circulaires du gaz, rend cependant les mesures de distance à partir des observa-

<sup>7</sup>d'où son nom ! profitons de l'occasion pour rendre hommage à cet extraordinaire observateur du ciel qui, à l'âge de 26 ans, entreprit l'étude de cette nouvelle étoile en termes de position et brillance, quand bien d'autres ne pouvaient accepter la réalité d'une étoile "naissante" ou, au mieux, cherchaient dans cette apparition des signes d'ordre astrologique... Citons par ailleurs quelques noms comme Mūnoz, Peucer ou Prātorius en Europe, qui rapportèrent l'apparition et suivirent l'évolution en brillance de cette supernova.

tions HI difficiles : Schwarz et al. (1995) ont par exemple estimé Tycho à près de 4.5 kpc. Ruiz-Lapuente (2004) a présenté une revue détaillée des différentes caractéristiques principales de la supernova de Tycho, montrant indéniablement que celle-ci faisait partie des supernovae de type Ia communes (c'est-à-dire n'appartenant pas à la classe des supernovae sous-lumineuses comme SN 1991bg ni même, à l'inverse, à celle des sur-lumineuses comme SN 1991T), avec une magnitude absolue  $M_V = -19.24 - 5 \log(D/3.0 \text{ kpc}) \pm 0.42$ . Notons pour conclure que l'étoile compagnon de la naine blanche progénitrice de l'explosion a récemment été mise en évidence par Ruiz-Lapuente et al. (2004), de par son type (G0-G2, semblable au Soleil), et sa vitesse radiale anormalement élevée par rapport à celles des autres étoiles du champ.

### 8.2.2 Observations multi-longueur d'onde

De même que Cas A, mais dans une moindre mesure tout de même, le vestige de la supernova de Tycho a été étudié à toutes les longueurs d'onde. Les observations radio ont dévoilé une structure assez homogène en coquille, de 8' de diamètre (Dickel et al. 1991). Reynolds et Ellison (1992) ont montré la nécessité d'une part d'une accélération efficace non-linéaire au niveau du choc principal, pour expliquer l'indice spectral moyen observé en radio de  $\sim 0.6$  différent de la valeur attendue dans le cas d'une accélération sans rétroaction des particules sur le choc (0.5), et d'autre la nécessité d'un champ magnétique supérieur à 100  $\mu\text{G}$ . Le milieu environnant, tracé par la raie à 21 cm de l'hydrogène neutre HI (Reynoso et al. 1999) et de celle de la transition J=1-0 du  $^{12}\text{CO}$  à 2.6 mm (Lee et al. 2004), est assez homogène mis à part dans les régions est et nord-est du vestige, présentant les signes d'une interaction de la coquille avec du gaz neutre tracé par le HI, et des nuages moléculaires tracés par le  $^{12}\text{CO}$ ). Dans le domaine visible, seulement quelques filaments d'émission de raies Balmer de l'hydrogène ont été détectés dans la partie externe du vestige, preuves de la présence d'un choc non-collisionnel (Smith et al. 1991). Ghavamian et al. (2001) ont déduit, à partir de ces observations, une vitesse actuelle du choc principal entre 1940 et 2300  $\text{km s}^{-1}$ .

Avec une température des éjecta choqués de l'ordre de 2-3 keV (Hwang et al. 1998), Tycho a été cartographié dans le domaine des rayons X, principalement dans les raies d'émission du silicium, du soufre et du fer, ainsi que dans le continu 4-6 keV, par les satellites *XMM-Newton* (Decourchelle et al. 2001) et *Chandra* (Hwang et al. 2002). Ces observations sont présentées à la figure 8.9 et leurs implications peuvent se résumer en plusieurs points :

- les images dans les raies du silicium présentent un vestige d'apparence homogène et touffu, et sont corrélées avec d'une part celles dans les raies du fer, ce qui implique qu'une fraction de la couche riche en fer s'est mélangée avec la couche plus externe

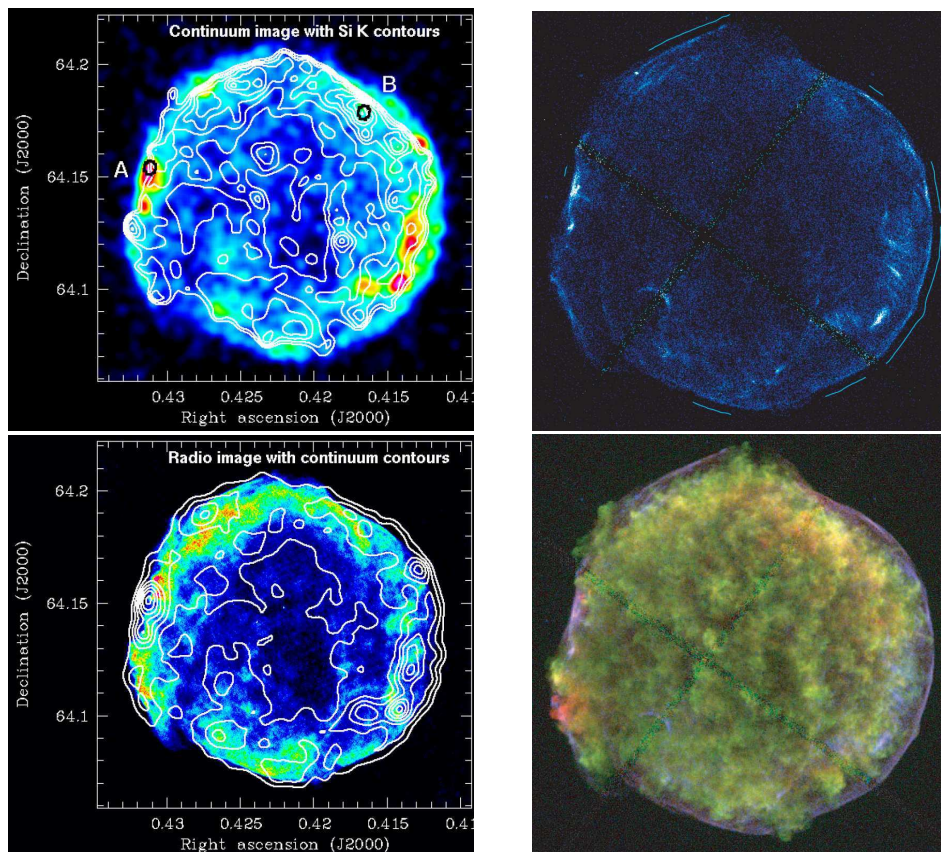


Figure 8.9 Images du vestige de la supernova de Tycho dans les domaines radio et X. A gauche : image *XMM-Newton* dans le continu 4.5-5.8 keV superposée aux contours dans la raie K du silicium (en haut), et image *VLA* à 22 cm superposée aux contours dans le continuum X (au milieu), d'après Decourchelle et al. (2001). A droite en bas : image composite *Chandra* dans les bandes 0.95-1.26 (raies du fer, en rouge), 1.63-2.26 (raie du silicium, en vert), et 4.1-6.1 keV (en bleu). A droite en haut : image *Chandra* dans la bande 4-6 keV indiquant la présence de fins filaments d'origine non-thermique au voisinage du choc principal (Warren et al. 2005).

du silicium, et d'autre part avec les images *VLA* en radio, marquant la position de la discontinuité de contact, distordue par les instabilités de type Rayleigh-Taylor.

- l'émission du vestige dans la bande 4-6 keV, due au milieu ambiant choqué situé à l'arrière du choc principal, est globalement régulière. Decourchelle et al. (2001) ont tout de même noté la présence de deux points chauds aux bords est et ouest du vestige, confirmés par les observations *Chandra*.
- Hwang et al. (2002) ont étudié en détail les caractéristiques spectrales de différentes régions fines proches du choc principal, dominées par les éjecta tels que le silicium

et le soufre, et dont le continu X peut être décrit de manière équivalente par un modèle d'émission thermique ou non-thermique. Les auteurs soulignent que près de la moitié de l'émission du bord du vestige dans la bande 4-6 keV, dépourvue de raies, pourrait être d'origine non-thermique, due au rayonnement synchrotron d'électrons à des énergies supérieures à 1 TeV (pour un champ magnétique maximal de  $10^{-2}$  G, d'après Reynolds et Ellison (1992), et une fréquence de coupure typique de l'ordre de 0.5 keV). Cette estimation est en fait une extrapolation à basse énergie des mesures de la composante non-thermique détectée jusqu'à 25 keV par *Ginga* (Fink et al. 1994) et RXTE (Allen 1999).

Grâce aux observations *Chandra*, Warren et al. (2005) ont étudié la morphologie du vestige de la supernova de Tycho, déterminant la position de la discontinuité de contact et des chocs principal et en retour. Comme souligné au paragraphe 3.2.1, la théorie de l'accélération par onde de choc prédit, dans sa forme non-linéaire, une rétroaction des particules accélérées sur la structure même du choc et la dynamique du vestige de supernova. Les travaux de Decourchelle et al. (2000) ont montré que le rapport des positions de la discontinuité de contact et du choc principal s'approchait de l'unité lors d'une accélération efficace d'ions. Lorsque le facteur de compression est plus grand que la valeur canonique de 4, comme attendu dans la théorie non-linéaire, les doigts de matériau résultant des instabilités de Rayleigh-Taylor peuvent atteindre le milieu ambiant choqué, voire même perturber le choc principal (Blondin et Ellison 2001), comme c'est visiblement le cas dans Tycho. Warren et al. (2005) ont déterminé observationnellement un rapport de 0.93, bien supérieur aux valeurs basées sur la simple évolution hydrodynamique d'un vestige de supernova, mettant ainsi en évidence une accélération hadronique efficace au niveau du choc principal.

Un autre résultat intéressant déduit de ces observations concerne l'estimation du champ magnétique au voisinage du choc principal par la mesure de l'épaisseur des filaments, confirmés comme étant d'origine non-thermique (Warren et al. 2005), comme dans le cas de Cas A et des autres jeunes vestiges de supernova. Völk et al. (2005) et Parizot et al. (2006) ont estimé, dans le cas de Tycho, une valeur en aval du choc de l'ordre de 200-400  $\mu\text{G}$ <sup>8</sup>. A noter que la non-détection de Tycho dans le domaine du TeV par HEGRA (Aharonian et al. 2001) ne permet pas de discriminer entre une composante leptonique (Compton inverse) et une composante hadronique (décroissance du  $\pi^0$ ), mais les futures observations menées avec les télescopes de nouvelle génération situés

---

<sup>8</sup>Notons ici que les résultats obtenus par ces deux groupes sont cohérents entre eux, bien que leurs préoccupations paraissent orthogonales : si le premier groupe s'efforce de montrer que les vestiges de supernova sont effectivement les sources principales du rayonnement cosmique galactique, le deuxième quant à lui apporte les arguments allant à l'encontre de cette hypothèse, en montrant qu'être un accélérateur efficace de particules (leptons et hadrons) ne suffit pas pour être considéré comme l'origine du gros des rayons cosmiques.

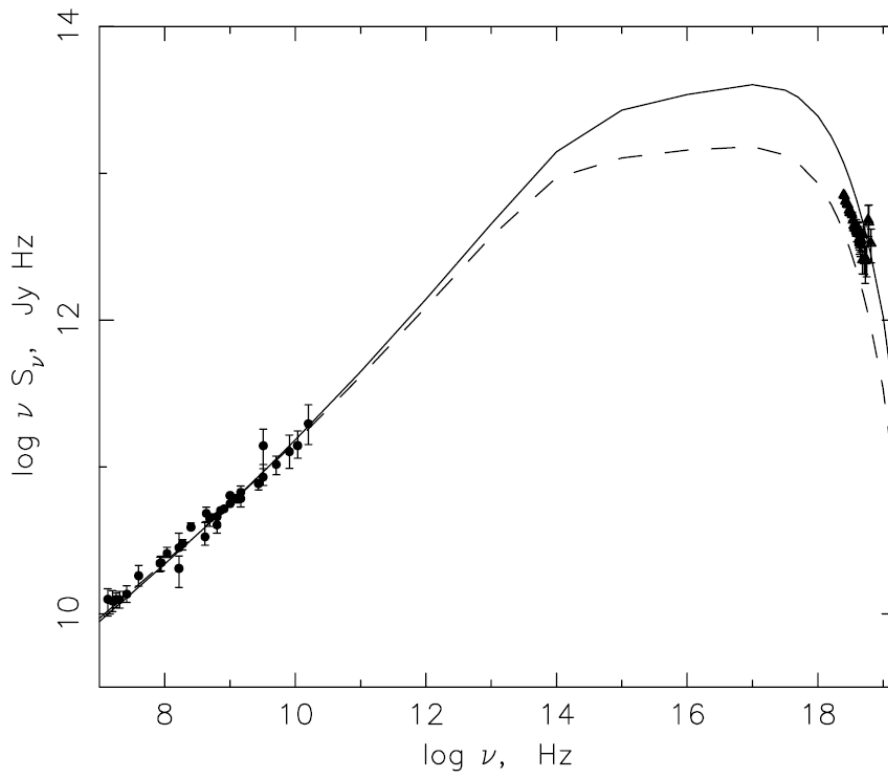


Figure 8.10 Spectre synchrotron du vestige de la supernova de Tycho. Les traits pleins et en tirés sont donnés pour des champs magnétiques respectifs de 240 et 360  $\mu\text{G}$  (d'après Völk et al. 2005).

dans l'hémisphère nord tels que MAGIC ou VERITAS devraient permettre de tester la prédiction au TeV donnée par Völk et al. (2002), obtenue à partir des observations radio et X de l'émission synchrotron du vestige de la supernova de Tycho.

## 8.3 Résultats

### 8.3.1 la région de Cassiopée

La région de Cassiopée a été observée par *INTEGRAL* au cours des trois premières années de la mission, pour étudier principalement Cas A et Tycho au travers des raies issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  et de l'émission continue non-thermique sous-jacente. den Hartog et al. (2006) ont présenté l'étude des onze autres sources détectées par IBIS/ISGRI au-delà de 20 keV, avec  $1.5 \times 10^6$  secondes d'observation, dont trois nouvelles sources, un noyau actif de galaxie de type BL-Lac, six binaires, et un pulsar X anormal (AXP). Les premiers résultats portant sur Cas A et Tycho ont été respectivement rapportés par Vink (2005) et Renaud et al. (2006) (voir annexe E).

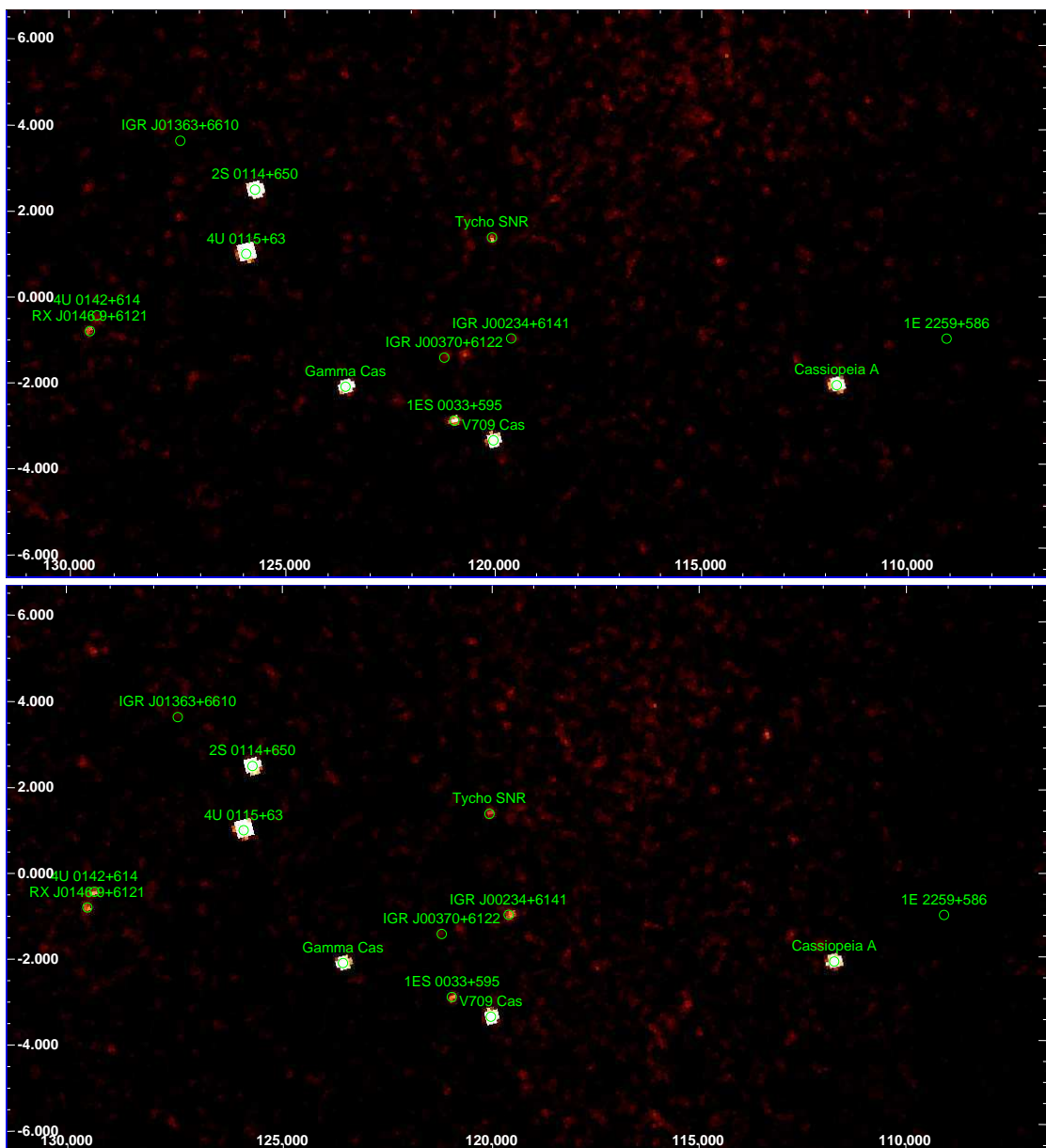


Figure 8.11 Cartes IBIS/ISGRI en coordonnées galactiques de la région de Cassiopée dans les bandes 18-25 keV (en haut) et 25-35 keV (en bas).

Les observations *INTEGRAL* de décembre 2005 et janvier 2006 ont porté le temps total d'exposition sur la région de Cassiopée à près de  $4 \times 10^6$  secondes et nous exposons ici les résultats obtenus sur Cas A et Tycho à partir de cet ensemble de données, présenté à la table 8.1, et analysé avec la chaîne de traitement alternative décrite au chapitre 7.1 avec les optimisations associées sur le temps de montée des événements (paragraphe 7.2.1) et sur la distance des pointés à la source (paragraphe 7.2.2). Cet ensemble de données comprend près de 1800 fenêtres d'observation, chacune de 2000 à 3500 s. La figure 8.11 expose deux mosaïques d'images individuelles de la région de Cassiopée dans les bandes

Révolution	Temps de début (UT)	Temps de fin (UT)	Type
0047-0397	2003-03-03T04:24:25	2006-01-15T10:50:20	GPS
0142-0148	2003-12-12T15:46:50	2004-01-01T15:10:42	AO-1
0161-0162	2004-02-07T16:42:53	2004-02-12T18:06:20	AO-1
0261-0266	2004-12-04T16:05:37	2004-12-19T18:41:50	AO-2
0384-0395	2005-12-05T03:42:48	2006-01-09T13:48:01	AO-3

Tableau 8.1 Table des observations de la région de Cassiopée (GPS : balayage du plan galactique, AO : temps ouvert).

18-25 keV et 25-35 keV. Cas A est clairement visible, avec un rapport signal sur bruit de  $\sim 40$  dans la première bande, tandis que Tycho, plus faible à ces énergies, est détecté à près de 6 en terme de significativité<sup>9</sup>.

### 8.3.2 Cas A

Les résultats présentés ici sur Cas A ont fait l'objet d'un article publié dans le journal ApJL (Renaud et al. 2006), que le lecteur peut trouver à l'annexe F.

Toute analyse de données doit passer par une prise en compte adaptée du fond instrumental. Il existe plusieurs estimateurs de la propreté d'une fenêtre d'observation. Une sélection sur les données a donc porté sur les taux de comptage de ISGRI au-dessus de 500 keV, lié au fond interne, et du VETO, tout deux tracent l'environnement dans lequel s'est déroulée l'observation. Les données pour lesquelles les taux de comptage de ces deux indicateurs étaient respectivement au-dessus de  $45 \text{ s}^{-1}$  et  $3.5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$  ont été rejetées.

Pour étudier les raies d'origine céleste, comme celles issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ , la correction en énergie des événements s'avère cruciale : comme mentionné au chapitre 7.1, une chaîne de reconstruction de l'énergie des événements détectés a été développée à partir des données d'étalonnage des trois premières années d'observation. Avant de déconvoluer les images détecteur afin d'obtenir les images du ciel reconstruites, nous avons mesuré la position et la largeur de la raie instrumentale  $K_\alpha$  du tungstène à  $\sim 58.8 \text{ keV}$  sur le spectre du fond associé à chaque fenêtre d'observation individuelle. L'ajustement local est fait par une gaussienne superposée à un fond dont la pente est laissée libre. La figure 8.12 présente l'évolution de la position et de la largeur de la raie  $K_\alpha$  du tungstène. Sur

<sup>9</sup>La significativité d'une source sera toujours donnée par rapport au bruit mesuré dans l'image, c'est-à-dire en tenant compte des défauts systématiques. La distribution des pixels du ciel en S/N suit théoriquement une loi normale  $N(0,1)$ , mais à cause de ces défauts, la largeur de cette distribution, équivalant au bruit dans l'image, est généralement plus grande. Ici, dans la bande 18-25 keV, elle vaut  $\sim 1.15$ .

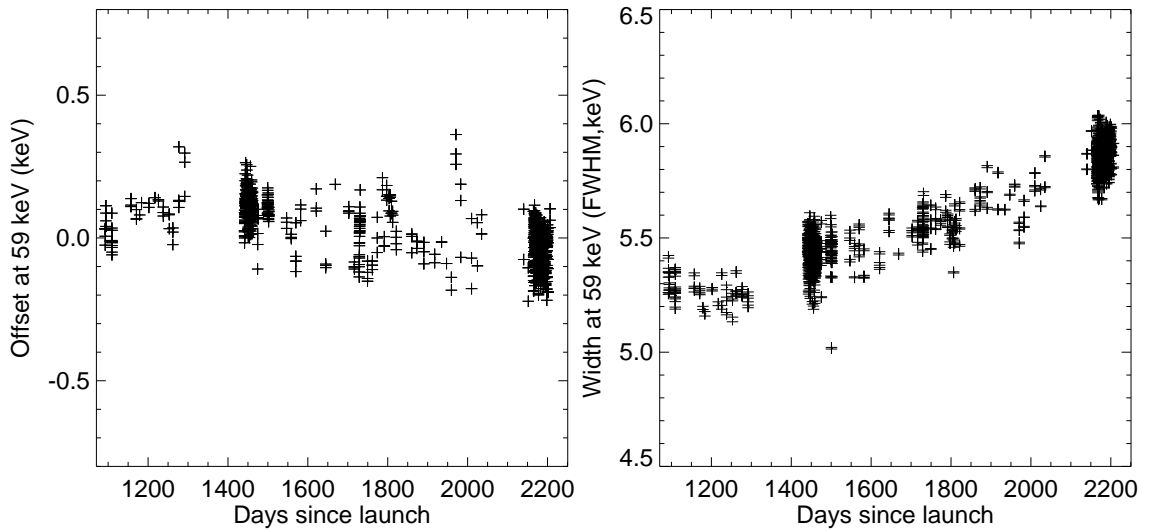


Figure 8.12 Evolution de la position par rapport à la valeur attendue de 58.8 keV (à gauche), et de la largeur (à droite), de la raie instrumentale  $K_{\alpha}$  du tungstène.

trois années d'observations, la dispersion sur sa position est de 0.1 keV et la dégradation observée de la résolution spectrale, due à l'irradiation des détecteurs par les particules de haute énergie tout au long de la mission, est cependant négligeable en terme de sensibilité dans les raies ( $\leq 5\%$ ).

### Imagerie

La bande 18-25 keV est optimale du point de vue du rapport signal sur bruit pour des sources à spectre très pentu comme Cas A (dont l'indice spectral est de  $\sim -3.3$ ), et est donc celle minimisant l'erreur de localisation (Gros et al. 2003). L'analyse des données dans cette bande a donc permis d'estimer la position nominale de Cas A vue par IBIS/ISGRi en ajustant un modèle de source décrite par une ellipse bi-dimensionnelle avec les paramètres suivants : le niveau local du fond, la position et la valeur au maximum, les largeurs sur les deux axes, et l'angle de rotation de l'ellipse. Aucune étendue de source n'a pu être mise en évidence, les deux largeurs ajustées étant proches de celle de la SPSF  $\sim 14'$ . La position ajustée de Cas A est R.A. = 23h 23m 22.6s, decl. =  $+58^{\circ} 49' 02.1''$  (J2000), avec un rapport signal sur bruit de  $\sim 40$ . D'après Gros et al. (2003), l'erreur de localisation à 90 % de niveau de confiance (PSLE, donnée en minutes d'arc) dépend de la significativité (S/N) de la manière suivante :

$$\text{PSLE} = 22.1 \times \text{S/N}^{-0.95} + 0.16 \quad (8.2)$$

soit environ  $50''$  pour une détection à  $40\sigma$ . Dans les bandes correspondantes aux deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV (65-71 et 75-82 keV), sans soustraction de l'émission



continue sous-jacente, Cas A est détectée à 6 et 5  $\sigma$ . En combinant les deux mosaïques, la significativité ajustée de la source est de 7.5  $\sigma$  et l'erreur de localisation vaut environ 3.3'. La figure 8.13 montre une image *Chandra* de Cas A dans la bande 4.3-5.95 keV avec les positions des barycentres des excès IBIS/ISGRI et les erreurs de localisation associées dans la bande du continuum (18-25 keV) et dans la bande combinée dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  (65-71 et 75-82 keV).

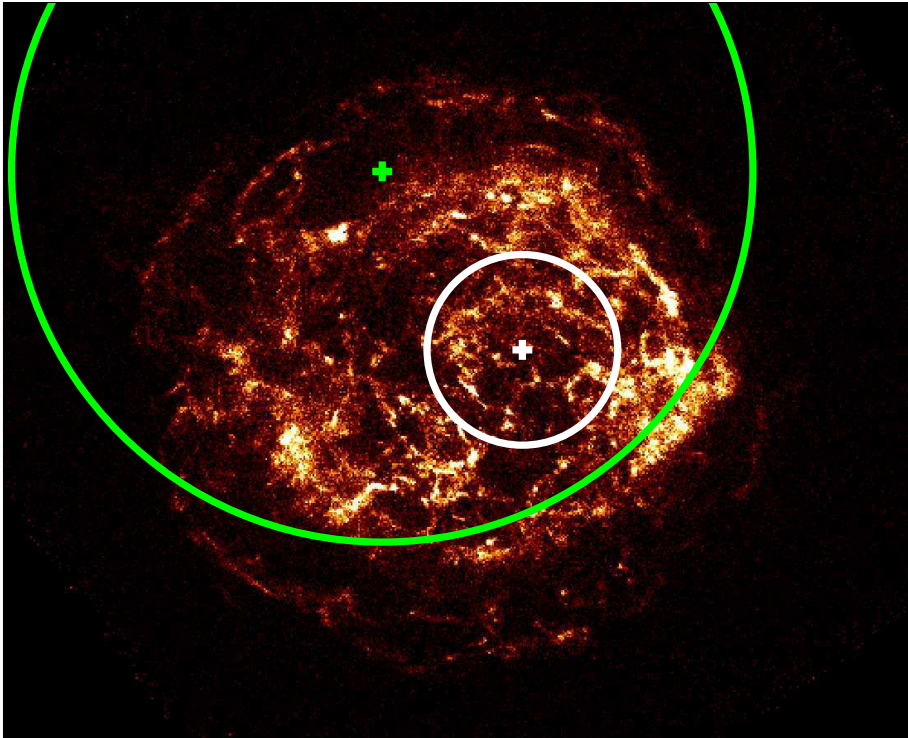


Figure 8.13 Positions des barycentres de l'émission IBIS/ISGRI associée à Cas A et erreurs de localisation associées dans la bande 18-25 keV (en blanc) et dans la bande combinée autour des deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  (en vert), superposées à l'image *Chandra* dans la bande 4.3-5.95 keV.

L'analyse en imagerie des fenêtres d'observation a aussi été menée dans 14 bandes en énergie ayant pour bornes : 21, 24, 28, 34, 39.5, 50, 63.5, 65.5, 69.5, 73.5, 75.5, 79.5, 85.5, 109.5 et 201 keV. La figure 8.14 montre les sous-images IBIS/ISGRI centrées sur Cas A dans huit de ces bandes en énergie, autour de la position des raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Même si les images dans les bandes en énergie les plus étroites apparaissent les plus bruitées, toutes montrent clairement que l'excès observé à la position du vestige de supernova n'est pas dû à une quelconque structure du fond, ce qui ne pouvait pas être fait avec des collimateurs du type BeppoSAX/PDS ou RXTE/HEXTE. Il est de plus clairement visible l'évolution du flux de Cas A en fonction de l'énergie, avec une augmentation relative de brillance au niveau des deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ .

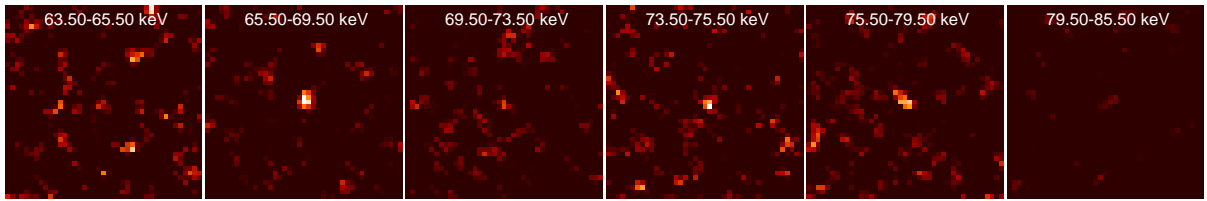


Figure 8.14 Images ( $2.5 \times 2.5$  degrés<sup>2</sup>) en flux (coups  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ ) centrées sur Cas A dans six bandes en énergie autour des raies du  $^{44}\text{Sc}$ . L'échelle de couleur, linéaire entre  $10^{-6}$  and  $4.7 \times 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ , est la même pour toutes les images de façon à mettre en évidence l'augmentation du flux au niveau des raies du  $^{44}\text{Sc}$ .

### Extraction spectrale

Pour extraire le spectre de Cas A, nous avons mesuré, dans chaque observation individuelle, le flux et la variance associée au pixel du ciel correspondant à la position ajustée dans la bande 18-25 keV, puis calculé le flux et l'erreur pondérés, et ce pour chacune des 14 bandes en énergie. Le spectre résultant est présenté à la figure 8.15.

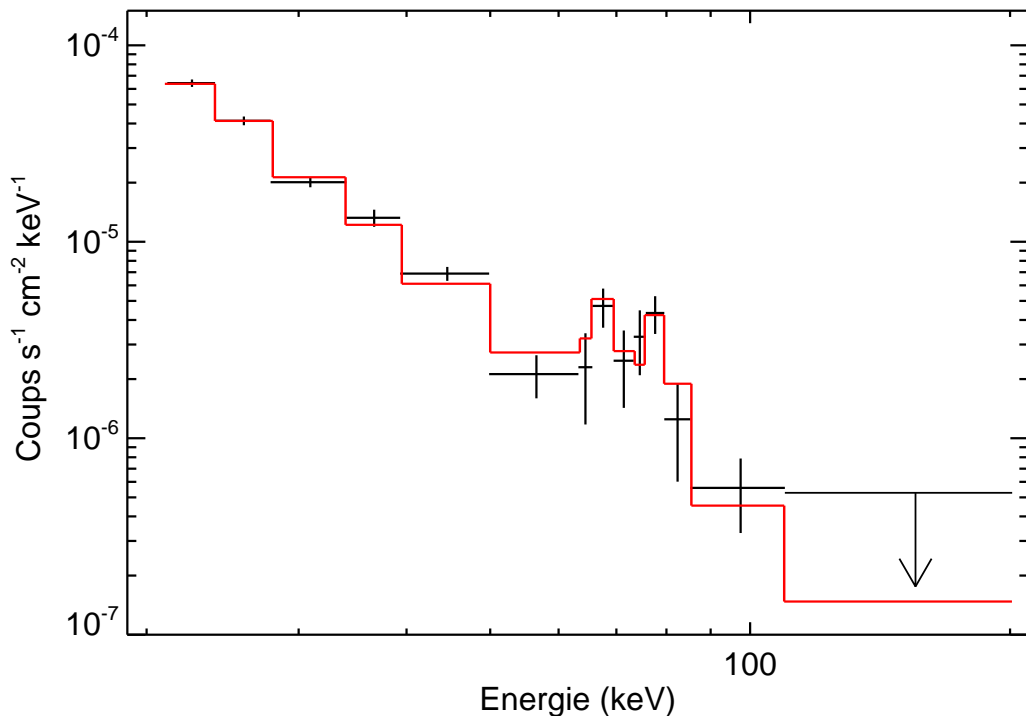


Figure 8.15 Spectre IBIS/ISGRI de Cas A entre 21 et 201 keV (en noir) avec le meilleur ajustement superposé en trait rouge (voir le texte). Les taux de comptage de la source ainsi que le modèle ont été divisés par la surface sensible de ISGRI au centre de chaque canal en énergie afin d'obtenir une mesure approximée du flux. La limite supérieure de détection au-delà de 110 keV est donnée à  $3 \sigma$ .

Nous avons alors testé deux modèles d'ajustement du spectre continu sous-jacent : une simple loi de puissance et le modèle de Reynolds et Keohane (1999) décrivant, de manière approchée, l'émission synchrotron des jeunes vestiges de supernova. Les raies du  $^{44}\text{Sc}$  ont été ajustées par deux gaussiennes de même intensité aux positions fixées à 67.9 et 78.4 keV, sans largeur intrinsèque, c'est-à-dire de largeur purement instrumentale avec  $\Delta E \sim 6$  keV à 70 keV. En relâchant ces contraintes, aucun élargissement intrinsèque, aucun décalage dans les positions, ni de différence dans les flux individuels n'a été observé, ce qui renforce l'existence des raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Les meilleurs paramètres ajustés et les erreurs à  $1 \sigma$  associées sont présentés au tableau 8.2.

Modèle	Flux des raies du $^{44}\text{Sc}$	Indice de la PL	Flux total dans 21-120 keV	Densité de flux à 1 GHz (Jy)	$\alpha$	Energie de coupure	$\chi^2/\nu$
PL	$2.2 \pm 0.5$	$3.3 \pm 0.1$	$37.5 \pm 1.5$	—	—	—	9.5/10
SRCUT	$2.9 \pm 0.5$	—	—	2720 (fixé)	0.77 (fixé)	$0.97 \pm 0.02$	18.5/11

Tableau 8.2 Modèles spectraux utilisés pour ajuster le continuum et paramètres d'ajustement associés du spectre de Cas A. PL et SRCUT dénomment respectivement la loi de puissance et le modèle de Reynolds et Keohane (1999) de l'émission synchrotron. Le flux dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  est donné en unités de  $10^{-5}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , le flux total dans la bande 21-120 keV en unités de  $10^{-12}$  erg  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  et l'énergie de coupure en keV.

Le meilleur ajustement du spectre observé dans la bande 21-120 keV est une simple loi de puissance, qui conduit à un flux dans les raies de  $(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-5}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , cohérent avec les mesures combinées de BeppoSAX/PDS et COMPTEL (voir le paragraphe 8.1.3). En n'ajustant que cette loi de puissance, sans la présence des raies, le  $\chi^2$  est de l'ordre de 30 pour 11 degrés de liberté. Comme la différence des  $\chi^2$  (ici 30 contre 9.5) suit une loi du  $\chi^2$  à un degré de liberté, les raies du  $^{44}\text{Sc}$  prises ensemble sont détectées à plus de  $4.5 \sigma$ . Chacune est individuellement à  $3 \sigma$  au-dessus du spectre continu. Remarquons, d'après le tableau 8.2, que la mesure du flux dans les raies est sensible à la modélisation du continuum sous-jacente. Pour quantifier cet effet, la figure 8.16 présente les ellipses de confiance à 1, 2 et  $3 \sigma$  dans le plan (flux des raies du  $^{44}\text{Sc}$  - indice spectral), obtenues à partir des observations IBIS/ISGRI, superposées aux résultats de BeppoSAX/PDS (Vink et al. 2001), de RXTE (Rothschild et Lingenfelter 2003 ; Allen et al. 1997), et de OSSE (The et al. 1995).

Tous les résultats obtenus par ces différents instruments sont cohérents entre eux. Cette étude met en évidence l'importance de connaître la nature du spectre continu sous-jacent pour estimer correctement le flux dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Les contraintes apportées par IBIS/ISGRI à la fois sur le continuum et sur les raies du  $^{44}\text{Sc}$  diminuent fortement le

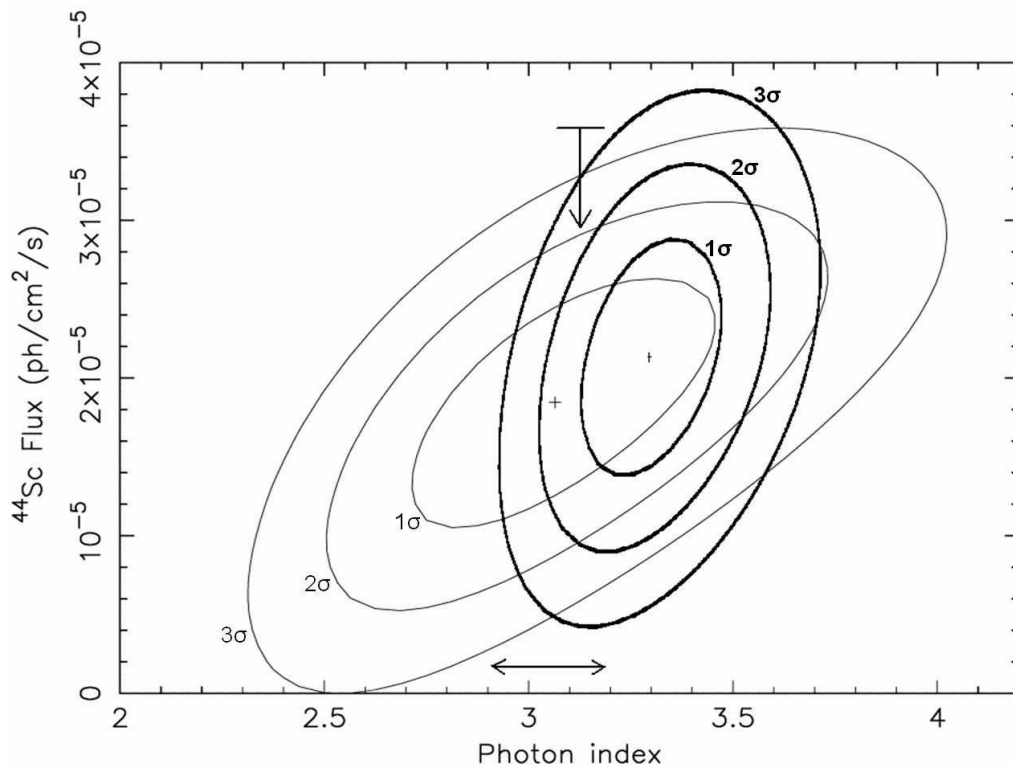


Figure 8.16 Ellipses de confiance dans le plan (flux  $^{44}\text{Ti}$  - indice spectral). Les traits épais définissent celles obtenues avec IBIS/ISGRI dans la bande 21-120 keV, les traits fins représentent celles de BeppoSAX/PDS dans la bande 30-100 keV (Vink et al. 2001). La limite supérieure sur le flux des raies correspond à la mesure de RXTE/HEXTE (Rothschild et Lingenfelter 2003). La flèche horizontale définit l'indice spectral obtenu par Allen et al. (1997) à partir des premières observations menées avec RXTE et OSSE (The et al. 1995).

domaine acceptable des valeurs du flux et de l'indice de la loi de puissance. Une analyse plus détaillée dans le cadre du modèle de Laming (Vink et Laming 2003), ainsi que le traitement des données de SPI, sont en cours (Vink et al. 2006, en préparation).

## Discussion

Les observations menées avec IBIS/ISGRI permettent donc de confirmer la présence des raies du  $^{44}\text{Sc}$  dans Cas A. En combinant ces mesures avec celles de BeppoSAX/PDS et de COMPTEL, le flux dans les raies est de  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . En tenant compte des incertitudes sur l'âge (Thorstensen et al. 2001), la distance (Reed et al. 1995), et le temps de vie du  $^{44}\text{Ti}$  (voir le paragraphe 3.1.2), ce flux se traduit en une masse éjectée de  $(1.6_{-0.3}^{+0.6}) \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Ce taux de production est généralement considéré comme élevé en égard aux prédictions des modèles d'explosion à symétrie sphérique (Woosley et

Weaver 1995 ; Thielemann et al. 1996). De plus, dans l'hypothèse où le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$  sont co-produits aux premiers instants de l'explosion, une masse de  $^{44}\text{Ti}$  aussi importante doit s'accompagner d'une quantité également importante de  $^{56}\text{Ni}$  éjecté et par conséquent d'une explosion très lumineuse, en désaccord avec la non-observation du progéniteur de Cas A par les astronomes contemporains en Europe et en Asie du sud-est, à la fin du dix-septième siècle.

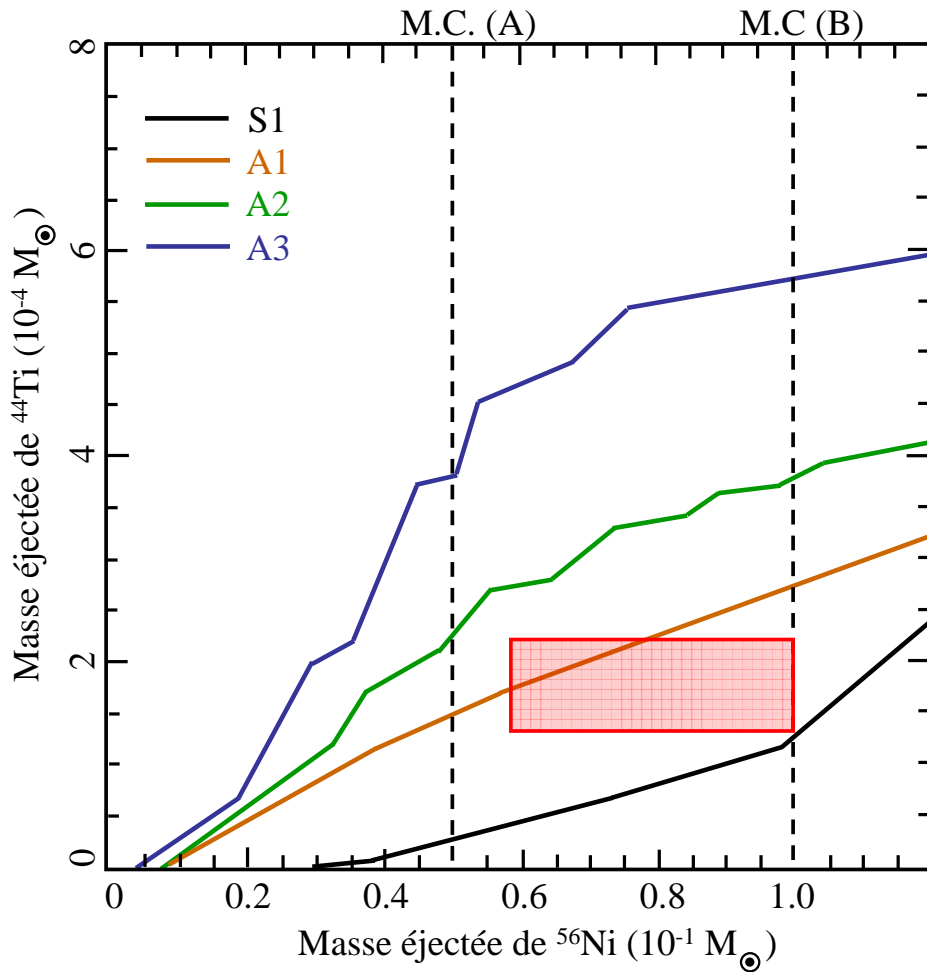


Figure 8.17 Taux de production du  $^{44}\text{Ti}$  et du  $^{56}\text{Ni}$  en fonction de l'asymétrie de l'explosion, d'après Nagataki et al. (1998). S, A1, A2, A3 représentent les explosions par ordre croissant des asymétries (Nagataki et al. 1997), où les vitesses au pôle et à l'équateur sont dans les proportions respectives de 2:1, 4:1, et 8:1. Le zone en rouge définit les valeurs des masses de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$  éjectées déduites des observations IBIS/ISGRI, BeppoSAX/PDS et COMPTEL ainsi que de la non-observation du progéniteur de Cas A au cours du dix-septième siècle (Young et al. 2006).

Comme pour SN 1987a, une manière de résoudre à la fois le problème particulier de ces deux vestiges de supernova, et celui, plus général, de l'abondance du  $^{44}\text{Ca}$  et du  $^{56}\text{Fe}$  dans le système solaire (voir la figure 3.13), est de faire appel aux asymétries de l'explosion

elle-même. Comme nous l'avons discuté précédemment, plusieurs observables liées à la distribution et à la dynamique des éjecta de Cas A dans les domaines X (Laming et Hwang 2003 ; Vink 2004 ; Hwang et al. 2004) et visible (Fesen 2001) mettent en évidence l'asymétrie de l'explosion progénitrice, toute comme une énergie de l'ordre de  $2 \text{ à } 4 \times 10^{51}$  erg. Ces deux paramètres influent considérablement sur la production des éléments lourds produits dans les couches internes comme le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$ , et Nagataki et al. (1998) ont exploré la dépendance du rapport  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$  vis-à-vis de l'asymétrie de l'explosion, comme le présente la figure 8.17.

Une explosion modérément asymétrique paraît, dans ce modèle, être en mesure d'expliquer les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  et de  $^{56}\text{Ni}$ , en accord par la même occasion avec les travaux de Laming et Hwang (2003) sur les éjecta cartographiés dans le domaine des X. Plus récemment, Young et al. (2006) ont également étudié l'effet de l'asymétrie et de l'énergétique de l'explosion sur la production de ces éléments dans une simulation plus complète d'explosion tri-dimensionnelle. Les auteurs notent cependant qu'il existe encore de trop grandes incertitudes sur les calculs de nucléosynthèse explosive, sur l'effet des mélanges de couches, les pertes de masse au cours de la pré-supernova, et les neutrinos, qui tous influent sur l'explosion elle-même, pour que les taux de production observés puissent efficacement contraindre la nature de l'explosion. De plus, plusieurs sections efficaces de réactions nucléaires impliquant le  $^{44}\text{Ti}$  sont toujours méconnues : Nassar et al. (2006) ont par exemple réactualisé à la hausse celle de la réaction  $^{40}\text{Ca}(\alpha,\gamma)^{44}\text{Ti}$ . La production du  $^{44}\text{Ti}$ , toutes choses égales par ailleurs, s'en trouverait alors augmentée d'un facteur deux, et permettrait de réconcilier les modèles avec les observations. Mais cela renforcerait le problème, abordé au chapitre 11, de la non-détection par plusieurs instruments d'aucun autre jeune vestige de supernova, connu ou non, au travers des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ ...

### 8.3.3 Tycho

L'analyse des données IBIS/ISGRI concernant le vestige de la supernova de Tycho a été menée de la même manière que Cas A. Le temps d'exposition effectif est là encore de l'ordre de  $3 \times 10^6$  s, après les sélections habituelles des pointés en termes de distance à la source (c'est-à-dire à moins de  $11^\circ$ ) et de "propreté" liée au fond mesuré par le VETO ou l'IREM (voir paragraphe 8.3.2).

#### Dans le continu non-thermique

Les seules mesures de l'émission continu non-thermique de Tycho au-delà de 10 keV ont été rapportées par Fink et al. (1994) avec *Ginga*, et par Allen (1999) avec RXTE, et ce jusqu'à 25 keV. L'intérêt des observations avec IBIS/ISGRI réside dans sa capacité à

produire des images : Tycho est un vestige de  $8'$  de diamètre apparent et ne peut donc tout de même pas être résolu. Dans la bande 20-50 keV, le vestige est détecté à  $9\sigma$ , ce qui correspond à une erreur de localisation à 90% de  $2.8'$ , d'après l'équation 8.2. Comparée au  $4'$  de rayon apparent, la significativité est encore trop basse pour permettre de contraindre réellement la localisation de l'émission dans les X durs. La figure 8.18 présente, comme pour Cas A, l'erreur de localisation de l'excès IBIS/ISGRI superposée à l'image *Chandra* de Tycho dans la bande 4-6 keV.

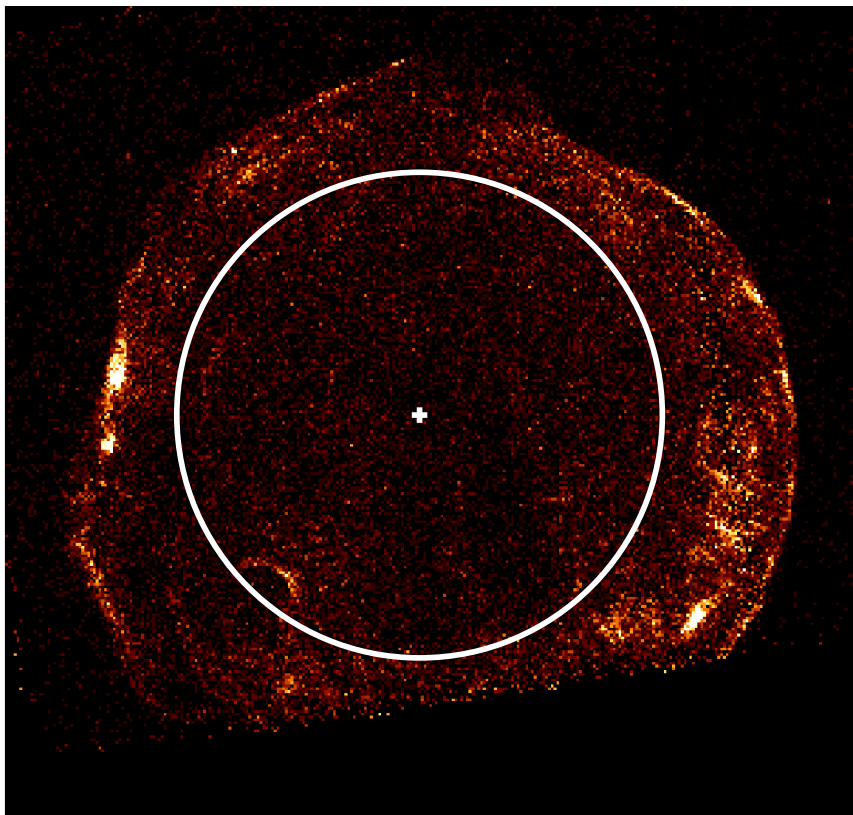


Figure 8.18 Position du barycentre de l'émission IBIS/ISGRI dans la bande 20-50 keV associée à Tycho et erreur de localisation associée, superposées à l'image *Chandra* dans la bande 4-6 keV.

L'étude spectrale est en cours, et devrait contraindre la nature de l'émission non-thermique, certainement de type synchrotron. En couplant les images *XMM-Newton* aux énergies proches du seuil ( $\sim 10$  keV) avec celles obtenues dans le domaine radio, ainsi que les mesures de IBIS/ISGRI, il serait possible de déterminer la contribution de l'émission non-thermique et ainsi d'estimer l'énergie maximale des électrons accélérés dans Tycho.

### Dans les raies du $^{44}\text{Ti}$

Il n'existe à ce jour aucune détection des raies issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  dans un vestige de supernova de type Ia comme Tycho. Trois années d'observation avec COMPTEL n'ont pu fournir qu'une limite supérieure de détection de  $2.7 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  à  $3 \sigma$  de niveau de confiance (Dupraz et al. 1997). Dans notre cas, aucun excès significatif n'a été détecté dans les images formées autour des deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ . La limite supérieure de détection combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  à  $3 \sigma$  est de  $\sim 9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , soit un facteur trois en-dessous de la mesure de COMPTEL. Cette valeur peut se traduire en masse maximale de  $^{44}\text{Ti}$  éjecté en fonction de la distance du vestige. Cette dernière est encore incertaine, et les différentes mesures présentées au paragraphe 8.2.1 proposent une valeur entre 1.5 et 4.5 kpc, convergeant vers 2.5 kpc. Ruiz-Lapuente (2004) proposa une distance de  $2.8 \pm 0.4 \text{ kpc}$ , à partir d'hypothèses faites sur la magnitude absolue de la supernova de Tycho au maximum. Nous adoptons dans ce qui suit une distance de  $2.3 \pm 0.8 \text{ kpc}$ , obtenue par Smith et al. (1991) en combinant les largeurs spectrales des raies de Balmer de l'hydrogène dans les quelques filaments externes observés, et les mesures de leurs mouvements propres.

La figure 8.19 présente la limite supérieure sur le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans Tycho en fonction de sa distance, en supposant un temps de vie de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  de 86 ans. Existe-t-il une possibilité de contraindre la nature même de l'explosion à partir de ces observations ? A première vue, la réponse est négative, tant les différents modèles d'explosion thermonucléaire, comme souligné au paragraphe 3.1.2, dépendent de bon nombre de paramètres mal appréciés aujourd'hui encore. Cependant, Badenes et al. (2003), Kosenko et al. (2004) et Badenes et al. (2005) ont considéré la possibilité de contraindre efficacement, voire d'identifier, la nature de la supernova de Tycho à partir de la modélisation du spectre thermique du vestige observé en X. Peut-être alors que le couplage de ces calculs d'hydrodynamique et d'ionisation hors-équilibre avec les observations  $\gamma$  des éléments issus de la nucléosynthèse explosive tels que le  $^{44}\text{Ti}$ , permettrait, par recoupements, de remonter à l'origine de l'explosion qui généra le vestige observé aujourd'hui. Nous ne considérons pas ici les modèles impliquant un système de deux étoiles dégénérées (deux naines blanches par exemple), en supposant que l'étoile de type G récemment découverte par Ruiz-Lapuente et al. (2004) est bien le compagnon qui survécut à l'explosion progénitrice de Tycho. Badenes et al. (2005) ont montré comment la structure des éjecta observés avec *XMM-Newton* et *Chandra* avait un impact profond sur l'émission thermique X d'un vestige de supernova de type Ia. Les auteurs favorisent dans le cas de Tycho un modèle de détonation retardée. Par ailleurs, ce modèle prédit, après discussion avec C. Badenes, une production de  $^{44}\text{Ti}$  de l'ordre de  $6 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , très proche de la limite supérieure de détection à  $3 \sigma$  obtenue avec les observations IBIS/ISGRI en supposant une



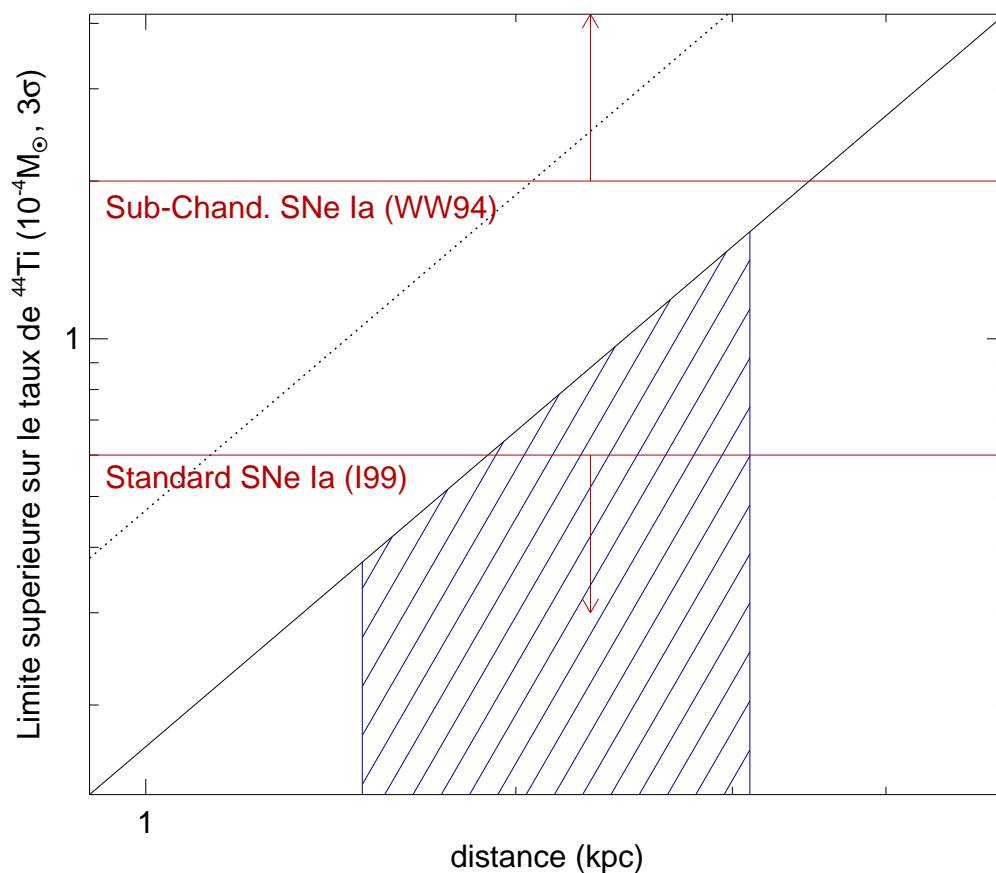


Figure 8.19 Limite supérieure de détection IBIS/ISGRI (trait plein) à  $3\sigma$  sur la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée dans Tycho en fonction de sa distance. Le trait en pointillés définit la limite supérieure obtenue avec COMPTEL (Dupraz et al. 1997). Les deux régions de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae thermonucléaires sont données par Iwamoto et al. (1999) (modèles standard) et Woosley et Weaver (1994) (modèles d'explosion sub-Chandrasekhar). La région hachurée correspond aux valeurs acceptables de la distance du vestige et du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$ .

distance de 2 kpc. Les contraintes ne sont donc certes pas encore importantes, mais cette étude montre déjà que les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les vestiges de supernova de Cas A et de Tycho sont très différents. Ce point sera repris dans les chapitres suivants, au cours de l'analyse des données de Vela Junior, lors du questionnement sur la réalité de la détection du  $^{44}\text{Ti}$  par COMPTEL (chapitre 9), et dans le cadre de la recherche de jeunes vestiges de supernova galactiques (chapitre 11).

# Chapitre 9

## Vela Junior, alias

## RX J0852.0-4622/GRO J0852-4642

Ce chapitre est consacré à l'étude menée avec IBIS/ISGRI au travers des raies du  $^{44}\text{Sc}$  ainsi que du continuum non-thermique sous-jacent du vestige de supernova surnommé Vela Junior (RX J0852.0-4622/GRO J0852-4642), situé dans la région des Voiles, une région considérée comme la vitrine de l'astronomie  $\gamma$  par la diversité des sources que l'on y rencontre. Le diamètre apparent de Vela Junior de  $2^\circ$  a nécessité l'utilisation de la méthode d'imagerie des sources étendues présentée au chapitre 7.5.

### 9.1 Historique

La région des Voiles est une région de grand intérêt pour l'astronomie  $\gamma$ . On y retrouve un vestige de supernova, Vela SNR que l'on peut surnommer Vela Senior, de près de  $8^\circ$  de diamètre apparent dans la direction duquel se situent un autre vestige de supernova (RX J0852-4622, Vela Junior), et un pulsar radio de 89 ms de période de rotation (pulsar de Vela, PSR B0833-45) associé à une émission diffuse non-thermique Vela X. De plus, cette région présente aussi une association d'étoiles massives (Vela OB2), un système binaire avec une étoile de type Wolf-Rayet (WC8+O7.5III, nommé  $\gamma^2$  Velorum), des systèmes binaires contenant des objets compacts accrétants (Vela X-1 et GRS 0834-430), une nova (Nova Vel 1993) et un autre vestige de supernova Puppis A (G260.4-3.4). Tous ces astres de natures diverses ont été détectés dans les domaines radio, X et/ou  $\gamma$ , et sont représentés sur la figure 9.1. En plus de ces sources, COMPTEL mit en évidence la présence d'aluminium 26 au travers de la raie de décroissance à 1.809 MeV, coïncidant avec le vestige de supernova de Vela (Diehl et al. 1995). Nous nous concentrons ici sur RX J0852-4622 (Vela Junior) et discutons son association avec la source COMPTEL GRO J0852-4642, marginalement détectée dans la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 keV.

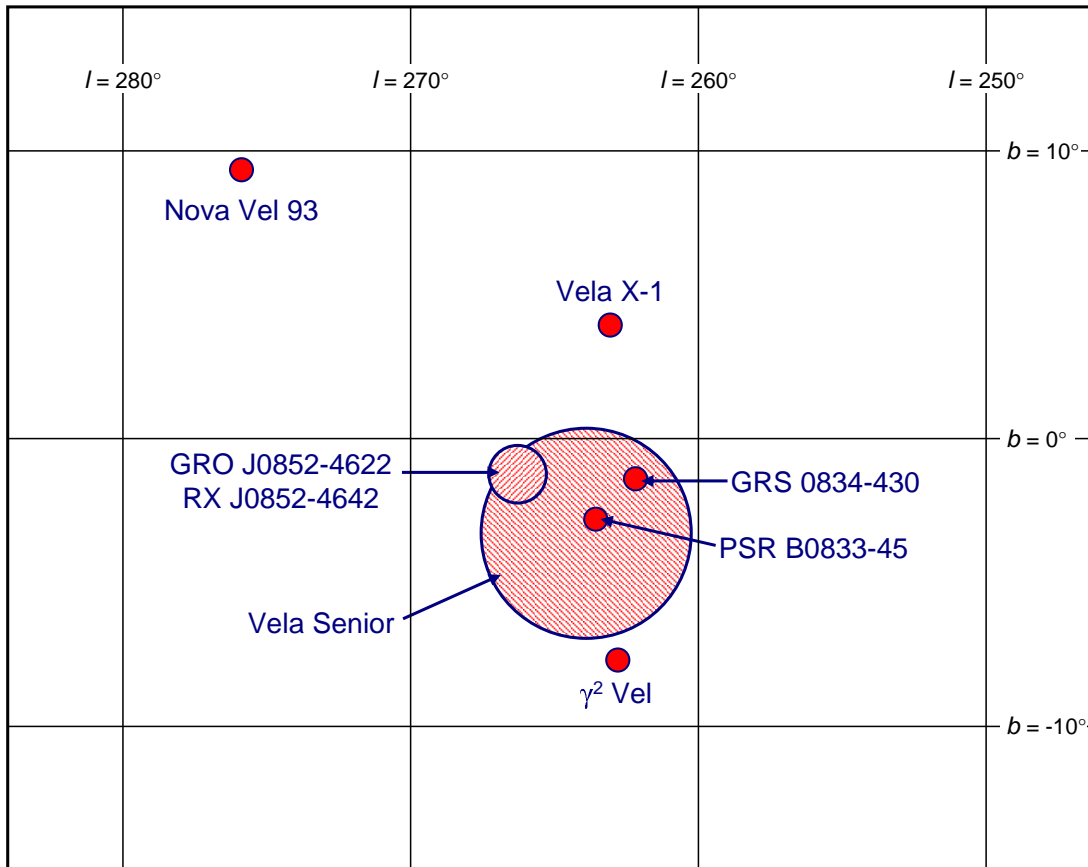


Figure 9.1 Vue schématique de la région des Voiles (adapté de Attié 2005).

### 9.1.1 Découverte de Vela Junior et implications

En analysant les données de COMPTEL, Iyudin et al. (1998) mirent en évidence un excès d'émission  $\gamma$  vers 1.157 keV en provenance de la région des Voiles nommé GRO J0852-4642, et l'attribuèrent à la raie de décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ca}$ , (figure 9.2, à gauche). Alerté par cette découverte, Aschenbach (1998) détecta dans les données ROSAT une structure en coquille de  $2^\circ$  de diamètre apparent, RX J0852.0-4622, coïncidante avec l'excès détecté en  $\gamma$  et située au bord sud-est du vestige de Vela Senior. Cette source n'apparaît qu'aux énergies supérieures à 1.3 keV, au-delà de l'importante contribution thermique de Vela (figure 9.2, à droite). L'intérieur du vestige présente une faible émission thermique décrite par deux températures à 0.14 et 2.5 keV ( $T \sim 3 \times 10^7$  K). La première rend compte d'une contribution résiduelle attribuée à Vela, tandis que la deuxième implique une vitesse actuelle de plus de  $2 \times 10^3$  km s $^{-1}$ , observée uniquement dans les jeunes vestiges de supernova de moins de 1500 ans. Les régions particulièrement brillantes au nord et au sud le long de la coquille présentent quant à elles des spectres décrits de manière équivalente par une loi de puissance d'indice  $\sim -2.6$ , et par une composition de deux émissions thermiques à  $\sim 0.2$  et 4.7 keV (avec des erreurs de mesure comparables à

ces mêmes valeurs !). Dans la première hypothèse, Aschenbach (1998) note que l'émission X au nord coïncide avec un pic d'émission non-thermique à 408 MHz connu sous le nom de Vela Z et détecté à 843 MHz au cours du balayage de la région des Voiles mené avec le télescope MOST (Bock et al. 1998). Le rapport des flux à 843 MHz et à 1 keV pour cette partie de la coquille de RX J0852.0-4622 est très semblable à celui observé dans SN 1006, dont le rayonnement synchrotron, à l'origine de l'émission détectée par *ASCA*, est aujourd'hui avéré (Koyama et al. 1995). En s'étalonnant sur SN 1006, la distance estimée est de 200-600 pc, avec une limite supérieure de 1 kpc du fait de la faible densité de colonne d'hydrogène ( $\sim 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ) déduite de ces observations.

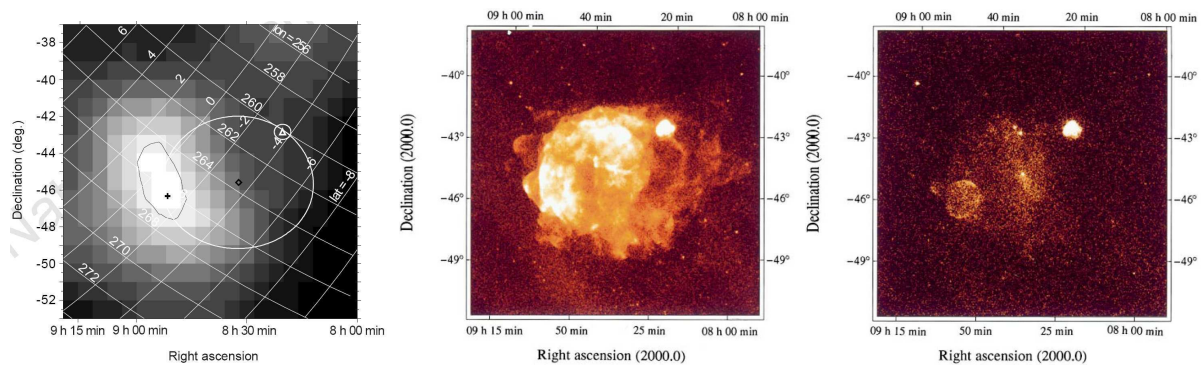


Figure 9.2 A gauche : carte *CGRO/COMPTEL* de la région des Voiles dans la bande au voisinage de la raie à 1.157 MeV du  $^{44}\text{Ca}$ . La raie est détectée à  $\sim 6 \sigma$ , avec une largeur intrinsèque plus grande que la résolution instrumentale supposée (Iyudin et al. 1998). Au milieu : image *ROSAT* de la région des Voiles dans les bandes 0.1-2.4 keV. A droite : image *ROSAT* aux énergies supérieures à 1.3 keV, où Vela Junior apparaît clairement (Aschenbach 1998).

Le flux à 1.157 MeV mesuré par COMPTEL de  $(3.8 \pm 0.7) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et la taille apparente de  $2^\circ$  favorisent une distance de 200 pc et un âge de  $\sim 700$  ans, en supposant des valeurs représentatives de la vitesse d'expansion de  $5000 \text{ km s}^{-1}$  et du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  de  $5 \times 10^{-5} M_\odot$  (Iyudin et al. 1998). Aschenbach et al. (1999) ont alors soulevé la question de l'aspect historique de la supernova, puisqu'il n'existe aucune preuve écrite relatant un possible évènement de ce genre : à cette distance, n'importe quelle supernova de magnitude absolue habituelle aurait été au moins aussi brillante que Vénus. Avec une déclinaison de  $-46^\circ$ , les astronomes de l'époque situés dans l'hémisphère nord ( $\sim +35^\circ$  pour l'Asie du sud-est) pouvaient observer l'évènement de mars à décembre, à  $11^\circ$  au-dessus de l'horizon. Même dans le cas extrême d'une supernova sous-lumineuse ( $M_V = -11.5$ ), c'est-à-dire avec une magnitude visuelle apparente proche de 0, l'apparition d'une étoile nouvelle aurait dû attirer l'attention. Les auteurs notent cependant que les écrits des astronomes de l'Asie du sud-est relatant des manifestations célestes restent encore

aujourd'hui incomplets sur plusieurs plages de temps (773-814, 1245-1264, 1277-1293, etc.), ce qui pourrait ainsi expliquer la non-observation de l'explosion à l'origine de Vela Junior.

Chen et Gehrels (1999) et Aschenbach et al. (1999) ont étudié plus en détail les implications des observations ROSAT et COMPTEL. La détection de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV nous renseigne sur l'âge du vestige (noté  $t_{\text{COMPTEL}}$ ), connaissant sa distance et la masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$ , tandis que les observations X permettent de mesurer sa taille apparente  $\theta$ , et donc là aussi l'âge du vestige (noté  $t_{\text{ROSAT}}$ ), connaissant la vitesse moyenne d'expansion du vestige au cours de son évolution  $\langle v \rangle$ , et sa distance. Ces deux approches sont résumées par les relations simples suivantes :

$$t_{\text{COMPTEL}} = \tau_{44} \times \ln \left( \frac{0.724 \times Y_{44}}{\tau_{44} F_{44} d^2} \right) \quad (9.1)$$

$$t_{\text{ROSAT}} = \frac{\theta d}{\langle v \rangle} \quad (9.2)$$

En adoptant un temps de vie du  $^{44}\text{Ti}$   $\tau_{44}$  de 86 ans et connaissant le flux  $F_{44}$  mesuré dans la raie du  $^{44}\text{Ca}$ , les deux seuls paramètres libres sont le taux de production  $Y_{44}$  de  $^{44}\text{Ti}$ , et la vitesse moyenne d'expansion  $\langle v \rangle$ . Le premier est donné par les modèles de nucléosynthèse explosive présentés au paragraphe 3.1.2, le deuxième est estimé à partir de la température du plasma d'environ 2.5 keV. En supposant un équilibre d'ionisation entre électrons et ions, la vitesse actuelle du choc est donnée par :

$$v_c = \left( \frac{16kT}{3m_H} \right)^{1/2} = 1300 \times \left( \frac{kT}{2.5 \text{ keV}} \right)^{1/2} \text{ km s}^{-1} \quad (9.3)$$

pour un facteur de compression au niveau du choc principal de 4. Cette valeur doit cependant être considérée comme une limite inférieure, car la condition d'équilibre d'ionisation n'est pas atteinte dans la plupart des vestiges de supernova jeunes et la température des ions, reflétant la vitesse du choc, est généralement plus grande que celle des électrons. De plus, la vitesse moyenne de l'expansion au cours de l'évolution du vestige est logiquement plus grande que cette estimation, typiquement  $\langle v \rangle / v_c \sim 2.5$ , d'après la description de Sedov d'une expansion purement adiabatique dans un milieu ambiant uniforme. Chen et Gehrels (1999) et Aschenbach et al. (1999) ont ainsi pris en compte des vitesses entre 2 et  $10 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ . Comme souligné à plusieurs reprises, la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée dépend d'un grand nombre de paramètres liés aux mécanismes fins de l'explosion et peut varier suivant les modèles de  $10^{-6}$  à près de  $10^{-2} M_{\odot}$ . La figure 9.3 présente le diagramme âges-distance pour différentes valeurs de  $Y_{44}$  et  $\langle v_c \rangle$ . A partir des observations ROSAT et COMPTEL, il est clair que Vela Junior est un vestige de supernova jeune ( $< 1000$  ans) et proche ( $< 500 \text{ pc}$ ). En supposant des valeurs raisonnables de  $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$

éjecté et une vitesse moyenne d'expansion de  $5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$ , Vela Junior serait donc âgé de  $\sim 700$  ans et se situerait à 200 pc (Aschenbach et al. 1999).

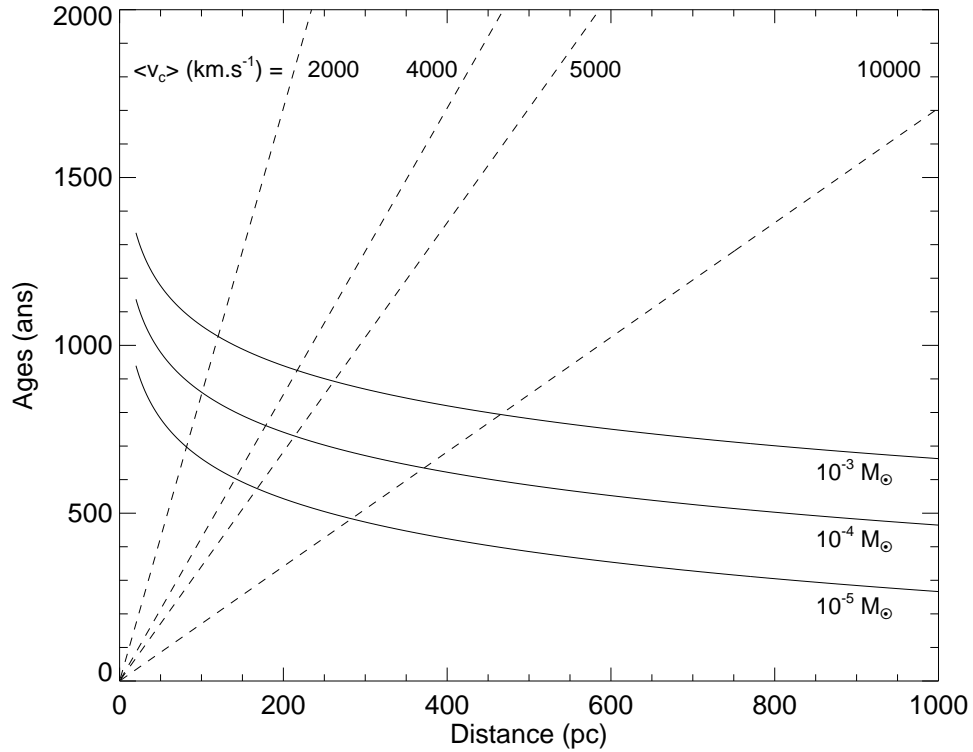


Figure 9.3 Diagramme âges-distance de Vela Junior à partir des observations ROSAT et COMPTEL pour différentes valeurs de la vitesse moyenne d'expansion et de la masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  (adapté de Chen et Gehrels 1999).

La nature du progéniteur reste néanmoins inconnue : une supernova de type Ia (c'est-à-dire avec une vitesse d'expansion importante  $\sim 10^4 \text{ km s}^{-1}$  et une masse des éjecta  $\sim 1 M_{\odot}$ ) ne peut se distinguer d'une supernova gravitationnelle sur la base des arguments précédents ni même à partir de considérations énergétiques (Aschenbach et al. 1999). Cependant, COMPTEL mit en évidence la présence d'aluminium 26 dans la région des Voiles à hauteur  $\sim 3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , sous la forme d'une émission étendue centrée sur  $\ell = 267.4^{\circ}$ ,  $b = -0.7^{\circ}$  (Diehl et al. 1995). En utilisant les deux flux observés dans les raies du  $^{44}\text{Ca}$  et  $^{26}\text{Al}$ , avec  $\tau_{44} \ll \tau_{26} \sim 1.07 \times 10^6$  ans, il devient possible d'estimer l'âge de Vela Junior :

$$t_{\text{Al,Ti}} = \tau_{44} \times \ln(Y_{44}/Y_{26} \cdot 26/44 \cdot \tau_{26}/\tau_{44} \cdot F_{26}/F_{44}) \quad (9.4)$$

Cette relation a cela de remarquable qu'elle ne dépend pas de la distance de la source. En admettant que tout l'aluminium 26 détecté provient de Vela Junior et que  $Y_{44}/Y_{26} = 1$ , on détermine un âge de  $\sim 700$  ans, semblable à la valeur déduite des observations conjointes

du  $^{44}\text{Ca}$  et l'émission X supposée thermique du vestige. Aschenbach et al. (1999) et Chen et Gehrels (1999) favorisent ainsi l'explosion d'une étoile massive à l'origine de Vela Junior, puisque seules les supernovae gravitationnelles peuvent expliquer des rapports entre les taux de production de  $^{26}\text{Al}$  et de  $^{44}\text{Ti}$  proches de l'unité (Woosley et Weaver 1995). Les modèles de supernovae thermonucléaires prédisent un rapport largement supérieur à  $\sim 20$  (Iwamoto et al. 1999), et sont par conséquent rejetés, à moins que Vela Junior ne contribue qu'à hauteur de  $< 1\%$  du flux observé à 1.809 MeV.

Dans l'ensemble, le scénario d'un vestige de supernova gravitationnelle de près  $\sim 700$  ans et à 200 pc est conforté par trois autres observables. La première concerne l'aspect historique de Vela Junior : bien qu'il n'existe aucune trace écrite relatant de l'apparition d'une nouvelle étoile, les pics d'abondances de nitrates mesurés dans les carottes glacières prélevées en Antarctique semblent être corrélés en date avec quelques-unes des supernovae historiques comme Kepler, Tycho et SN 1181. Un quatrième pic clairement visible, et daté de  $\text{AD } 1320 \pm 20$ , pourrait alors être associé à Vela Junior (Burgess et Zuber 2000). La deuxième traite de la nature du progéniteur : les observations *Chandra* ont révélé une source X compacte CXOU J085201.4-461753 située à seulement  $4'$  du centre géométrique du vestige de supernova (Pavlov et al. 2001), coïncidente avec des sources ponctuelles *ASCA* (Slane et al. 2001) et BeppoSAX (Mereghetti et al. 2002), sans aucune contrepartie dans le domaine visible. Il pourrait alors s'agir du résidu compact de l'explosion avec des propriétés semblables à celles de la nouvelle classe émergente des étoiles à neutrons isolées sans contrepartie radio (Kargaltsev et al. 2002), favorisant indirectement le scénario d'une supernova de nature gravitationnelle et donc proche et jeune compte-tenu des contraintes apportées par Chen et Gehrels (1999) et Aschenbach et al. (1999). La troisième observable, si elle s'avère vraie, renforce la détection de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV par COMPTEL: Tsunemi et al. (2000) détectèrent ce qu'on pourrait appeler les prémices d'une raie à  $4.1 \pm 0.2$  keV dans la région brillante au nord-ouest de Vela Junior, supposée provenir du calcium hautement ionisé en surabondance d'un facteur  $\sim 8$ . Si tout ce calcium se trouve sous la forme de  $^{44}\text{Ca}$ , la masse estimée par les auteurs est de l'ordre de  $1.1 \times 10^{-3} M_{\odot}$ . A noter que Redman et al. (2002) ont examiné la possibilité que la nébuleuse dite du crayon (RCW 37), observée dans le domaine visible sous la forme d'une fine structure ondulée, soit le résultat de l'interaction entre le gaz chaud issu de Vela Junior et une partie dense de Vela Senior. Si cette association s'avère vérifiée, les distances de ces vestiges seraient identiques, impliquant alors un âge de Vela Junior de l'ordre de  $\sim 700$  ans.

### 9.1.2 Les autres observables et complications ...

Tout irait bien si de nouvelles observables ne venaient pas se rajouter à la liste exposée précédemment. La première section présente les arguments en défaveur du scénario d'un vestige de supernova très jeune et très proche, la deuxième section présente les dernières observations remettant au goût du jour les estimations initiales de Aschenbach et al. (1999).

#### Les domaines radio, X, et au TeV

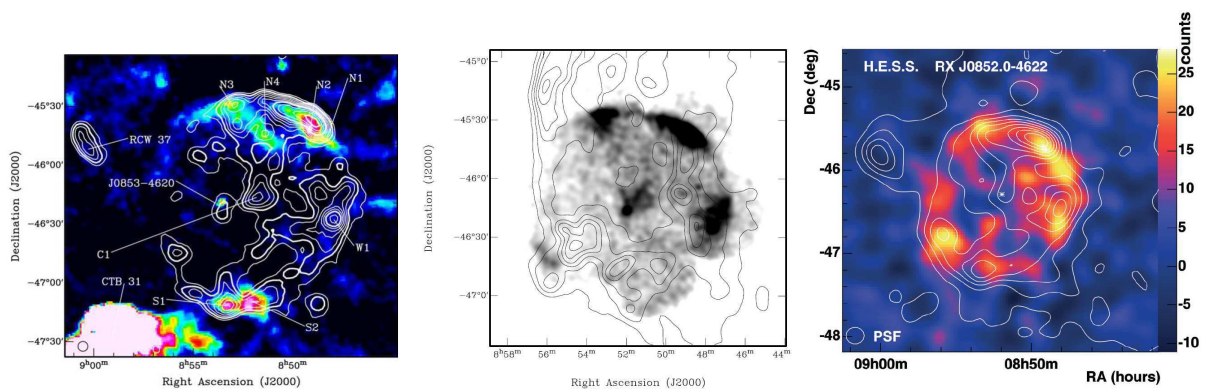


Figure 9.4 Vela Junior observée dans les domaines radio, X, et au TeV. A gauche : image à 4.8 GHz superposée aux contours ROSAT au-delà de 1.3 keV (Stupar et al. 2005). Au milieu : image *ASCA* dans la bande 0.7-10 keV (Slane et al. 1999). A droite : image HESS au-delà de 400 GeV superposée aux contours ROSAT au-delà de 1.3 keV (Aharonian et al. 2005a).

Tout le scénario exposé précédemment (SN II jeune et proche) expliquant la nature de Vela Junior repose sur l'existence d'un plasma chaud ( $\sim 2.5$  keV) et sur la présence de  $^{44}\text{Ti}$ . Les choses se compliquèrent lorsque Slane et al. (2001) présentèrent les résultats des observations *ASCA* du vestige : les spectres des trois points chauds détectés le long de la coquille (figure 9.4, au milieu) sont purement non-thermiques, et sont bien ajustés par des lois de puissance d'indices  $\sim 2.6$ , remarquablement proches des valeurs obtenues pour G347.3-0.5 (Slane et al. 1999) et SN 1006 (Koyama et al. 1995), deux vestiges dont le rayonnement synchrotron d'électrons au TeV comme source d'émission X est avérée. Les limites supérieures de l'émission thermique de l'ensemble du vestige sont certes difficiles à obtenir à cause de la contribution forte et variable de Vela Senior dans le domaine des rayons X de basse énergie. Mais dans ce cas, l'évolution du vestige à partir des observations ROSAT (par exemple, la vitesse actuelle du choc) n'est que très faiblement contrainte. L'âge et ainsi la distance de Vela Junior sont donc peut-être à revoir, et



les premières estimations ne reposent plus que sur la réalité de la raie à 1.157 MeV et donc sur la présence de  $^{44}\text{Ti}$  dans le vestige. De plus, la densité de colonne obtenue par Slane et al. (2001) est près de trois fois plus grande que la valeur typique de Vela Senior, suggérant alors une distance de 1-2 kpc, aux abords du complexe moléculaire de Vela et de la région de formation d'étoiles associée. Le fort rapport entre les émissions non-thermique et thermique du vestige suggère une faible densité ambiante, favorisant un scénario d'explosion d'une étoile massive dans une cavité due à des vents stellaires. Cependant, comme le montre la figure 9.3, une distance de 1-2 kpc est alors difficilement conciliable avec la mesure du flux de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  par COMPTEL, puisque même pour des taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  élevés ( $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ ) la distance ne peut dépasser 500-600 pc. Notons qu'avec les données *ASCA*, Slane et al. (2001), contrairement à Tsunemi et al. (2000), ne détectèrent pas de raie à 4.1 keV. Viennent se rajouter à cela les résultats de la ré-analyse des données COMPTEL par Iyudin (1999) et Schönfelder et al. (2000) qui décelèrent une forte dépendance de la significativité de la détection à 1.157 MeV de Vela Junior, contrairement à celle de Cas A, vis-à-vis des choix de sélection des événements Compton, variant alors de 2 à 5  $\sigma$ . Plus que jamais, des mesures indépendantes des raies issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  sont donc nécessaires.

Les observations radio de Vela Junior entre 0.8 et 4.8 GHz (Combi et al. 1999 ; Duncan et Green 2000 ; Stupar et al. 2005) révélèrent une émission en coquille concordant avec l'émission X vue par ROSAT (figure 9.4, à gauche). En plus de confirmer son aspect non-thermique, Duncan et Green (2000) ont par ailleurs estimé le flux à 1.4 GHz de l'ensemble du vestige à  $47 \pm 12$  Jy (pour un indice spectral de  $-0.4 \pm 0.15$ ), correspondant à une brillance de surface  $\Sigma$  de  $(6.1 \pm 1.5) \times 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . Cette valeur place Vela Junior parmi les 20 % de vestiges de supernova galactiques les moins brillants catalogués par Green (2005). Les auteurs notent par ailleurs que la coquille radio très incomplète et l'indice spectral de -0.4 (à comparer à la moyenne de  $\leq -0.6$ ) sont deux autres arguments difficilement réconciliables avec l'idée d'une supernova jeune, et donc proche ! La figure 9.5 présente le diagramme  $\Sigma - D$  (diamètre effectif, en pc) avec la position des vestiges de supernova galactiques pour lesquels la distance est raisonnablement bien connue, dont les vestiges de supernova historiques. Clairement, une distance de 1 kpc est favorisée, même si cette relation comporte intrinsèquement de forts biais observationnels. Plus récemment, Vela Junior fut observée dans le domaine des  $\gamma$  de haute énergie : la région nord-ouest, la plus brillante en radio et en X, fut marginalement détectée par CANGAROO-II (Katagiri et al. 2005) puis l'ensemble du vestige fut cartographié de manière détaillée par HESS (figure 9.4 à droite, Aharonian et al. 2005a). Comme dans les domaines radio et X, la coquille est clairement visible et le spectre de l'ensemble du vestige entre 500 GeV et 15 TeV suit une loi de puissance d'indice  $\sim 2.1 \pm 0.2$ . L'origine de cette émission n'est pas clairement identifiée, bien que le scénario Compton inverse sur des photons du fond diffus

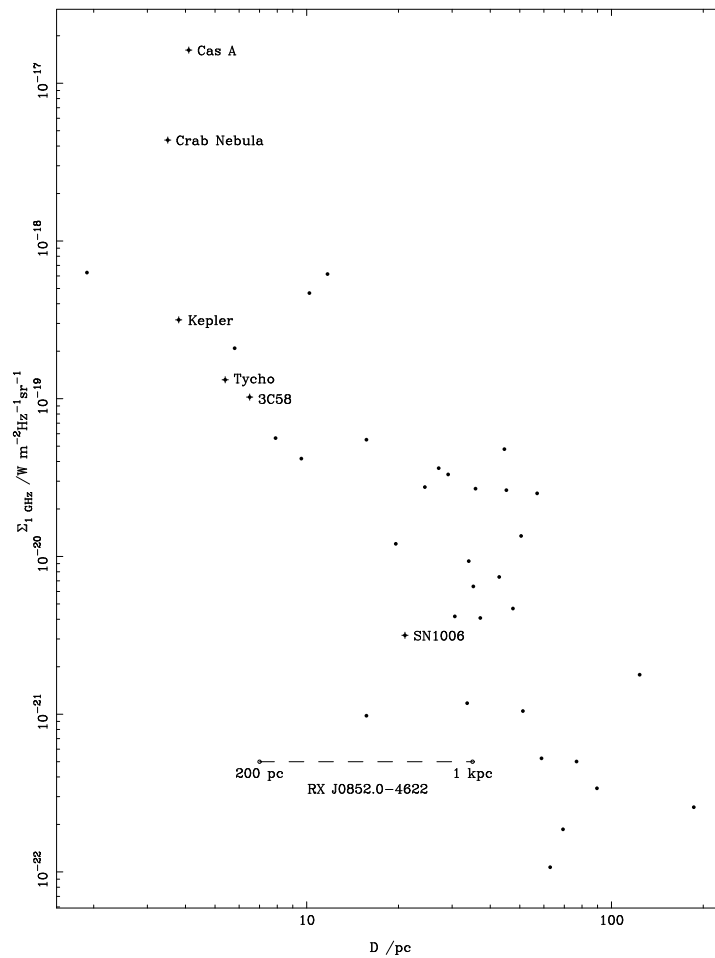


Figure 9.5 Relation  $\Sigma$ -D des vestiges de supernova. Une distance de Vela Junior de 1 kpc est favorisée. (Duncan et Green 2000).

cosmologique, dans le cas d'un champ magnétique nettement plus élevé que les valeurs typiques du milieu interstellaire, ne paraît pas être en mesure d'expliquer le flux observé au TeV.

### Les filaments non-thermiques et la raie à 4.4 keV

Récemment, à partir d'observations *XMM-Newton*, Iyudin et al. (2005) ont confirmé la présence d'une raie à 4.45 keV le long de la coquille de Vela Junior, au niveau des points chauds situés au nord-ouest, ouest et sud. Les auteurs suggèrent que cette raie (ou ces raies, non résolues par *XMM-Newton*), provenant de l'émission de titane et scandium excités par des collisions atome/ion et ion/ion à grandes vitesses, confirment, d'une part le flux de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 keV détectée par Iyudin et al. (1998), et d'autre part sa largeur intrinsèque de l'ordre de 71 keV, plus grande que la résolution instrumentale ( $\sim 45$  keV) et impliquant une vitesse des éjecta de  $\sim 1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . Il existerait par ailleurs

une autre implication dans ce scénario : des vitesses si élevées ne sont attendues que dans le cas très hypothétique des supernovae de type sub-Chandrasekhar (Woosley et Weaver 1994), mais dans ce cas, il ne doit pas exister de résidu compact, et il resterait donc à expliquer la source ponctuelle détectée dans le domaine des rayons X. Et, de fait, Reynoso et al. (2006) ont récemment proposé que cette source, détectée par *ASCA*, *BeppoSAX* et *Chandra*, soit en fait associée à une nébuleuse planétaire (Wray 16-30), observée en radio sous la forme d'une source étendue à spectre thermique. Par conséquent, la détection de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  par COMPTEL, la présence d'une raie à 4.4 keV, et l'infirmité de l'existence d'un résidu compact au centre du vestige, seraient tous les trois des arguments en faveur d'un vestige de supernova très jeune et proche, comme l'ont suggéré Aschenbach et al. (1999).

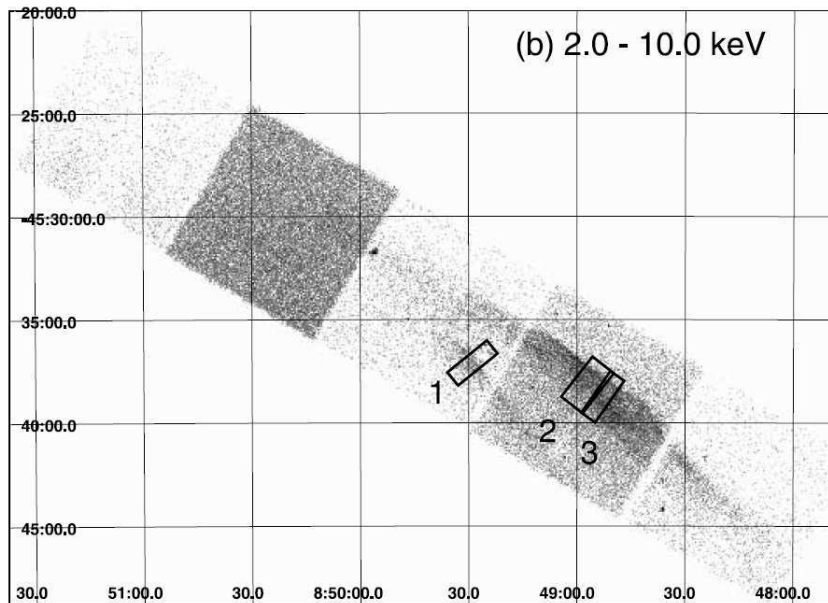


Figure 9.6 Filaments non-thermiques de la région nord-ouest de Vela Junior observés par *Chandra* dans la bande 0.5-10 keV (Bamba et al. 2005).

Un autre argument en faveur de ce scénario est la détection de filaments non-thermiques avec *Chandra* dans la région nord-ouest du vestige (Pannuti et al. 2005 ; Bamba et al. 2005), présentés à la figure 9.6. La présence de ces filaments paraît être chose habituelle dans les jeunes vestiges de supernova, et nous l'avons déjà mentionné dans les cas de Cas A et Tycho. Bamba et al. (2005) ont étudié de manière systématique les filaments observés par *Chandra* dans quatre jeunes vestiges, et ont trouvé une relation, quelque peu *ex nihilo*, entre la fonction notée B et l'âge de ces vestiges telle que :

$$B \equiv \frac{\nu_{\text{roll}}}{w_d^2} = C \times t_{\text{age}}^\alpha \quad (9.5)$$

où  $\nu_{roll}$  est la fréquence de coupure synchrotron à l'énergie maximale des électrons accélérés (Reynolds et Keohane 1999),  $w_d$  est la largeur des filaments en aval du choc,  $C$  et  $\alpha$  représentent les valeurs ajustées de la loi de puissance. A partir de cette relation, en admettant une largeur moyenne de  $\sim 50''$  et une fréquence de coupure de  $\sim 0.3$  keV, couplée aux équations habituelles de l'évolution hydrodynamique d'un vestige de supernova (Truelove et McKee 1999), les auteurs ont ainsi pu contraindre l'âge et la distance de Vela Junior à respectivement  $\sim 660$  (420 - 1400) ans et 0.33 (0.26 - 0.5) kpc, et cela presque indépendamment des paramètres tels que l'énergie de l'explosion, la densité du milieu ambiant, ou bien la masse des éjecta, c'est-à-dire du type de la supernova (voir la figure 5 de l'article de Bamba et al. 2005) !<sup>1</sup> Pour rajouter à la complexité concernant la nature de Vela Junior, Wang et Chevalier (2002) ont même proposé qu'il s'agisse en fait d'un ensemble de condensations d'éjecta issus de Vela Senior lui-même et non d'un vestige de supernova différent et particulier !

## 9.2 Résultats

### 9.2.1 Analyse des données

*INTEGRAL* a observé la région des Voiles au cours des trois premières années, avec pour objectif d'étudier d'une part les sources particulières telles que Vela X-1, le pulsar de Vela et autres, et d'autre part l'émission des raies de décroissance de l'aluminium 26 détecté par COMPTEL et du <sup>44</sup>Ti en provenance de Vela Junior. Nous nous concentrons ici sur les données IBIS/ISGRI de ce vestige de supernova, et le lecteur est renvoyé à l'article de von Kienlin et al. (2004) pour y trouver les résultats préliminaires obtenus avec SPI. Un résumé des observations est présenté à la table 9.1.

Rev	Début (UT)	Fin (UT)	Durée (ks)	Type
0081-0088	2003-06-12T20:35:35	2003-07-06T07:13:39	1150	CP
0137-0141	2003-11-27T08:05:52	2003-12-11T19:24:37	870	CP
0373-0383	2005-11-04T01:53:35	2005-12-04T05:59:06	1500	AO-3
0046-0395	2003-03-28T20:01:33	2006-01-07T06:55:20	400	GPS

Tableau 9.1 Table des observations de la région des Voiles (CP = temps garanti, AO = temps ouvert).

<sup>1</sup>Dans cette situation, notons que les valeurs acceptables de  $E_{max}$  et  $B_d$ , pour une distance de 300 pc, sont de respectivement 3 TeV et 500  $\mu$ G. Cette dernière valeur est un peu plus élevée en moyenne que celles obtenues par Parizot et al. (2006) dans le cas des vestiges de supernova historiques.

De même que pour Cas A et Tycho, un regard sur le contexte de chaque fenêtre d'observation en termes de taux de comptages des différents indicateurs du fond instrumental est nécessaire avant de se lancer dans l'analyse à proprement parler des données. Une première sélection a donc porté sur les taux de comptage de ISGRI au-delà de 500 keV (fond interne), du VETO, des protons au-delà de 20 MeV donnés par IREM, et de Vela X-1. Cette source très brillante à basse énergie ( $< 50$  keV) entre parfois en éruption, avec des flux pouvant atteindre plusieurs fois celui de la nébuleuse du Crabe (Staubert et al. 2004 ; Kretschmar et al. 2004), comme le montre la figure 9.7. Les deux pics principaux observés sur les taux de comptage du VETO et des protons sont dûs à des sursauts d'activité solaire (1245-1265 et 1432 IJD). Les autres pics secondaires sont principalement dûs à l'augmentation de l'irradiation en entrée ou en sortie des ceintures de radiation. Les fenêtres d'observation sélectionnées sont indiquées en rouge, telles que ISGRI (au-delà de 500 keV)  $< 45$  s $^{-1}$ , VETO  $< 3500$  s $^{-1}$ , protons (au-delà de 20 MeV)  $< 2$  s $^{-1}$  et Vela X-1 (dans la bande 18-30 keV)  $< 50$  s $^{-1}$ .

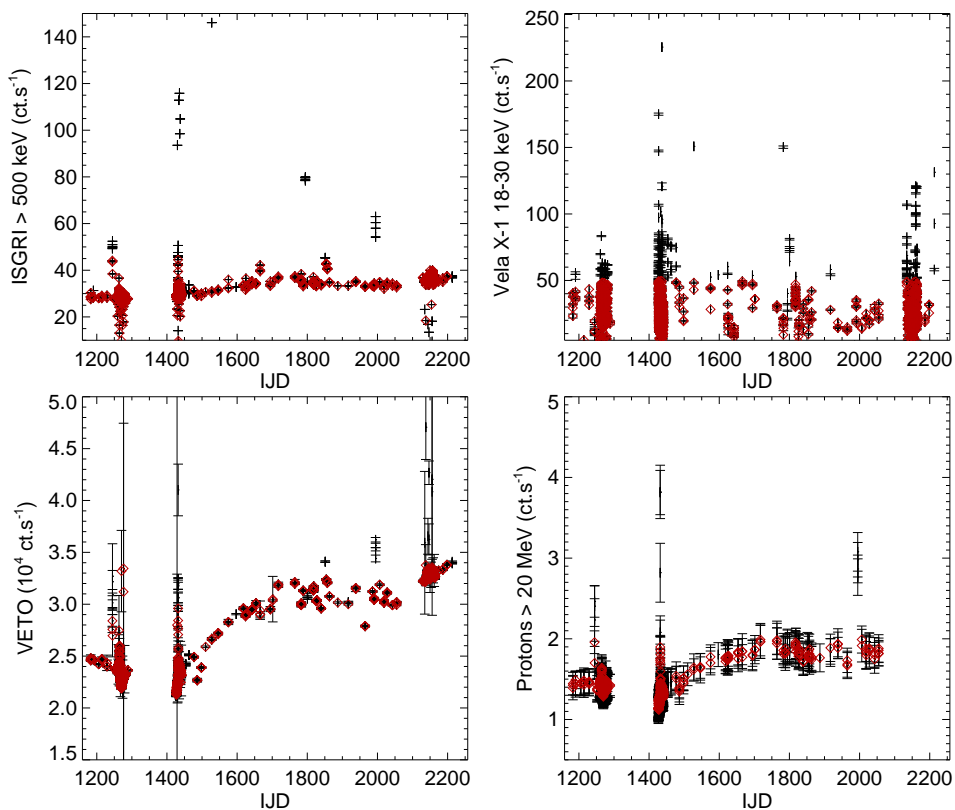


Figure 9.7 Evolution des taux de comptage des différents indicateurs de propreté des données de Vela Junior.

Concernant l'étude des raies du  $^{44}\text{Sc}$  avec IBIS/ISGRI, de la même manière que pour Cas A et Tycho, il est important de vérifier la position des raies instrumentales pour chaque fenêtre d'observation avant de produire des mosaïques d'images reconstruites du

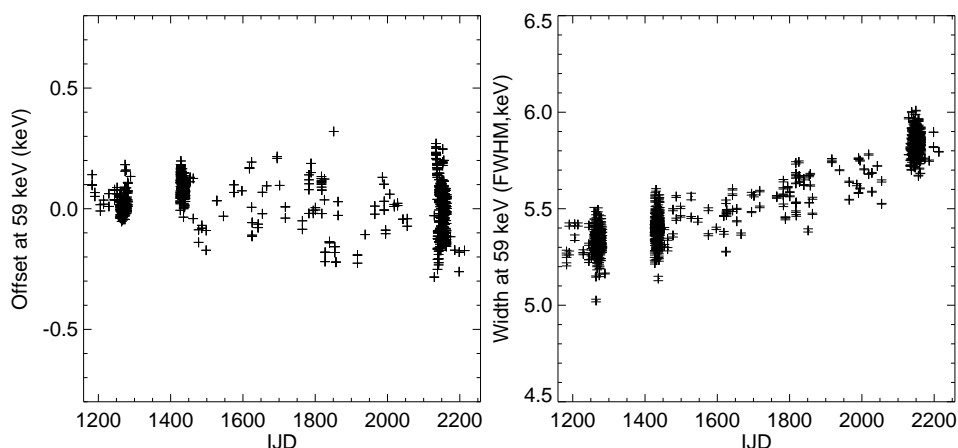


Figure 9.8 Evolution de la position (à gauche) et largeur (à droite) de la raie  $K_{\alpha}$  du tungstène à 58.8 keV des données de Vela Junior.

ciel et/ou des spectres des sources détectées dans le champ de vue. Sur la figure 9.8, on note que la variation de l'écart à la position de la raie  $K_{\alpha}$  du tungstène ( $\sim 58.8$  keV) est très faible ( $\sim 0.1$  keV de dispersion) et la dégradation de la résolution spectrale résulte de l'irradiation des détecteurs au cours du temps. L'analyse des données sélectionnées (près de 1500 pointés, soit  $3 \times 10^6$  s d'observation de Vela Junior) a été menée avec la chaîne de traitement présentée au paragraphe 7.1, et l'imagerie des cubes de données à l'aide du traitement standard, dans cinq bandes en énergie : 18-30, 30-50 et 50-100 keV, pour étudier l'émission continue non-thermique des points chauds *ASCA*, et 65-71 et 75-82 keV, pour détecter les raies à 67.9 et 78.4 keV du  $^{44}\text{Sc}$ . Après avoir construit les mosaïques des images individuelles, nous avons appliqué la méthode de correction du second ordre des images reconstruites du ciel exposée au paragraphe 7.3.2, dans les bandes correspondantes aux deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Une comparaison en terme de bruit dans l'image (c'est-à-dire la largeur de la distribution des valeurs de la significativité) entre les mosaïques avant et après l'application de cette méthode est présentée à la figure 9.9, où le bruit dans les images corrigées des défauts systématiques restants par cette méthode apparaît comme nettement diminué.

## 9.2.2 Vela Junior

Concentrons nous à présent sur Vela Junior, à partir des images obtenues dans les bandes liées à l'émission non-thermique des points chauds *ASCA*, et dans celles correspondantes aux raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV. L'image IBIS/ISGRI dans la bande 18-30 keV et l'image combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  sont présentées à la figure 9.10, toutes deux superposées aux contours *ASCA* de Vela Junior dans la bande 0.7-10 keV. Aucun réel excès ponctuel significatif dans les  $2^{\circ}$  de taille apparente du vestige n'a été

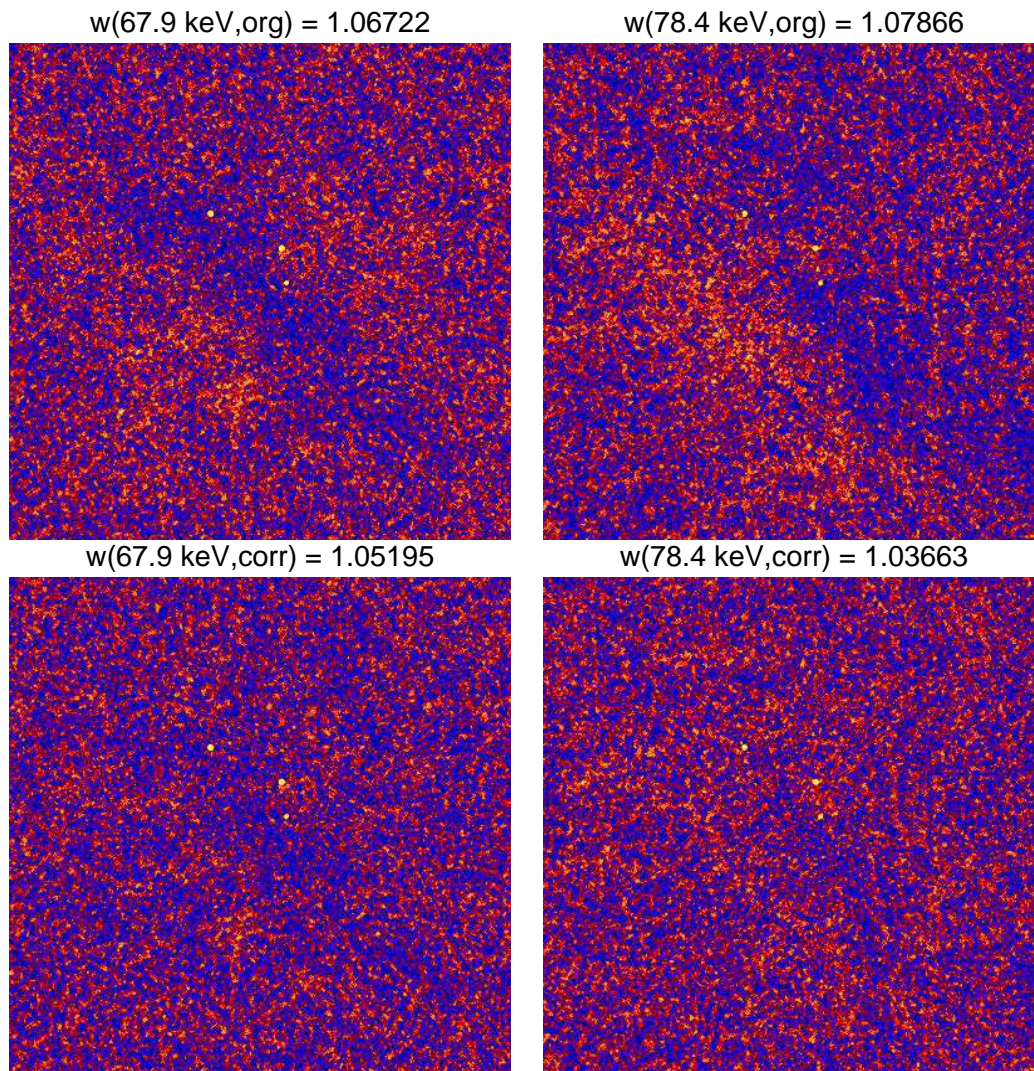


Figure 9.9 Images IBIS/ISGRI de la région des Voiles avec (en bas) et sans (en haut) corrections du second ordre dans les bandes 65-71 keV (à gauche) et 75-82 keV (à droite).  $w$  correspond au bruit calculé dans les images.

détection, aussi bien dans le continu non-thermique que dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Cependant, sur de telles échelles spatiales, Vela Junior peut apparaître comme une source étendue pour IBIS/ISGRI, et l'application de la méthode d'imagerie présentée au paragraphe 7.5 s'avère nécessaire.

### Les raies du $^{44}\text{Sc}$

Concernant les raies du  $^{44}\text{Sc}$ , la sensibilité atteinte par IBIS/ISGRI à  $3\sigma$  pour une source ponctuelle et combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  supposées fines est de  $9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  en moyenne sur les deux degrés du diamètre apparent de Vela Junior.

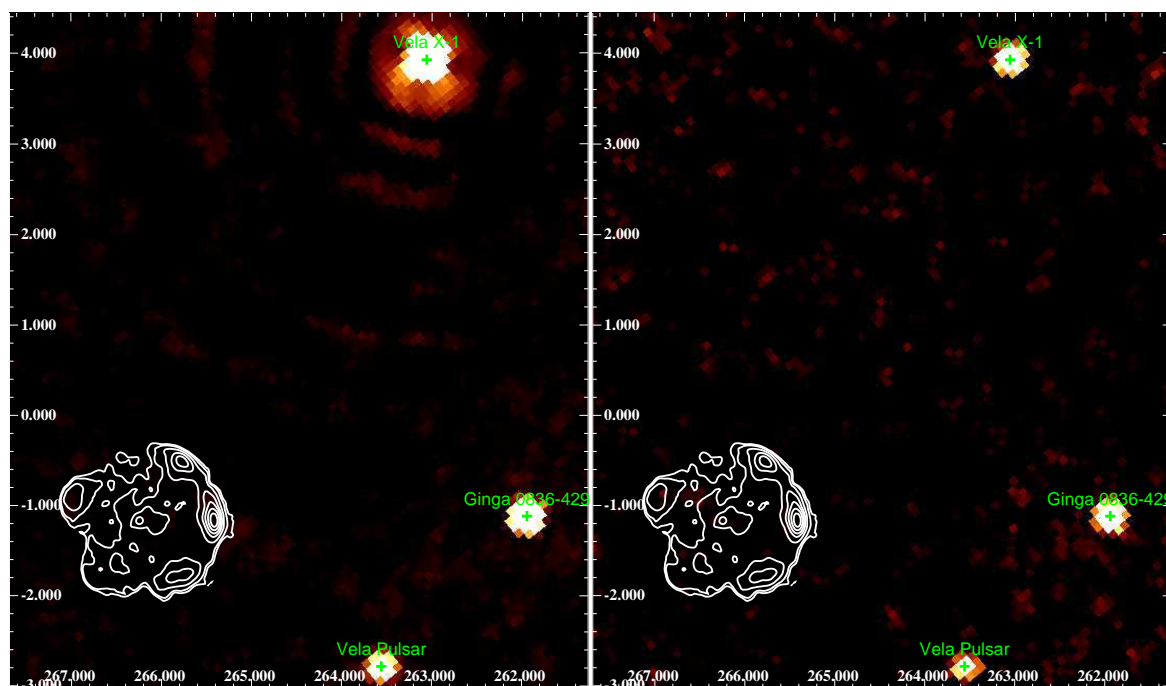


Figure 9.10 Cartes IBIS/ISGRI en coordonnées galactiques de Vela Junior dans la bande 18-30 keV (à gauche) et image combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  (à droite), toutes deux superposées aux contours *ASCA* dans la bande 0.7-10 keV (Bamba et al. 2005).

Nous avons alors suivi deux approches possibles, en supposant comme réelle la détection par COMPTEL de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV, avec un flux de  $3.8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , mesuré par Iyudin et al. (2005)<sup>2</sup> : la première revient à ne supposer aucune géométrie ni vitesse propre particulières de la région émissive dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$ , la deuxième suit le scénario de Iyudin et al. (2005) dans lequel tout le  $^{44}\text{Ti}$  se trouverait dans la coquille, principalement dans les points chauds, avec une vitesse de  $1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . Notons que nous aurions dû détecter n'importe quelle source ponctuelle dans les  $2^\circ$  de taille de Vela Junior à plus de  $13 \sigma$ . D'ors et déjà, un scénario impliquant jusqu'à quatre sources ponctuelles de  $^{44}\text{Ti}$ , en négligeant la possibilité d'un effet Doppler sur les raies, est exclu par ces observations.

Dans la première approche, les cartes en intensité ( $I = f/A$ , voir paragraphe 7.5) nous permettent d'estimer le flux global d'une source étendue, et l'erreur associée est calculée suivant l'expression 7.11. Comme pour l'amas de Coma, nous avons tracé le profil radial du flux en sommant les intensités suivant deux géométries simples : une coquille d'épaisseur non résolue ( $\leq 8'$ ) et un disque, tout deux uniformes. Les résultats sont présentés à la figure 9.11 : dans les deux cas, aucun excès significatif n'est présent et l'évolution de la

<sup>2</sup>En supposant un flux deux fois plus faible obtenu par des méthodes de traitement des données COMPTEL différentes (Schönfelder et al. 2000), Vela Junior ne peut alors pas être considérée comme significativement détectée dans la raie du  $^{44}\text{Ca}$ .



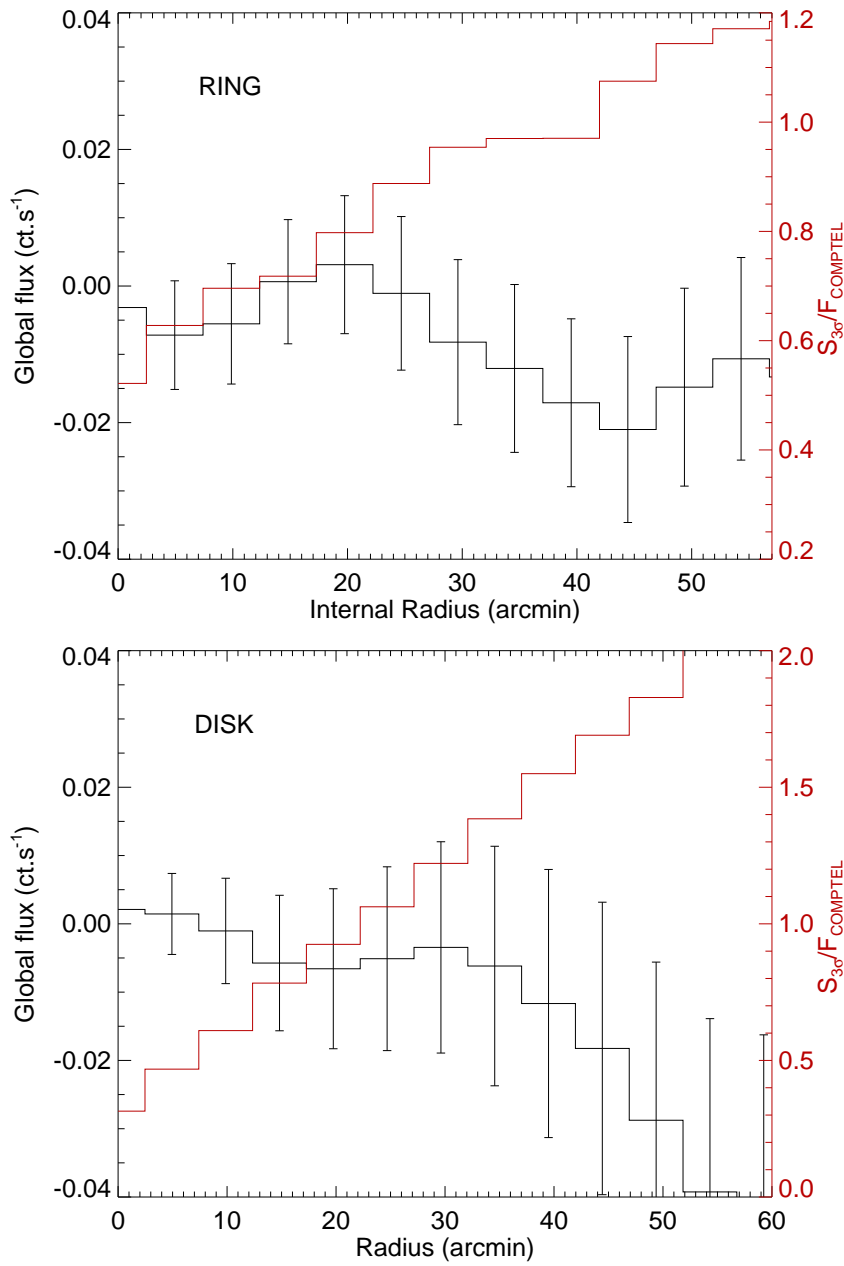


Figure 9.11 Profils radiaux du flux dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  de Vela Junior dans le cas d'un anneau uniforme de  $10'$  d'épaisseur (en haut) et dans le cas d'un disque uniforme (en bas). Les courbes en rouge représentent l'évolution du rapport entre la sensibilité à  $3\sigma$  de IBIS/ISGRI et le flux COMPTEL de la raie à  $1.157\text{ MeV}$ . Tous les morphologies pour lesquelles ce rapport est inférieur à 1 sont exclues à plus de  $3\sigma$ .

sensibilité à  $3\sigma$  de IBIS/ISGRI, en tenant compte de l'étendue de la source, en rapport au flux mesuré par COMPTEL est représentée par les courbes en rouge. La sensibilité à une source étendue est le nombre de SPSF contenues dans sa taille apparente, variant en  $\sqrt{R}$  dans le cas d'un anneau et en  $R$  dans le cas d'un disque. Ces courbes permettent

donc d'exclure toutes les morphologies de type coquille jusqu'à des rayons internes de  $\sim 45'$ , soit très proche de l'extension maximale du vestige observée en radio ( $\sim 1^\circ$ ), et toutes les morphologies de type disque jusqu'à près de  $30'$  de rayon apparent.

Dans la deuxième approche, nous suivons le scénario proposé par Iyudin et al. (2005) à partir de la détection d'une raie à 4.45 keV dans les spectres *XMM-Newton*. Cette raie est supposée provenir du titane et/ou scandium excités par collisions, dans lequel le  $^{44}\text{Ti}$  se situerait principalement dans les régions de forte émission X au nord-ouest (NW), ouest (W) et sud (S), avec des vitesses compatibles avec la mesure de la largeur de la raie à 1.157 MeV, soit  $\sim 1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$ . D'après la table 4 de leur article, la région NW contribue à hauteur de 50 % du flux total de la raie à 4.45 keV et donc de celles issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ , et les régions W et S à hauteur de 25 % chacune. Deux effets sont dans ce cas à prendre en compte : l'étendue spatiale des trois points chauds et l'élargissement Doppler. La dégradation de la sensibilité de IBIS/ISGRI due à leur taille apparente est donnée par la courbe 7.11, et vaut  $\sim 30 \%$  pour des rayons de  $\sim 10'$  (Slane et al. 2001). Une estimation de la dégradation de la sensibilité dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  due aux vitesses importantes des éjecta de  $^{44}\text{Ti}$  peut s'écrire :

$$\frac{S_{(v=0)}}{S_{(v)}} = \left( \frac{\Delta E_{instr}}{\sqrt{\Delta E_{instr}^2 + 4v^2 E^2/c^2}} \right)^{1/2} \quad (9.6)$$

où S désigne la sensibilité dans les raies. Nous l'estimons à  $\sim 20 \%$  ( $S_{(v)}/S_{(v=0)} = 1.2$ ), pour  $\Delta E/E = 9 \%$  à 70-80 keV (FWHM) et  $v = c/20$ . Dans ce scénario, la sensibilité de IBIS/ISGRI combinée dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  est alors dégradée de près d'un facteur 2.

Régions dans Vela Junior	NW	W	S
Flux attendu	1.9	0.95	0.95
Limite supérieure de détection à $3 \sigma$	1.8	1.9	1.9

Tableau 9.2 Flux attendus d'après Iyudin et al. (2005) et limites supérieures de détection IBIS/ISGRI (en unités de  $10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  pour les trois régions discrètes d'émission X observées par *ASCA* et *XMM-Newton* le long de la coquille de Vela Junior.

En tenant compte de ces divers effets (étendue spatiale des régions émissives et élargissement Doppler), le scénario de Iyudin et al. (2005) est très fortement contraint par les limites supérieures de détection présentées au tableau 9.2 : un flux à hauteur de 50 % du flux total mesuré par COMPTEL dans la région NW est exclu à plus de  $3 \sigma$ , et à hauteur de 25 % dans les deux autres régions W et S à  $1.5 \sigma$ , ce qui implique que le scénario,

dans sa globalité, est exclu à  $3.7 \sigma$  ! Force est de constater que la présence de  $^{44}\text{Ti}$  dans Vela Junior est plus que douteuse. Notons par ailleurs qu'une vitesse de  $1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$  déduite de l'élargissement de la raie à 1.157 MeV détectée par COMPTEL est à prendre comme une limite supérieure, n'étant pas exclu une dégradation de la résolution spectrale de l'instrument au cours de la mission (Iyudin et al. 1998). Dans pratiquement tous les cas de morphologies émissives et de vitesses des éjecta, IBIS/ISGRI aurait dû détecter la présence des raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV. Si la détection par COMPTEL est donc rejetée, les contraintes apportées par Chen et Gehrels (1999) et Aschenbach et al. (1999) sur l'âge et la distance de Vela Junior (700 ans et 200 pc), principalement déduites de cette mesure (figure 9.3), sont par conséquent relâchées.

### L'émission continue non-thermique

Comme mentionné précédemment, aucun excès réellement significatif n'a été détecté dans les bandes 18-30, 30-50, et 50-100 keV en provenance des points chauds *ASCA*, mis à part un excès à  $\sim 3 \sigma$  au niveau de la région NW, la plus brillante en X. Nous nous focalisons à présent uniquement sur cette région, pour laquelle il existe des mesures allant du domaine radio (Combi et al. 1999) au domaine des hautes énergies (Aharonian et al. 2005a). De même qu'au paragraphe précédent, nous avons analysé deux possibilités sur l'étendue de ce point chaud : dans le premier cas, la région NW apparaît comme ponctuelle pour IBIS/ISGRI, et dans le deuxième comme une source étendue de  $10'$  de rayon apparent, comme mesuré par *ASCA* (Slane et al. 2001). La figure 9.12 présente son spectre large-bande avec les limites supérieures de détection IBIS/ISGRI respectives dans les trois bandes en énergie. Remarquons que nos limites supérieures de détection dans le cas d'une source ponctuelle sont très proches de l'extrapolation du spectre mesuré par *ASCA* dans la bande 0.5-10 keV. Une étude plus approfondie visant à ajuster un spectre de type synchrotron aux données obtenues dans les domaines radio (PMN), X (*ASCA*) et des  $\gamma$  mous (IBIS/ISGRI) est en cours. Ce travail devrait aboutir sur une estimation plus contraignante de la fréquence de coupure synchrotron, autour du keV, et par conséquent du champ magnétique, en supposant l'énergie maximale des électrons accélérés dans ce vestige (ou vice-et-versa). Sous quelques hypothèses réalistes, il sera alors possible de déterminer les contributions relatives de l'émission Compton inverse et de la décroissance du  $\pi^0$  pour expliquer le spectre observé par HESS dans le domaine du TeV.

Aharonian et al. (2005a) ont apporté des premières estimations sur les contributions relatives de ces différents processus. Les auteurs ont mesuré un flux total de Vela Junior  $w_\gamma$  de l'ordre de  $7 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  entre 1 et 10 TeV, très proche de celui mesuré par *ASCA* dans la bande 0.5-10 keV  $w_X \sim 10^{-10} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Si l'émission au TeV est entièrement due au processus Compton inverse entre le fond diffus cosmologique et les mêmes électrons rayonnant par synchrotron dans le domaine des X, le rapport des flux

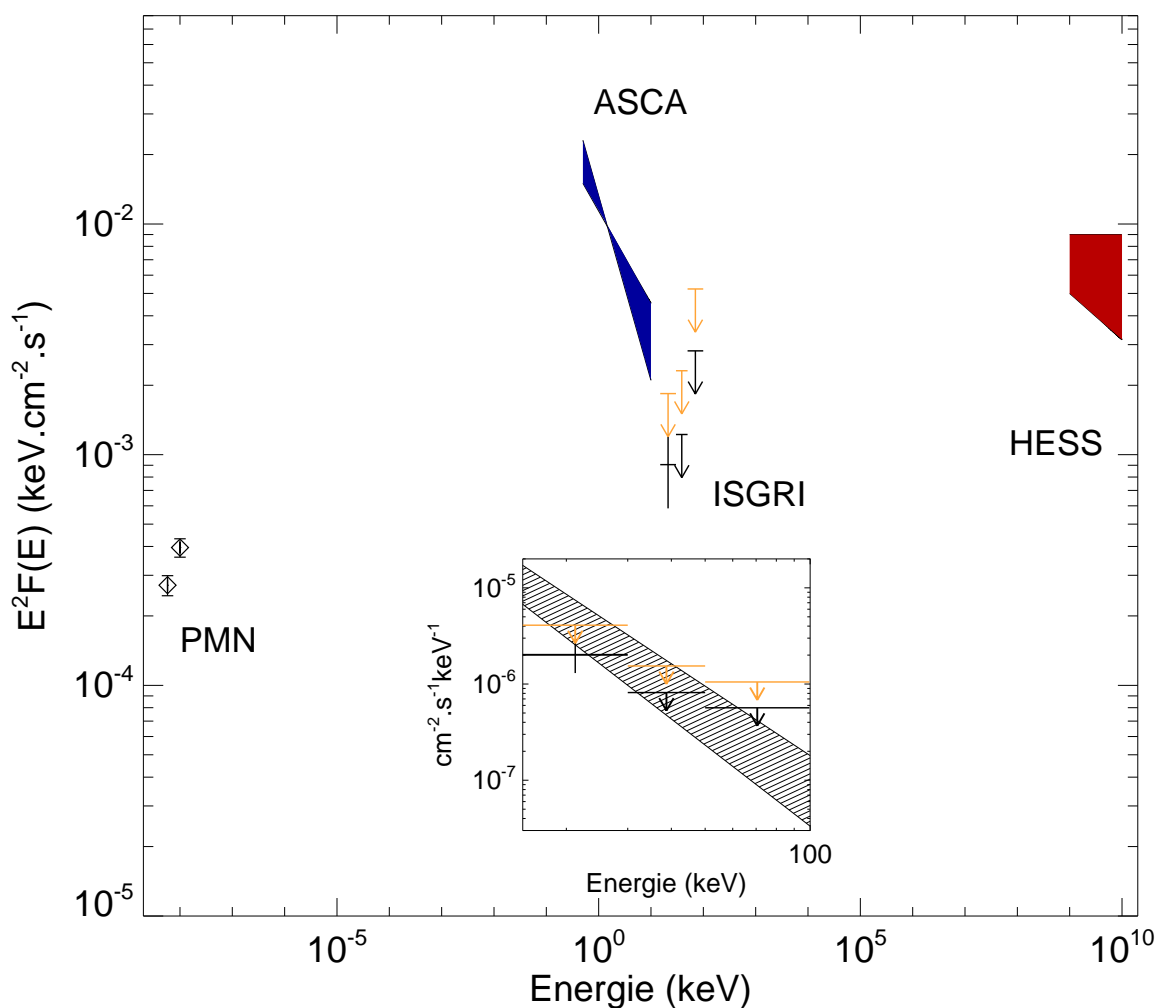


Figure 9.12 Spectre SED *Spectral Energy Distribution* de la région nord-ouest de Vela Junior, avec les observations dans les domaines radio (Combi et al. 1999), X (Slane et al. 2001), et au TeV (Aharonian et al. 2005a). Dans le dernier domaine d'énergie, l'indice spectral est supposé identique à celui du spectre global du vestige, la région nord-ouest contribuant à hauteur de 50 %. Les mesures IBIS/ISGRI dans les cas d'une source ponctuelle et étendue sont données en noir et orange respectivement.

n'est dépendant que du champ magnétique (Aharonian et al. 1997), via :

$$\frac{w_\gamma}{w_X} \simeq 0.1\xi \left( \frac{B}{10 \mu\text{G}} \right)^{-2} \quad (9.7)$$

où  $\xi$  définit le rapport entre les tailles émissives en synchrotron et en Compton inverse. D'un autre côté, l'étude des filaments non-thermiques détectés dans la région nord-ouest du vestige permit à Bamba et al. (2005) d'estimer le champ magnétique en aval du choc à  $\sim 500 \mu\text{G}$  pour une distance de 300 pc et une énergie maximale des électrons accélérés de  $\sim 3 \text{ TeV}$ . Dans ce cas-là, et en supposant  $\xi \sim 1$ , le flux prédit intégré au TeV dû à

l'émission Compton inverse sur le fond diffus est bien inférieur à celui mesuré. La détection de Vela Junior dans ce domaine d'énergie s'expliquerait alors par l'interaction des protons accélérés sur le milieu environnant, sous la forme de la décroissance du  $\pi^0$  : Aharonian et al. (2005a) ont estimé une énergie dans les protons accélérés de l'ordre de  $10^{49} \times (d/200 \text{ pc})^2 \times (n/1 \text{ cm}^{-3})^{-1}$ , soit quelques pourcents pour une énergie totale canonique de  $10^{51}$  erg et une distance de 200 pc. Clairement, de plus grandes distances, comme celles proposées par Slane et al. (2001) ( $\sim 1\text{-}2$  kpc), nécessiteraient des conversions d'énergie dans l'accélération des protons de quelques dizaines de pourcents.

## Partie IV

# Recherche de jeunes vestiges galactiques



# Chapitre 10

## Le problème des supernovae manquantes ... cachées ?

Ce chapitre présente le problème général des supernovae galactiques dites manquantes. Celles-ci ont très probablement eu lieu dans des régions très opaques au rayonnement visible, à cause du fort obscurcissement dû à la poussière dans le plan galactique. Je présente ici une étude menée sur la détectabilité des supernovae dans le domaine visible et discute les implications obtenues sur la fréquence des explosions dans notre Galaxie.

### 10.1 Introduction

Le manque apparent de supernovae dans les catalogues actuels tient à deux constats observationnels :

- D'une part, seulement 231 vestiges ont été recensés dans la Galaxie, principalement grâce aux observations dans le domaine radio, avec les balayages Effelsberg à 2.7 GHz et MOST à 843 MHz, ainsi que ceux menés avec le VLA (Green 2005). La figure 10.1 présente la distribution galactique de ces vestiges de supernova, dont les dimensions apparentes sont respectées, ainsi que la position des vestiges de supernova historiques. Pourtant, en supposant qu'un vestige se distingue du milieu interstellaire environnant pendant près de  $10^4$  ans, et que la fréquence d'explosion est voisine de quelques-unes par siècle, plus d'un millier aurait dû être détecté. Green (2004) note alors deux biais observationnels principaux : les vestiges à faible brillance de surface et/ou de petite taille apparente sont difficilement distinguables. Pour illustrer le premier de ces deux effets de sélection, il est intéressant de constater que les vestiges les plus brillants observés dans le domaine radio se situent aux plus faibles latitudes, là où l'émission galactique radio est la plus intense et où la confusion avec les régions HII est la plus importante (figure 5 de Green 2004).



Le deuxième effet de sélection se comprend simplement par le fait qu'un vestige de faible diamètre apparent (autour de 1 à 2') ne sera pas résolu par les télescopes tels que Effelsberg (résolution angulaire  $\sim 4.3'$ ) et MOST, pourtant de bien meilleure résolution spatiale ( $\sim 0.7'$ ). Les sources de petit diamètre ne seront donc pas classées comme vestiges de supernova potentiels : sans information spectrale dans le domaine radio, une source ponctuelle peut très bien être d'origine extragalactique. En fait, la distribution des tailles apparentes des vestiges détectés dans le domaine radio présente un maximum autour de 10' (figure 6 de Green 2004).

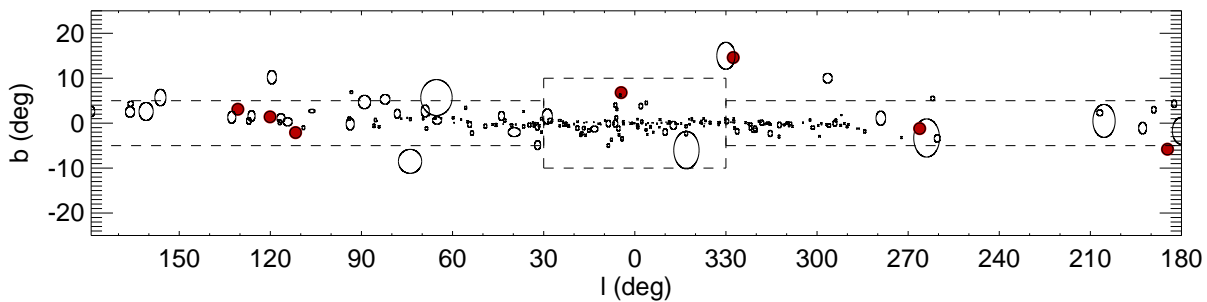


Figure 10.1 Distribution des supernovae galactiques, d'après le catalogue actuel de Green (2005). Les dimensions des 231 vestiges sont respectées, exceptées celles des supernovae historiques marquées en rouge (en incluant Vela Junior).

- D'autre part, depuis la supernova de Kepler (AD 1604), soit près de 400 ans, aucune explosion n'a été observée dans le domaine visible, si l'on considère que l'explosion progénitrice de Cas A n'a pas été détectée par Flamsteed à la fin du dix-septième siècle. En supposant une fréquence de deux supernovae par siècle, la probabilité pour qu'il n'y en ait eu effectivement aucune pendant cet intervalle de temps est de l'ordre de  $3 \times 10^{-4}$ . Ce simple constat suggère que la plupart des explosions stellaires, et principalement les supernovae gravitationnelles issues des étoiles massives, doivent se produire dans le plan galactique, dans des sites opaques au rayonnement visible. La Galaxie étant observée par la tranche depuis la Terre, il est naturel d'invoquer l'obscurcissement dû à la traversée d'une quantité importante de poussières : à titre d'exemple, le rayonnement en provenance d'une supernova située au voisinage du centre galactique sera atténué de près de trente magnitudes ! Le manque de vestiges de faible taille angulaire, c'est-à-dire les vestiges jeunes mais distants, est particulièrement prononcé quand on considère les vestiges de supernova historiques. Ces derniers sont relativement proches et par conséquent ne correspondent qu'à une faible fraction du disque galactique. Plusieurs vestiges jeunes mais distants sont donc attendus et ne sont toujours pas référencés dans les catalogues actuels à cause des biais observationnels discutés précédemment.

## 10.2 Visibilité des supernovae

Nous pouvons alors nous poser la question suivante : la non-observation de supernovae dans le domaine visible depuis 400 ans dissimule-t-elle un problème, par comparaison aux estimations portant sur la fréquence des explosions dans la Galaxie ? autrement dit, l'observation de seulement cinq supernovae dites historiques (SN 1006, SN 1054, SN 1181, SN 1572 et SN 1604) sur le dernier millénaire est-elle en accord avec les prédictions ? Il est possible de répondre à ces questions, ou tout du moins d'apporter des éléments de réponse par des arguments statistiques. Pour cela, il suffirait de connaître la distribution spatiale des supernovae, leur distribution en magnitude absolue (ou luminosité), et ce qui s'avère être le plus important, l'absorption interstellaire en tout point de la Galaxie. Ainsi, la fréquence des explosions la plus probable serait celle pour laquelle le nombre de supernovae visibles depuis la Terre est effectivement de cinq sur le dernier millénaire. Je présente dans ce chapitre une étude de ce type, menée à partir de simulations Monte-Carlo, pour tenter de répondre à la question de la visibilité des supernovae galactiques. Ce travail s'inscrit dans la lignée de celui mené récemment par The et al. (2006), mais aussi de ceux effectués par Dawson et Johnson (1994) et Hatano et al. (1997).

### 10.2.1 Description du modèle employé

#### Distributions en type et en magnitude absolue

Nous utilisons ici la fréquence relative par type de supernovae la plus communément admise, déjà mentionnée au chapitre 2.4.2, telle que (Ia : Ib : II) = (0.1 : 0.15 : 0.75). Les magnitudes absolues des supernovae dans la bande B sont distribuées approximativement par des gaussiennes. Pour les valeurs moyennes et les déviations standard correspondantes, nous avons adopté celles données par The et al. (2006), où  $M_B(\text{Ia}) = -19.4 \pm 0.2$ ,  $M_B(\text{Ib}) = -18.2 \pm 0.3$  et  $M_B(\text{II}) = -17.2 \pm 1.2$ , en accord avec les récentes estimations de Richardson et al. (2002). Ces distributions en magnitude absolue sont présentées à la figure 10.2.

#### Distributions spatiales

- supernovae thermonucléaires

La distribution des supernovae de type Ia présente deux composantes : la première correspond à un disque donné en symétrie cylindrique  $(\rho, \theta, z)$  par :

$$n(\rho, z) \propto e^{-|z|/\sigma_z - (\rho - R_\odot)/\rho_h} \quad (10.1)$$

où  $n(\rho, z)$  est la densité,  $R_\odot$  la distance du Soleil au centre galactique (prise dans ce qui suit à 8 kpc, d'après Eisenhauer et al. 2003), et  $\sigma_z = 325$  pc,  $\rho_h = 3.5$  kpc. La deuxième

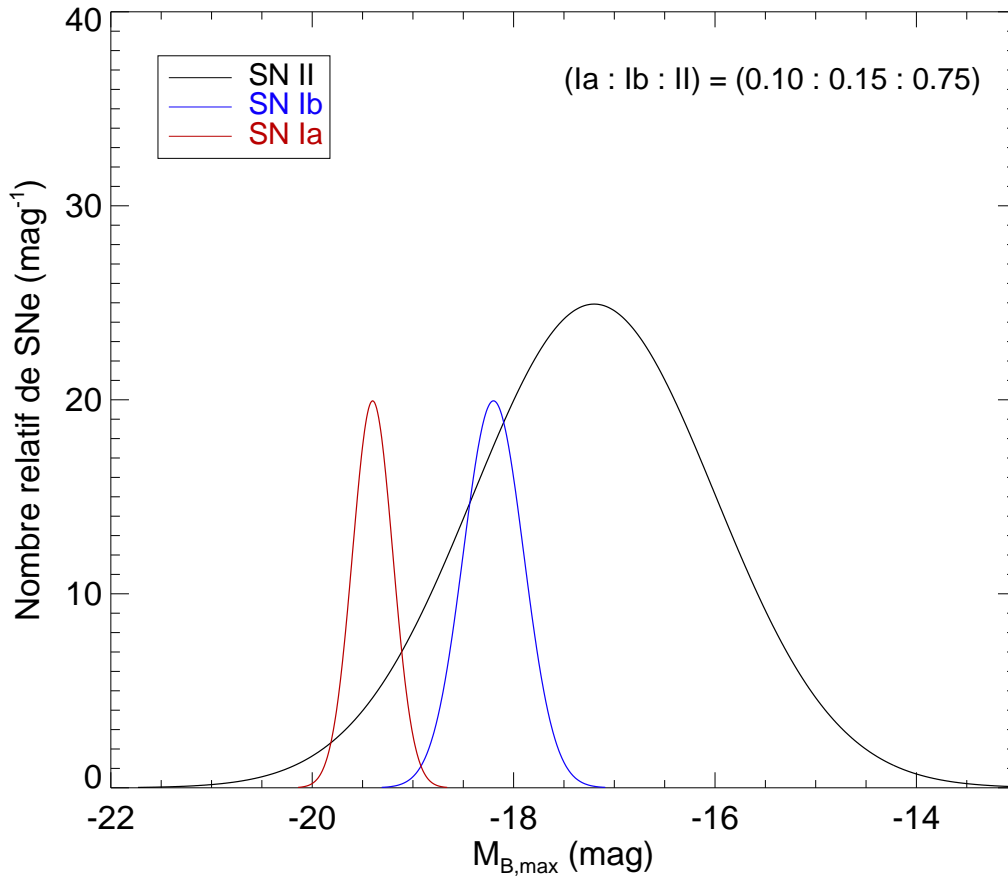


Figure 10.2 Distribution des SNe en magnitude absolue (dans la bande B, au maximum de luminosité), suivant leur type. La fréquence relative de chaque type est donnée par Dawson et Johnson (1994) et Hatano et al. (1997).

composante suit la population du bulbe galactique définie comme suit :

$$n(R) \propto 1.25 \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-6/8} e^{-\alpha \left[ \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{1/4} - 1 \right]} \quad (10.2)$$

pour  $R < 0.03 R_{\odot}$ , sinon :

$$n(R) \propto \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-7/8} e^{-\alpha \left[ \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{1/4} - 1 \right]} \left[ 1 - \beta \left( \frac{R}{R_{\odot}} \right)^{-1/4} \right] \quad (10.3)$$

où  $R$  est la distance au centre galactique (en coordonnées sphériques),  $\alpha = 10.093$  et  $\beta = 0.08669$  (Bahcall et al. 1982). 5/6 des supernovae de type Ia sont distribuées suivant la première composante (disque) et 1/6 suivant la deuxième (bulbe). Ces distributions ont été également utilisées par The et al. (2006).

- supernovae gravitationnelles

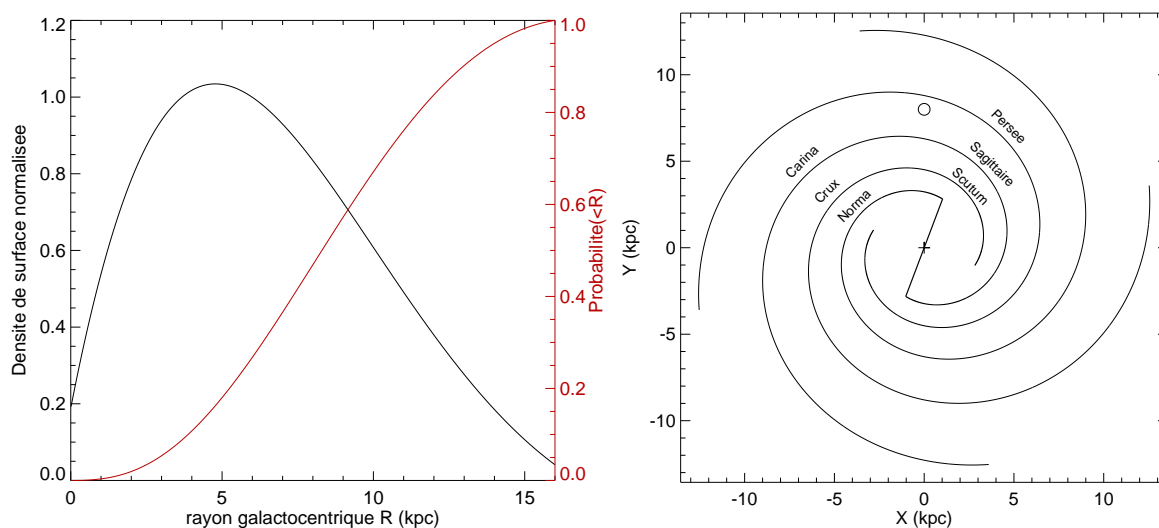


Figure 10.3 Distribution spatiale des supernovae gravitationnelles. A gauche : distribution galactocentrique donnée par Case et Bhattacharya (1998) (en noir) et fonction de répartition associée. A droite : modèle de structure spirale galactique de Vallée (2002). Le Soleil et le centre galactique sont donnés respectivement par le cercle et la croix.

Les supernovae gravitationnelles (types Ib et II), quant à elles, doivent suivre une distribution semblable à celles des étoiles de population I (étoiles massives et jeunes), avec une échelle de hauteur de l'ordre de 100 pc (voir également la figure 10.1). Cependant, connaître leur distribution spatiale dans le plan galactique n'est pas chose facile. Dans cette étude, la principale amélioration en comparaison aux travaux précédents réside dans la prise en compte de la structure spirale de la Galaxie. Nous ne prétendons pas fournir ici un modèle détaillé mais plutôt une approche simple, en tenant compte des caractéristiques principales de la Galaxie. D'une part, nous avons utilisé la distribution galactocentrique des supernovae gravitationnelles donnée par Case et Bhattacharya (1998), et présentée à la figure 10.3 (à gauche), avec la fonction de répartition associée. D'autre part, nous avons employé le modèle de Vallée (2002) basé sur l'utilisation des spirales logarithmiques (voir figure 10.3, à droite), obtenu grâce aux différentes observations de la raie à 21 cm du gaz neutre HI, des raies du CO dans le domaine sub-millimétrique, et des régions HII qui, soit dit en passant, furent le premier révélateur de la structure spirale de la Galaxie (Georgelin et Georgelin 1976). La paramétrisation faite par Vallée (2002) se résume par les trois équations suivantes :

$$x = r \cos \theta ; y = r \sin \theta ; r = r_0 \exp(kz) \quad (10.4)$$

$r$  et  $\theta$  définissent respectivement le rayon galactocentrique et l'angle à l'axe Soleil-centre galactique, donné dans le sens horaire.  $r_0 = 3$  kpc,  $k = \tan(p)$ , où  $p$  représente l'angle

entre l'axe Soleil-centre galactique et la barre centrale ( $= 20^\circ$ ), et  $z = \theta - \theta_0$ , où  $\theta_0$  définit la position de chacun des quatre bras spiraux, décrits par les équations 10.4 et décalés les uns par rapport aux autres de  $90^\circ$ .

A chaque distance galactocentrique tirée aléatoirement suivant Case et Bhattacharya (1998), correspondent quatre points d'intersection avec les différents bras spiraux. Un deuxième tirage aléatoire est alors effectué pour choisir de manière équiprobable l'une de ces quatre positions. L'épaisseur des bras spiraux est prise en compte en supposant une distribution gaussienne bi-dimensionnelle de largeur arbitrairement choisie à 200 pc. Pour chaque position  $(x,y,z)$  déterminée, les coordonnées galactiques  $(\ell,b)$  et la distance  $d$  de la supernova gravitationnelle sont alors calculées.

### Modèle d'extinction interstellaire

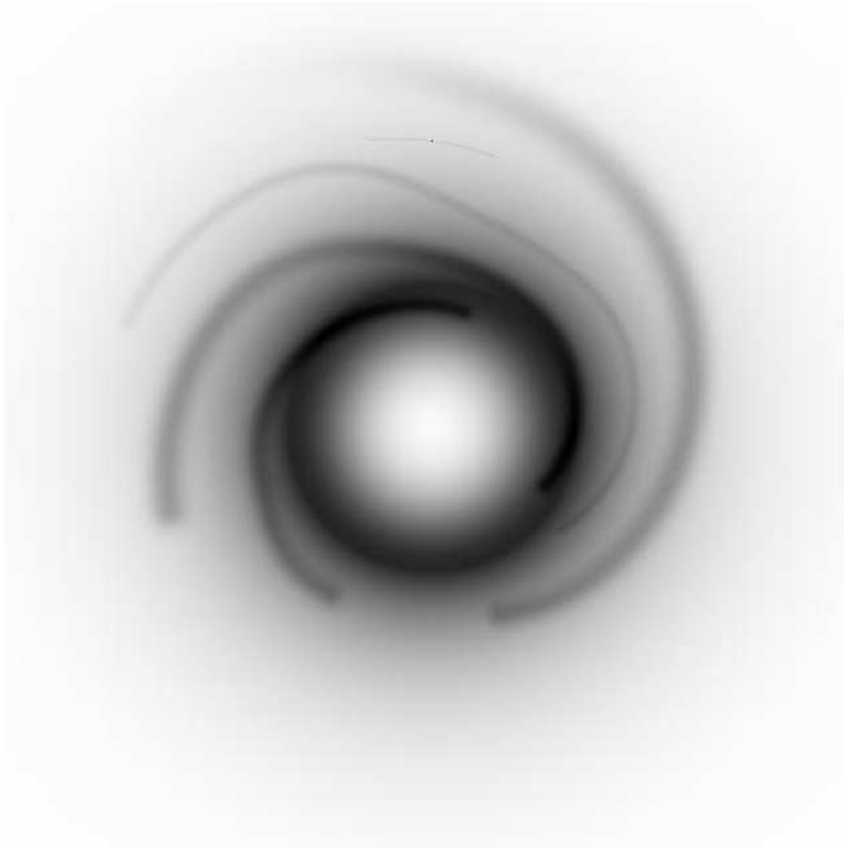


Figure 10.4 Carte en densité de surface de la poussière interstellaire, d'après le modèle de Drimmel et Spergel (2001).

Il reste à présent à connaître l'absorption galactique en chaque position  $(l,b,d)$ , ce qui représente la partie la plus critique de ce type d'étude. The et al. (2006) ont par exemple utilisé le modèle de Hakkila et al. (1997), développé à partir de plusieurs balayages de

la Galaxie dans le domaine visible. Les auteurs ont obtenu des fréquences d'explosion acceptables (en termes de probabilité) de l'ordre de 5 à 6 par siècle et ont soulevé la question de la fiabilité d'un tel modèle. Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes intéressés à un tout autre modèle, développé par Drimmel et Spergel (2001), et comportant trois composantes principales qui décrivent la distribution de la poussière interstellaire : un disque exponentiel ondulé, quatre bras spiraux mis en évidence par les régions III, sensiblement décrits comme Vallée (2002), et le bras local d'Orion. Ce modèle a été ajusté aux cartes de l'émission galactique dans l'infrarouge lointain ( $240 \mu\text{m}$ ) obtenues par l'instrument DIRBE à bord du satellite américain COBE. La figure 10.4 présente la carte en densité de surface résultante.

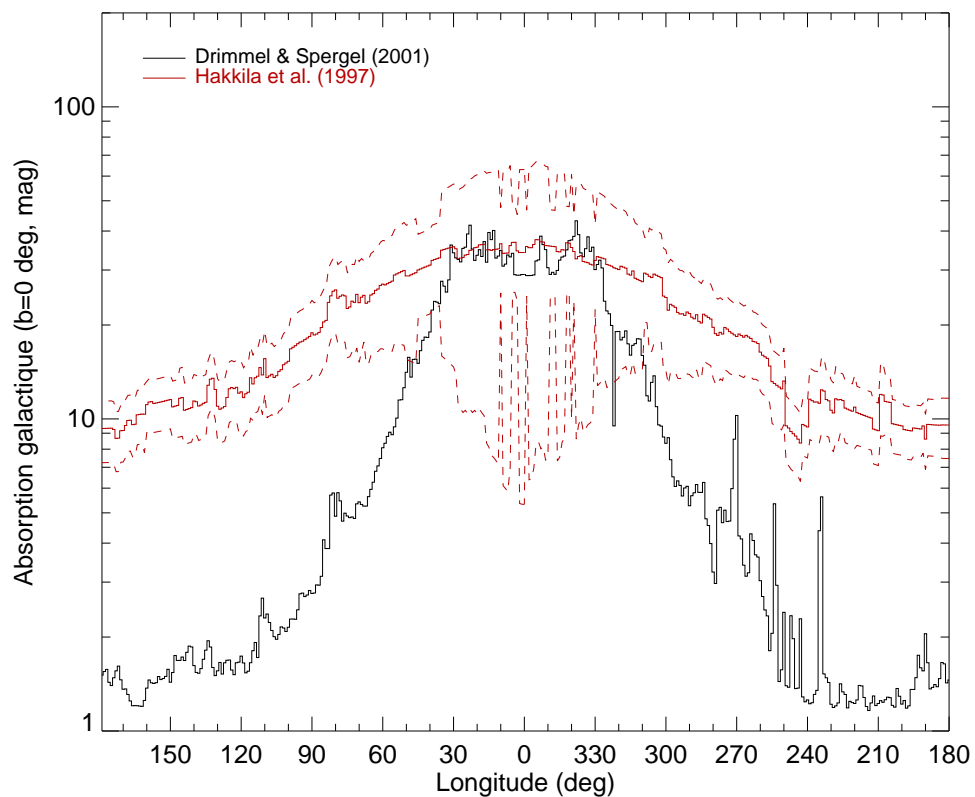


Figure 10.5 Distributions en longitude de l'absorption galactique totale à  $b = 0^\circ$  prédites par Drimmel et Spergel (2001) (en noir) et Hakkila et al. (1997) (en rouge). Les traits fins rouges définissent l'erreur à  $1 \sigma$  sur l'absorption dans le modèle de Hakkila et al. (1997).

A partir de ce modèle, Drimmel et al. (2003) ont développé une méthode pour calculer l'absorption interstellaire  $A_V$  pour chaque triplet  $(\ell, b, d)$  donné. A noter qu'il s'agit là de l'absorption dans la bande V ( $\sim 550 \text{ nm}$ ) et non dans la bande B ( $\sim 450 \text{ nm}$ ), comme c'est le cas pour les magnitudes absolues mentionnées précédemment. Cependant, le rapport  $A_B/A_V$  étant de l'ordre de l'unité ( $\sim 1.3$ , Rieke et Lebofsky 1985), je ne fais pas ici de différence et nomme simplement l'absorption interstellaire A. Avant de présenter les

résultats obtenus, il est intéressant de comparer les deux modèles d'extinction interstellaire de Hakkila et al. (1997) et de Drimmel et Spergel (2001). La figure 10.5 présente les distributions en longitude galactique de l'absorption galactique totale dans le domaine visible donnée par ces deux groupes, pour  $b = 0^\circ$ . Il apparaît des différences très marquées et systématiques, principalement à  $|\ell| > 30^\circ$ , ce qui montre d'ores et déjà à quel point le choix du modèle d'extinction galactique dans ce type d'étude est critique.

## 10.2.2 Résultats

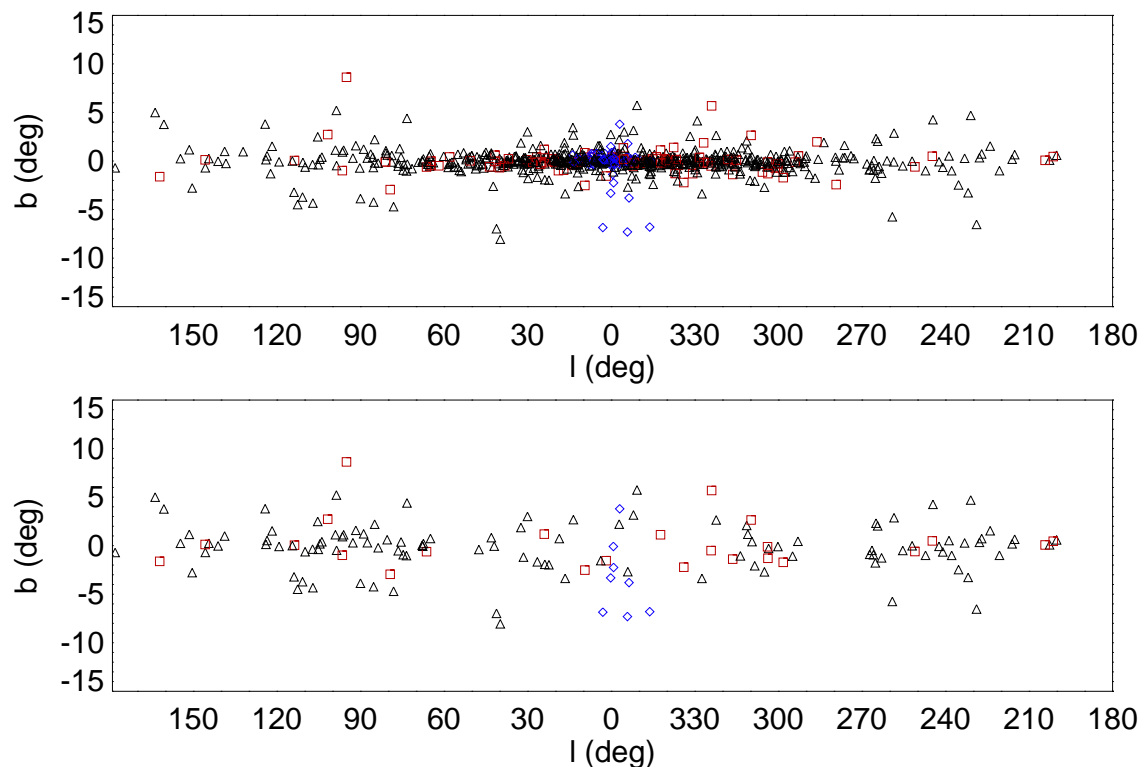


Figure 10.6 Cartes en coordonnées galactiques de la distribution simulée des supernovae. Les explosions de type Ia, Ib et II sont représentées respectivement par les losanges, carrés et triangles. En haut : carte de toutes les supernovae, de tout type, et de toute magnitude. En bas : carte des explosions dénommées visibles ( $m < 0$ ).

Mentionnons à présent quelques considérations techniques liés à ce modèle de simulation Monte-Carlo de supernovae dans le domaine visible. Le seul paramètre libre, celui que l'on cherche à contraindre, est la fréquence des supernovae, ce qui revient à un nombre moyen d'explosions au cours du dernier millénaire. Ce nombre est tiré aléatoirement suivant une loi de Poisson, et chaque supernova est décrite par un ensemble de paramètres : le type, la magnitude absolue  $B$ , la position dans la Galaxie ( $\ell, b, d$ ), et enfin l'absorption  $A$  donnée par Drimmel et al. (2003), comme décrit au paragraphe précédent. La fréquence

des explosions varie entre 0.5 et 4.5 par siècle, pour tenir compte de toutes les estimations indépendantes présentées au chapitre 2.4.2. Une supernova est ici considérée comme un évènement qui aurait dû être détecté lorsque sa magnitude apparente au maximum de la courbe de lumière est inférieure à 0 (The et al. 2006). La figure 10.6 présente, à titre illustratif, la distribution des supernovae simulées : la carte du haut montre la répartition de toutes les supernovae, de tout type et de toute magnitude, celle du bas ne présente que celles dites visibles ( $m < 0$ ). On remarque très clairement que la plupart des explosions ayant lieu aux faibles latitudes ne sont pas assez brillantes pour être détectées dans le domaine visible, et l'effet de sélection est d'autant plus grand dans les régions internes de la Galaxie, là où l'obscurcissement est le plus important (figure 10.5).

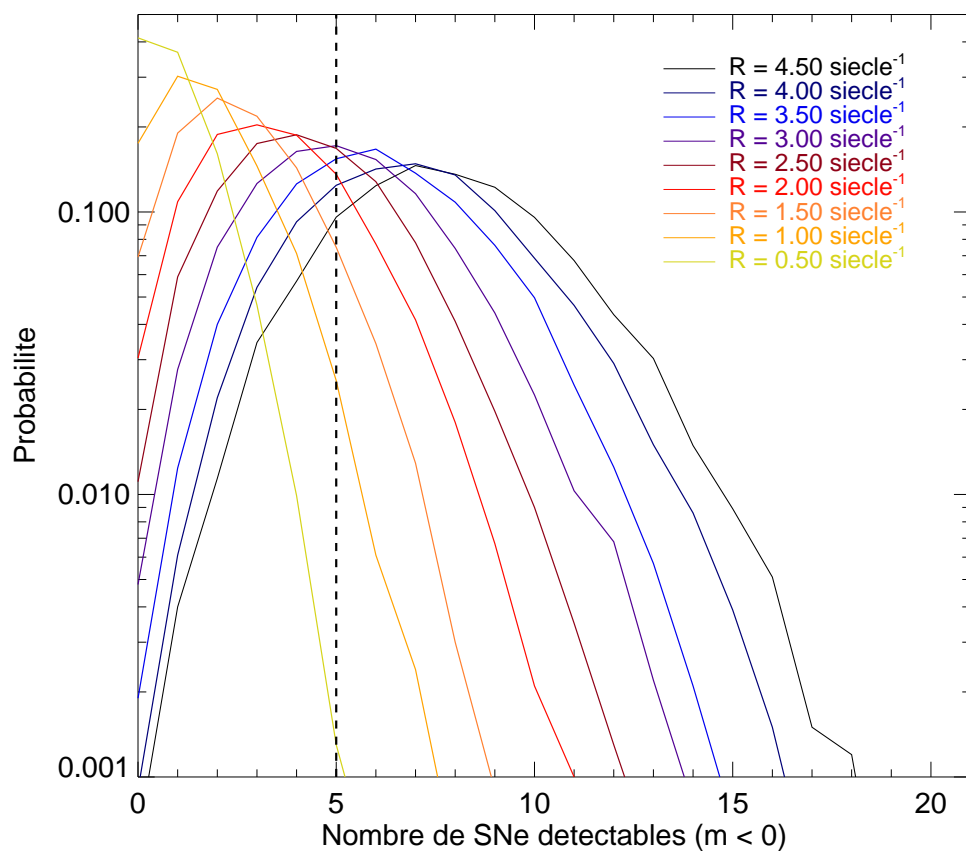


Figure 10.7 Courbes de la probabilité de détecter  $N$  SNe (c'est-à-dire à  $m_V < 0$ ), pour différentes valeurs de la fréquence d'explosion.

Pour chacune des valeurs de la fréquence réelle d'explosions,  $10^4$  galaxies ont été simulées pour obtenir la courbe de la probabilité de détecter  $N$  supernovae, présentée à la figure 10.7. Finalement, à l'issue de ces simulations Monte-Carlo, il suffit de mesurer sur chacune de ces courbes la probabilité d'avoir observé effectivement cinq explosions au cours du dernier millénaire, tracée en fonction de la fréquence réelle des supernovae à la figure 10.8. Les erreurs associées sont données à 68 % de niveau de confiance.



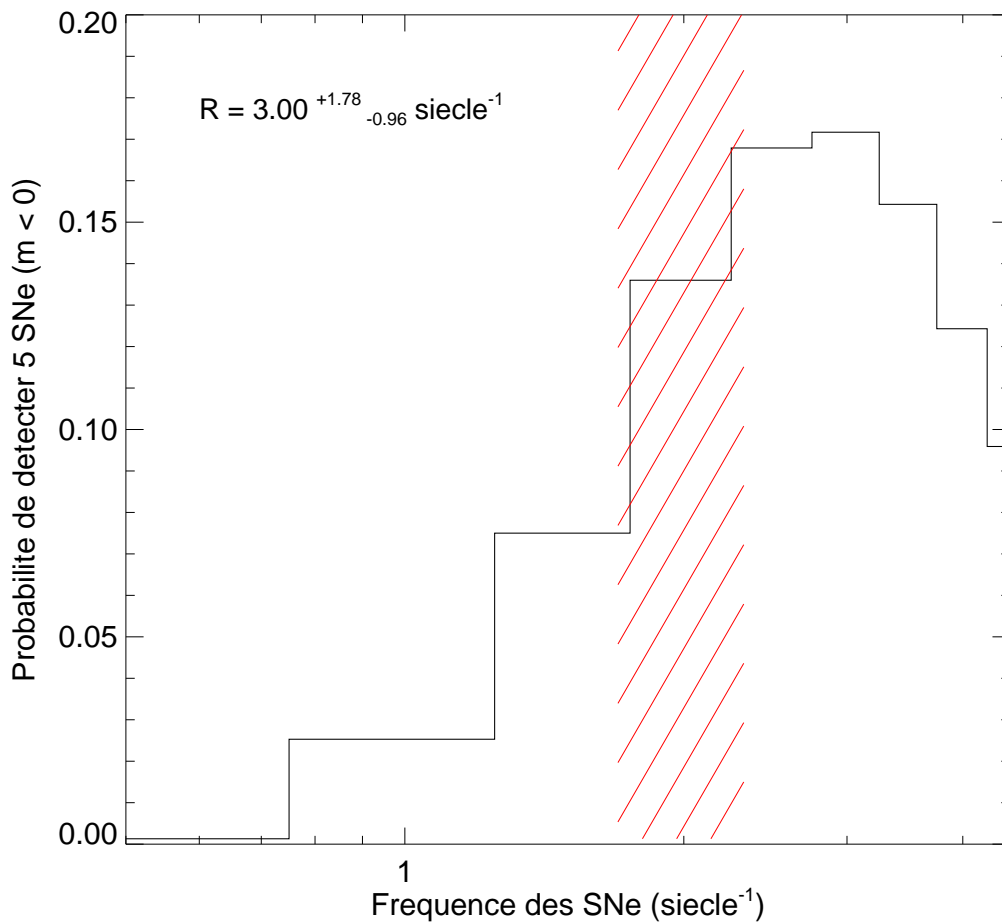


Figure 10.8 Courbe de la probabilité de détecter cinq supernovae au cours du dernier millénaire en fonction de la fréquence d’explosion. La zone hachurée en rouge définit l’intervalle des valeurs acceptables de la fréquence de supernovae dans la Voie Lactée estimée par les différentes méthodes décrites au chapitre 2.4.2.

Pour expliquer ces cinq supernovae historiques, au travers du modèle d’extinction interstellaire de Drimmel et Spergel (2001), et en tenant compte de la structure spirale galactique (Vallée 2002) pour les supernovae gravitationnelles, la fréquence calculée des explosions dans la Galaxie, tout type confondu, est de l’ordre de trois par siècle, en accord avec les estimations indépendantes.

### 10.3 Conclusions

Il est intéressant de constater que ce chiffre de trois supernovae par siècle est bien inférieur à celui obtenu par The et al. (2006), de l’ordre de cinq à six explosions par siècle. Reste à discuter les causes de cette divergence : comme mentionné précédemment, il existe des différences marquées et systématiques dans les absorptions galactiques totales prédites

par les modèles de Hakkila et al. (1997) et Drimmel et Spergel (2001). Le premier est basé sur plusieurs balayages de la Voie Lactée dans le domaine visible, avec par conséquent une fiabilité jusqu'à seulement 5 kpc, distance au-delà de laquelle il n'existait aucune mesure. Le deuxième modèle a quant à lui été développé à partir des cartes de COBE/DIRBE de la poussière à 240  $\mu\text{m}$  et les auteurs lui accordent une fiabilité jusqu'à des distances de près de 8 kpc. Finalement, le premier s'avère certainement plus précis que le deuxième pour des distances inférieures à quelques kpc, mais aussi plus incomplet, avec une surestimation de l'absorption interstellaire à  $|\ell| > 30^\circ$ , pour des études portant sur la Galaxie dans son ensemble comme c'est le cas ici. Cette surestimation est vraisemblablement une des causes majeures de la différence entre la fréquence d'explosion obtenue dans notre étude et celle calculée par The et al. (2006). Notons tout de même que le modèle de Drimmel et Spergel (2001) est lui aussi intrinséquement incomplet, puisqu'il ne se base que sur la quantité de poussière émissive, et donc observée, à 240  $\mu\text{m}$ , alors qu'une part importante de la poussière interstellaire en terme de masse émet à plus grande longueur d'onde ( $\sim 600 \mu\text{m}$  et au-delà), pour laquelle il n'existe malheureusement pas encore de cartographie complète du plan galactique.

L'autre point de divergence avec The et al. (2006) vient très certainement du fait que les auteurs ont calculé la probabilité de détecter non pas cinq mais six supernovae au cours du dernier millénaire, considérant Cas A comme supernova historique, observée par Flamsteed à la fin du dix-septième siècle. Comme nous l'avons décrit au chapitre 8.1, il est très improbable que l'astronome anglais ait été le témoin de l'explosion à l'origine de Cas A, c'est pourquoi nous avons considéré qu'il n'existait que cinq supernovae historiques véritables. Toutes choses égales par ailleurs, en rajoutant une supernova à la liste des historiques, la fréquence réelle d'explosion est naturellement augmentée d'un facteur  $\sim 6/5$ . La distribution spatiale des supernovae gravitationnelles utilisée dans cette étude est aussi différente de celles employées par The et al. (2006) : une gaussienne piquée à 3.7 kpc pour rendre compte de la distribution des électrons libres galactiques et celle présente des pulsars (Taylor et Cordes 1993), ou bien encore un disque exponentiel de 3.5 kpc d'échelle radiale caractéristique, considéré comme le meilleur ajustement à la carte COMPTEL de l'aluminium 26 (Diehl et al. 1995). La volonté première de tenir compte des bras spiraux résulte du désir de distribuer les supernovae gravitationnelles à l'endroit où devrait se situer la majeure partie de la poussière interstellaire, là où l'obscurcissement est important. Par ailleurs, les régions de formation d'étoiles massives se situent principalement dans les bras spiraux tracés par les régions HII. Le modèle exposé ici est certainement beaucoup moins complet que celui de Drimmel et Spergel (2001). A titre d'exemple, nous avons arbitrairement choisi une épaisseur caractéristique des bras spiraux dans le plan galactique de 200 pc, tandis que Drimmel et Spergel (2001) l'ont paramétrisé en fonction de la distance galactocentrique du type :  $w = c \times R$ , avec  $c = 64.1 \text{ pc kpc}^{-1}$ .

Pour conclure, bien qu'il existe encore de grandes incertitudes liées à ce type d'études statistiques, toutes, y compris celle présentée ici, permettent néanmoins de contraindre la fréquence des explosions dans la Voie Lactée, tout type confondu, à au moins deux par siècle. Cette valeur est en accord avec les diverses estimations faites à partir de l'aluminium 26 (Timmes et al. 1997 ; Diehl et al. 2006), à partir des supernovae observées dans d'autres galaxies, etc. Dans ce cas, le fait que bon nombre de supernovae galactiques manque à l'appel ne signifie pas forcément qu'elles n'existent pas, mais plutôt que, d'une part, elles doivent se loger dans les biais observationnels de tous les domaines de longueur d'onde traditionnels (radio, infra-rouge, X), et d'autre part qu'elles sont pour la plupart cachées à nos yeux, inaccessibles dans le domaine visible, du fait de l'obscurcissement interstellaire. Voilà donc une bonne raison de poursuivre leur recherche, et notamment la recherche des explosions stellaires les plus récentes, par un moyen différent des domaines observationnels habituels : c'est là qu'intervient l'astronomie  $\gamma$  et les raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  avec *INTEGRAL* IBIS/ISGRI.

# Chapitre 11

## La Recherche des jeunes vestiges de supernova

Ce chapitre est dédié à la recherche des jeunes vestiges de supernova galactiques manquants. Un excellent moyen pour les dévoiler est sans nul doute les trois raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . Plusieurs instruments ont recherché en vain dans les régions centrales de la Galaxie, des excès dans les cartes bâties dans des intervalles spectraux étroits autour de ces raies. Je présente ici les résultats obtenus avec IBIS/ISGRI au travers des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  à 67.9 et 78.4 keV, en couplage avec les autres domaines de longueur d'onde. Je discute ensuite les contraintes apportées sur la fréquence de supernovae et le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$ , en considérant également les modèles d'évolution chimique galactique visant à expliquer l'abondance de  $^{44}\text{Ca}$ .

### 11.1 Intérêt des observations $\gamma$

La plupart des domaines de longueur d'onde visant à découvrir de nouveaux vestiges de supernova comportent des biais observationnels : dans le domaine radio mentionné au chapitre précédent, les supernovae brillantes et résolues angulairement sont plus facilement détectables ; dans les domaines visible et infrarouge, les vestiges de supernova ne sont pas de fortes sources émettrices en comparaison des sensibilités des instruments actuels, et les champs de vue des télescopes sont trop restreints pour permettre une couverture complète du plan galactique ; dans le domaine des X mous, le gaz interstellaire faisant office d'écran ne permet pas de sonder profondément le plan galactique, et là encore, les champs de vue des instruments à bord de *XMM-Newton* et *Chandra* ne dépassent pas quelques fractions de degrés carré. C'est donc dans cette recherche de jeunes vestiges de supernova que les observations dans le domaine  $\gamma$  prennent tout leur sens, et tout particulièrement les raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . Ce noyau radioactif permet d'étudier les supernovae à la fois en termes de taux de production et de fréquence de ces explosions. Je rappelle ici les

différents aspects de cette fenêtre d'observation particulière :

1. La nucléosynthèse du  $^{44}\text{Ti}$  se fait dans les seules conditions dites de  $\alpha$ -rich freeze-out, que l'on trouve uniquement au sein des explosions stellaires (Woosley et al. 1973).
2. L'abondance du  $^{44}\text{Ca}$  mesurée dans le système solaire (météorites par exemple) provient en grande partie de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ .
3. Les traces de  $^{44}\text{Ti}$  trouvées dans les grains pré-solaires sont attribuées à des phénomènes de condensation à l'intérieur des éjecta de supernovae (Nittler et al. 1996).
4. Aux énergies des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ , les photons peuvent traverser le plan galactique de part en part sans extinction interstellaire.
5. Les photons  $\gamma$  provenant de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  reflètent le taux actuel d'explosions stellaires : leur mesure représente un instantané dans lequel le  $^{44}\text{Ti}$  n'a pas encore subi d'évolution chimique galactique.
6. Dans les modèles standard de nucléosynthèse explosive, le  $^{44}\text{Ti}$  et le  $^{56}\text{Ni}$  sont co-produits, et l'énergie radioactive de ce dernier est responsable des courbes de lumière des supernovae observées.

Par conséquent, le  $^{44}\text{Ca}$  stable provient de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ , qui lui-même est exclusivement créé au cours des explosions stellaires. Étudier cet élément revient donc à étudier les principaux sites de nucléosynthèse que sont les supernovae et par la même occasion à définir un scénario cohérent pour expliquer l'abondance mesurée de  $^{44}\text{Ca}$ . Il y a maintenant près de quarante ans que Clayton et al. (1969) ont discuté pour la première fois de la détectabilité du  $^{44}\text{Ti}$ , et donc des jeunes vestiges de supernova, par l'intermédiaire de balayages galactiques dans le domaine  $\gamma$ .

### 11.1.1 Les précédents balayages $\gamma$

Les premières observations furent alors rapportées par Mahoney et al. (1992). En analysant les données de *HEAO-3*, avec une sensibilité à  $1\sigma$  de  $8.3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , les auteurs n'ont détecté aucun excès significatif dans la Galaxie, aux énergies des raies du  $^{44}\text{Sc}$  (67.9 et 78.4 keV). Les contraintes ne furent certes pas très importantes mais déjà les questions liées aux taux de production du  $^{44}\text{Ti}$  attendus au sein des supernovae et à la fréquence de ces explosions étaient posées. Des études plus complètes ont été menées par Hartmann et al. (1992), Hartmann et al. (1993) et Leising et Share (1994), en utilisant par ailleurs l'absence de d'excès significatif à 1.157 MeV (décroissance du  $^{44}\text{Ca}$ ) par *SMM*, après dix ans d'observations. Le premier groupe a estimé la fréquence d'explosion dans la

Galaxie à  $\sim 5$  par siècle, à partir de l'observation dans le domaine visible des supernovae historiques suivant une méthode semblable à celle exposée au chapitre 10. Avec une limite supérieure de détection par *SMM* de  $\sim 3.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  à  $1 \sigma$ , le deuxième groupe a quant à lui apporté des contraintes sur le taux de production moyen de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae et sur la fréquence des explosions, en rapport avec le taux de production galactique actuel de  $^{44}\text{Ti}$  nécessaire pour expliquer l'abondance du  $^{44}\text{Ca}$  solaire observée, au travers d'un modèle d'évolution chimique discuté plus loin.

Les plus fortes contraintes à ce jour ont été apportées par The et al. (1999) et plus récemment par The et al. (2006) grâce aux sept premières années d'observations de l'instrument COMPTEL. La sensibilité atteinte, de l'ordre de  $10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ( $1 \sigma$ ), est trois fois meilleure que celle de *SMM*, et a permis pour la première fois de mettre en évidence la présence de  $^{44}\text{Ti}$  dans un jeune vestige de supernova, Cas A (Iyudin et al. 1994). Il n'est pas pris en compte ici la détection controversée de  $^{44}\text{Ti}$  dans Vela Junior, au vu des résultats présentés au chapitre 9. Là encore, mis à part Cas A, situé dans les régions externes de la Galaxie, aucun excès significatif au voisinage de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV n'a été détecté par COMPTEL dans les régions internes ( $|\ell| < 90^\circ$ ), qui devraient pourtant contenir la majeure partie des supernovae. Comme mentionné au chapitre 10, The et al. (2006) ont estimé que la fréquence d'explosion la plus probable pour expliquer les six supernovae historiques du dernier millénaire était de l'ordre de 5 à 6 par siècle, par l'intermédiaire du modèle d'extinction interstellaire de Hakkila et al. (1997). A partir de simulations Monte-Carlo du même type que celles présentées au chapitre 10, The et al. (2006) ont alors tenté d'interpréter la non-détection d'excès au voisinage de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV dans le cadre des connaissances actuelles sur les fréquences des explosions et les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les différents types de supernovae. Autrement dit, les auteurs ont simulé le ciel tel qu'on s'attendrait à le voir dans le domaine  $\gamma$ , au voisinage des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ , et l'ont comparé en termes statistiques à celui observé par COMPTEL. Le seul paramètre libre est là encore la fréquence d'explosion, et le modèle de nucléosynthèse explosive utilisé est celui de Woosley et Weaver (1995). En couplant l'étude liée à l'observabilité des supernovae dans le visible et la non-détection dans le domaine  $\gamma$ , les auteurs ont estimé une fréquence d'explosion variant entre trois et cinq par siècle suivant la distribution spatiale des supernovae utilisée (voir les figures B.4 et B.5 de leur article).

### 11.1.2 Les difficultés

C'est en passant en revue tous les paramètres importants d'une telle étude que surviennent plusieurs difficultés. Le scénario, dans lequel trois supernovae par siècle ont lieu en moyenne dans la Galaxie, la plupart étant de type gravitationnel ( $\sim 90 \%$ ) et éjectant

suffisamment de  $^{44}\text{Ti}$  de manière à expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ , n'est compatible avec l'absence d'excès significatif par COMPTEL dans les régions internes de la Galaxie qu'à seulement  $10^{-3}$  (c'est-à-dire que cet instrument n'aurait effectivement pas dû observer le moindre excès au voisinage de la raie à 1.157 MeV dans seulement 0.1 % des cas).

### L'abondance du $^{44}\text{Ca}$

Pour déterminer le taux de production galactique actuel de  $^{44}\text{Ti}$  permettant de rendre compte du  $^{44}\text{Ca}$  solaire, il faut d'une part connaître l'évolution chimique galactique du  $^{44}\text{Ca}$ , depuis la formation de notre Galaxie jusqu'à nos jours avec comme point d'ancrage son abondance à l'époque de la formation du système solaire (il y a  $4.55 \times 10^9$  d'années), et d'autre part connaître la part de  $^{44}\text{Ca}$  provenant de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ . Leising et Share (1994) et The et al. (2006) ont employé les modèles analytiques de Clayton (1985) dans lesquels l'âge de la Galaxie, la masse totale actuelle sous forme de gaz interstellaire, et l'évolution au cours du temps de la consommation de ce "combustible" permettant la formation des étoiles de nouvelle génération sont les paramètres principaux. Ces modèles supposent un taux de formation stellaire (SFR) proportionnel à la masse de gaz  $M_G$  ( $\text{SFR} = \omega \times M_G$ ), et que la masse de la Galaxie augmente par la chute du gaz sur le disque avec un taux défini par :

$$f(t) = f(0) \left( \frac{t + \Delta}{\Delta} \right)^{k-1} \times e^{-\omega t} \quad (11.1)$$

$f(0)$  représente le taux initial de chute du gaz,  $k$  et  $\Delta$  sont les paramètres définissant l'évolution temporelle de ce taux, variant respectivement entre 2 et 4, et 0.1 et 1 milliard d'années (The et al. 2006). Le taux actuel de production galactique de  $^{44}\text{Ti}$  (ou plus généralement de n'importe quel isotope qui ne se trouverait pas dans la matière originelle formant les premières générations d'étoiles) est alors donné par la relation suivante :

$$p(^{44}\text{Ti}) = f(^{44}\text{Ti}) X_{\odot}(^{44}\text{Ca}) \frac{k+1}{\Delta} M_G(t_G) \times \left[ \frac{t_{\odot} + \Delta}{\Delta} - \left( \frac{t_{\odot} + \Delta}{\Delta} \right)^{-k} \right]^{-1} \quad (11.2)$$

où  $t_G$  et  $M_G(t_G)$  sont respectivement l'âge et la masse actuelle en gaz de la Galaxie,  $t_{\odot}$  est l'âge du système solaire ( $t_{\odot} = t_G - 4.55$  milliard d'années).  $X_{\odot}(^{44}\text{Ca})$  représente l'abondance solaire observée de  $^{44}\text{Ca}$ , de l'ordre de  $1.4 \times 10^{-6}$  (Anders et Grevesse 1989 ; Lodders 2003). Cette relation 11.2 est identique à celle proposée par The et al. (2006) dans laquelle nous avons rajouté le terme  $f(^{44}\text{Ti})$  définissant la fraction de  $^{44}\text{Ca}$  provenant de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$  : Timmes et al. (1996) notent que les modèles standard de nucléosynthèse explosive développés par Woosley et Weaver (1995) prédisent en moyenne une valeur avoisinant 0.5.

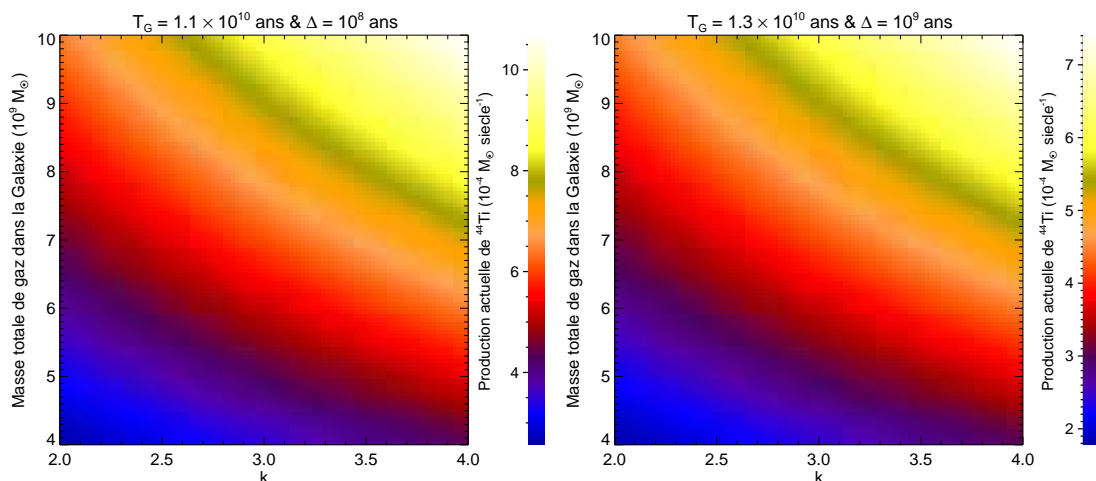


Figure 11.1 Taux de production galactiques actuels de  $^{44}\text{Ti}$  (en unités de  $10^{-4} M_{\odot}$  siècle $^{-1}$ ) d'après les modèles d'évolution chimique de Clayton (1985), en fonction de la masse actuelle de gaz contenu dans le disque galactique  $M_G$  et du paramètre de chute du gaz  $k$ . A gauche : pour un âge de la Galaxie de  $1.1 \times 10^{10}$  ans et  $\Delta = 10^8$  ans. A droite : pour un âge de la Galaxie de  $1.3 \times 10^{10}$  ans et  $\Delta = 10^9$  ans. Dans les deux cas, tout le  $^{44}\text{Ca}$  est supposé provenir de la décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ , soit  $f(^{44}\text{Ti}) = 1$ .

La figure 11.1 présente l'évolution du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  actuel en fonction de la masse actuelle de gaz contenu dans le disque galactique  $M_G$  et du paramètre de chute du gaz  $k$  d'après l'équation 11.2, pour différentes valeurs de l'âge de la Galaxie et de  $\Delta$ . Nous estimons par conséquent que ce taux de production actuel doit se situer entre  $10^{-4}$  et  $10^{-3} M_{\odot}$  siècle $^{-1}$ . Ces bornes inférieure et supérieure sont respectivement données pour  $t_G = 1.3 \times 10^{10}$  ans,  $\Delta = 10^9$  ans et  $k = 2$ , d'après la figure 11.1 (à droite) avec  $f(^{44}\text{Ti}) = 0.5$ , et  $t_G = 1.1 \times 10^{10}$  ans,  $\Delta = 10^8$  ans, et  $k = 4$  d'après la figure 11.1 (à gauche) avec  $f(^{44}\text{Ti}) = 1$ . The et al. (2006) favorisent une valeur de  $5.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$  siècle $^{-1}$ .

### La non-observation dans le domaine $\gamma$

Nous avons donc là une estimation du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  nécessaire pour expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ . Or, d'après le modèle plus complet d'évolution chimique galactique de Timmes et al. (1995), le scénario dans lequel trois supernovae par siècle ont lieu dans la Galaxie, la plupart étant de type gravitationnel ( $\sim 90\%$ ) et éjectant du  $^{44}\text{Ti}$  à hauteur des prédictions données par les modèles standard de nucléosynthèse explosive (Woosley et Weaver 1995), utilisés par ailleurs par The et al. (2006), ne permet d'expliquer qu'un tiers du  $^{44}\text{Ca}$  solaire ! Par conséquent, les auteurs suggèrent trois possibilités : l'augmentation des taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  par supernova d'un facteur trois, l'augmentation de la fréquence des explosions responsables de la production du



$^{44}\text{Ti}$  galactique d'un facteur trois, ou bien il existe une autre source de  $^{44}\text{Ca}$  dans la Galaxie. Le problème est que les deux premières possibilités ne peuvent pas s'accorder avec la non-détection par COMPTEL d'aucun excès au voisinage de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV dans les régions internes de la Galaxie : l'augmentation des taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  par supernova rendrait encore plus improbable la non-détection, tout comme l'augmentation de la fréquence des explosions, qui, de plus, serait en désaccord avec la plupart des estimations indépendantes résumées au chapitre 10. Les auteurs se retrouvent donc avec pour seule explication le scénario dans lequel les principales sources de  $^{44}\text{Ca}$  dans la Galaxie ne sont pas les supernovae gravitationnelles traditionnelles, c'est-à-dire celles modélisées par Woosley et Weaver (1995) en termes de production de  $^{44}\text{Ti}$  et dont la fréquence d'apparition est de l'ordre de deux à trois par siècle. Il a alors été envisagé que les très hypothétiques supernovae thermonucléaires dites de sub-Chandrasekhar, produisant près de  $10^{-3} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$  (Woosley et Weaver 1994 ; Livne et Arnett 1995), soient à l'origine du  $^{44}\text{Ca}$ . Leur faible fréquence d'apparition expliquerait a priori à la fois l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ , et la non-détection de sources de  $^{44}\text{Ti}$  dans les balayages  $\gamma$  menés avec *HEAO-3*, *SMM*, et COMPTEL. Cependant, The et al. (2006) ont apporté un argument convaincant allant à l'encontre d'une telle hypothèse. Les grains pré-solaires devraient présenter dans ce scénario de larges variations du rapport  $^{40}\text{Ca}/^{44}\text{Ca}$  : un temps de récurrence moyen d'un millier d'années, suffisant pour expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$  si toutes les supernovae de type sub-Chandrasekhar produisent  $10^{-3} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$ , amènerait à un temps d'homogénéisation à l'échelle galactique plus long et donc à des variations importantes de grain à grain dans les rapports d'abondances  $^{40}\text{Ca}/^{44}\text{Ca}$ , ce qui n'est pourtant pas le cas. The et al. (2006) notent cependant que l'échantillon de grains pré-solaires utilisé (28 au total) n'est peut-être pas suffisamment important pour en tirer d'aussi sévères conclusions à l'encontre du scénario de supernovae atypiques et rares comme sources du  $^{44}\text{Ca}$ .

## 11.2 Et quelques paradoxes ?

Par conséquent, expliquer la non-détection par COMPTEL d'excès significatif dans la raie à 1.157 MeV du  $^{44}\text{Ca}$  est une difficulté. Certes, les modèles d'évolution chimique sont contestables, tant le nombre de paramètres libres est grand : à titre d'exemple, le modèle de Timmes et al. (1995) suppose une fonction de masse initiale (IMF) indépendante au cours du temps et un taux de formation stellaire suivant une loi quadratique vis-à-vis de la densité du gaz, ce qui n'a rien d'évident au premier abord. Cependant, quelques paradoxes sont à souligner : nous avons à l'heure actuelle deux preuves observationnelles, une directe (Cas A) et une indirecte (SN 1987a), qui laissent à penser que les supernovae gravitationnelles éjectent  $10^{-4} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$ , soit au-delà des prédictions théoriques standard

(Woosley et Weaver 1995 ; Thielemann et al. 1996). De par leur fréquence relative d'apparition, de l'ordre de 90 %, et de par les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  attendus, les supernovae gravitationnelles doivent très certainement être à première vue les principales sources du  $^{44}\text{Ca}$  observée dans le système solaire. A la question : "est-ce que les supernovae éjectant du  $^{44}\text{Ti}$  en quantités importantes ( $> 10^{-4} M_{\odot}$ ) sont des évènements à considérer comme exceptionnels ?", il n'existe toujours pas de réponse convaincante. Il est tout de même intrigant de constater que nous avons deux supernovae pour lesquelles, de manière indépendante, la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée a été directement ou indirectement estimée à environ  $10^{-4} M_{\odot}$ ...

### 11.3 Quelle méthode de recherche adopter ?

La recherche de jeunes vestiges de supernova n'est donc pas chose aisée. Comme discuté au chapitre précédent, chaque fenêtre d'observation a ses propres biais. La plupart des vestiges de supernova connus dans la Galaxie a été détectée dans le domaine radio. La méthode la plus adaptée (ou la moins inadaptée) serait donc certainement de combiner des observations  $\gamma$  et radio, comme l'ont proposé pour la première fois Silberberg et al. (1993). Les premières permettraient de localiser un candidat potentiel au travers des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  sans avoir le problème de l'extinction interstellaire dans le plan galactique, les deuxièmes d'identifier ces jeunes vestiges de supernova avec les excès détectés dans le domaine  $\gamma$  et de fournir des informations sur l'interaction du choc principal avec le milieu interstellaire. Nous avons créé une collaboration avec le groupe de radioastronomie de Gloria Dubner dévolu à l'étude des vestiges de supernova à l'Institut d'Astronomie et de Physique de Buenos Aires en Argentine (IAFE), pour tenter de détecter ces jeunes vestiges de supernova (programme ECOS A04U03). Ce programme de recherche implique plusieurs membres de chaque institut (F. Lebrun, A. Decourchelle, J. Ballet, R. Terrier et moi-même du côté français, G. Dubner, E. Giacani, E. Reynoso, S. Paron et G. Casteletti du côté argentin). Du point de vue méthodologique, ce programme de recherche peut se résumer en plusieurs points :

- Création de cartes au voisinage des raies de décroissance du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9, 78.4 et 1157 keV avec les données *INTEGRAL* de la phase de recette en vol (région du Cygne), du temps garanti (GCDE) et d'observations temps ouvert (bras de la Carène, par exemple).
- Recherche d'excès significatifs, c'est-à-dire de candidats potentiels au titre de jeunes vestiges de supernova, en combinant ces cartes.
- Essai d'identification de ces excès en utilisant les bases de données astronomiques telles que le Centre des Données de Strasbourg (CDS).

- Observations radio des candidats non-identifiés à l'aide des interféromètres tels que le VLA (et VLBA) aux Etats-Unis, ATCA en Australie et GMRT en Inde. Observations X (*XMM-Newton*, *Chandra*) et éventuellement infra-rouge de ces excès si aucune contrepartie n'est décelée dans les divers catalogues.
- Analyse et interprétation commune de l'ensemble des observations.

Ce travail commun s'est conclu l'année dernière par une première publication rapportant les observations IBIS/ISGRI et *VLA* d'une source particulière nommée G0.570-0.018 (Renaud et al. 2006, voir l'annexe B). Nous présentons dans les grandes lignes au paragraphe suivant les résultats obtenus par la combinaison de ces deux fenêtres d'observation.

### 11.3.1 Un premier candidat : G0.570-0.018

G0.570-0.018, située dans les régions centrales de la Galaxie, a été détectée par *ASCA* puis confirmée par *Chandra* (Senda et al. 2002). Sa morphologie présente une coquille de  $\sim 10''$  de rayon, avec un spectre ajusté par un modèle d'émission thermique de 6 keV de température. La forte densité de colonne d'hydrogène ( $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) est en accord avec une distance équivalente à celle du centre galactique, de l'ordre de 8 kpc. A partir de la détection d'une importante raie du fer à 6.5 keV, suggérant un plasma récemment choqué, Senda et al. (2002) ont proposé que G0.570-0.018 puisse être un jeune vestige de supernova d'environ 80 ans. Cependant, l'analyse des données *Chandra* révéla une extension dans la direction est-ouest très probablement associée à la source, qui impliquerait un âge deux fois plus grand. Nous avons par conséquent recherché dans les données IBIS/ISGRI (raies du  $^{44}\text{Sc}$ ) et *VLA* (émission non-thermique dans le domaine radio) la signature observationnelle d'un jeune vestige de supernova.

#### Les observations $\gamma$ et radio

Nous avons analysé les données IBIS/ISGRI obtenues au cours des deux premières années de la mission dans les bandes 65-71 et 75-82 keV, centrées sur les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ , ainsi que les données archivées du *VLA*. La figure 11.2 présente la carte des contours IBIS/ISGRI en significativité combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ , ainsi que les trois images *VLA* à 90, 20, et 6 cm obtenues après un traitement standard des données, au voisinage de G0.570-0.018 représenté par les contours *Chandra*.

Aucun excès significatif n'a été détecté dans aucun des deux domaines en énergie. Les limites supérieures de détection à  $3 \sigma$  dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$ , à 90 cm et 20 cm ont été respectivement estimées à  $1.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , 0.23 Jy et 0.066 Jy. Le statut de G0.570-0.018 n'est certes pas réellement avéré, mais un plasma à haute température distribué suivant une coquille dans le domaine des rayons X est une des caractéristiques principales

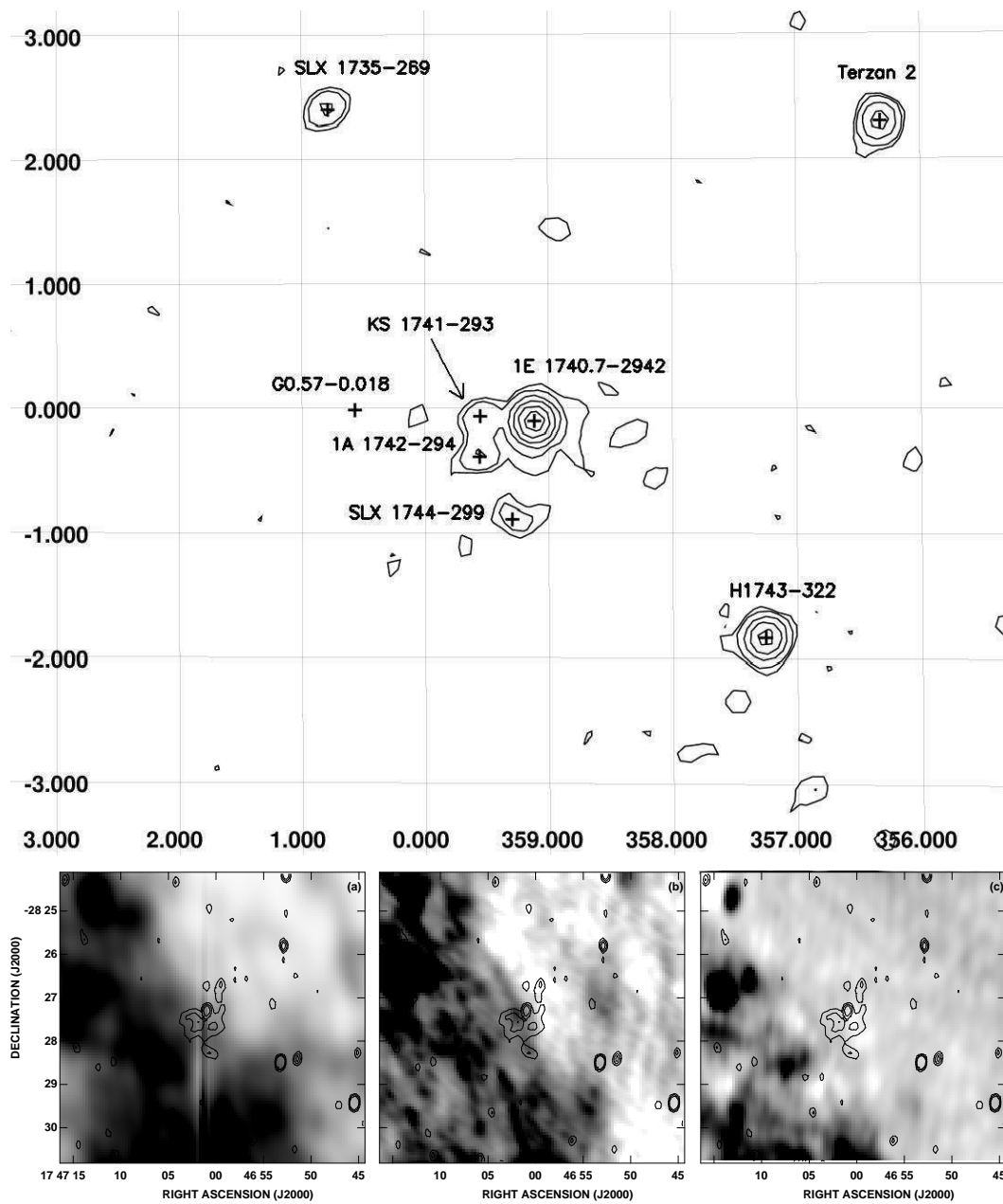


Figure 11.2 En haut : carte en coordonnées galactiques des contours IBIS/ISGRI en significativité combinée dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  des régions centrales de la Galaxie. Les contours suivent une échelle proportionnelle à la racine carrée du rapport signal sur bruit allant de 3 à 100. En bas : images ( $\alpha, \delta$ ) du VLA à 90, 20, et 6 cm (de gauche à droite) centrées sur G0.570-0.018 superposées aux contours *Chandra* convolués avec une gaussienne de  $13'' \times 8''$ .

des jeunes vestiges de supernova dans la phase dominée par les éjecta. Les contraintes que nous présentons dans ce qui suit supposent par conséquent que G0.570-0.018 est effectivement le résultat d'une explosion stellaire.

### Les contraintes sur le taux de production de $^{44}\text{Ti}$

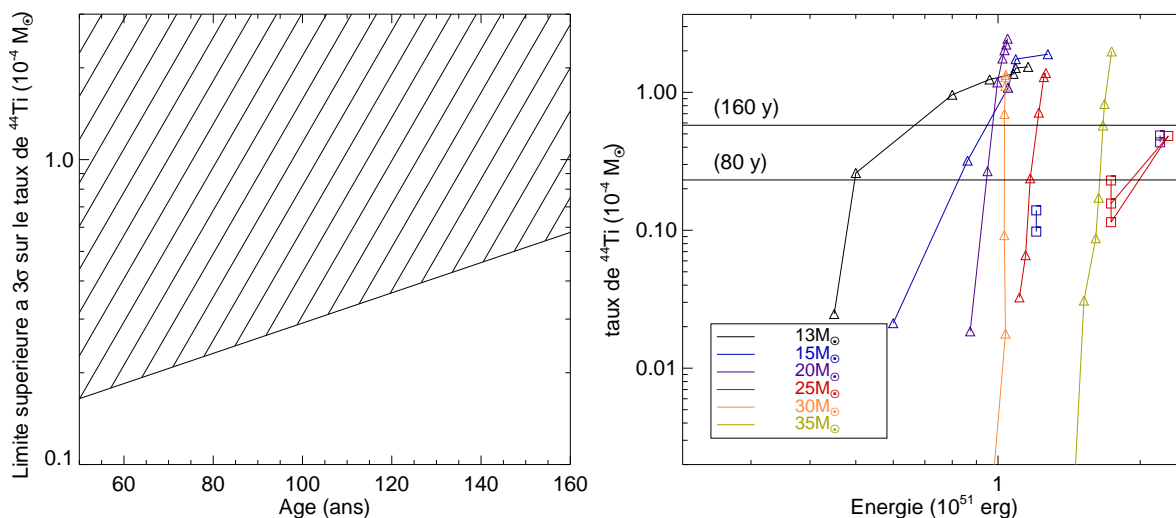


Figure 11.3 A gauche : limite supérieure de détection à  $3\sigma$  sur le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  de G0.570-0.018 en fonction de l'âge de la supernova, pour une distance de 8 kpc. La région hachurée correspond aux valeurs exclues à plus de  $3\sigma$ . A droite : taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  prédits par les modèles de supernovae de type II développés par Limongi et Chieffi (2003) (triangles) et Rauscher et al. (2002) (carrés) en fonction de l'énergie de l'explosion, pour différentes masses du progéniteur. Les deux traits horizontaux définissent la limite supérieure de détection IBIS/ISGRI à  $3\sigma$  pour deux âges différents de G0.570-0.018.

En supposant que cette source soit située à 8 kpc, la limite supérieure de détection IBIS/ISGRI à  $3\sigma$  dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  se traduit par une relation entre la masse maximale de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée et l'âge de la supernova, présentée à la figure 11.3 (à gauche). Si l'âge de G0.570-0.018 est de l'ordre de 80 ans, comme proposé par Senda et al. (2002), cette limite sur la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée est de  $\sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , soit près d'un facteur dix en-dessous des taux de production, directement mesuré pour Cas A (chapitre 8.3.2) ou estimé de manière indirecte pour SN 1987a ! Nous avons par ailleurs extrait les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  attendus dans le cadre des modèles de supernovae de type II développés par Limongi et Chieffi (2003) (triangles) et Rauscher et al. (2002). La figure 11.3 (à droite) présente ces différentes prédictions en fonction de l'énergie de l'explosion, pour différentes masses de l'étoile progénitrice. On note très clairement que, dans le cas où G0.570-0.018 est âgé de 80 ans, seuls les modèles impliquant des explosions faiblement énergétiques ( $< 10^{51}$  erg) sont acceptables vis-à-vis de la non-détection obtenue avec IBIS/ISGRI, ou autrement dit, lorsque l'effet du *mass-cut* est important (une grande partie des couches internes de l'étoile retombent pour former le vestige compact). Nous avons aussi considéré les

modèles de nucléosynthèse explosive des supernovae de type Ia. D'après Iwamoto et al. (1999), la plupart des explosions de type Chandrasekhar produisent un taux de  $^{44}\text{Ti}$  bien inférieur à notre limite de détection. Les modèles d'explosion à détonation retardée, avec des énergies supérieures à  $1.4 \times 10^{51}$  erg, prédisent des taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  entre 3 et  $4.5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , et sont donc acceptables seulement si G0.570-0.018 est deux fois plus âgée ( $> 160$  ans). La situation est pire encore si l'on envisage les modèles de type sub-Chandrasekhar pour lesquels, comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 3.1.2, les masses de  $^{44}\text{Ti}$  produites sont de l'ordre de  $10^{-3} M_{\odot}$ , soit près de deux ordres de grandeur au-dessus de notre limite de détection.

### Les contraintes sur l'émission radio

Dans l'hypothèse où G0.570-0.018 est le résultat d'une explosion stellaire, sa non-détection dans le domaine radio est quelque peu surprenante. Si cette source est âgée de 80 ans, elle peut être alors considérée comme une supernova d'âge intermédiaire (Eck et al. 2002), dans la phase de transition entre supernova et vestige de supernova. Dans le cas d'un âge de 160 ans, G0.570-0.018 est vraisemblablement un vestige de supernova où les électrons responsables de l'émission radio sont accélérés au niveau du choc principal par le mécanisme de Fermi. Dans cette étude, la principale difficulté vient du fait qu'entre les supernovae observées dans d'autres galaxies et le plus jeune vestige de supernova connu à ce jour dans notre Galaxie Cas A, il existe un manque observationnel de près de 300 ans et le passage entre supernova radio et vestige de supernova est donc encore aujourd'hui mal cerné. Par conséquent, nous discutons ici ces deux scénarios séparément.

Dans le premier cas, d'après le modèle développé par Chevalier (1982), le flux radio des supernovae dépend fortement du rapport entre le taux de perte de masse du progéniteur dans la phase de pré-supernova et la vitesse du vent stellaire. Aux faibles valeurs de ce rapport correspond un faible flux radio, ce qui expliquerait à la fois pourquoi aucune supernova de type Ia n'a été détectée à ce jour dans ce domaine d'énergie, et pourquoi la plupart des supernovae détectées en radio ont des progéniteurs à forts vents stellaires. La non-détection de G0.570-0.018 aux limites de sensibilité données précédemment est donc en faveur des progéniteurs de faible masse, et, d'après la figure 11.3, la limite supérieure sur la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée favorise une explosion faiblement énergétique. Il est toutefois très difficile de quantifier cette tendance tant la dispersion des flux radio mesurés est importante. En effet, en analysant la liste donnée par Weiler et al. (2002) des supernovae extragalactiques<sup>1</sup> pour lesquelles il existe des mesures pratiquement au moment de l'explosion, et en les plaçant à 8 kpc, nous avons déterminé un flux moyen de l'ordre de 1800 Jy, mais avec une dispersion de l'ordre de 1400 Jy ! Généralement, la courbe de

<sup>1</sup>La liste complète se trouve à l'adresse web suivante : <http://rsd-www.nrl.navy.mil/7213/weiler/kwdata/rsnhead.html>

lumière des supernovae dans le domaine radio décroît en  $\sim t^{-1}$  lorsque le milieu devient transparent, mais la dispersion à l'origine est si importante qu'il devient presque impossible d'estimer un flux radio attendu pour un âge de  $\sim 100$  ans avec les quelques contraintes observationnelles que nous avons.

Si nous supposons à présent que G0.57-0.018 est âgé de 160 ans, cette source peut être considéré comme un très jeune vestige de supernova. D'après le modèle de Asvarov (2000) basé sur la théorie de l'accélération diffusive par onde de choc, la brillance de surface des vestiges de supernova dans la phase adiabatique suit une loi du type  $\Sigma \propto D^{-0.5}$ . Nous avons utilisé cette relation et comparé notre limite de détection radio ( $\Sigma < 2 \times 10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ ) avec les brillances de surface des vestiges de supernova historiques (Green 2005) Cas A, Kepler, Tycho, et SN 1006 (c'est-à-dire toutes celles de type supernovae à coquille), pour un âge de 160 ans.

Seul le cas de SN 1006 est en accord avec notre limite de détection dans le domaine radio, ce qui tend à dire que G0.57-0.018 est une supernova de type Ia évoluant dans un milieu ambiant de faible densité. Ce scénario est de plus en accord avec notre limite de détection sur le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$ , puisque les supernovae thermonucléaires produisent "en moyenne" moins de  $^{44}\text{Ti}$  que les explosions gravitationnelles. Cependant, le fait que G0.57-0.018 soit situé dans le plan galactique et notamment proche des régions centrales, abritant près de 10% de l'ensemble de la matière moléculaire contenue dans notre Galaxie ainsi que de nombreuses étoiles massives (Figer 2004), favorise l'hypothèse d'une supernova gravitationnelle. Dans tous les cas, G0.57-0.018 doit se situer dans un milieu raréfié, à cause très certainement de la succession d'explosions stellaires et des forts vents issus des étoiles massives. Si nous continuons ce raisonnement un peu plus loin, dans un tel milieu, les nombre de Mach<sup>2</sup> et rapport de compression sont généralement faibles, ce qui implique une accélération des particules peu efficace. Dans ce cas, la luminosité radio d'un vestige de supernova, due à l'accélération des électrons de quelques GeV, est pressentie comme étant elle aussi très faible. Concluons en mentionnant que les prochaines missions dans le domaine des X et  $\gamma$  mous telles que Simbol-X (Ferrando et al. 2005) permettront très certainement de contraindre la nature de G0.57-0.018 (est-ce réellement un jeune vestige de supernova ?), en rapport avec l'étude menée ici à partir des observations IBIS/ISGRI et VLA.

---

<sup>2</sup>Le nombre de Mach lié au choc principal d'une supernova est donné par le rapport entre la vitesse du choc et la vitesse du son dans le milieu. Celle-ci est d'autant plus importante que la densité est faible.

### 11.3.2 D'autres candidats

#### HESS J1813-178

L'étude de G0.57-0.018 a montré qu'il n'était pas évident que la combinaison radio -  $^{44}\text{Ti}$  puisse révéler à coup sûr les jeunes vestiges de supernova. C'est pourquoi un autre indicateur s'avère nécessaire. Récemment, Aharonian et al. (2005) et Aharonian et al. (2006b) ont mis en évidence une nouvelle population de sources dans le domaine du TeV grâce aux observations HESS des régions centrales de la Galaxie ( $|\ell| < 30^\circ$ ,  $|b| < 3^\circ$ ), avec une sensibilité de près de 2 % du flux de la nébuleuse du Crabe au-delà de 200 GeV dans le plan galactique. Parmi ces sources (plus d'une vingtaine au total à l'issue des deux premiers balayages), certaines sont très clairement associées à des vestiges de supernova, comme RX J1713.7-3946 (Aharonian et al. 2004 ; Aharonian et al. 2006b) et Vela Junior (Aharonian et al. 2005a). D'autres, pour lesquelles aucune contrepartie n'a été trouvée, ont été baptisées d'accélérateurs sombres, mais les sources pressenties de cette émission au TeV sont sans nul doute les vestiges de supernova, les plérions ou bien encore les associations d'étoiles OB via le mécanisme de superbulle (Parizot et al. 2004).

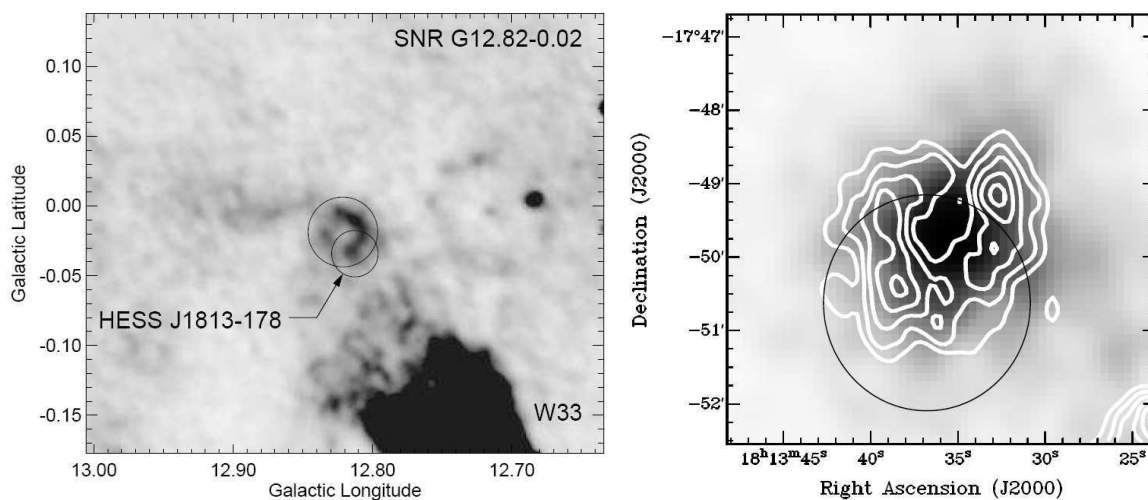


Figure 11.4 A gauche : image à 20 cm de la coquille radio coïncidente avec la source HESS J1813-178 (Helfand et al. 2005). A droite : image *ASCA* dans la bande 0.5-10 keV et contours radio à 90 cm (Brogan et al. 2005).

Nous nous sommes intéressés à la plus petite des sources détectées par HESS, considérée comme une source ponctuelle : HESS J1813-178. Comme le montre la figure 11.4, cette source coïncide avec une coquille non-thermique de très petit diamètre apparent G12.82-0.02 ( $\Phi \sim 2.5'$ ), mise en évidence dans le domaine radio à 20 et 90 cm (Brogan et al. 2005 ; Helfand et al. 2005), mais aussi avec des sources ponctuelles détectées par *ASCA* et *INTEGRAL* IBIS/ISGRI (Ubertini et al. 2005). Cette source est donc le siège



d'accélération de particules jusqu'à des énergies de plusieurs dizaines de TeV, mais la nature de son spectre large-bande est encore méconnue. La principale donnée manquante est une observation dans le domaine des rayons X avec une résolution angulaire supérieure à *ASCA*, pour déterminer si l'émission X (et donc celle détectée par IBIS/ISGRI) est liée à la coquille elle-même ou bien à une source diffuse au centre du vestige de supernova de type pléion. Dans le premier cas, nous aurions très certainement à faire à un jeune vestige de supernova : l'étude de son spectre large-bande, et notamment l'émission synchrotron dans le domaine des X/ $\gamma$  mous, ainsi que la recherche des raies issues de la décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  peuvent alors nous permettre d'apporter des contraintes supplémentaires sur des paramètres importants tels que l'âge, la distance, et la nature de la supernova, le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$ , etc. (Terrier et Renaud, en préparation). Nous discutons plus en détail les premiers résultats que nous avons obtenu sur cette source dans le contexte plus général de la recherche d'excès significatifs de  $^{44}\text{Ti}$  avec IBIS/ISGRI au paragraphe suivant.

## NGC 6334

Bykov et al. (2006) ont récemment rapporté la détection d'une source dans la bande 3-80 keV avec JEM-X et IBIS/ISGRI en direction de la région de formation stellaire NGC 6334, coïncidente avec une source diffuse détectée par *Chandra*. Les auteurs ont envisagé deux scénarios visant à expliquer cette émission dans le domaine des X /  $\gamma$  mous : un noyau actif de galaxie et la collision de vents issus d'étoiles massives. Des observations dans le domaine infra-rouge ont révélé la présence d'une source forte aux abords de NGC 6334, associée à des masers H<sub>2</sub>O et OH (McBreen et al. 1979). Les auteurs ont alors proposé qu'il s'agisse d'une jeune supernova au sein d'un nuage moléculaire, et c'est pourquoi nous avons recherché la présence des raies du  $^{44}\text{Sc}$  avec IBIS/ISGRI. La limite supérieure de détection à  $3\sigma$  obtenue, de l'ordre de  $2.1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , correspond à un taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  maximal de  $2.3 \times 10^{-6} M_{\odot}$ , pour une distance de 1.7 kpc et un âge inférieur à 100 ans. Cette contrainte forte sur la masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  permet par conséquent d'exclure un vestige de supernova à l'origine de l'émission continue observée par IBIS/ISGRI jusqu'à  $\sim 80$  keV.

## 11.4 Résultats

### 11.4.1 Recherche d'excès et contreparties

L'analyse de l'ensemble des données IBIS/ISGRI publiques des trois premières années d'observations (près de 20000 pointés) a été menée de la même manière que celles des régions de Cassiopée et des Voiles dans les bandes 65-71 et 75-82 keV, centrées sur les deux

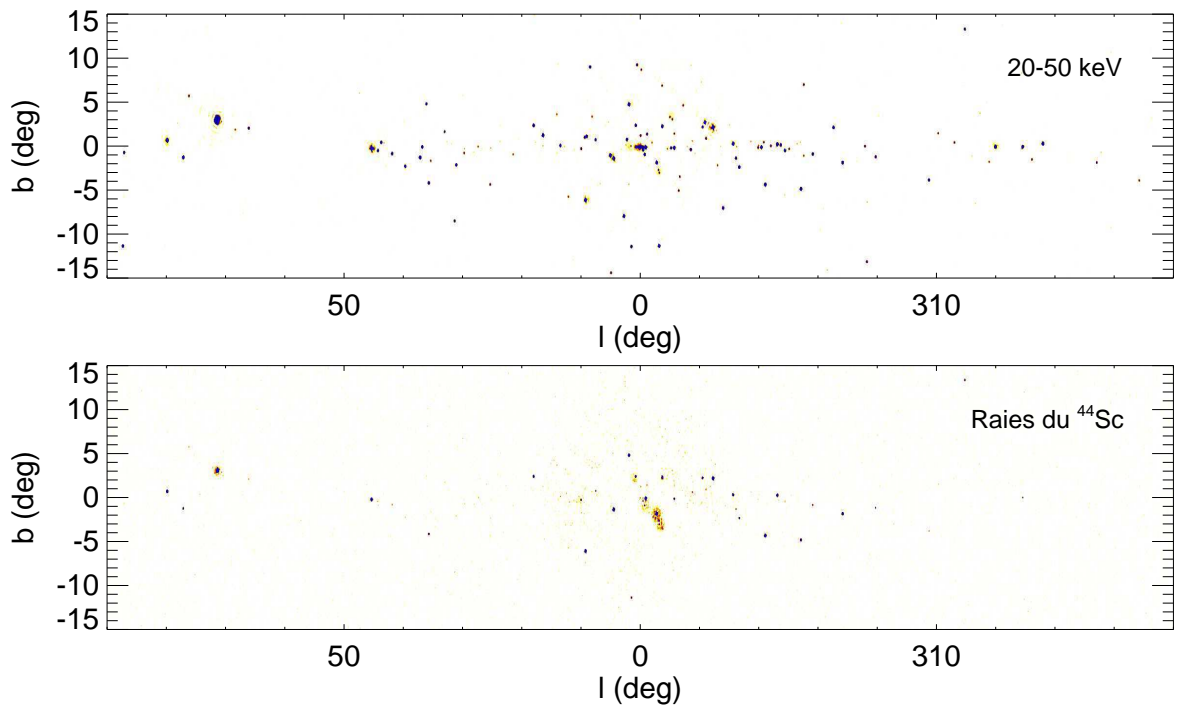


Figure 11.5 Cartes en coordonnées galactiques IBIS/ISGRI de la significativité dans le continuum 20-50 keV (en haut) et de celle combinée dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  (en bas). Les deux échelles de couleur sont linéaires, allant respectivement de 2 à 20 et de 1.5 à 9.

raies du  $^{44}\text{Sc}$ , ainsi que dans la bande 20-50 keV. Les cartes galactiques dans la bande du continuum non-thermique et combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  sont présentées à la figure 11.5. Pour cette dernière, notons que l'émission continue sous-jacente n'a pas été soustraite, si bien que les sources brillantes détectées dans les bandes centrées sur les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  sont pour la plupart de type binaires X, et non des excès significatifs de  $^{44}\text{Ti}$  c'est-à-dire des jeunes vestiges de supernova potentiels. La recherche d'excès dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  a donc nécessité la recherche des sources dans la bande du continuum 20-50 keV afin de soustraire de la liste des candidats  $^{44}\text{Ti}$  les sources connues et cataloguées à basse énergie (Bird et al. 2006).

### Sans aucun a priori sur la position

Notons par ailleurs que nous avons mené une recherche de sources ponctuelles (c'est-à-dire de diamètre apparent inférieur à  $\sim 8'$ ), puisqu'il est très probable que les jeunes vestiges de supernovae d'intérêt ici soient suffisamment distants pour ne pas avoir été observés dans le domaine au moment des explosions progénitrices du fait d'un fort obscurcissement interstellaire, contrairement aux vestiges de supernova historiques. La hauteur et la forme de l'excès (c'est-à-dire de même forme que la SPSF de IBIS), le niveau de bruit

local dans l'image ainsi que la latitude galactique ont été les trois principaux paramètres dont nous avons tenu compte lors de cette recherche. Cependant, mis à part deux excès à  $\sim 4 \sigma$  situés dans les régions externes de la Galaxie à  $\ell = 256.52^\circ$ ,  $b = 4.36^\circ$  et  $\ell = 247.38^\circ$ ,  $b = -2.25^\circ$ , sans aucune contrepartie cataloguée dans le CDS, aucun excès significatif (au-delà de  $5 \sigma$ ) n'a été détecté dans la carte galactique IBIS/ISGRI combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ .

### Avec un a priori sur la position

Après avoir mené cette recherche d'excès au-delà de  $5 \sigma$  sans a priori sur leur position, nous avons regardé les significativités IBIS/ISGRI combinées dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  à des positions connues dans d'autres domaines de longueur d'onde. Deux balayages d'une partie du plan galactique dans le domaine radio avec le *VLA* ont récemment révélés des sources non-thermiques de faible diamètre apparent, supposées être des jeunes vestiges de supernova potentiels :

- le balayage à 90 cm dans les régions à  $4.5^\circ < \ell < 22.5^\circ$ , et  $|b| < 1.25^\circ$ , avec une sensibilité de l'ordre de  $10^{-21} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  et une résolution angulaire de  $42''$  a mis en évidence 35 nouveaux vestiges de supernova de diamètres apparents compris entre  $2.5$  et  $50'$  (Brogan et al. 2006). Ce balayage a permis de pratiquement tripler le nombre de vestiges dans cette région du ciel.
- le balayage MAGPIS correspond à une analyse complète à 20 cm de la région à  $5^\circ < \ell < 32^\circ$ , et  $|b| < 0.8^\circ$ , avec une sensibilité jamais atteinte auparavant de 1 à 2 mJy, soit  $\sim 5 \times 10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  pour une résolution angulaire de  $6''$  (Helfand et al. 2006). Près de 3000 sources ponctuelles et  $\sim 400$  régions diffuses ont été détectées, ainsi que 49 vestiges de supernova potentiels. Grâce à la très fine résolution angulaire, ce balayage a multiplié d'un facteur sept le nombre de vestiges de moins de  $5'$  de diamètre dans cette région.

Ces deux groupes ont utilisé les données du satellite infra-rouge américain MSX afin de distinguer les sources thermiques (régions HII) des sources non-thermiques (voir par exemple la figure 3 de l'article de Helfand et al. 2006). Nous avons donc mesuré aux positions de ces sources radio la significativité combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ , en supposant un seuil de détectabilité à  $3 \sigma$ , plus bas que précédemment, puisque nous menons dans ce cas une recherche avec un a priori sur la position des jeunes vestiges de supernova potentiels. Cependant, aucun excès significatif (au-delà de  $3 \sigma$ ) n'a été détecté dans la carte galactique IBIS/ISGRI combinée dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$ , aux positions de ces sources radio.

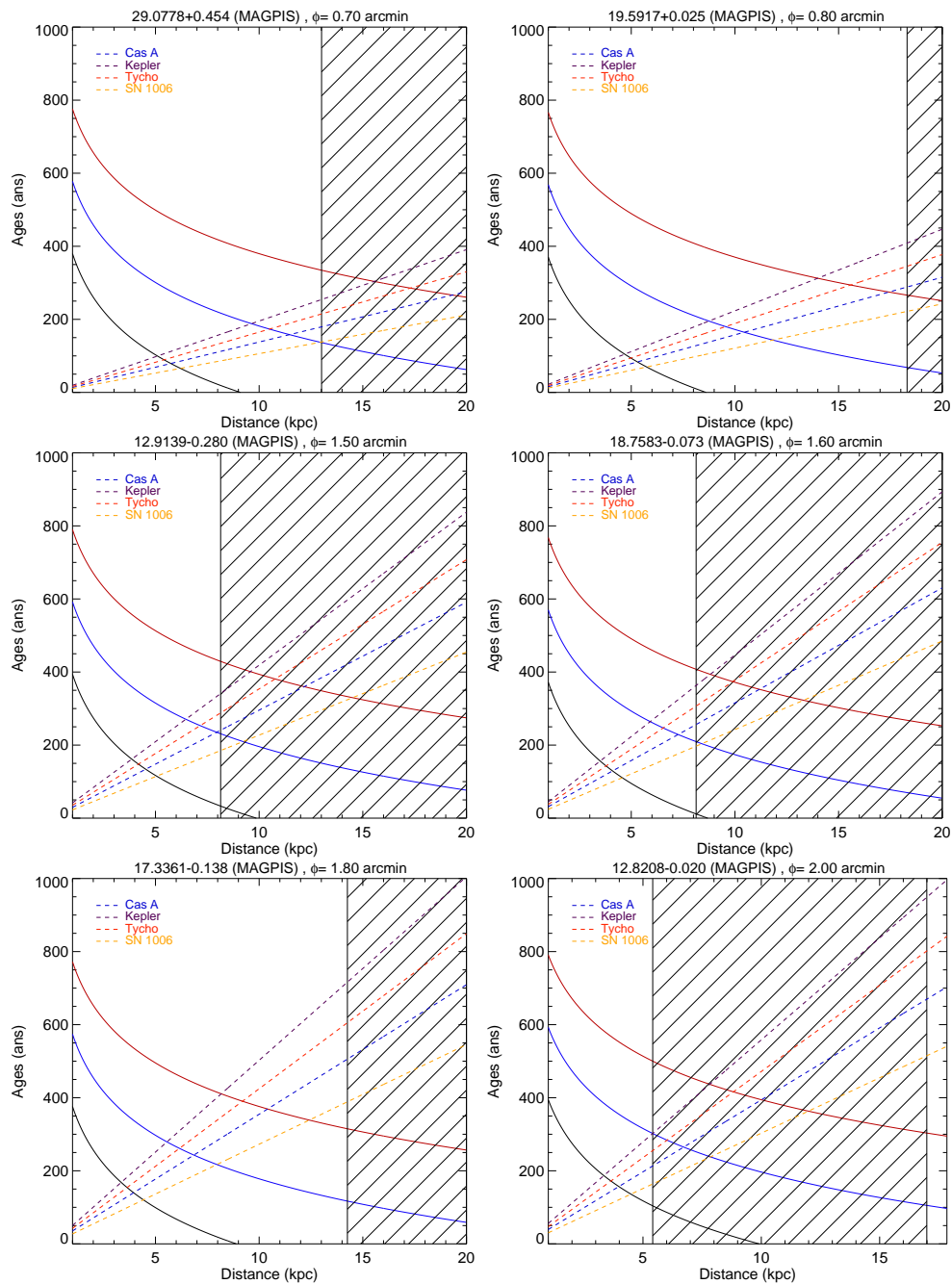


Figure 11.6 Diagrammes âge-distance des cinq plus petites sources détectées par Helfand et al. (2006), jeunes vestiges de supernova potentiels, ainsi que de la contrepartie radio G12.82-0.02 de la source HESS J1813-178 (en bas à droite). Les contraintes sont données par la non-détection des raies du  $^{44}\text{Sc}$  (en traits pleins, pour des taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  de  $10^{-5}$ ,  $10^{-4}$  et  $10^{-3} M_{\odot}$ , respectivement de bas en haut, d'après la relation 11.3), par le diamètre apparent rapporté à celui des vestiges de supernova historiques (en traits pointillés, d'après la relation 11.4) et par la brillance de surface à 1.4 GHz suivant la relation  $\Sigma$ -D donnée par Case et Bhattacharya (1998) (zone hachurée, d'après la relation 11.5).

Bien que cette recherche dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  d'une contrepartie aux positions de ces vestiges de supernova potentiels n'ait pas été concluante, il est tout de même possible d'apporter des contraintes sur leur âge (noté  $t$ ), leur distance (notée  $d$ ) et le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  en leur sein (noté  $Y_{44}$ ). Les limites supérieures de détection  $F_{44}$  obtenues peuvent se traduire sous la forme d'une relation âge-distance pour une masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée donnée, suivant une relation du type 3.7 :

$$t = \tau_{44} \times \ln \left[ \frac{0.724}{\tau_{44}} \left( \frac{Y_{44}}{10^{-4} M_{\odot}} \right) \left( \frac{\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}}{F_{44}} \right) \left( \frac{1 \text{ kpc}}{d} \right)^2 \right] \text{ ans} \quad (11.3)$$

où  $\tau_{44}$  représente le temps de vie du  $^{44}\text{Ti}$ . Notons que l'âge déterminé par cette méthode, à une distance et un taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  donnés, doit être considéré comme une limite inférieure. De plus, si l'on considère les vestiges de supernovae historiques à coquille (Cas A, Kepler, Tycho et SN 1006) pour lesquels l'âge (noté  $t_{SNR}$ ) et la distance (notée  $d_{SNR}$ ) sont relativement bien connus, une autre relation du type âge-distance s'obtient en écrivant :

$$t = \left( \frac{\Phi}{\Phi_{SNR}} \right) \times \left( \frac{t_{SNR}}{d_{SNR}} \right) \times d \text{ ans} \quad (11.4)$$

où  $\Phi$  désigne le diamètre apparent des vestiges considérés mesuré dans le domaine radio. Cette relation suppose implicitement que la taille du vestige varie linéairement au cours de son évolution, ce qui n'est vrai que dans la phase d'expansion libre. Nous faisons donc cette supposition afin d'obtenir une première estimation de l'âge de ces jeunes vestiges de supernova potentiels. Une contrainte indépendante sur la distance est obtenue en supposant qu'il existe une relation entre la brillance de surface à 1.4 GHz ( $\Sigma$ ) et le diamètre physique des vestiges de supernova ( $D$ ) donnée par Case et Bhattacharya (1998) sous la forme d'une loi de puissance telle que :

$$d = \frac{D}{\Phi} = \left( \frac{\Sigma}{2.07_{-1.24}^{+3.10} \times 10^{-17} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}} \right)^{-0.42 \pm 0.05} \times \frac{10^{-3}}{\Phi} \text{ kpc} \quad (11.5)$$

Comme discuté au chapitre 10, cette relation est fortement biaisée, puisqu'elle se base sur les vestiges de supernovae détectés dans le domaine radio pour lesquels la distance est connue, ce qui n'est malheureusement que très rarement le cas. Ceci explique tout de même pourquoi les barres d'erreur sur la normalisation et la pente de la loi de puissance sont si importantes, et pourquoi la relation 11.5 ne permet d'estimer la distance que très grossièrement. La figure 11.6 présente ces trois contraintes définies par les relations 11.3, 11.4 et 11.5 pour les cinq plus petits vestiges de supernova détectés par Helfand et al. (2006), ainsi que la contrepartie radio de la source HESS J1813-178 discutée au paragraphe 11.3.2. D'après la relation  $\Sigma$ - $D$ , la plupart de ces vestiges de supernova se situeraient à

plus de 8 kpc, à l'exception de HESS J1813-178. A première vue, les contraintes obtenues sur les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  ne sont pas très fortes. Cependant, si l'on suit les droites données par les quatre vestiges de supernova historiques considérés, et dans l'hypothèse des plus proches distances permises par la relation  $\Sigma$ -D, nous excluons pour quatre de ces vestiges des taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  semblables (ou supérieurs) à ceux mesuré dans Cas A ou estimé dans SN 1987a, soit  $\sim 1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ .

### 11.4.2 Contraintes apportées par une approche statistique

La recherche des jeunes vestiges de supernova au voisinage des raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV avec IBIS/ISGRI présentée précédemment n'a révélé aucun excès significatif dans les régions internes de la Galaxie. La carte de la sensibilité IBIS/ISGRI à  $1 \sigma$  dans les deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  atteinte après les trois premières années de la mission est présentée à la figure 11.7. La région du Cygne ainsi que celle autour de GRS 1915+105 ont été particulièrement observées. La sensibilité, de l'ordre de  $2$  à  $4 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans les régions centrales de la Galaxie (GCDE,  $|\ell| < 30^{\circ}$ ,  $|b| < 10^{\circ}$ ), est trois fois meilleure que celle de COMPTEL après sept années d'observation (Iyudin 1999 ; The et al. 2006).

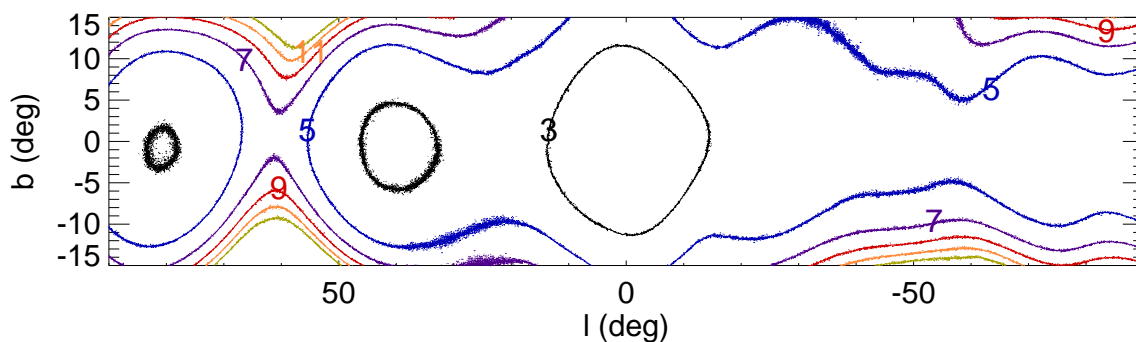


Figure 11.7 Carte en coordonnées galactiques de la sensibilité de IBIS/ISGRI à  $1 \sigma$  combinée dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Les contours sont donnés en unités de  $10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Nous sommes donc dans la situation où les raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  n'ont été fermement détectées que dans Cas A, le plus jeune vestige de supernova connu dans notre Galaxie, puisque les observations IBIS/ISGRI nous ont permis d'émettre de sérieux doutes quant à l'existence de  $^{44}\text{Ti}$  dans Vela Junior, l'autre source détectée par COMPTEL par la raie de décroissance du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV. Par ailleurs, les observations IBIS/ISGRI nous ont permis de contraindre les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les vestiges de très petit diamètre récemment révélés par les balayages du *VLA* dans le domaine radio (Brogan et al. 2006 ; Helfand et al. 2006) à des valeurs inférieures à celles mesurées dans Cas A et SN 1987a, soit moins de  $\sim 1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Il est maintenant légitime de se poser

la question de savoir si ces différents constats observationnels sont en accord avec les prédictions théoriques en termes de fréquence d'explosion dans la Galaxie et de taux de production de  $^{44}\text{Ti}$ .

Nous apportons ici des éléments de réponse par une approche statistique de la problématique des jeunes vestiges de supernova au travers des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  et de l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$  observée. Pour ce faire, nous suivons le même type de méthodes développées par Mahoney et al. (1992), Leising et Share (1994), The et al. (1999) et The et al. (2006), et basées sur des simulations Monte-Carlo d'explosions stellaires au cours du dernier millénaire. Mais contrairement à ces études, nous choisissons de contraindre à la fois le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type II et la fréquence des explosions. De par leur fréquence relative (autour de 75 %) et les prédictions théoriques des masses de  $^{44}\text{Ti}$  éjectées, les supernovae de type II sont à première vue les sources principales du  $^{44}\text{Ca}$  mesuré dans le système solaire. Nous avons déjà mené ce type d'étude sur la première année d'observation de IBIS/ISGRI et le lecteur est renvoyé à l'annexe A pour y trouver l'article issu de la conférence *INTEGRAL* de Munich en février 2004 (Renaud et al. 2004).

Les distributions spatiales des supernovae sont identiques à celles présentées au chapitre 10, c'est-à-dire en tenant compte de la structure spirale de la Galaxie pour les supernovae gravitationnelles, tout comme les fréquences relatives des types d'explosion où (Ia : Ib : II) = (0.1 : 0.15 : 0.75). Les âges sont distribués de manière uniforme entre 0 et 1000 ans. Les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type Ib,c et Ia sont tirés aléatoirement, de manière uniforme, respectivement entre  $3.5$  et  $9 \times 10^{-5} M_{\odot}$  et entre  $0.79$  et  $4.65 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , pour couvrir toutes les valeurs calculées par Woosley et al. (1995) (voir la figure 1b de l'article de Timmes et al. 1996) et Iwamoto et al. (1999). Les deux paramètres libres dans cette étude sont donc la fréquence des explosions, variant entre 0.5 et 4.5 par siècle, et le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type II, variant entre  $10^{-5}$  et  $10^{-3} M_{\odot}$  en supposant que toutes celles-ci éjectent la même masse de  $^{44}\text{Ti}$ . Pour chaque valeur de la fréquence des explosions notée  $\nu_{SN}$ , et du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type II noté  $Y_{44}$ , nous avons simulé  $10^4$  galaxies pour obtenir la probabilité de n'observer aucune supernova dans la carte IBIS/ISGRI des régions internes de la Galaxie au voisinage des raies du  $^{44}\text{Sc}$  (figure 11.5, en bas). Dans cette étude, le seuil au-delà duquel une supernova aurait dû être détectée a été pris à  $5 \sigma$  (soit  $\sim 1.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  d'après la figure 11.7), pour être cohérent avec le fait qu'aucun excès à ce niveau de significativité n'a été effectivement détecté par IBIS/ISGRI. Notons qu'une supernova simulée se trouvant dans les régions externes de la Galaxie, c'est-à-dire hors de la carte présentée à la figure 11.7, est considérée comme un événement avec un rapport signal sur bruit de 0, et donc indétectable par IBIS/ISGRI.

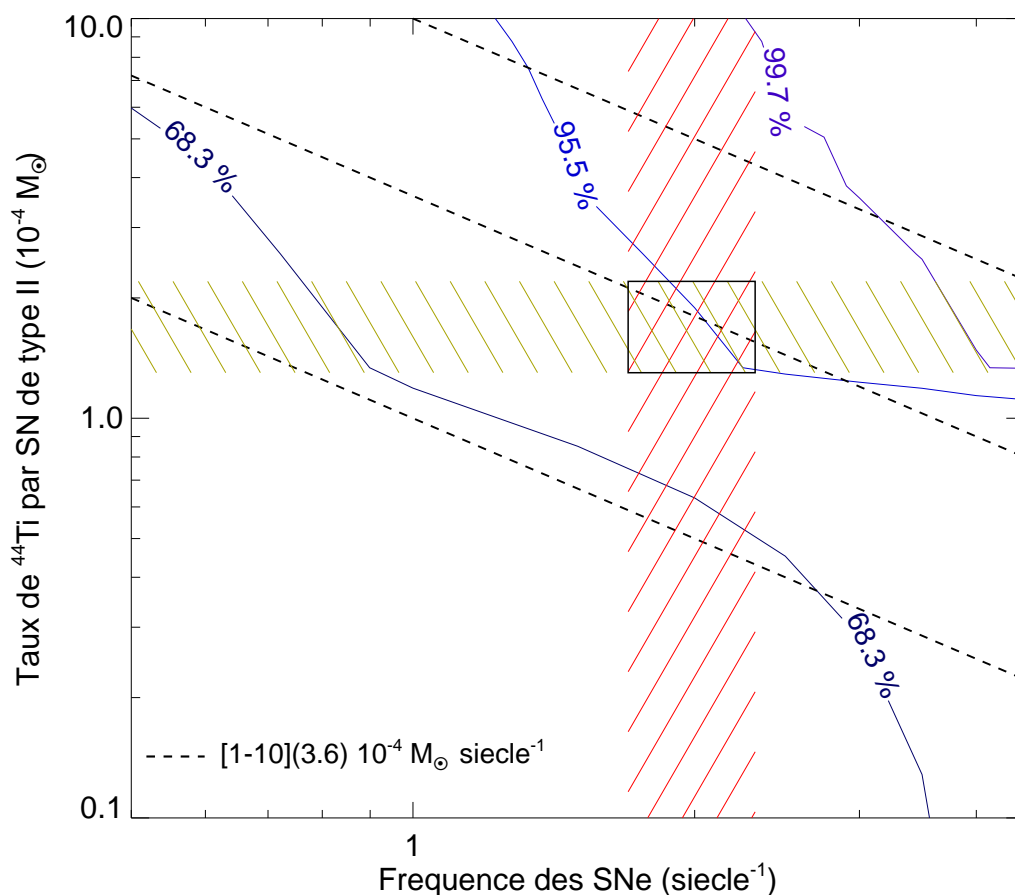


Figure 11.8 Diagramme d'exclusion en termes de masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée dans les supernovae de type II - fréquence des explosions, du fait de la non-détection d'excès significatif avec IBIS/ISGRI dans les régions internes de la Galaxie. La zone hachurée en rouge définit l'intervalle des valeurs acceptables de la fréquence des supernovae dans la Voie Lactée estimée par les différentes méthodes décrites au chapitre 2.4.2. La zone hachurée en vert représente la mesure de la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée dans Cas A à partir des observations de COMPTEL, BeppoSAX/PDS et IBIS/ISGRI avec son incertitude (Renaud et al. 2006). La combinaison des deux est représentée par le carré en noir. Les lignes en pointillés définissent les valeurs possibles du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  actuel nécessaire pour expliquer l'abondance solaire du  $^{44}\text{Ca}$  : les limites inférieure et supérieure ont été déterminées au paragraphe 11.1.2 d'après le modèle d'évolution chimique de la Galaxie de Clayton (1985). La valeur de  $3.6 \times 10^{-4} \text{ M}_{\odot} \text{ siècle}^{-1}$  (courbe du milieu) est donnée par le modèle plus complet de Timmes et al. (1995).

La figure 11.8 présente la probabilité d'exclure un jeu de valeurs ( $\nu_{SN} - Y_{44}$ ) donné, du fait de la non-détection d'excès significatif avec IBIS/ISGRI dans les régions internes de la Galaxie. Les zones hachurées définissent l'intervalle des valeurs acceptables de ces deux paramètres, d'après les estimations indépendantes de la fréquence d'explosion et la mesure



du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A par COMPTEL, BeppoSAX et IBIS/ISGRI (Renaud et al. 2006). Les courbes en pointillé correspondent aux estimations du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  actuel nécessaire pour expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ , d'après les modèles de Clayton (1985) et de Timmes et al. (1995). Il est clair que le scénario dans lequel deux supernovae par siècle de type Cas A (du point de vue de la masse de  $^{44}\text{Ti}$  éjectée) ont lieu dans la Galaxie est exclu par la non-détection de IBIS/ISGRI à plus de 95 %. Cependant, il est intrigant de constater qu'environ deux explosions par siècle éjectant  $\sim 1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$ , c'est-à-dire  $\nu_{SN} \times Y_{44} \sim 3 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ siècle}^{-1}$ , sont nécessaires pour expliquer l'abondance de  $^{44}\text{Ca}$  mesurée dans les météorites !

### 11.4.3 Discussion

Si les supernovae de type II sont les principales sources du  $^{44}\text{Ca}$ , et que les deux par siècle ayant lieu dans la Galaxie éjectent  $\sim 1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$ , l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$  est alors expliquée. Cependant, la non-détection de jeunes vestiges de supernova au travers des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  dans les balayages menés avec *HEAO-3*, *SMM*, COMPTEL, et IBIS/ISGRI est visiblement incompatible avec ce scénario, comme le montre la figure 11.8. The et al. (2006) ont utilisé les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  prédits par les modèles de Woosley et Weaver (1995) pour les supernovae de type II, pour ne contraindre que la fréquence d'explosion, et ont obtenu des limites supérieures à 68 % de confiance de l'ordre de 1.5 explosions par siècle, d'ors et déjà en-deça des estimations indépendantes. Or, comme l'ont montré Timmes et al. (1996) à partir d'un modèle raisonnable d'évolution chimique de la Galaxie, les modèles de Woosley et Weaver (1995) n'expliquent qu'un tiers du  $^{44}\text{Ca}$  solaire, pour des fréquences d'explosion actuelles de l'ordre de trois par siècle. Si, pour expliquer l'abondance de cet élément, nous augmentons d'un facteur trois le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type II, les plus fréquentes à hauteur de  $\sim 75$  %, ou bien d'un même facteur la fréquence d'explosion, l'incompatibilité avec la non-détection de jeunes vestiges de supernova dans les balayages  $\gamma$  de la Galaxie au voisinage des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  est encore plus flagrante. Mais ces conclusions supposent implicitement que les supernovae traditionnelles, celles qui doivent avoir lieu dans la Galaxie à hauteur de deux à trois par siècle, sont les sources du  $^{44}\text{Ti}$  et donc du  $^{44}\text{Ca}$ . Voilà pourquoi la principale question à laquelle nous devons répondre est la suivante : les supernovae produisant le  $^{44}\text{Ti}$ , à l'origine du  $^{44}\text{Ca}$ , sont-elles exceptionnelles ou non ? Et cette question en amène bien d'autres : doit-on remettre en cause les paramètres fondamentaux que sont le temps de décroissance radioactive du  $^{44}\text{Ti}$ , la fréquence des explosions, les modèles employés de distribution spatiale des supernovae ? quels sont les paramètres plus fins régissant la nucléosynthèse explosive aux premiers instants de l'explosion qui permettent de distinguer une supernova riche en  $^{44}\text{Ti}$

d'une autre, n'éjectant que très peu de cet élément radioactif ? Quel crédit doit-on alors accorder aux divers modèles d'explosions stellaires ? Pourrions-nous quantifier le terme d'exceptionnalité de ces événements à l'origine du  $^{44}\text{Ca}$ , pour être en accord à la fois avec son abondance solaire mesurée, et les résultats présentés ici à partir des balayages  $\gamma$  du plan galactique ?

Pour ce qui est de nos connaissances des paramètres de base, soulignons l'étude menée par Mochizuki et al. (1999) concernant l'ionisation du  $^{44}\text{Ti}$  au sein des supernovae et son influence sur la détermination de son temps de décroissance radioactive. Puisque le  $^{44}\text{Ti}$  décroît en  $^{44}\text{Sc}$  par capture électronique, il est envisageable que sous certaines conditions de température et de densité atteintes après le passage du choc en retour dans les éjecta, le haut degré d'ionisation résultant implique un taux de capture d'un électron orbital beaucoup plus faible que celui mesuré en laboratoire sur des atomes neutres. Par exemple, le  $^{44}\text{Ti}$  complètement ionisé est... stable ! A partir du modèle d'évolution hydrodynamique d'un vestige de supernova de Truelove et McKee (1999), en supposant que le  $^{44}\text{Ti}$  soit localisé dans des régions denses contenant par ailleurs le  $^{56}\text{Fe}$ , Mochizuki et al. (1999) ont montré que l'activité actuelle dans Cas A serait augmentée d'un facteur  $\sim 2$ . Cela impliquerait un taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  déduit de la mesure du flux dans les raies deux fois plus faible, soit plus en accord avec les modèles standard de nucléosynthèse explosive. Cependant, l'équilibre d'ionisation n'est que très partiellement atteint dans les jeunes vestiges de supernova (voir par exemple Decourchelle et al. 2000) et des travaux récents montrent que le temps de vie effectif du  $^{44}\text{Ti}$  ne diffère du temps de vie mesuré en laboratoire que dans des conditions rarement satisfaites en termes de densité et de température dans les jeunes vestiges de supernova (Decourchelle & Lehoucq 2006, en préparation). Concernant la fréquence des explosions, deux supernovae par siècle paraît être en accord avec la plupart des estimations obtenues par plusieurs groupes (van den Bergh et Tammann 1991 ; Tammann et al. 1994 ; Cappellaro et al. 1999 ; Mannucci et al. 2005) et même si ce chiffre est sujet à quelques incertitudes, il deviendrait totalement en contradiction avec une augmentation d'un facteur trois nécessaire pour expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ , en supposant les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  donnés par les modèles standard (Woosley et Weaver 1995 ; Thielemann et al. 1996). Parmi les paramètres fondamentaux, le plus sujet à caution est sans doute la distribution spatiale des supernovae gravitationnelles dans la Galaxie, puisque les distances de la plupart des vestiges observés principalement dans le domaine radio ne sont pas réellement connues. The et al. (2006) ont employé des modèles de type disque exponentiel et anneau moléculaire. Dans notre, même si nous avons tenu compte en sus de la structure spirale, les conclusions restent semblables : les contraintes obtenues par ces deux études en termes de fréquence d'explosion et taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  soulèvent la question de l'origine du  $^{44}\text{Ca}$ .

Finalement, les prédictions les plus contestables sont certainement celles des taux de production des éléments créés aux premiers instants de l'explosion tels que le  $^{44}\text{Ti}$ . Pour s'en convaincre, il suffit de constater que même les simulations numériques les plus récentes, multi-dimensionnelles, n'ont pas encore permis de cibler les paramètres clés à l'origine d'une explosion stellaire et le rôle des neutrinos, des diverses instabilités, de la rotation stellaire, et du champ magnétique est toujours débattu (Woosley et Janka 2005) (voir tout de même les travaux récents de Burrows et al. 2006). De plus, nous avons montré au chapitre 3.1 que la nucléosynthèse explosive et donc la production de  $^{44}\text{Ti}$  est sensible à de nombreux paramètres, comme l'énergie de l'explosion, le *mass-cut*, mis artificiellement dans la plupart des simulations numériques de supernovae gravitationnelles, les asymétries, observées dans de nombreux vestiges mais dont l'origine n'est pas encore réellement attestée (quel type d'instabilités ?), les sections efficaces d'interaction nucléaire, beaucoup d'entre elles étant aujourd'hui encore mal connues, etc. C'est pourquoi nous avons décidé dans l'étude présentée ici de considérer le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type II, les plus fréquentes dans la Galaxie, comme un paramètre libre en supposant que toutes celles qui apparaissaient dans nos simulations éjectaient la même masse de  $^{44}\text{Ti}$ . Ce faisant, nous avons pu contraindre à la fois la fréquence d'explosion, la plupart étant de type II, et ce taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  moyen en leur sein. Nous arrivons alors à la même conclusion que The et al. (2006), et ce à partir d'observations menées avec un tout autre instrument et d'un modèle de distribution spatiale des supernovae gravitationnelles différent : les supernovae à l'origine du  $^{44}\text{Ca}$ , c'est-à-dire éjectant au moins  $10^{-4} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$ , ne peuvent avoir lieu dans la Galaxie à hauteur de deux à trois par siècle, même si il est remarquable de constater que ces chiffres sont en parfait accord avec le taux de  $^{44}\text{Ti}$  nécessaire pour expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ .

Pour expliquer l'abondance solaire de  $^{44}\text{Ca}$ , il faut un taux de production actuel de  $^{44}\text{Ti}$  de l'ordre de  $3 \times 10^{-4} M_{\odot}$  par siècle (voir figure 11.8), d'après les modèles de Clayton (1985) et Timmes et al. (1996). Pour que les contraintes obtenues sur le jeu de paramètres ( $\nu_{\text{SNe}} - Y_{44}$ ), par la non-détection d'excès significatifs dans les raies du  $^{44}\text{Sc}$  avec IBIS/ISGRI, soient relâchées ( $< 68\%$  de niveau de confiance), il suffirait par conséquent que la majeure partie des supernovae de type II ( $\sim 80\%$ ) n'éjectent que quelques  $10^{-5} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$  et que les  $\sim 20\%$  restants, c'est-à-dire avec des temps de récurrence de l'ordre de 200 ans, en produisent  $\sim 5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Mais ce scénario est quelque peu gênant à deux points de vue : d'une part, nous avons deux preuves observationnelles, Cas A et SN 1987a, pour lesquelles les taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  sont de l'ordre, voire supérieurs, à  $10^{-4} M_{\odot}$ , au-delà des prédictions des modèles supposant une explosion à symétrie sphérique. Même si Cas A peut être considérée comme atypique par des effets de sélection, il est déroutant de voir que la masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  dans SN 1987a est similaire, déduite de manière indépendante : avons-nous à faire à deux explosions

atypiques ? D'autre part, les nouvelles simulations numériques multi-dimensionnelles de supernovae et de nucléosynthèse explosive associée, dans des conditions habituelles en termes d'énergie d'explosion, de structure de la pré-supernova, etc., prédisent en général des taux de production dans les supernovae gravitationnelles plus importants que dans le cas sphérique (Young et al. 2006). L'explication vient certainement du fait que certaines instabilités, encore mal définies mais n'apparaissant qu'à deux ou trois dimensions, augmentent l'entropie du système et donc la production d'éléments tels que le  $^{44}\text{Ti}$ . Les asymétries seraient donc intrinsèques aux explosions des étoiles massives et permettraient d'expliquer celles observées dans les domaines X et visible dans Cas A, SN 1987a, ainsi que les importantes vitesses propres des jeunes pulsars dans la Galaxie mesurées entre 200 et 500 km s $^{-1}$  (Scheck et al. 2004 ; Fryer 2004). Par ailleurs, Nassar et al. (2006) ont révisé la section efficace de la réaction  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$  dans le régime des supernovae, impliquant alors l'augmentation du taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  d'un facteur deux, plus en accord avec celui mesuré dans Cas A. Nos deux observables ne sont donc peut-être pas si exceptionnelles que cela, mais il nous resterait alors à comprendre pourquoi nous ne voyons pas d'excès significatif au voisinage des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  dans les cartes  $\gamma$  du plan galactique.

Nous pourrions imaginer alors une distribution en masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae dans laquelle seraient présentes les explosions les plus communes mais produisant peu de  $^{44}\text{Ti}$ , et, vers les taux de production élevés, autour de  $10^{-4} M_{\odot}$ , celles que nous avons effectivement détectées, comme Cas A, qui échapperaient le mieux aux effets de sélection : elles seraient rares, mais pas trop, et produiraient suffisamment de  $^{44}\text{Ti}$  pour être détectées dans les balayages galactiques... Pour encore plusieurs années, IBIS/ISGRI restera le seul instrument capable de contraindre cette distribution, grâce à un sondage du plan galactique plus important au fil des années.

# Chapitre 12

## Discussion générale et perspectives

Il a été question tout au long de ce manuscrit de vestiges de supernova observés avec *INTEGRAL* IBIS/ISGRI à travers les raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  et l'émission continue non-thermique sous-jacente. Ce dernier chapitre, sous la forme d'une discussion générale, discute ces deux thèmes scientifiques, avec une présentation des différents travaux en cours et les perspectives envisagées.

### 12.1 La nucléosynthèse explosive

L'un des principaux résultats obtenus grâce aux observations menées avec *INTEGRAL* IBIS/ISGRI sur les jeunes vestiges de supernova est sans aucun doute la confirmation de l'existence de  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A. Les prédictions théoriques standard peinent à expliquer la masse éjectée déduite de ces observations et des précédentes (BeppoSAX/PDS, COMPTEL), de l'ordre de  $1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Nous avons par ailleurs montré que la présence de  $^{44}\text{Ti}$  au sein de la deuxième source détectée par COMPTEL au voisinage de la raie du  $^{44}\text{Ca}$  à 1.157 MeV, Vela Junior, était plus que douteuse, même dans le cas d'une source étendue et d'une vitesse des éjecta de l'ordre de  $1.5 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$  (Renaud et al. 2006, en préparation). Les limites supérieures apportées par IBIS/ISGRI sur le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  dans le vestige de la supernova de Tycho sont certes encore au-dessus des attentes de la plupart des modèles de nucléosynthèse dans les supernovae thermonucléaires, mais nous pouvons à présent conclure de ces trois observations que seule l'explosion à l'origine de Cas A a éjecté du  $^{44}\text{Ti}$  en quantité significative. Nous avons par conséquent discuté de son statut de supernova exceptionnelle, dans le cadre de la recherche non fructueuse d'excès significatifs dans les balayages  $\gamma$  de la Galaxie effectués au voisinage des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . A l'heure actuelle, la plupart des groupes impliqués dans la modélisation des explosions stellaires s'accorde à dire que celles-ci sont en fait loin d'être à symétrie sphérique, comme il a longtemps été supposé faute de moyens de calculs adaptés. Les instabilités fluides sont visiblement inhérentes aux explosions, et ces nouvelles conditions physiques observées dans les simulations numériques multi-dimensionnelles doivent

influer sur la nucléosynthèse explosive et donc la production d'éléments tels que le  $^{44}\text{Ti}$ . Du point de vue théorique, il est normal de penser que ces conditions amènent à une entropie importante dans les couches internes aux premiers instants de la supernova, et la production de cet élément doit par conséquent être favorisée. Mais il reste encore à cerner les mécanismes clefs régissant l'explosion.

Notons avant d'aller plus loin que les résultats présentés au chapitre 11 ont été obtenus à partir d'une première analyse des données IBIS/ISGRI des trois années d'observation du plan galactique aux énergies des raies du  $^{44}\text{Sc}$ . Bien que la méthode employée fut la même que celle qui nous permet de détecter ces raies dans Cas A, il nous reste encore à affiner nos méthodes d'analyse sur des volumes de données si importants, pour atténuer les défauts systématiques restants : le principal effet vient sans doute de la soustraction des sources et des fantômes associés, et de la compréhension des contributions relatives des différentes composantes du fond mesuré sur ISGRI. L'appréhension de l'évolution temporelle de leurs structures spatiales n'est, par exemple, pas encore complète. Nous pourrions le cas échéant nous affranchir des cartes de fond présentées au paragraphe 7.3, qui supposent implicitement un fond dont la structure spatiale à toute énergie ne change pas au cours du temps. La recherche d'excès significatifs et de contreparties dans le domaine radio présentée au chapitre précédent n'en est, elle aussi, qu'à ses premiers essais. Une corrélation plus soignée avec d'autres domaines de longueur d'onde comme par exemple celui de HESS au TeV est envisagé.

A défaut d'avoir une vue générale et cohérente de la nucléosynthèse explosive au sein des supernovae, il reste des voies à explorer en ce qui concerne les contraintes sur le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  et la fréquence d'explosions, à partir des constats observationnels mentionnés précédemment. Par exemple, nous envisageons de coupler l'étude de la détectabilité des supernovae dans le domaine visible avec celle des jeunes vestiges au travers des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$ . En effet, il doit exister une relation entre la masse éjectée de  $^{56}\text{Ni}$ , responsable de la courbe de lumière des supernovae (et donc de la magnitude absolue au maximum), et la masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  en considérant ces deux éléments radioactifs comme des produits conjoints issus de la même couche de combustion. Nous pourrions considérer par la même occasion les supernovae de type Cas A ou SN 1987a, déviant de cette relation (c'est-à-dire à faible magnitude absolue et à masse éjectée de  $^{44}\text{Ti}$  importante, voir la figure 3.13), et contraindre leur fréquence d'apparition. Un scénario, cohérent mais certes peu quantitatif, consiste à dire que 75 % des supernovae gravitationnelles observées dans les galaxies externes sont de type IIP et IIL, c'est-à-dire à faible taux de perte de masse. Pour une énergie d'explosion donnée, l'importante masse de la pré-supernova devrait induire un fort *mass-cut*, et donc l'éjection de  $^{44}\text{Ti}$  en très faibles quantités. A l'inverse, les 25 % restants, correspondant aux supernovae de type IIn, IIb, Ib, Ic (dans l'ordre croissant du taux de perte de masse), en éjecteraient, toutes choses égales

par ailleurs, des quantités non négligeables, et pourraient être les principales sources du  $^{44}\text{Ca}$  observé dans le système solaire, sans être en désaccord avec la non-détection d'excès dans les balayages  $\gamma$  de la Galaxie du fait de leur faible fréquence d'apparition. Le rôle de la binarité sur l'évolution des étoiles massives et en particulier sur les pertes de masse est certainement important, comme l'ont suggéré Young et al. (2006) dans le cas de Cas A où la masse des éjecta est estimée à seulement 2-4  $M_{\odot}$ , tandis que l'explosion progénitrice a produit plus de  $10^{-4} M_{\odot}$  de  $^{44}\text{Ti}$ .

## 12.2 Etude large bande de l'émission continue

L'autre thème scientifique lié aux vestiges de supernova est l'émission continue non-thermique sur une large bande spectrale, du domaine radio (*VLA*, *ATCA*) jusqu'à celui du TeV (HESS, mais aussi MAGIC et bientôt VERITAS et HESS II) en passant par le domaine des rayons X (*Chandra*, *XMM-Newton*) et des  $\gamma$  mous (*INTEGRAL*). Le domaine du GeV est aussi très prometteur, grâce à la prochaine mission GLAST. Celle-ci devrait couvrir conjointement avec HESS II une gamme en énergie allant de 10 MeV à 100 TeV d'ici quelques années. Quant au domaine de IBIS/ISGRI, il nous permet de contraindre les paramètres importants de l'émission synchrotron des vestiges de supernova que sont le champ magnétique et l'énergie maximale des électrons accélérés. Pour aborder la question de la contribution de ces objets au rayonnement cosmique galactique, il y a tout intérêt à les observer sous tous les angles possibles ! D'une part, les filaments fins observés dans le domaine des X, d'origine synchrotron, nous informent sur les conditions d'accélération des électrons, et les observations allant du GeV au TeV doivent alors nous aider à distinguer spectralement les différents processus émissifs tels que l'émission Compton inverse de ces mêmes électrons et la décroissance du  $\pi^0$  issue de la collision entre les protons accélérés et ceux du milieu environnant. Même si la théorie de l'accélération diffusive par onde de choc est aujourd'hui relativement bien connue, avec tout de même des incertitudes comme l'injection des particules dans le cycle d'accélération, la comparaison entre son application en terme de mécanismes d'émission et les observations sur un large domaine spectral n'est pas toujours évidente. Les différences marquées entre les résolutions angulaires des divers instruments (de l'ordre de la seconde d'arc dans le domaine radio à plusieurs minutes d'arc dans le domaine  $\gamma$ ) gêne parfois la comparaison directe des mesures à différentes longueurs d'onde, et les spectres large bande des vestiges de supernova doivent être considérés avec prudence. Houck et Allen (2006) ont récemment décrit les modèles d'émission non-thermique dans le cadre de l'accélération non-linéaire décrite au paragraphe 3.2, pour laquelle le spectre des particules dévie d'une simple loi de puissance en présentant une concavité liée à la modification du choc principal lui-même. Cette amélioration en comparaison des modèles du type Reynolds et Keohane (1999) est intéressante et devrait nous

aider à mieux contraindre les paramètres importants de l'accélération de particules au sein des vestiges de supernova. De manière plus ciblée, nous prévoyons d'étudier, d'une part le spectre large bande de Vela Junior récemment détecté par HESS (Aharonian et al. 2005a), et pour lequel nous avons obtenu de sérieuses contraintes au-delà de 15 keV avec les observations IBIS/ISGRI, et d'autre part le spectre synchrotron du vestige de la supernova de Tycho, en combinant les mesures IBIS/ISGRI jusqu'à  $\sim 50$  keV avec les images et spectres *XMM-Newton* au-delà de l'émission thermique ( $> 7-8$  keV) ainsi que les observations dans le domaine radio.

### 12.3 Les futures missions

Pour réellement conclure ce manuscrit, quoi de mieux que de discuter des prochaines missions... Nous avons, à quelques reprises déjà, discuté de Simbol-X (Ferrando et al. 2005) qui devrait, entre autres, permettre de mesurer pour la première fois le spectre continu des vestiges de supernova entre 0.5 et  $\sim 100$  keV, et principalement sa composante non-thermique. Il allierait une résolution angulaire comparable à celle de *XMM-Newton* opérant dans le domaine des X mous ( $< 30''$ ), à une sensibilité dans les X durs meilleure que celle de IBIS/ISGRI de près de deux ordres de grandeur ( $\sim 10^{-8}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$  à  $E < 40$  keV), principalement grâce à la focalisation du rayonnement incident. Nous pourrions alors cartographier au-delà de 10 keV les vestiges de supernova tels que Cas A, Tycho et Kepler présentant une composante non-thermique sous la forme de fins filaments associés au choc principal, et corrélérer ces observations avec celles dans les domaines radio et au TeV, pour ainsi apporter un complément indispensable aux mesures effectuées avec *XMM-Newton* et *Chandra*.

La nucléosynthèse explosive pourrait elle aussi être une part importante des objectifs scientifiques de Simbol-X au travers des raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV. Avec une résolution spectrale de l'ordre de 1 à 2 keV à 60 keV, il serait possible de cartographier les éjecta de  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A avec des temps d'observation raisonnables. La figure 12.1 illustre les capacités de spectro-imagerie de Simbol-X par l'observation simulée de Cas A pendant 100 ks<sup>1</sup>. L'apport de la focalisation et la caméra  $\gamma$  pixelisée de nouvelle génération (par rapport à ISGRI) à bord de la mission devraient donc permettre, en plus de localiser le  $^{44}\text{Ti}$  dans Cas A et ainsi d'apporter des contraintes sur les conditions dans lesquelles il s'est formé, de détecter les raies du  $^{44}\text{Sc}$  dans SN 1987a dont l'étoile progénitrice, fait exceptionnel, est connu (Sanduleak -69°202, une supergéante bleue de  $\sim 20 M_{\odot}$ ), mais aussi de rechercher ces raies de décroissance dans les vestiges des supernovae historiques

<sup>1</sup>Ces simulations, menées par J. Ballet au CEA-Saclay, supposent une configuration de l'instrument favorable pour la détection des raies du  $^{44}\text{Sc}$ , à savoir une distance focale de 30 mètres et des miroirs multi-couches.



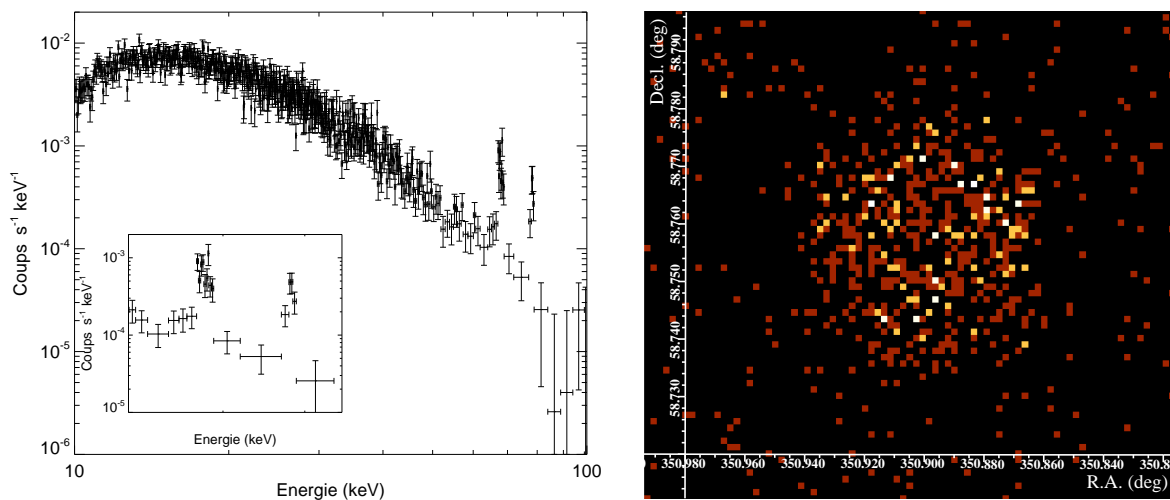


Figure 12.1 Observation simulée de Cas A avec Simbol-X pendant 100 ks. Le  $^{44}\text{Ti}$  est supposé être réparti uniformément à l'intérieur d'une boule de  $82''$  de rayon (soit une vitesse de  $4000 \text{ km s}^{-1}$  en 330 ans à 3.4 kpc). A gauche : spectre de la région centrale de  $1 \text{ arcmin}^2$  de taille. Le flux et la largeur intrinsèque des raies du  $^{44}\text{Sc}$  sont respectivement de  $2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $0.4 \text{ keV}$ . A droite : image dans la raie du  $^{44}\text{Sc}$  à  $67.9 \text{ keV}$  ( $66.9\text{-}68.9 \text{ keV}$ ), sans soustraction du continuum sous-jacent.

de Tycho, Kepler, ainsi qu'aux positions des candidats - nous l'espérons - détectés par IBIS/ISGRI après l'ensemble des années d'observation de la mission *INTEGRAL*.

Nous l'aurons compris, les supernovae peuvent être abordées sous des angles divers et variés. La richesse des phénomènes physiques mis en jeu dans ces explosions stellaires les rend attrayantes à de nombreux points de vue. La problématique liée à la recherche des jeunes vestiges de supernova n'est pas encore élucidée, tout comme celle portant sur la nature des sources à l'origine du rayonnement cosmique. Ces deux thématiques font appel à des pans de la recherche d'un intérêt grandissant - la nucléosynthèse et l'accélération de particules - grâce notamment aux fenêtres observationnelles que sont les raies  $\gamma$  nucléaires et le domaine des hautes énergies symbolisé par HESS. Celles-ci sont atypiques, et donc intéressantes, puisqu'elles nous offrent la possibilité de découvrir des mondes nouveaux et de poursuivre cette aventure de plus belle...

# Tycho, Vela Junior & The IBIS/ISGRI survey

This chapter describes in English the part of the work which is written in the manuscript but not unpublished. I first present the main results obtained on Tycho supernova remnant (hereafter, SNR) and Vela Junior with IBIS/ISGRI. Then, I briefly discuss on the search for young supernova remnants through the  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$ -ray lines in the inner part of the Galaxy with IBIS/ISGRI, and the implications in terms of the supernova rate and the  $^{44}\text{Ti}$  production, in relation with the solar abundance of  $^{44}\text{Ca}$ .

## Tycho SNR

Thanks to the accurate observations of Tycho Brahe in Europe and those of astronomers in South Asia at the beginning of November 1572 (figure 8.8), the Tycho supernova (hereafter, SN) is thought to be the prototype of a Type Ia SN with an absolute magnitude at the maximum of the light-curve  $M_V = -19.24 - 5 \log(D/3.0 \text{ kpc}) \pm 0.42$  (Ruiz-Lapuente 2004). Ruiz-Lapuente et al. (2004) have recently found a G0-G2 star close to the central region of the supernova remnant moving at more than three times the mean velocity of the stars at that distance ( $2.3 \pm 0.8 \text{ kpc}$ , Smith et al. 1991), which could be the surviving companion of the explosion, *i.e.* the binary progenitor of the Tycho's supernova. The radio observations have revealed on one hand the non linearity of the acceleration process of particles responsible of the synchrotron emission at the forward shock (Reynolds et Ellison 1992), and on the other hand the morphology of the surrounding medium in the Perseus arm (Dickel et al. 1991 ; Reynoso et al. 1999 ; Lee et al. 2004). In the X-ray domain, Hwang et al. (1998) have measured with *ASCA* a plasma temperature of 2-3 keV. *XMM-Newton* and *Chandra* have mapped the ejecta through the silicon, sulphur and iron lines and the continuum emission in the 4-6 keV band revealing nonthermal filaments associated to the forward shock (Decourchelle et al. 2001 ; Hwang et al. 2002). No detection of  $^{44}\text{Ti}$  lines in the Tycho SNR has ever been reported (Dupraz et al. 1997).

We analyzed the IBIS/ISGRI data coming from the Open Time (Galactic Plan Scan) and dedicated observations of the Cassiopeia region (see table 8.1) with the optimizations on the distance of the pointings to the source of interest (less than  $11^\circ$ , see chapter 7.2.2) and on the selection of the rise-time of the detected events (1-100, see chapter 7.2.1). The resulting observing time is almost 3.5 Ms. In Figure 8.11, the Tycho SNR is detected

in the 18-25 and 25-35 keV bands at  $6\sigma$ . The spectral extraction up to  $\sim 60$  keV is on-going and we expect to bring constraints on the synchrotron emission in this SNR by combining these measurements with those of *XMM-Newton* close to the high threshold of the instrument where the nonthermal processes are dominant, *i.e.*  $\sim 10$  keV (in collaboration with Anne Decourchelle and Jean Ballet). We did not find evidence of a significant excess in the  $^{44}\text{Sc}$  lines at 67.9 and 78.4 keV at the position of the Tycho SNR. Our  $3\sigma$  upper limit of  $9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  is three times better than that of COMPTEL (Dupraz et al. 1997). We translate this value into an upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  production as a function of the distance of the remnant by adopting a  $^{44}\text{Ti}$  lifetime of 86 years. Figure 8.19 presents such a diagram where the dashed area corresponds to the acceptable values of the  $^{44}\text{Ti}$  yield and SNR distance. The upper limit of  $\sim 6 \times 10^{-5} M_{\odot}$  at 2 kpc is not yet really constraining compared to the explosive nucleosynthesis calculations in the case of standard Type Ia SNe but we can already exclude all the models of sub-Chandrasekhar explosions. On the other hand, this value is close to the expectations of Badenes et al. (2005) who favored a delayed-detonation scenario at the origin of the explosion from the thermal X-ray spectrum of the Tycho SNR.

## Vela Junior

Vela Junior (also known as G266.2-1.2) is a SNR discovered in the ROSAT all-sky survey (RASS) and appearing in the southeastern boundary of the Vela remnant (Aschenbach 1998). It is limb brightened mainly in the north and south with an apparent diameter of about  $2^{\circ}$ . The X-ray emission of the interior of the SNR has been found to be likely thermal and the high shock-heated plasma temperature component ( $T \sim 3 \times 10^7$  K) indicates that Vela Junior is a young ( $< 1,500$  years) and so nearby object ( $< 1$  kpc). Moreover, Iyudin et al. (1998) have reported the detection with GRO/COMPTEL of an excess in the 1.15 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line GRO J0852-4642 spatially coincident with the ROSAT position at a flux of  $(3.8 \pm 0.7) \times 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .  $^{44}\text{Ti}$  is thought to be exclusively produced in SNe and has a weighted mean lifetime of  $86 \pm 0.7$  years (Ahmad et al. 1998 ; Görres et al. 1998 ; Norman et al. 1998 ; Wietfeldt et al. 1999) emitting three  $\gamma$ -ray lines at 67.9 keV, 78.4 keV (from  $^{44}\text{Sc}^*$ ) and 1.157 MeV (from  $^{44}\text{Ca}^*$ ) with similar branching ratios. Therefore, this radioactive nucleus is the best indicator of the youth of SNRs. In the case of Vela Junior an age of  $\sim 680$  years and a distance of  $\sim 200$  pc have been determined from the  $\gamma$ -ray flux and the X-ray diameter assuming a  $^{44}\text{Ti}$  yield of  $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$  and an expansion velocity of  $\sim 5,000 \text{ km s}^{-1}$  (see Aschenbach et al. 1999 and Figure 9.3). Since the first decay of the  $^{44}\text{Ti}$  is 100 % electron capture, it means that lifetime may a priori depend on ionization stage, adding a new parameter for determining

the  $^{44}\text{Ti}$  yield produced in young SNRs. However, in the case of Vela Junior, Mochizuki et al. (1999) have shown that the reverse shock does not heat the ejecta to sufficiently high temperatures to ionize enough  $^{44}\text{Ti}$ , due to the low density of the ambient medium. Thus, Aschenbach et al. (1999) argued that age and distance could be underestimated by only 30 % due to the unknown ionization stage of Ti. These conclusions on the age and distance of Vela Junior are supported by a possible correlation between spikes of nitrate abundances measured in Antarctic ice cores and recent nearby supernova events due to photochemical reactions in the atmosphere (Burgess et al. 2000). Vela Junior could be responsible of one of these spikes which occurred  $\sim 700$  years ago.

Clearly, these results are sensitive to several parameters in particular to the  $^{44}\text{Ti}$  yield. Its production in SNe is extremely sensitive to the explosion details mainly the explosion energy, the mass-cut in core-collapse events (the mass above which matter is ejected), asymmetries (see e.g. Nagataki et al. 1997). Theoretical models predict  $^{44}\text{Ti}$  yields from a few  $10^{-5}$  to  $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$  for the most frequent SNe of type II (Woosley et al. 1995 ; Thielemann et al. 1996) and  $I_{b/c}$  (Woosley et al. 1995) and up to  $3.9 \times 10^{-3} M_{\odot}$  for the rare event of the He-detonation of a sub-Chandrasekhar white dwarf (Woosley et al. 1986 ; Woosley et al. 1994). As reported by Iwamoto et al. (1999),  $^{44}\text{Ti}$  yields for standard type Ia SNe varie from  $7.9 \times 10^{-6} M_{\odot}$  to  $4.7 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . Taking into account these large uncertainties, Aschenbach et al. (1999) and Chen et al. (1999) have shown that a core-collapse event of a massive star is favored for Vela Junior, based on energetic considerations and on a possible association between the SNR and a fraction of the flux of  $^{26}\text{Al}$  detected by COMPTEL in the Vela region (Diehl et al. 1995). This scenario is supported by the recent detection with *Chandra* of a point-like source CXOU J085201.4-461753 located only about  $4'$  north of the SNR center (Pavlov et al. 2001) with no optical counterpart (Mereghetti et al. 2002). This source is thought to be most likely the compact remnant of the supernova explosion with properties similar to those of the newly emerging class of radio quiet young isolated neutron stars in SNRs (Kargaltsev et al. 2002).

However, these conclusions are based on the reality of the 1.15 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line detection from Vela Junior and assume that thermal emission dominates this SNR. Firstly, a separate reanalysis of the COMPTEL data found that the detection of this SNR as a  $^{44}\text{Ti}$  source is only significant at the 2-4  $\sigma$  confidence level depending on event selection and model of the background underlying the 1.15 MeV line (Iyudin 1999 ; Schönfelder et al. 2000). In that case, an independent discovery of a  $^{44}\text{Ti}$  supernova remnant cannot be claimed. Secondly, Slane et al. (2001) found that the hard X-ray ( $\geq 1.3$  keV) *ASCA* spectrum of the three discrete regions of enhanced emission along the rim as well as that of the interior of Vela Junior is featureless and well described by a power law which make determinations of the age and distance using the Sedov equations for the evolution of

the remnant almost impossible. In addition the hydrogen column density deduced from the spectral analysis of these hot-spots (see Figure 1 of Slane et al. 2001) is three times larger than that of Vela SNR and could indicate that Vela Junior is at least several times more distant than Vela. Moreover, PMN (Parkes-MIT-NRAO) survey observations of the SNR (Combi et al. 1999 ; Duncan et Green 2000) showed that 1.4 and 2.42 GHz images match the X-ray morphology very well and confirmed that Vela Junior is a non-thermal limb-brightened source. Its low 1 GHz surface brightness favors a distance of  $\sim 1$  kpc in terms of ( $\Sigma - D$ ) relation (see Figure 6 of Duncan & Green 2000) unless this SNR is a particularly faint radio source due to the hot low-density surrounding medium.

The two last discoveries about Vela Junior are the detection of an emission-line like feature at  $4.45 \pm 0.05$  keV in the *XMM-Newton* spectrum of the SNR (Iyudin et al. 2005) already observed by Tsunemi et al. (2000) and the detection by HESS of the *ASCA* hot-spots at TeV energies (Aharonian et al. 2005a). The first led Iyudin et al. (2005) to suggest that this 4.45 keV X-ray line comes from Ti and Sc excited by high velocity collisions in the SNR outer shell. The consistency of the X-ray line flux and the 1.15 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line flux seems to support the first estimations of age and distance (Aschenbach et al. 1999). Moreover, the high velocity could explain the large width of the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray line detected by COMPTEL, implying a large velocity of the emitting matter of about  $15,000 \text{ km s}^{-1}$ , only found in sub-Chandrasekhar type Ia SNe. This scenario is however in contradiction with the nature of the source CXOU J085201.4-461753 as the compact remnant of the explosion, except if this source is related to a planetary nebula, as recently proposed by Reynoso et al. (2006). The second discovery brings new results on the particle acceleration processes in young SNRs. The TeV morphology of Vela Junior appears to be very similar to that observed in X-rays as for RX J1713.7-3946, an other shell-type SNR detected by HESS (Aharonian et al. 2004). The detection of emission up to at least 10 TeV is the proof of the acceleration of particles to 100 TeV and more in these SNRs. In this way, observations over a broadband spectrum of the same object bring indications on the nature of mechanisms of particles acceleration.

One can see that the nature, age and distance of Vela Junior are still a matter of debate. Wang et Chevalier (2002) have even proposed that Vela Junior is in fact part of the Vela shell, due to ejecta clumps formation in the old SNR. We attempt here to shed further light on these questions with *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003). It consists of four instruments designed for studies of galactic and extragalactic sources in a wide X-ray  $\gamma$ -ray energy band: two main instruments, IBIS (Ubertini et al. 2003) and SPI (Vedrenne et al. 2003), two X-ray monitors JEM-X (Lund et al. 2003) and an optical monitor OMC (Mas-Hesse et al. 2003). The IBIS coded mask telescope is characterized by a large field of view (FOV) of  $29^\circ \times 29^\circ$  and a system point spread function (hereafter, SPSF) of  $12'$  FWHM providing a fine imaging. It is composed of two detector planes:

ISGRI, the CdTe camera (Lebrun et al. 2003) covering the range from 15 keV to 1 MeV and PICsIT (Labanti et al. 2003) covering the range from 170 keV to 10 MeV. SPI offers high spectroscopy ( $E/\Delta E = 500$ ) in the 30 keV-8 MeV energy band but limited imaging capabilities (PSF  $\sim 2^\circ$ ). We will focus on data taken by IBIS/ISGRI while its imaging capabilities and its line sensitivity, especially in those of  $^{44}\text{Sc}$  at 67.9 and 78.4 keV are the best-suited of all instruments onboard *INTEGRAL*.

The *INTEGRAL* satellite has mapped the Vela region during the first three years. It has been specifically observed in June/July (revolutions 81-88) and in November/December 2003 (revolutions 137-141) during the Core Program of the first year, in November/December 2005 (revolutions 373-383) during the Announcement of Opportunity of the third year, and regularly scanned during the Galactic Plan Survey (see Table 9.1). We have first selected pointings at less than  $12^\circ$  from the galactic coordinates of the center of Vela Junior ( $\ell=266.2^\circ$ ,  $b=-1.2^\circ$ ) in order to optimize the signal to noise ratio of a weak source such as this SNR. Unfortunately, there were two solar flares at days 1245-1265 and 1432 IJD (*INTEGRAL* Julian Days) and an outburst of the binary system Vela X-1 at day 1427 IJD (Staubert et al. 2004), implying strong counting rates in the instruments. We have used several indicators of solar activity and instrument counting rates in order to highlight these kinds of events, such as the *INTEGRAL* Radiation Environment Monitor (IREM, Hajdas et al. 2003), which continually measures electron and proton fluxes along the orbit, the IBIS anti-coincidence shield (VETO) and the IBIS/ISGRI (above 500 keV) count rates, and the flux of Vela X-1 in the 18-30 keV band. Their evolution is shown in Figure ???. We have excluded the pointings (or science windows, hereafter scws) such that the ISGRI count rate above 500 keV is greater than  $45 \text{ s}^{-1}$ , the VETO count rate above  $3,500 \text{ s}^{-1}$ , the flux of protons above 20 MeV greater than  $2 \text{ s}^{-1}$  and the flux of Vela X-1 above  $50 \text{ s}^{-1}$ . Figure 9.7 presents the evolution of the counting rates of these different indicators. After a selection where ISGRI (above 500 keV)  $< 45 \text{ s}^{-1}$ , VETO  $< 3500 \text{ s}^{-1}$ , protons (above 20 MeV)  $< 2 \text{ s}^{-1}$  and Vela X-1 18-30 keV flux  $< 50 \text{ s}^{-1}$  (red points in Figure 9.7), the total exposure time is  $\sim 3.5 \text{ Ms}$  corresponding to 1400 scws.

For  $\gamma$ -ray line studies, the most critical part of the IBIS/ISGRI data analysis is the energy correction of detected events. The spectral performance of the ISGRI camera depends on the alignment of the pixel gains and offsets. Based on more than two years of observations, a fine in-flight calibration has been done by taking into account several parameters such as the temperature, the accumulated proton irradiation, and the time after the detector switch-on. Moreover, because of the charge loss in the Cadmium Telluride (CdTe) detectors, the ISGRI spectral response above  $\sim 60 \text{ keV}$  is rise-time dependent and a second software correction is needed (Lebrun et al. 2003). To evaluate the efficiency of these corrections, we measured the position and the width of the W  $K_\alpha$  fluorescence

background line at 59 keV for each scw, as shown in Figure 9.8. The dispersion of the 59 keV line position over the 3 years of observations is about 0.1 keV.

We have also applied a second-order correction on the reconstructed sky images, described in paragraph 7.3.2, in order to remove residual systematic defaults remaining even after the first background correction applied on the detector with the new background maps described in paragraph 7.3.1. The effects of this second correction in the range of the two  $^{44}\text{Sc}$  lines are shown in Figure 9.9, where the noise in the images (labeled w) after this correction is weaker than before.

We did not find any significant point-like ( $\Phi \leq 10'$ ) excess within the apparent diameter of Vela Junior neither in the 18-30 keV band (at the position of the *ASCA* hot-spots) nor in the  $^{44}\text{Sc}$  lines (65-71 and 75-82 keV), as shown in Figure 9.10. Our  $3\sigma$  upper limit combined in the two  $^{44}\text{Sc}$  lines, assumed to be unresolved ( $\leq 5$  keV), is  $9 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , *i.e.* four times less than the COMPTEL flux. However, if it exists, the  $^{44}\text{Ti}$  emissive region could be an extended source for IBIS so that we must take into account a possible loss in sensitivity shown in Figure 7.11 (see also our paper on imaging the extended sources with a coded mask instrument). Moreover, the emissive region could be at high velocity ( $\sim 15,000 \text{ km s}^{-1}$ ) as suggested by Iyudin et al. (2005) so that there would be an additional loss in sensitivity due to the Doppler broadening defined by the equation 9.6 and estimated at 20 % for  $v = c/20$ . We have applied the method of imaging the extended sources to Vela Junior: we summed the intensities over a uniform disk and a uniform ring of several radii from 0 to  $1^\circ$ . The global flux and the ratio between the corresponding IBIS/ISGRI  $3\sigma$  sensitivity and the COMPTEL flux as a function of the source radius are shown in both cases in Figure 9.11, in black and red respectively. One can see that we exclude the cases of a uniform shell up to  $45'$  in radius and a uniform disk up to  $30'$ . We have also tested the scenario of Iyudin et al. (2005) where the X-ray line at 4.45 keV is supposed to come from titanium and/or scandium excited by high-velocity collisions, and mainly located at the *ASCA* hot-spot positions (NW, W and S regions). Again, this scenario is incompatible with our non-detection of significant excesses at the  $3.7\sigma$  confidence level (see Table 9.2). Therefore, the presence of  $^{44}\text{Ti}$  in Vela Junior is highly unlikely and thus the age and distance of the remnant cannot be constrained by these means. Concerning the hard X-ray continuum emission from the *ASCA* NW hot-spot, our upper limits in the 18-30, 30-50, 50-100 keV energy bands in the case of a point-like source (in black) and an extended source of a diameter of  $10'$  (in orange) are close to the extrapolations of the X-ray flux (see the SED spectrum of the NW region in Figure 9.12). The fit on the data from radio to TeV domains is on-going and we expect to bring strong constraints on the synchrotron parameters such as the magnetic field and the maximal energy of the accelerated electrons in order to understand the origin of the TeV emission

(inverse Compton or  $\pi^0$ -decay ?).

## IBIS/ISGRI survey

We refer the reader to our proceeding of the 5th *INTEGRAL* workshop in Munich in 2004 (annexe A) and to the recent work of The et al. (2006) on the problematic of the search for "young, hidden and missing" Galactic SNRs through the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines.

In the chapter 10 we present a study of the visibility of the SNe in the optical domain based on the 3D interstellar extinction model of Drimmel et Spergel (2001) and Drimmel et al. (2003) from the COBE/DIRBE maps at 240  $\mu\text{m}$ . We used a statistical approach by generating supernovae in type, in space and in absolute magnitude (Figure 10.2). The purpose of this work is to see if 2-3 events per century,  $\sim 90\%$  of core-collapse supernovae, is compatible with 5 historical supernovae during the last millenium. The main improvement compared to previous studies is that we take into account the spiral structure of the Galaxy for the core-collapse SNe (*i.e.*, Types II and Ib,c) from the model of Vallée (2002) (see Figure 10.3). Therefore, we suppose implicitly that the massive stars die in the highly obscured regions, the spiral arms. We made a comparison between the interstellar extinction model of Hakkila et al. (1997) used by The et al. (2006) with that of Drimmel et al. (2003) by calculating the profil in longitude at  $b = 0^\circ$  of the total Galactic extinction, as shown in Figure 10.5. The free parameter in this study is the SNe rate varying between 0.5 and 4.5 per century and  $10^4$  galaxies were simulated by Monte-Carlo for each value of this parameter. We suppose that a supernova should have detected if its apparent magnitude is less or egal than 0 and we calculate the probability for having observed 5 supernovae during the last millenium (see Figure 10.7). This probability is presented in Figure 10.8 as a function of the SNe rate. Finally, we found a rate of explosions in the Galaxy of 3 per century, compatible with the weighted-average value based on independent estimations defined by the red datched area.

In the chapter 11 we describe the search for young SNRs with *INTEGRAL* IBIS/ISGRI. We analyzed all the public data of the first three years of the mission in the 20-50 keV band and in the two  $^{44}\text{Sc}$  lines (*i.e.* 65-71 and 75-82 keV). From the non-detection of any significant excesses in the internal regions of the Galaxy in the 1.157 MeV  $^{44}\text{Ca}$  line with COMPTEL, The et al. (2006) have constrained the supernova rate and, using our current knowledge of the chemical evolution of the Galactic  $^{44}\text{Ca}$ , favored the scenario where  $^{44}\text{Ti}$ -producing SNe are atypical events. We first describe in the manuscript the chemical evolution model of Clayton (1985) used by The et al. (2006). Then, we present



a method for searching for these young SNRs by combining radio and  $\gamma$ -ray line observations. This work has begun one year ago in collaboration with the group of G. Dubner at IAFE in Buenos Aires (ECOS program) and has resulted in a paper on G0.570-0.018, a young SNR candidate (see annexe B). We have also worked on other candidates such as HESS J1813-178 (Aharonian et al. 2006b) and NGC 6334 (Bykov et al. 2006). In the IBIS/ISGRI survey of the inner Galaxy, we did not find any significant excesses (above  $5\sigma$ ) neither at known positions like the new small-diameter SNRs recently discovered by Helfand et al. (2006) in the MAGPIS survey nor elsewhere at  $|\ell| < 90^\circ$ ,  $|b| < 15^\circ$ . We bring constraints on the age and distance of the smallest MAGPIS sources ( $\Phi < 2'$ ) from the non-detection in the  $^{44}\text{Sc}$  lines, from their apparent diameter scaled on those of the historical shell-type SNRs, and from their radio flux from the  $\Sigma$ -D relation given by Case et Bhattacharya (1998) (see equations 11.3, 11.4, 11.5 and Figure 11.6). Based on the galactic map of the IBIS/ISGRI sensitivity in the  $^{44}\text{Sc}$  lines shown in Figure 11.7, we developed Monte-Carlo simulations similar to those of Renaud et al. (2004), The et al. (2006), and those described before. We decided to leave free the  $^{44}\text{Ti}$  yield per Type II supernova, assuming that these events are the main sources of the Galactic  $^{44}\text{Ca}$ , since theoretical models predict in average a larger  $^{44}\text{Ti}$  yield for core-collapse events than for thermonuclear explosions. Figure 11.8 presents the confidence level diagram we have obtained from these Monte-Carlo simulations: the contours represent the probability that IBIS/ISGRI would have observed point sources for a given average SN II  $^{44}\text{Ti}$  yield and a SNe rate. The dotted lines represent the estimates of the current production rate required to explain the solar abundance of  $^{44}\text{Ca}$ , according to the model of Clayton (1985). The red dashed area corresponds to the various estimates of the Galactic SNe rate, the green dashed one to the COMPTEL, BeppoSAX and IBIS/ISGRI measurements of the  $^{44}\text{Ti}$  yield in Cas A (Renaud et al. 2006). One can see that 2-3 SNe per century producing  $\sim 10^{-4} M_\odot$  of  $^{44}\text{Ti}$  is excluded at more than 95.5 % confidence level, from the non-detection of significant excesses with IBIS/ISGRI in the inner Galaxy in the  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$ -ray lines. However, these values would explain the abundance of  $^{44}\text{Ca}$ . Therefore, we have to conclude that most of the core-collapse events, those occurring at a rate of  $\sim 2$  per century, do not produce significant amounts of  $^{44}\text{Ti}$  and that only the relatively rare and  $^{44}\text{Ti}$ -rich events can be the main sources of the Galactic  $^{44}\text{Ca}$ . These events might be the asymmetric explosions such as Cas A or SN 1987a for which the  $^{44}\text{Ti}$  yield is thought to be larger than theoretical predictions for spherical explosions.

## Bibliographie

- Aharonian et al. (2001). Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. *A&A*.
- Aharonian et al. (2005). A New Population of Very High Energy Gamma-Ray Sources in the Milky Way. *Science*.
- Aharonian et al. (2005, May). Discovery of extended VHE gamma-ray emission from the asymmetric pulsar wind nebula in MSH 15-52 with HESS. *A&A* 435, L17–L20.
- Aharonian et al. (2006a, February). Discovery of very-high-energy  $\gamma$ -rays from the Galactic Centre ridge. *Nature* 439, 695–698.
- Aharonian et al. (2005a). Detection of TeV  $\gamma$ -ray emission from the shell-type supernova remnant RX J0852.0-4622 with HESS. *A&A*.
- Aharonian et al. (2006b). The H.E.S.S. Survey of the Inner Galaxy in Very High Energy Gamma Rays. *ApJ*.
- Aharonian et al. (2006b). A detailed spectral and morphological study of the gamma-ray supernova remnant RX J1713.7-3946 with HESS. *A&A*.
- Aharonian et al. (2004, November). High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant. *Nature* 432, 75–77.
- Aharonian et al. (2001). A study of Tycho's SNR at TeV energies with the HEGRA CT-System. *A&A*.
- Aharonian et al. (1997, October). Inverse Compton gamma radiation of faint synchrotron X-ray nebulae around pulsars. *MNRAS* 291, 162–176.
- Ahmad et al. (1998, March). Three-Laboratory Measurement of the  $^{44}\text{Ti}$  Half-Life. *Physical Review Letters* 80, 2550–2553.
- Alburger et Harbottle (1990, May). Half-lives of  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{207}\text{Bi}$ . *Phys. Rev. C* 41, 2320–2324.
- Allen (1999). Evidence of 10-100 TeV Electrons in Supernova Remnants. In *International Cosmic Ray Conference*, pp. 480–+.
- Allen et al. (1997, September). Evidence of X-Ray Synchrotron Emission from Electrons Accelerated to 40 TeV in the Supernova Remnant Cassiopeia A. *ApJ* 487, L97+.
- Alpher et al. (1948, April). The Origin of Chemical Elements. *Physical Review* 73, 803–804.
- Anders et Grevesse (1989, January). Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197–214.
- Arnaud (2003, March). XMM observations of clusters of galaxies. *AAS/High Energy Astrophysics Division* 7, –+.
- Arnaud et al. (2001, January). XMM-Newton observation of the Coma Galaxy cluster. The temperature structure in the central region. *A&A* 365, L67–L73.
- Arnett (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.

- Arnett (1969). A Possible Model of Supernovae: Detonation of  $^{12}\text{C}$ . *Ap&SS* 5, 180–+.
- Arnett (1966). Gravitational collapse and weak interactions. *Canadian Journal of Physics* 44, 2553–2594.
- Arnett (1982, February). Type I supernovae. I - Analytic solutions for the early part of the light curve. *ApJ* 253, 785–797.
- Aschenbach (1998). Discovery of a young nearby supernova remnant. *Nature* 396, 141–142.
- Aschenbach et al. (1999, October). Constraints of age, distance and progenitor of the supernova remnant RX J0852.0-4622/GRO J0852-4642. *A&A* 350, 997–1006.
- Ashworth (1980). A Probable Flamsteed Observations of the Cassiopeia-A Supernova. *Journal for the History of Astronomy* 11, 1–+.
- Asvarov (2000, January). Diffusive Shock Acceleration of Electrons and Radio Emission from Large Diameter Shell-Type Supernova Remnants. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Asvarov et al. (1990, March). The hard X-ray emission of the young supernova remnants. *A&A* 229, 196–200.
- Atoyan et al. (2000). On the gamma-ray fluxes expected from Cassiopeia A. *A&A*.
- Atoyan et al. (2000). On energy-dependent propagation effects and acceleration sites of relativistic electrons in Cassiopeia A. *A&A*.
- Attié (2005, January). Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma nucléaires de la région des Voiles. *Ph.D. Thesis*.
- Baade (1945, November). B Cassiopeiae as a Supernova of Type I. *ApJ* 102, 309–+.
- Baade et Minkowski (1954, January). Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus a, and Puppis a. *ApJ* 119, 206–+.
- Badenes et al. (2005). Thermal X-Ray Emission from Shocked Ejecta in Type Ia Supernova Remnants. II. Parameters Affecting the Spectrum. *ApJ*.
- Badenes et al. (2003, August). Thermal X-Ray Emission from Shocked Ejecta in Type Ia Supernova Remnants: Prospects for Explosion Mechanism Identification. *ApJ* 593, 358–369.
- Bahcall et al. (1982, July). On the interpretation of rotation curves measured at large galactocentric distances. *ApJ* 258, L23–L27.
- Ballet (2003, January). X-ray Observations of Supernova Remnants. In J. Arthur and W. J. Henney (Eds.), *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pp. 237–242.
- Bamba et al. (2005, October). Chandra Observations of Galactic Supernova Remnant Vela Jr.: A New Sample of Thin Filaments Emitting Synchrotron X-Rays. *ApJ* 632, 294–301.
- Bamba et al. (2005, March). A Spatial and Spectral Study of Nonthermal Filaments in Historical Supernova Remnants: Observational Results with Chandra. *ApJ* 621, 793–802.

- Baring et al. (1999, March). Radio to Gamma-Ray Emission from Shell-Type Supernova Remnants: Predictions from Nonlinear Shock Acceleration Models. *ApJ* 513, 311–338.
- Bélanger et al. (2006, January). A Persistent High-Energy Flux from the Heart of the Milky Way: INTEGRAL’s View of the Galactic Center. *ApJ* 636, 275–289.
- Bell (1978a). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *MNRAS*.
- Bell (1978b). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II. *MNRAS*.
- Bell (2004, September). Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays. *MNRAS* 353, 550–558.
- Berezhko et Ellison (1999, November). A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration. *ApJ* 526, 385–399.
- Berezhko et Völk (2004a, May). Direct evidence of efficient cosmic ray acceleration and magnetic field amplification in Cassiopeia A. *A&A* 419, L27–L30.
- Berezhko et Völk (2004b, November). The theory of synchrotron emission from supernova remnants. *A&A* 427, 525–536.
- Bethe (1939, March). Energy Production in Stars. *Physical Review* 55, 434–456.
- Bird et al. (2006, January). The Second IBIS/ISGRI Soft Gamma-Ray Survey Catalog. *ApJ* 636, 765–776.
- Blandford et Eichler (1987, October). Particle Acceleration at Astrophysical Shocks - a Theory of Cosmic-Ray Origin. *Phys. Rep.* 154, 1–+.
- Blandford et Ostriker (1978, April). Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ* 221, L29–L32.
- Bleeker et al. (2001, January). Cassiopeia A: On the origin of the hard X-ray continuum and the implication of the observed O VIII Ly-alpha /Ly-beta distribution. *A&A* 365, L225–L230.
- Blondin et Ellison (2001, October). Rayleigh-Taylor Instabilities in Young Supernova Remnants Undergoing Efficient Particle Acceleration. *ApJ* 560, 244–253.
- Blondin et Mezzacappa (2003, March). The Inherent Asymmetry of Core-Collapse Supernovae. *AAS/High Energy Astrophysics Division* 7, –+.
- Bock et al. (1998, October). A High-Resolution Radio Survey of the VELA Supernova Remnant. *AJ* 116, 1886–1896.
- Bodansky et al. (1968, November). Nuclear Quasi-Equilibrium during Silicon Burning. *ApJS* 16, 299–+.
- Bondi et Gold (1948). The Steady-State Theory of the Expanding Universe. *MNRAS* 108, 252–+.
- Bowyer et al. (1999, December). Extreme-Ultraviolet Emission in Abell 1795, Abell 2199, and the Coma Cluster. *ApJ* 526, 592–598.
- Branch (1998). Type IA Supernovae and the Hubble Constant. *ARA&A* 36, 17–56.
- Bravo et al. (2005, October). Thermonuclear supernova models, and observations of Type Ia supernovae. In L. Burderi, L. A. Antonelli, F. D’Antona, T. di Salvo, G. L.

- Israel, L. Piersanti, A. Tornambè, and O. Straniero (Eds.), *AIP Conf. Proc. 797: Interacting Binaries: Accretion, Evolution, and Outcomes*, pp. 453–462.
- Briel et al. (2001, January). A mosaic of the Coma cluster of galaxies with XMM-Newton. *A&A* 365, L60–L66.
- Brogan et al. (2005, August). Discovery of a Radio Supernova Remnant and Nonthermal X-Rays Coincident with the TeV Source HESS J1813-178. *ApJ* 629, L105–L108.
- Brogan et al. (2006, March). Discovery of 35 New Supernova Remnants in the Inner Galaxy. *ApJ* 639, L25–L29.
- Burbidge et al. (1957). Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics* 29, 547–650.
- Burgess et Zuber (2000, August). Footprints of the newly discovered Vela supernova in Antarctic ice cores? *Astroparticle Physics* 14, 1–6.
- Burrows et al. (2006, April). A New Mechanism for Core-Collapse Supernova Explosions. *ApJ* 640, 878–890.
- Bykov et al. (2000, October). Nonthermal emission from clusters of galaxies. *A&A* 362, 886–894.
- Bykov et al. (2006, April). INTEGRAL detection of hard X-rays from NGC 6334: nonthermal emission from colliding winds or an AGN? *A&A* 449, 917–923.
- Cappellaro (2003). Supernova Rates. *LNP Vol. 598: Supernovae and Gamma-Ray Bursters* 598, 37–46.
- Cappellaro et al. (2005). Supernova Statistics. In J.-M. Marcaide and K. W. Weiler (Eds.), *IAU Colloq. 192: Cosmic Explosions, On the 10th Anniversary of SN1993J*, pp. 347–+.
- Cappellaro et al. (1999, November). A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation. *A&A* 351, 459–466.
- Cappellaro et Turatto (1988, January). A new determination of the frequency of supernovae. *A&A* 190, 10–16.
- Cappellaro et Turatto (2001). Supernova Types and Rates. In D. Vanbeveren (Ed.), *ASSL Vol. 264: The Influence of Binaries on Stellar Population Studies*, pp. 199–+.
- Cappellaro et al. (1993). The Rate of Supernovae - Part Two - the Selection Effects and the Frequencies Per Unit Blue Luminosity. *A&A*.
- Caroli et al. (1987). Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy. *Space Science Reviews* 45, 349–403.
- Case et Bhattacharya (1998, September). A New Sigma -D Relation and Its Application to the Galactic Supernova Remnant Distribution. *ApJ* 504, 761–+.
- Chakrabarty et al. (2001, February). The Central X-Ray Point Source in Cassiopeia A. *ApJ* 548, 800–810.
- Chandrasekhar (1931, July). The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. *ApJ* 74, 81–+.
- Chen et Gehrels (1999, April). The Progenitor of the New COMPTEL/ROSAT Supernova Remnant in VELA. *ApJ* 514, L103–L106.

- Chevalier (1977). The interaction of supernovae with the interstellar medium. *ARA&A* 15, 175–196.
- Chevalier (1982, August). The radio and X-ray emission from type II supernovae. *ApJ* 259, 302–310.
- Chevalier et Oishi (2003, August). Cassiopeia A and Its Clumpy Presupernova Wind. *ApJ* 593, L23–L26.
- Cioffi et al. (1988, November). Dynamics of radiative supernova remnants. *ApJ* 334, 252–265.
- Clark et Stephenson (1977). *The historical supernovae*. Oxford [Eng.] ; New York : Pergamon Press, 1977. 1st ed.
- Clayton (1968). *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. New York: McGraw-Hill, 1968.
- Clayton (1985, January). Galactic chemical evolution and nucleocosmochronology - Analytic quadratic models. *ApJ* 288, 569–574.
- Clayton et al. (1969, January). Gamma-Ray Lines from Young Supernova Remnants. *ApJ* 155, 75–+.
- Colgate et White (1966, March). The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions. *ApJ* 143, 626–+.
- Combi et al. (1999, July). Radio Detection of the Supernova Remnant RX J0852.0-4622. *ApJ* 519, L177–L180.
- Cox et Smith (1974, May). Large-Scale Effects of Supernova Remnants on the Galaxy: Generation and Maintenance of a Hot Network of Tunnels. *ApJ* 189, L105+.
- Danziger et Bouchet (1993). SN 1987A after five years. *LNP Vol. 416: New Aspects of Magellanic Cloud Research* 416, 208–216.
- Dawson et Johnson (1994, December). The Visibility of Galactic Supernovae. *JRASC* 88, 369–+.
- de Vaucouleurs (1985, February). Tycho's supernova and the Hubble constant. *ApJ* 289, 5–9.
- Decourchelle (2004). Particle acceleration in supernova remnants: observational overview. In *35th COSPAR Scientific Assembly*, pp. 3795–+.
- Decourchelle et al. (2000, November). Thermal X-Ray Emission and Cosmic-Ray Production in Young Supernova Remnants. *ApJ* 543, L57–L60.
- Decourchelle et al. (2001, January). XMM-Newton observation of the Tycho supernova remnant. *A&A* 365, L218–L224.
- DeLaney et al. (2004, September). Kinematics of X-Ray-Emitting Components in Cassiopeia A. *ApJ* 613, 343–348.
- den Hartog et al. (2006, May). INTEGRAL survey of the Cassiopeia region in hard X rays. *A&A* 451, 587–602.
- Dickel et al. (2000, November). Radio Emission from the Composite Supernova Remnant G326.3-1.8 (MSH 15-56). *ApJ* 543, 840–849.

- Dickel et al. (1991, June). Radio structure of the remnant of Tycho's supernova (SN 1572). *AJ* 101, 2151–2159.
- Diehl et al. (1995). 1.809 MeV gamma-rays from the VELA region. *A&A*.
- Diehl et al. (1995). COMPTEL observations of Galactic  $^{26}\text{Al}$  emission. *A&A*.
- Diehl et al. (2006, January). Radioactive  $^{26}\text{Al}$  from massive stars in the Galaxy. *Nature* 439, 45–47.
- Douvion et al. (2001, April). Cassiopeia A dust composition and heating. *A&A* 369, 589–593.
- Drimmel et al. (2003, October). A three-dimensional Galactic extinction model. *A&A* 409, 205–215.
- Drimmel et Spergel (2001, July). Three-dimensional Structure of the Milky Way Disk: The Distribution of Stars and Dust beyond  $0.35 R_{\text{solar}}$ . *ApJ* 556, 181–202.
- Drury (1983, August). An introduction to the theory of diffusive shock acceleration of energetic particles in tenuous plasmas. *Reports of Progress in Physics* 46, 973–1027.
- Duncan et Green (2000, December). The supernova remnant RX J0852.0-4622: radio characteristics and implications for SNR statistics. *A&A* 364, 732–740.
- Dunne et al. (2003, July). Type II supernovae as a significant source of interstellar dust. *Nature* 424, 285–287.
- Dupraz et al. (1997, August). COMPTEL three-year search for galactic sources of  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray line emission at 1.157MeV. *A&A* 324, 683–689.
- Eck et al. (2002, July). A Search for Radio Emission from Supernovae with Ages from about 1 Week to More than 80 Years. *ApJ* 573, 306–323.
- Eisenhauer et al. (2003, November). A Geometric Determination of the Distance to the Galactic Center. *ApJ* 597, L121–L124.
- Ellison (2004). Cosmic ray acceleration in supernova remnant shocks. In *35th COSPAR Scientific Assembly*.
- Ellison et al. (2000, September). Nonlinear Shock Acceleration and Photon Emission in Supernova Remnants. *ApJ* 540, 292–307.
- Ellison et al. (2004). Hydrodynamic simulation of supernova remnants including efficient particle acceleration. *A&A*.
- Favata et al. (1997, August). The broad-band X-ray spectrum of the CAS A supernova remnant as seen by the BeppoSAX observatory. *A&A* 324, L49–L52.
- Fenimore et Cannon (1978, February). Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays (ET). *Appl. Opt.* 17, 337–.
- Ferrando et al. (2006, July). Simbol-X: mission overview. In *Space Telescopes and Instrumentation I: Optical, Infrared, and Millimeter*. Edited by Mather, John C.; MacEwen, Howard A.; de Graauw, Mattheus W. M.. *Proceedings of the SPIE, Volume 6266, pp. (2006)*.
- Ferrando et al. (2005, August). SIMBOL-X: a formation flying mission for hard-x-ray astrophysics. In O. Citterio and S. L. O'Dell (Eds.), *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy II*. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. *Proceedings of the SPIE, Volume 5900, pp. 195-204 (2005)*., pp. 195–204.

- Fesen (2001). An Optical Survey of Outlying Ejecta in Cassiopeia A: Evidence for a Turbulent, Asymmetric Explosion. *ApJS*.
- Fesen et Becker (1991, April). New clues to the Cassiopeia A supernova progenitor. *ApJ* 371, 621–625.
- Fesen et al. (1987, February). Discovery of fast-moving nitrogen-rich ejecta in the supernova remnant Cassiopeia A. *ApJ* 313, 378–388.
- Fesen et Gunderson (1996, October). Optical Spectroscopy and Imaging of the Northeast Jet in the Cassiopeia A Supernova Remnant. *ApJ* 470, 967–+.
- Fesen et al. (2006a). Discovery of Outlying High-Velocity Oxygen-Rich Ejecta in Cassiopeia A. *ApJ*.
- Fesen et al. (2006b). The expansion asymmetry and age of the Cassiopeia A supernova remnant. *ApJ*, *soumis*.
- Fesen et al. (2001, November). Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of Cassiopeia A. *AJ* 122, 2644–2661.
- Fesen et al. (2006, January). Near-Infrared and Optical Limits for the Central X-Ray Point Source in the Cassiopeia A Supernova Remnant. *ApJ* 636, 848–858.
- Fields et al. (2001, May). Standard cosmic ray energetics and light element production. *A&A* 370, 623–634.
- Figer (2004, November). Young Massive Clusters in the Galactic Center. In H. J. G. L. M. Lamers, L. J. Smith, and A. Nota (Eds.), *ASP Conf. Ser. 322: The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters*, pp. 49–+.
- Filippenko (1997). Optical Spectra of Supernovae. *ARA&A* 35, 309–355.
- Fink et al. (1994, March). The X-ray continuum of Tycho’s remnant measured with GINGA. *A&A* 283, 635–641.
- Foglizzo (2002, September). Non-radial instabilities of isothermal Bondi accretion with a shock: Vortical-acoustic cycle vs. post-shock acceleration. *A&A* 392, 353–368.
- Foglizzo et Tagger (2000, November). Entropic-acoustic instability in shocked accretion flows. *A&A* 363, 174–183.
- Fowler et Hoyle (1964, December). Neutrino Processes and Pair Formation in Massive Stars and Supernovae. *ApJS* 9, 201–+.
- Fransson et Kozma (2002, July). Radioactivities and nucleosynthesis in SN 1987A. *New Astronomy Review* 46, 487–492.
- Frekers et al. (1983, October). Half-life of  $^{44}\text{Ti}$ . *Phys. Rev. C* 28, 1756–1762.
- Fryer (2004, February). Neutron Star Kicks from Asymmetric Collapse. *ApJ* 601, L175–L178.
- Fryer et Warren (2004, January). The Collapse of Rotating Massive Stars in Three Dimensions. *ApJ* 601, 391–404.
- Fusco-Femiano et al. (1999, March). Hard X-Ray Radiation in the Coma Cluster Spectrum. *ApJ* 513, L21–L24.



- Galletti et Foglizzo (2005, December). The Advective-Acoustic instability in type II Supernovae. In F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, and L. Paganì (Eds.), *SF2A-2005: Semaine de l'Astrophysique Française*, pp. 487–+.
- Gamezo et al. (2005, April). Three-dimensional Delayed-Detonation Model of Type Ia Supernovae. *ApJ* 623, 337–346.
- Gamezo et al. (2003, January). Thermonuclear Supernovae: Simulations of the Deflagration Stage and Their Implications. *Science* 299, 77–81.
- Georgelin et Georgelin (1976, May). The spiral structure of our Galaxy determined from H II regions. *A&A* 49, 57–79.
- Ghavamian et al. (2001, February). Balmer-dominated Spectra of Nonradiative Shocks in the Cygnus Loop, RCW 86, and Tycho Supernova Remnants. *ApJ* 547, 995–1009.
- Gilmore, G., I. King, and P. van der Kruit (Eds.) (1989). *The Milky Way as a galaxy*.
- Giovannini et al. (1993, April). The halo radio source Coma C and the origin of halo sources. *ApJ* 406, 399–406.
- Goldwurm et al. (2003, November). The INTEGRAL/IBIS scientific data analysis. *A&A* 411, L223–L229.
- Goldwurm et al. (2001, September). Gamma-ray imaging with the coded mask IBIS telescope. In A. Gimenez, V. Reglero, and C. Winkler (Eds.), *ESA SP-459: Exploring the Gamma-Ray Universe*, pp. 497–500.
- Görres et al. (1998, March). Half-Life of  $^{44}\text{Ti}$  as a Probe for Supernova Models. *Physical Review Letters* 80, 2554–2557.
- Gottesman et Fenimore (1989, October). New family of binary arrays for coded aperture imaging. *Appl. Opt.* 28, 4344–.
- Gotthelf et al. (2001, May). Chandra Detection of the Forward and Reverse Shocks in Cassiopeia A. *ApJ* 552, L39–L43.
- Green (2004, December). Galactic supernova remnants: an updated catalogue and some statistics. *Bulletin of the Astronomical Society of India* 32, 335–370.
- Green (2005). Some statistics of Galactic SNRs. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 76, 534–+.
- Griffiths et al. (1979, May). X-ray observations of high-excitation emission-line galaxies with the HEAO 1 scanning modulation collimator. *ApJ* 230, L21–L25.
- Gros et al. (2003, November). The INTEGRAL IBIS/ISGRI System Point Spread Function and Source Location Accuracy. *A&A* 411, L179–L183.
- Gull (1975, May). The X-ray, optical and radio properties of young supernova remnants. *MNRAS* 171, 263–278.
- Hajdas et al. (2003, November). Radiation environment along the INTEGRAL orbit measured with the IREM monitor. *A&A* 411, L43–L47.
- Hakkila et al. (1997, November). A Computerized Model of Large-Scale Visual Interstellar Extinction. *AJ* 114, 2043–+.
- Hartmann et al. (1992, February). Gamma ray constraints on the galactic supernova rate. In C. R. Shrader, N. Gehrels, and B. Dennis (Eds.), *The Compton Observatory Science Workshop*, pp. 388–396.

- Hartmann et al. (1993, January). Gamma ray constraints on the Galactic supernova rate. *A&AS* 97, 219–+.
- Hartmann et al. (1997, August). On Flamsteed’s supernova Cas A. *Nuclear Physics A* 621, 83–91.
- Hashimoto et al. (2001, April). Half-life of  $^{44}\text{Ti}$ . *Nuclear Physics A* 686, 591–599.
- Hatano et al. (1997, September). Extending the model of Dawson & Johnson for the observability of supernovae. *MNRAS* 290, 360–366.
- Heger et al. (2003, July). How Massive Single Stars End Their Life. *ApJ* 591, 288–300.
- Helfand et al. (2005, May). A Radio Counterpart for the Unidentified TeV Source HESS J1813-178: The Radio-Gamma-Ray Connection. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Helfand et al. (2006, May). MAGPIS: A Multi-Array Galactic Plane Imaging Survey. *AJ* 131, 2525–2537.
- Higdon et Lingenfelter (2005, August). OB Associations, Supernova-generated Superbubbles, and the Source of Cosmic Rays. *ApJ* 628, 738–749.
- Hillas (2005, May). TOPICAL REVIEW: Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? *Journal of Physics G Nuclear Physics* 31, 95–+.
- Hillebrandt et al. (2000). Type Ia supernova explosion models: Homogeneity versus diversity. In S. S. Holt and W. W. Zhang (Eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 53–64.
- Hix et al. (2003, November). Consequences of Nuclear Electron Capture in Core Collapse Supernovae. *Physical Review Letters* 91(20), 201102–+.
- Hix et Thielemann (1999, February). Silicon Burning. II. Quasi-Equilibrium and Explosive Burning. *ApJ* 511, 862–875.
- Hoffman et al. (1999, August). The Reaction Rate Sensitivity of Nucleosynthesis in Type II Supernovae. *ApJ* 521, 735–752.
- Hofmann (2003, July). Status of the H.E.S.S. Project. In *International Cosmic Ray Conference*, pp. 2811–+.
- Hörandel et al. (2005, November). Galactic cosmic rays and the knee - Results from the KASCADE experiment. In T. Bulik, B. Rudak, and G. Madejski (Eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 72–79.
- Horoi et al. (2002, July).  $^{45}\text{V}(p,\gamma)$  thermonuclear reaction rate relevant to  $^{44}\text{Ti}$  production in core-collapse supernovae: General estimates and shell model analysis. *Phys. Rev. C* 66(1), 015801–+.
- Houck et Allen (2006, July). Models for Nonthermal Photon Spectra. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Hoyle (1946). The synthesis of the elements from hydrogen. *MNRAS* 106, 343–+.
- Hoyle (1948). A New Model for the Expanding Universe. *MNRAS* 108, 372–+.
- Hoyle et Fowler (1960, November). Nucleosynthesis in Supernovae. *ApJ* 132, 565–+.
- Hughes et al. (2000, January). Nucleosynthesis and Mixing in Cassiopeia A. *ApJ* 528, L109–L113.

- Hungerford et al. (2003, September). Gamma-Ray Lines from Asymmetric Supernovae. *ApJ* 594, 390–403.
- Hwang et al. (2002, December). Thermal and Nonthermal X-Ray Emission from the Forward Shock in Tycho's Supernova Remnant. *ApJ* 581, 1101–1115.
- Hwang et al. (2000, July). Mapping the X-Ray-emitting Ejecta in Cassiopeia A with Chandra. *ApJ* 537, L119–L122.
- Hwang et al. (1998, April). The X-Ray Iron Emission from Tycho's Supernova Remnant. *ApJ* 497, 833–+.
- Hwang et al. (2003, November). Where Was the Iron Synthesized in Cassiopeia A? *ApJ* 597, 362–373.
- Hwang et al. (2004, November). A Million Second Chandra View of Cassiopeia A. *ApJ* 615, L117–L120.
- Iben et al. (1984, February). Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass ( $M$  not greater than about 9 solar masses). *ApJS* 54, 335–372.
- Iwamoto et al. (1999, December). Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation. *ApJS* 125, 439–462.
- Iyudin (1999). Observation of Individual Supernovae in the  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{56}\text{Co}$  Gamma-Ray Lines. In R. Diehl and D. Hartmann (Eds.), *Astronomy with Radioactivities*, pp. 65–+.
- Iyudin et al. (2005, January). XMM-Newton observations of the supernova remnant RX J0852.0-4622/GRO J0852-4642. *A&A* 429, 225–234.
- Iyudin et al. (1994, April). COMPTEL observations of Ti-44 gamma-ray line emission from CAS A. *A&A* 284, L1–L4.
- Iyudin et al. (1997). Cas A in the Light of the  $^{44}\text{Ti}$  1.15 MeV Gamma-Ray Line Emission. In C. Winkler, T. J.-L. Courvoisier, and P. Durouchoux (Eds.), *ESA SP-382: The Transparent Universe*, pp. 37–+.
- Iyudin et al. (1998). Emission from  $^{44}\text{Ti}$  associated with a previously unknown Galactic supernova. *Nature* 396, 142–144.
- Jager et al. (1997, November). The Wide Field Cameras onboard the BeppoSAX X-ray Astronomy Satellite. *A&AS* 125, 557–572.
- Jones et al. (1991). The plasma physics of shock acceleration. *Space Science Reviews* 58, 259–346.
- Kalemci et al. (2006, February). X-Ray Observations of SN 1006 with Integral. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Kargaltsev et al. (2002, December). The Compact Central Object in the Supernova Remnant G266.2-1.2. *ApJ* 580, 1060–1064.
- Katagiri et al. (2005, February). Detection of Gamma Rays around 1 TeV from RX J0852.0-4622 by CANGAROO-II. *ApJ* 619, L163–L166.
- Khokhlov (1991a). Delayed detonation model for type IA supernovae. *A&A*.

- Khokhlov (1991b). Nucleosynthesis in delayed detonation models of Type IA supernovae. *A&A*.
- Kifonidis et al. (2000, March). Nucleosynthesis and Clump Formation in a Core-Collapse Supernova. *ApJ* 531, L123–L126.
- Kifonidis et al. (2003, September). Non-spherical core collapse supernovae. I. Neutrino-driven convection, Rayleigh-Taylor instabilities, and the formation and propagation of metal clumps. *A&A* 408, 621–649.
- Kifonidis et al. (2006). Non-spherical core collapse supernovae. II. The late-time evolution of globally anisotropic neutrino-driven explosions and their implications for SN 1987A. *A&A*.
- Kosenko et al. (2004). X-ray emission of young SN Ia remnants as a probe for an explosion model. *Advances in Space Research* 33, 392–397.
- Koyama et al. (1997, June). Discovery of Non-Thermal X-Rays from the Northwest Shell of the New SNR RX J1713.7-3946: The Second SN 1006? *PASJ* 49, L7–L11.
- Koyama et al. (1995, November). Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN:1006. *Nature* 378, 255–+.
- Krause et al. (2004, December). No cold dust within the supernova remnant Cassiopeia A. *Nature* 432, 596–598.
- Kretschmar et al. (2004, October). INTEGRAL Broadband Spectroscopy of VELA X-1. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (Eds.), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 267–+.
- Krivonos et al. (2005, May). Extragalactic Source Counts in the 20-50 keV Energy Band from the Deep Observation of the Coma Region by INTEGRAL IBIS. *ApJ* 625, 89–94.
- Kurfess et al. (1992, November). Oriented Scintillation Spectrometer Experiment observations of Co-57 in SN 1987A. *ApJ* 399, L137–L140.
- Labanti et al. (2003, November). The Ibis-Picst detector onboard Integral. *A&A* 411, L149–L152.
- Lagage et Cesarsky (1983, September). The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *A&A* 125, 249–257.
- Lagage et al. (1996, November). Dust formation in the Cassiopeia A supernova. *A&A* 315, L273–L276.
- Laming (2001a). Accelerated Electrons in Cassiopeia A: An Explanation for the Hard X-Ray Tail. *ApJ*.
- Laming (2001b). Accelerated Electrons in Cassiopeia A: Thermal and Electromagnetic Effects. *ApJ*.
- Laming et Hwang (2003, November). On the Determination of Ejecta Structure and Explosion Asymmetry from the X-Ray Knots of Cassiopeia A. *ApJ* 597, 347–361.
- Laurent et al. (2003, November). Status of the Integral/IBIS telescope modeling and of the response matrices generation. *A&A* 411, L185–L188.
- Lebrun et al. (2003, November). ISGRI: The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager. *A&A* 411, L141–L148.

- Lebrun et al. (2004, March). Compact sources as the origin of the soft  $\gamma$ -ray emission of the Milky Way. *Nature* *428*, 293–296.
- Lee et al. (2004, April). The Environment of Tycho: Possible Interaction with the Molecular Cloud. *ApJ* *605*, L113–L116.
- Leising et Share (1994, March). Gamma-Ray limits on Galactic Fe-60 and Ti-44 nucleosynthesis. *ApJ* *424*, 200–207.
- Limongi et Chieffi (2003, July). Evolution, Explosion, and Nucleosynthesis of Core-Collapse Supernovae. *ApJ* *592*, 404–433.
- Limousin (2001, November). Mise en oeuvre et étude des propriétés spectrales de la gamma-caméra ISGRI. *Ph.D. Thesis*.
- Livne et Arnett (1995, October). Explosions of Sub-Chandrasekhar Mass White Dwarfs in Two Dimensions. *ApJ* *452*, 62–+.
- Lodders (2003, July). Solar System Abundances and Condensation Temperatures of the Elements. *ApJ* *591*, 1220–1247.
- Lucek et Bell (2000, May). Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming. *MNRAS* *314*, 65–74.
- Lund et al. (2003, November). JEM-X: The X-ray monitor aboard INTEGRAL. *A&A* *411*, L231–L238.
- Maeda et Nomoto (2003, December). Bipolar Supernova Explosions: Nucleosynthesis and Implications for Abundances in Extremely Metal-Poor Stars. *ApJ* *598*, 1163–1200.
- Mahoney et al. (1992, March). HEAO 3 limits on the Ti-44 yield in Galactic supernovae. *ApJ* *387*, 314–319.
- Malkov et O’C Drury (2001, April). Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves. *Reports of Progress in Physics* *64*, 429–481.
- Mannucci et al. (2005, April). The supernova rate per unit mass. *A&A* *433*, 807–814.
- Mas-Hesse et al. (2003, November). OMC: An Optical Monitoring Camera for INTEGRAL. Instrument description and performance. *A&A* *411*, L261–L268.
- Matz et al. (1988, February). Gamma-ray line emission from SN1987A. *Nature* *331*, 416–418.
- McBreen et al. (1979, September). Evidence for a variable far-infrared source in NGC 6334. *ApJ* *232*, L183–L187.
- McLaughlin et al. (2001, January). Upper Limits on Periodic, Pulsed Radio Emission from the X-Ray Point Source in Cassiopeia A. *ApJ* *547*, L41+.
- Meissner et al. (1995). Measurement of the Half-Life of  $^{44}\text{Ti}$ . In M. Busso, C. M. Raiteri, and R. Gallino (Eds.), *AIP Conf. Proc. 327: Nuclei in the Cosmos III*, pp. 303–+.
- Mereghetti et al. (2002, April). The X-Ray Source at the Center of the Cassiopeia A Supernova Remnant. *ApJ* *569*, 275–279.
- Mertz et Young (1961). A Dilute Image Transform with Application to an X-Ray Star Camera. *Proc. Int. Conf. on Opt. Instr. Tech.*, 305–.

- Meyer et al. (1996, May).  $^{48}\text{Ca}$  Production in Matter Expanding from High Temperature and Density. *ApJ* 462, 825–+.
- Mezzacappa et al. (2001, March). Simulation of the Spherically Symmetric Stellar Core Collapse, Bounce, and Postbounce Evolution of a Star of 13 Solar Masses with Boltzmann Neutrino Transport, and Its Implications for the Supernova Mechanism. *Physical Review Letters* 86, 1935–1938.
- Minkowski (1941, August). Spectra of Supernovae. *PASP* 53, 224–+.
- Mochizuki et al. (1999, June).  $^{44}\text{Ti}$ : its effective decay rate in young supernova remnants, and its abundance in Cassiopeia A. *A&A* 346, 831–842.
- Moreland et Heymann (1965, October). Carrier-Free Separation of Titanium and Half-Life Determination of  $^{44}\text{Ti}$ . *J. Inorg. Nucl. Chem.* 27, 493–496.
- Morrison et al. (2004, August). Effect of Differential Rotation on the Maximum Mass of Neutron Stars: Realistic Nuclear Equations of State. *ApJ* 610, 941–947.
- Murray et al. (2002, February). Is the Compact Source at the Center of Cassiopeia A Pulsed? *ApJ* 566, 1039–1044.
- Nagataki et al. (1997, September). Explosive Nucleosynthesis in Axisymmetrically Deformed Type II Supernovae. *ApJ* 486, 1026–+.
- Nagataki et al. (1998). The High Ratio of  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$  in Cassiopeia A and the Axisymmetric Collapse-driven Supernova Explosion. *ApJ*.
- Nakamura et al. (2001, July). Explosive Nucleosynthesis in Hypernovae. *ApJ* 555, 880–899.
- Nassar et al. (2006, February).  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$  Reaction in the Energy Regime of Supernova Nucleosynthesis. *Physical Review Letters* 96(4), 041102–+.
- Neumann et al. (2003, March). The dynamical state of the Coma cluster with XMM-Newton. *A&A* 400, 811–821.
- Ngeow et Kanbur (2006, May). The Hubble Constant from Type Ia Supernovae Calibrated with the Linear and Nonlinear Cepheid Period-Luminosity Relations. *ApJ* 642, L29–L32.
- Niemeyer et Hillebrandt (1995, October). Microscopic Instabilities of Nuclear Flames in Type IA Supernovae. *ApJ* 452, 779–+.
- Nittler et al. (1996, May). Extinct  $^{44}\text{Ti}$  in Presolar Graphite and SiC: Proof of a Supernova Origin. *ApJ* 462, L31–+.
- Nomoto (1982a, June). Accreting white dwarf models for type 1 supernovae. II - Off-center detonation supernovae. *ApJ* 257, 780–792.
- Nomoto (1982b, February). Accreting white dwarf models for type I supernovae. I - Presupernova evolution and triggering mechanisms. *ApJ* 253, 798–810.
- Nomoto et al. (1997). Nucleosynthesis in type II supernovae. *Nuclear Physics A*.
- Nomoto et al. (1976, February). Carbon deflagration supernova, an alternative to carbon detonation. *Ap&SS* 39, L37–L42.
- Nomoto et al. (1984, November). Accreting white dwarf models of Type I supernovae. III - Carbon deflagration supernovae. *ApJ* 286, 644–658.

- Norman et al. (1997, August). On the Half-Life of  $^{44}\text{Ti}$ . *Nuclear Physics A* 621, 92–96.
- Norman et al. (1998, April). Half-life of  $^{44}\text{Ti}$ . *Phys. Rev. C* 57, 2010–2016.
- Pannuti et al. (2005, April). High Angular Resolution X-ray Observations of the Galactic Supernova Remnant G266.2-1.2 (RX J0852.0-4622). In *X-Ray and Radio Connections* (eds. L.O. Sjouwerman and K.K Dyer) Published electronically by NRAO, <http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio> Held 3-6 February 2004 in Santa Fe, New Mexico, USA, (E4.14) 6 pages.
- Parizot (2005). *Mémoire d'habilitation à diriger des recherches : Rayons Cosmiques et rayonnement du cosmos, Décembre 2005, IPN-Orsay, Université Paris 7.*
- Parizot et al. (2006, March). Observational constraints on energetic particle diffusion in young SNRs: amplified magnetic field and maximum energy. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Parizot et al. (2004, September). Superbubbles and energetic particles in the Galaxy. I. Collective effects of particle acceleration. *A&A* 424, 747–760.
- Paul (2003). *Physique et astrophysique du rayonnement cosmique, Ecole de Goutelas, 2-6 Juin 2003, Ed.: E. Parizot, A. Marcowith, V. Tatischeff, G. Pelletier et P. Salati.*
- Paul et al. (1991). Sigma - The hard X-ray and soft gamma-ray telescope on board the GRANAT space observatory. *Advances in Space Research* 11, 289–302.
- Pavlov et al. (2001, October). The Compact Central Object in the RX J0852.0-4622 Supernova Remnant. *ApJ* 559, L131–L134.
- Pavlov et al. (2000, March). The Compact Central Object in Cassiopeia A: A Neutron Star with Hot Polar Caps or a Black Hole? *ApJ* 531, L53–L56.
- Phillips (1993, August). The absolute magnitudes of Type IA supernovae. *ApJ* 413, L105–L108.
- Prantzos (2004, October). Astrophysical Gamma-Ray Lines: A Probe of Stellar Nucleosynthesis and Star Formation. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (Eds.), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 15–+.
- Proctor et al. (1978, December). X-ray emission from the region of the Galactic Centre. *MNRAS* 185, 745–754.
- Rauscher et al. (2002, September). Nucleosynthesis in Massive Stars with Improved Nuclear and Stellar Physics. *ApJ* 576, 323–348.
- Rauscher et Thielemann (2000, May). Astrophysical Reaction Rates From Statistical Model Calculations. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 75, 1–2.
- Redman et al. (2002, November). Kinematics of the Pencil nebula (RCW 37) and its association with the young Vela supernova remnant RX J0852.0-4622. *MNRAS* 336, 1093–1098.
- Reed (2005, October). New Estimates of the Solar-Neighborhood Massive Star Birthrate and the Galactic Supernova Rate. *AJ* 130, 1652–1657.
- Reed et al. (1995, February). The Three-dimensional Structure of the Cassiopeia A Supernova Remnant. I. The Spherical Shell. *ApJ* 440, 706–+.

- Reeves et al. (1970). Galactic Cosmic Ray Origin of Li, Be and B in Stars. *Nature* 226, 727–+.
- Reinecke et al. (2002, September). Three-dimensional simulations of type Ia supernovae. *A&A* 391, 1167–1172.
- Renaud et al. (2006). Coma revealed as an extended hard X-rays source by INTEGRAL IBIS/ISGRI. *A&A*.
- Renaud et al. (2006). Imaging extended sources with coded mask telescopes: Application to the INTEGRAL IBIS/ISGRI instrument. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Renaud et al. (2004, October). A Search for  $^{44}\text{Ti}$  Lines from Young Galactic Supernova Remnants with IBIS/ISGRI. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (Eds.), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 81–+.
- Renaud et al. (2006). G0.570-0.018: A Young Supernova Remnant? INTEGRAL and VLA Observations. *ApJ*.
- Renaud et al. (2006). The signature of  $^{44}\text{Ti}$  in Cassiopeia A revealed by IBIS/ISGRI on INTEGRAL. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Renaud et al. (2006). An INTEGRAL/IBIS view of Young Galactic SNRs through the  $^{44}\text{Ti}$  gamma-ray lines. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Rephaeli et al. (1999, January). Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of the Coma Cluster. *ApJ* 511, L21–L24.
- Revnivtsev et al. (2006, June). Origin of the Galactic ridge X-ray emission. *A&A* 452, 169–178.
- Reynolds (1999). Predicted Images and Spectra of Gamma-Ray Emission from Shell Supernova Remnants. *Astrophysical Letters Communications*.
- Reynolds (1998, January). Models of Synchrotron X-Rays from Shell Supernova Remnants. *ApJ* 493, 375–+.
- Reynolds et Ellison (1992, November). Electron acceleration in Tycho's and Kepler's supernova remnants - Spectral evidence of Fermi shock acceleration. *ApJ* 399, L75–L78.
- Reynolds et Keohane (1999). Maximum Energies of Shock-accelerated Electrons in Young Shell Supernova Remnants. *ApJ*.
- Reynoso et al. (2006, April). The interior of the SNR RX J0852.0-4622 (Vela Jr) at radio wavelengths. *A&A* 449, 243–250.
- Reynoso et Goss (2002, August). Very Large Array Observations of 6 Centimeter  $\text{H}_2\text{CO}$  in the Direction of Cassiopeia A. *ApJ* 575, 871–885.
- Reynoso et al. (1999, April). The Environs of Tycho's Supernova Remnant Explored through the H I 21 Centimeter Line. *AJ* 117, 1827–1833.
- Rho (1996, May). An X-ray Study of Composite Supernova Remnants. *Bulletin of the American Astronomical Society* 28, 861–+.
- Richardson et al. (2002, February). A Comparative Study of the Absolute Magnitude Distributions of Supernovae. *AJ* 123, 745–752.



- Rieke et Lebofsky (1985, January). The interstellar extinction law from 1 to 13 microns. *ApJ* 288, 618–621.
- Robin et al. (2003, October). A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *A&A* 409, 523–540.
- Röpke et al. (2005, December). Type Ia Supernova Diversity from 3-dimensional Models. In M. Turatto, S. Benetti, L. Zampieri, and W. Shea (Eds.), *ASP Conf. Ser. 342: 1604-2004: Supernovae as Cosmological Lighthouses*, pp. 397–+.
- Rossetti et Molendi (2004, January). Is there a hard tail in the Coma Cluster X-ray spectrum? *A&A* 414, L41–L44.
- Rothschild et Lingenfelter (2003, January). Limits to the Cassiopeia A  $^{44}\text{Ti}$  Line Flux and Constraints on the Ejecta Energy and the Compact Source. *ApJ* 582, 257–261.
- Ruiz-Lapuente (2004). Tycho Brahe's Supernova: Light from Centuries Past. *ApJ*.
- Ruiz-Lapuente et al. (2004). The binary progenitor of Tycho Brahe's 1572 supernova. *Nature*.
- Schaefer (1996, March). Peak Brightnesses of Historical Supernovae and the Hubble Constant. *ApJ* 459, 438–+.
- Scheck et al. (2004, January). Pulsar Recoil by Large-Scale Anisotropies in Supernova Explosions. *Physical Review Letters* 92(1), 011103–+.
- Schoenfelder et al. (1996, November). COMPTEL overview: Achievements and expectations. *A&AS* 120, C13+.
- Schönfelder et al. (2000).  $^{44}\text{Ti}$  Gamma-Ray Line Emission from Cas A and RXJ0852-4622/GROJ0852-4642. In M. L. McConnell and J. M. Ryan (Eds.), *American Institute of Physics Conference Series*, pp. 54–+.
- Schwarz et al. (1995, July). WSRT and VLA observations of HI in the direction of 3C 10. *A&A* 299, 193–+.
- Senda et al. (2002, February). Unusual Diffuse X-Ray Source in the Galactic Center Region. *ApJ* 565, 1017–1021.
- Shaw (1979, July). Supernovae - A new selection effect. *A&A* 76, 188–191.
- Silberberg et al. (1993, December). The gamma-ray line of Ti-44, combined with radio observations, as a probe of supernova. *Advances in Space Research* 13, 747–.
- Slane et al. (1999, November). Nonthermal X-Ray Emission from the Shell-Type Supernova Remnant G347.3-0.5. *ApJ* 525, 357–367.
- Slane et al. (2001, February). RX J0852.0-4622: Another Nonthermal Shell-Type Supernova Remnant (G266.2-1.2). *ApJ* 548, 814–819.
- Smith et al. (1991, July). Six Balmer-dominated supernova remnants. *ApJ* 375, 652–662.
- Sonzogni et al. (2000, February). The  $^{44}\text{Ti}(\alpha, p)$  Reaction and its Implication on the  $^{44}\text{Ti}$  Yield in Supernovae. *Physical Review Letters* 84, 1651–1654.
- Staubert et al. (2004, October). INTEGRAL/IBIS Observations of VELA X-1 in a Flaring State. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (Eds.), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 259–+.

- Stephenson et Green (2002). *Historical supernovae and their remnants, by F. Richard Stephenson and David A. Green. International series in astronomy and astrophysics, vol. 5. Oxford: Clarendon Press, 2002, ISBN 0198507666.*
- Strong et al. (2004, October). Diffuse Galactic Continuum Gamma Rays: A Model Compatible with EGRET Data and Cosmic-Ray Measurements. *ApJ* 613, 962–976.
- Stupar et al. (2005). Radio continuum observations of the galactic supernova remnant Vela Z (G266.2-1.2). *Advances in Space Research* 35, 1047–1051.
- Sturmer et al. (1997, December). Temporal Evolution of Nonthermal Spectra from Supernova Remnants. *ApJ* 490, 619–+.
- Suntzeff et al. (1992, January). The energy sources powering the late-time bolometric evolution of SN 1987A. *ApJ* 384, L33–L36.
- Tammann (1970, October). On the Frequency of Supernovae as a Function of the Integral Properties of Intermediate and Late Type Spiral Galaxies. *A&A* 8, 458–+.
- Tammann et al. (1994, June). The Galactic supernova rate. *ApJS* 92, 487–493.
- Tananbaum (1999, September). Cassiopeia A. *IAU Circ.* 7246, 1–+.
- Taylor et Cordes (1993, July). Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons. *ApJ* 411, 674–684.
- Terrier et al. (2003, November). In-flight calibration of the ISGRI camera. *A&A* 411, L167–L172.
- The et al. (2006, May). Are  $^{44}\text{Ti}$ -producing supernovae exceptional? *A&A* 450, 1037–1050.
- The et al. (1998, September). Nuclear Reactions Governing the Nucleosynthesis of  $^{44}\text{Ti}$ . *ApJ* 504, 500–+.
- The et al. (1999, April). Galactic Supernova Rate from COMPTEL (44) TI Gamma-line Observations. *Bulletin of the American Astronomical Society* 31, 739–+.
- The et al. (1995, May). CGRO/OSSE observations of the Cassiopeia A Supernova remnant. *ApJ* 444, 244–250.
- The et al. (1996, December). CGRO/OSSE observations of the Cassiopeia A SNR. *A&AS* 120, C357+.
- Thielemann et al. (1996, March). Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta. *ApJ* 460, 408–+.
- Thielemann et al. (1986, April). Explosive nucleosynthesis in carbon deflagration models of Type I supernovae. *A&A* 158, 17–33.
- Thierbach et al. (2003, January). The diffuse radio emission from the Coma cluster at 2.675 GHz and 4.85 GHz. *A&A* 397, 53–61.
- Thorstensen et al. (2001, July). The Expansion Center and Dynamical Age of the Galactic Supernova Remnant Cassiopeia A. *AJ* 122, 297–307.
- Timmes et al. (1997, April). Constraints from  $^{26}\text{Al}$  Measurements on the Galaxy's Recent Global Star Formation Rate and Core-Collapse Supernovae Rate. *ApJ* 479, 760–+.

- Timmes et al. (1996, June). The Production of  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{60}\text{Co}$  in Supernovae. *ApJ* 464, 332–+.
- Timmes et al. (1995, June). Galactic chemical evolution: Hydrogen through zinc. *ApJS* 98, 617–658.
- Travaglio et al. (2005, December). Metallicity effect in multi-dimensional SNIa nucleosynthesis. *A&A* 443, 1007–1011.
- Travaglio et al. (2004, October). Nucleosynthesis in multi-dimensional SN Ia explosions. *A&A* 425, 1029–1040.
- Truelove et McKee (1999, February). Evolution of Nonradiative Supernova Remnants. *ApJS* 120, 299–326.
- Truran et al. (1966). The approach to nuclear statistical equilibrium. *Canadian Journal of Physics* 44, 563–+.
- Tsunemi et al. (2000, October). Overabundance of Calcium in the Young SNR RX J0852-4622: Evidence of Over-Production of  $^{44}\text{Ti}$ . *PASJ* 52, 887–893.
- Tueller et al. (1990, March). Observations of gamma-ray line profiles from SN 1987A. *ApJ* 351, L41–L44.
- Turatto (2003). Classification of Supernovae. *LNP Vol. 598: Supernovae and Gamma-Ray Bursters* 598, 21–36.
- Ubertini et al. (2005, August). INTEGRAL IGR J18135-1751 = HESS J1813-178: A New Cosmic High-Energy Accelerator from keV to TeV Energies. *ApJ* 629, L109–L112.
- Ubertini et al. (2003, November). IBIS: The Imager on-board INTEGRAL. *A&A* 411, L131–L139.
- Vallée (2002, February). Metastudy of the Spiral Structure of Our Home Galaxy. *ApJ* 566, 261–266.
- van den Bergh (1960). A Recalibration of the Luminosities of Supernovae. *Zeitschrift fur Astrophysik* 49, 201–+.
- van den Bergh et McClure (1990, August). Supernova rates and galaxy inclinations. *ApJ* 359, 277–279.
- van den Bergh et McClure (1994, April). Rediscussion of extragalactic supernova rates derived from Evans's 1980-1988 observations. *ApJ* 425, 205–209.
- van den Bergh et al. (1987, December). The supernova rate in Shapley-Ames galaxies. *ApJ* 323, 44–53.
- van den Bergh et Tammann (1991). Galactic and extragalactic supernova rates. *ARA&A* 29, 363–407.
- Vedrenne et al. (2003, November). SPI: The spectrometer aboard INTEGRAL. *A&A* 411, L63–L70.
- Velazquez et al. (1998, June). Study of the Rayleigh-Taylor instability in Tycho's supernova remnant. *A&A* 334, 1060–1067.
- Vink (2004, February). X- and  $\gamma$ -ray studies of Cas A: exposing core collapse to the core. *New Astronomy Review* 48, 61–67.

- Vink (2005). Gamma-ray observations of explosive nucleosynthesis products. *Advances in Space Research*.
- Vink et al. (1998, November). The expansion of Cassiopeia A as seen in X-rays. *A&A* 339, 201–207.
- Vink et al. (1996, March). A new mass estimate and puzzling abundances of SNR Cassiopeia A. *A&A* 307, L41–L44.
- Vink et al. (2000). The Hard X-Ray Emission and  $^{44}\text{Ti}$  Emission Of Cas A. *Advances in Space Research* 25, 689–694.
- Vink et Laming (2003, February). On the Magnetic Fields and Particle Acceleration in Cassiopeia A. *ApJ* 584, 758–769.
- Vink et al. (2001, October). Detection of the 67.9 and 78.4 keV Lines Associated with the Radioactive Decay of  $^{44}\text{Ti}$  in Cassiopeia A. *ApJ* 560, L79–L82.
- Vink et al. (1999, April). A comparison of the X-ray line and continuum morphology of Cassiopeia A. *A&A* 344, 289–294.
- Völk et al. (2005, April). Magnetic field amplification in Tycho and other shell-type supernova remnants. *A&A* 433, 229–240.
- Völk et al. (2002, December). The high energy gamma-ray emission expected from Tycho's supernova remnant. *A&A* 396, 649–656.
- von Kienlin et al. (2004, October). Search for  $^{44}\text{Ti}$  Gamma-Ray Line Emission from GRO J0852-4642 with INTEGRAL/SPI. In V. Schoenfelder, G. Lichti, and C. Winkler (Eds.), *ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp. 87–+.
- Wallerstein et al. (1997). Synthesis of the elements in stars: forty years of progress. *Reviews of Modern Physics* 69, 995–1084.
- Wang et Chevalier (2002, July). Bullets in a Core-Collapse Supernova Remnant: The Vela Remnant. *ApJ* 574, 155–165.
- Warren et al. (2005, November). Cosmic-Ray Acceleration at the Forward Shock in Tycho's Supernova Remnant: Evidence from Chandra X-Ray Observations. *ApJ* 634, 376–389.
- Weiler et al. (2002). Radio Emission from Supernovae and Gamma-Ray Bursters. *ARA&A* 40, 387–438.
- Wietfeldt et al. (1999, January). Long-term measurement of the half-life of  $^{44}\text{Ti}$ . *Phys. Rev. C* 59, 528–530.
- Willingale et al. (2003, February). The mass and energy budget of Cassiopeia A. *A&A* 398, 1021–1028.
- Willingale et al. (2002, January). X-ray spectral imaging and Doppler mapping of Cassiopeia A. *A&A* 381, 1039–1048.
- Wing et al. (1965, October). Carrier-Free Separation of Titanium and Half-Life Determination of  $^{44}\text{Ti}$ . *J. Inorg. Nucl. Chem.* 27, 487–491.
- Winkler et al. (2003, November). The INTEGRAL mission. *A&A* 411, L1–L6.

- Winkler et al. (2003, March). The SN 1006 Remnant: Optical Proper Motions, Deep Imaging, Distance, and Brightness at Maximum. *ApJ* 585, 324–335.
- Woltjer (1972). Supernova Remnants. *ARA&A* 10, 129–+.
- Woosley et Janka (2005, December). The physics of core-collapse supernovae. *Nature Physics* 1, 147–154.
- Woosley et al. (1973, November). The Explosive Burning of Oxygen and Silicon. *ApJS* 26, 231–+.
- Woosley et al. (2002, November). The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics* 74, 1015–1071.
- Woosley et Hoffman (1992, August). The alpha-process and the r-process. *ApJ* 395, 202–239.
- Woosley et al. (1993, July). The evolution of massive stars including mass loss - Presupernova models and explosion. *ApJ* 411, 823–839.
- Woosley et al. (1995, July). The Presupernova Evolution and Explosion of Helium Stars That Experience Mass Loss. *ApJ* 448, 315–+.
- Woosley et al. (1986, February). Models for Type I supernova. I - Detonations in white dwarfs. *ApJ* 301, 601–623.
- Woosley et Weaver (1994, March). Sub-Chandrasekhar mass models for Type IA supernovae. *ApJ* 423, 371–379.
- Woosley et Weaver (1995, November). The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis. *ApJS* 101, 181–+.
- Wright et al. (1999, June). The Supernova Remnant Cassiopeia A at Millimeter Wavelengths. *ApJ* 518, 284–297.
- Young et al. (2006, April). Constraints on the Progenitor of Cassiopeia A. *ApJ* 640, 891–900.

## Annexe A

# Une première recherche de $^{44}\text{Ti}$

L'article suivant est issu du congrès *INTEGRAL* qui s'est déroulé à Munich en février 2004. Il présente la première recherche de  $^{44}\text{Ti}$  avec IBIS/ISGRI, basée sur une année d'observation des régions centrales de la Galaxie. La non-détection d'excès significatifs dans les cartes produites au voisinage des raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV nous a permis d'apporter des contraintes sur la fréquence actuelle d'explosion dans la Galaxie ainsi que sur la production de  $^{44}\text{Ti}$  dans les supernovae de type II, à l'aide de simulations de type Monte-Carlo.

**A SEARCH FOR  $^{44}\text{Ti}$  LINES FROM YOUNG GALACTIC SUPERNOVA REMNANTS  
WITH IBIS/ISGRI**

Matthieu Renaud<sup>1</sup>, F. Lebrun<sup>1</sup>, J. Ballet<sup>1</sup>, A. Decourchelle<sup>1</sup>, R. Terrier<sup>2</sup>, and N. Prantzos<sup>3</sup>

<sup>1</sup>CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup>APC, 11 place M. Berthelot, 75005 Paris, France

<sup>3</sup>Institut d'Astrophysique de Paris, 75014 Paris, France

ABSTRACT

One of the main goals of the INTEGRAL satellite is the observation of potential nucleosynthesis sites in the Galaxy. Abundantly produced in supernovae,  $^{44}\text{Ti}$  emits via its radioactive decay three  $\gamma$ -ray lines at 68, 78 and 1157 keV. With a half-life of about 60 years, this nucleus is probably the best indicator of young galactic supernovae. Most of them are thought to be hidden from our view at optical wavelengths due to strong extinction in the Galactic plane. Insensitive to this absorption, the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines provide a powerful tool to search for and study these objects, as exemplified by the detection by COMPTEL of the 1.157 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line in Cas A and Vela Junior. Data from the first year of observation of the Galactic central regions with IBIS/ISGRI have been analyzed. From images formed around the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines, we report here the following results : first, no excess at a  $> 5\sigma$  confidence level has been found in the Galactic Centre Deep Exposure (GCDE), with a  $3\sigma$  sensitivity of about  $1.8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Second, there is no significant excess ( $> 3\sigma$ ) at the position of the Kepler's supernova remnant. The upper limit obtained constrains the yield of  $^{44}\text{Ti}$  ejected by this supernova as a function of its possible distance. These results confirm those obtained with the first six years of observation of COMPTEL with a sensitivity improved by about 30%.

Key words: nucleosynthesis; gamma-ray observations; supernovae.

1. INTRODUCTION

Supernovae (hereafter SNe) are the main galactic nucleosynthesis sites of production of radioisotopes which are potentially observable through their  $\gamma$ -ray line emission. Some of them are short-lived such as  $^{44}\text{Ti}$ . The radioactive decay chain  $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ , with a half-life of about 60

years (Wietfeldt et al., 1999), produces three lines at 67.9 keV, 78.4 keV (from  $^{44}\text{Sc}^*$ ) and 1157 keV (from  $^{44}\text{Ca}^*$ ) with similar branching ratios. The following paragraphs discuss the production of  $^{44}\text{Ti}$  in SNe, the Galactic SNe rate, and the problem of the Galactic  $^{44}\text{Ca}$ , from theoretical and observational points of view.

1.1.  $^{44}\text{Ti}$  yields

This radioactive nucleus is thought to be created in all types of SNe but with a large variation of yields per type. Theoretical models predict  $^{44}\text{Ti}$  yields from a few  $10^{-5}$  to  $10^{-4} M_{\odot}$  for the most frequent SNe of type II (Woosley & Weaver, 1995, hereafter WW95 and Thielemann et al., 1996, hereafter TNH96) and  $\text{I}_{b/c}$  (Woosley et al., 1995) and up to  $3.9 \times 10^{-3} M_{\odot}$  for the rare event of the He-detonation of a sub-Chandrasekhar white dwarf (Woosley, Taam & Weaver, 1986, Woosley & Weaver, 1994). As reported by Iwamoto et al. (1999), the  $^{44}\text{Ti}$  yields for standard type Ia SNe are between  $8 \times 10^{-6} M_{\odot}$  and  $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . It is primarily generated in the  $\alpha$ -rich freeze-out from nuclear statistical equilibrium occurring in the explosive silicon burning stage of core collapse SNe, while a normal freeze-out Si burning is at play in type Ia SNe (Thielemann, Nomoto & Yokoi, 1986). Therefore, it probes deep into the interior of these exploded stars and provides a direct way to study the SN-explosion mechanism itself. On the other hand, it is strongly dependent on the explosion details, mainly on the mass-cut in core-collapse SNe (the mass above which matter is ejected), as is shown on figure 1 and table 1 of Timmes et al. (1996). It depends also on asymmetries of explosion and on the pre-supernova evolution (rotation, mass loss). The discovery of the 1157 keV  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray line emission from the youngest galactic supernova remnant Cassiopeia A with COMPTEL (Iyudin et al., 1994) was the first direct proof that this isotope is indeed produced in SNe. The  $^{44}\text{Ti}$  yield deduced from the observation of this SN is about  $1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Moreover, in an indirect way, the observation of the late-time light curve of SN 1987A in the Large

Magellanic Cloud (LMC) can be well explained by the production during the explosion of  $(0.5-2.0) \times 10^{-4} M_{\odot}$  of  $^{44}\text{Ti}$  (e.g. Fransson & Kozma, 2002). The larger values of these  $^{44}\text{Ti}$  yields are difficult to accommodate in spherical explosion models (WW95, TNH96). However, recent models of axisymmetrically deformed explosions can well explain these high  $^{44}\text{Ti}$  abundances (Nagataki et al., 1997, 2000 for SN 1987A and Nagataki et al., 1998 for Cas A).

### 1.2. The Galactic SNe rate

Estimations of the Galactic SNe rate come from two main sources. On one hand, the observed SN rates for different types of SNe in external galaxies of different Hubble type can be related to our Galaxy. On the other hand, the record of Galactic historical SNe can be used to determine the SNe rate in the whole Galaxy, using a detailed model of the disk+bulge containing a realistic distribution of dust. Tammann et al. (1994), by combining these two kinds of observations, have obtained an estimate of the Galactic SNe rate of  $2.5 \pm 0.5 \text{ century}^{-1}$ . However, during the last 300 years, no Galactic SN has been optically observed. For this SNe rate, the probability that not a single event occurred in the Galaxy during this time is about  $5 \times 10^{-4}$ . It is therefore expected that these events have indeed occurred but in highly obscured regions and remain undetected.

### 1.3. The search for young SNe and the problem of the Galactic $^{44}\text{Ca}$

Exempt of interstellar extinction limitations, the  $\gamma$ -ray line emission from  $^{44}\text{Ti}$  is a useful tool to search for young (and probably hidden) Galactic SNe. This kind of study was first carried out by Mahoney et al. (1992) using HEAO-3 data, followed by Leising & Share (1994) using the SMM data. No evidence was found for such emission anywhere in the Galactic plane with  $3\sigma$  sensitivities of about  $2.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and  $9.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , respectively. The COMPTEL map of the inner Galaxy ( $|l| \leq 90^\circ$ ,  $|b| \leq 30^\circ$ ), with a  $3\sigma$ -sensitivity of about  $2.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  at 1.157 MeV, does not show any significant source (Iyudin et al., 1999). The et al. (1999) have performed Monte-Carlo simulations to constrain the Galactic SNe rate, based on the non-detection of any serendipitous source. They found a  $1\sigma$  lower limit on the mean recurrence time between SNe for the last millenium of about 70 years.

On the other hand, with detailed models of the Galactic chemical evolution, Timmes et al. (1995, 1996) have found a general composition at the solar circle that is in excellent agreement with the solar abundances and a present-day SNe rate of about  $3.5 \text{ century}^{-1}$ , compatible to the value obtained by Tammann et al. (1994). However, they have shown that  $^{44}\text{Ti}$  yields of WW95 account for only one

third of the solar  $^{44}\text{Ca}$  abundance measured by Anders & Grevesse (1989) from chondrites and photospheric abundances, with most of the production attributable to type II SNe. Therefore, in order to explain the observed solar  $^{44}\text{Ca}$ , either the theoretical core-collapse  $^{44}\text{Ti}$  yields (WW95, TNH96) are too small or the SNe rates are too small. A third possibility is that it exists another source of Galactic  $^{44}\text{Ca}$ . The et al. (1999) have shown that the first and second possibilities are incompatible with the COMPTEL's results. Thus, it has been suggested that there could be another main source of  $^{44}\text{Ca}$  in the Galaxy, different from core-collapse SNe, like sub-Chandrasekhar mass white dwarf in which a detonation wave passes through a surface layer of helium. In order to be compatible with COMPTEL results, the mean recurrence time between these kinds of event has to be rather long and so these have to produce large amounts of  $^{44}\text{Ti}$ .

### 1.4. Perspectives with INTEGRAL

IBIS (Ubertini et al., 2003), with a resolution of about  $12'$ , is the best instrument on board the INTEGRAL satellite (Winkler et al., 2003) to distinguish and localize  $\gamma$ -ray sources, with typical absolute error radii (90% confidence level) of less than  $1'$  for strong source ( $S/N > 30-40$ ) and less than  $3'$  for weak ones (Gros et al., 2003). Moreover, the expected line-sensitivity of the low-energy camera ISGRI (Lebrun et al. 2003) is really appropriate to detect the two  $\gamma$ -ray lines of  $^{44}\text{Sc}$  at 67.9 and 78.4 keV ( $S_{3\sigma, 10^6 \text{ s}, 70 \text{ keV}} \sim 1.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). SPI, the spectrometer on board the INTEGRAL satellite (Roques et al., 2003), has a line-sensitivity not as good as that of ISGRI at low energies and its imaging capabilities are limited. At high energies, with a spectral resolution of 2 keV at 1 MeV, SPI is more affected by the Doppler broadening and thus this effect leads to a possible degradation of its line-sensitivity for detecting the 1.15 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line. Thus, in this paper, we report results obtained only with ISGRI. However, the combination of data from both instruments should increase the line-sensitivity and this will be tackled in a forth-coming paper. Here, two different approaches have been carried out. The first one is devoted to the search for young supernova remnants in the Galactic Center Deep Exposure (hereafter GCDE) maps. Iyudin et al. (1998) have shown that it is possible to reveal young supernova remnants by their  $\gamma$ -ray line emission with the detection with COMPTEL of the nearby supernova remnant RX J0852.0-4622/GRO J0852-4642 called Vela Junior. The second study reports results on an individual historical SN : the Kepler's supernova remnant (SN 1604).

## 2. OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

We have analyzed data obtained from the Galactic Central Deep Exposure (GCDE) during the first year



3

of the Core Program with ISGRI. These central regions of the Galaxy are particularly suited for our study as they hold a large number of supernova remnants. This is due to the fact that our line of sight crosses several spiral arms in these directions. Moreover, these are the most observed regions with the INTEGRAL satellite : the effective exposure time varies from  $6 \times 10^5$  seconds in the edges of the GCDE to nearly  $2 \times 10^6$  seconds around the Galactic Center. Data reduction was performed using the standard Off-Line Scientific Analysis OSA-3 software (Goldwurm et al., 2003).

### 2.1. Selection in rise-time

The ISGRI spectral performance depends on the event pulse rise-time (Lebrun et al., 2003) : Terrier et al. (2003) have shown that the energy resolution at 59 keV varies from 8 % for small rise-times to 14 % for long ones. In order to optimize the signal to noise ratio for  $\gamma$ -ray line studies, a selection on the rise-time of the events must be performed. With a model of the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines, one can optimize the signal to noise ratio on the regions of interest. Our sensitive area with this selection has been re-calibrated using Crab nebula measurements at the  $^{44}\text{Ti}$  line energies.

### 2.2. Imagery in $\gamma$ -ray lines

In the case of IBIS, the source flux is spatially modulated by a mask of  $95 \times 95$  opaque and transparent elements, before being recorded by ISGRI, allowing simultaneous measurement of sources plus an unmodulated background. The reconstruction of the sky is based on a correlation procedure between the recorded image and a decoding array derived from the mask pattern (e.g. Goldwurm et al., 2003). Differences between the reconstructed sky and the real one are mainly due to the background term. Using empty field observations from the orbit 96, background maps have been produced (Terrier et al., 2003). Data analysis was performed in two energy bands 65-71 and 75-82 keV, around the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines, and in three adjacent energy bands 50-65, 71-75 and 82-100 keV in order to subtract the continuum below the  $^{44}\text{Ti}$  lines. These five maps were constructed by summing the deconvolved images of more than two thousand individual exposures. Then, we have created combined images in the two  $^{44}\text{Ti}$  lines and in the three adjacent bands using following equations :

$$F = \frac{\sum f_i}{\Delta E}, \quad \sigma^2 = \frac{\sum \sigma_i^2}{\Delta E^2}, \quad (1)$$

where  $f_i$  and  $\sigma_i^2$  represent images in flux and variance in each of the five images, respectively and  $\Delta E$  the total interval of energy.  $F$  ( $\text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ ) and  $\sigma^2$  ( $\text{s}^{-2} \text{keV}^{-2}$ ) correspond to combined maps in flux

and variance, respectively. Thus, the continuum-corrected significance sky image,  $S$ , in the two lines of  $^{44}\text{Ti}$ , was obtained via :

$$S = \frac{F_{^{44}\text{Ti}} - \alpha F_{adj.}}{\sqrt{\sigma_{^{44}\text{Ti}}^2 + \alpha^2 \sigma_{adj.}^2}} \quad (2)$$

where  $F_{^{44}\text{Ti}}$  is the flux map combined in the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines,  $F_{adj.}$  in the three adjacent energy bands and  $\sigma_{^{44}\text{Ti}}^2$ ,  $\sigma_{adj.}^2$  are the respective combined variances.  $\alpha$  is a factor derived from Crab nebula observations in the same energy bands in order to obtain with this method a signal to noise ratio equal to zero for Crab-like spectrum.

## 3. RESULTS AND DISCUSSION

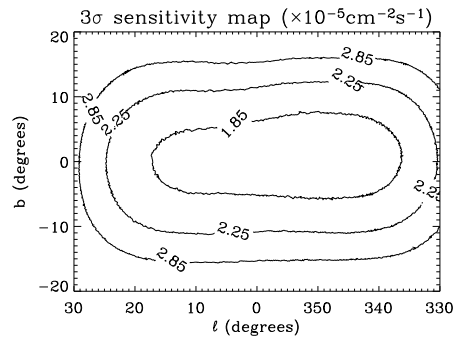


Figure 1.  $3\sigma$ -sensitivity map of the first year of observation of the GCDE with IBIS/ISGRI in the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines.

### 3.1. Monte-Carlo analysis

The significance map  $S$  does not reveal *any excess above the  $5\sigma$  confidence level*. Based on theoretical  $^{44}\text{Ti}$  yields and occurrence frequencies per SN type, we have estimated the probability that no excess is observed performing Monte-Carlo simulations. Thus, we have simulated outbursts in space, time and  $^{44}\text{Ti}$  yields, as described below, to derive a joint probability depending on event frequency and  $^{44}\text{Ti}$  production per event. The probability of the non-detection of any excess is given by the number of runs with no signal above  $5\sigma$  in the Galactic central regions over the total number of runs with the same parameters. The  $3\sigma$ -sensitivity map shown in figure 1 has been taken into account in the simulation.

#### 3.1.1. Distribution in age and type

We assume a uniform distribution for the ages of the events, over the last millenium, with a type ratio

(Ia:Ib/c:II) equal to (0.1:0.15:0.75), given by Dawson & Johnson (1994).

### 3.1.2. Distribution in space

- type Ia supernovae

According to Bahcall et al. (1982), the population of thermonuclear SNe follows a cylindrically symmetric disk  $(\rho, \theta, z)$  for 5/6 of them with a stellar density :

$$n(\rho, z) \propto e^{-|z|/\sigma_z - (\rho - R_\odot)/\rho_h} \quad (3)$$

with  $R_\odot$  ( $= 8$  kpc) the distance of the Sun from the Galactic Center,  $\sigma_z = 0.325$  kpc,  $\rho_h = 3.5$  kpc, and a spherically symmetric bulge  $(R, \theta, \psi)$  for 1/6 of them with a stellar density :

$$n(R) \propto 1.25 \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{-6/8} e^{-\alpha \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{1/4} - 1} \quad (4)$$

if  $R < 0.03R_\odot$ , or otherwise :

$$\propto \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{-7/8} e^{-\alpha \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{1/4} - 1} \left[1 - \beta \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^{-1/4}\right] \quad (5)$$

with  $\alpha = 10.093$  and  $\beta = 0.08669$ .

- core-collapse supernovae

Core-collapse SNe (SN II and SN Ib/c) are associated with massive stars and then follow the spatial distribution of population I. Two distribution models for these events have been chosen : 1) an exponential disk with a radial scale length of 3.5 kpc, used by Diehl et al. (1995) to fit COMPTEL's  $^{26}\text{Al}$   $\gamma$ -ray line map and 2) a gaussian disk at a galacto-centric radius of 3.7 kpc with a scale length of 1.27 kpc (Taylor & Cordes, 1993).

### 3.1.3. Distribution in yield

- type Ia

For these events, we have used  $^{44}\text{Ti}$  yields from Iwamoto et al. (1999) and then uniformly distributed them between  $8 \times 10^{-6} M_\odot$  and  $5 \times 10^{-5} M_\odot$ .

- type Ib/c

Using the model developed by Wosley et al. (1995),  $^{44}\text{Ti}$  yields have been uniformly distributed from  $3.5 \times 10^{-5} M_\odot$  to  $8 \times 10^{-5} M_\odot$ .

- type II

Assuming that the main galactic  $^{44}\text{Ti}$  sources are type II SNe, we have incremented the yield, as an explicit parameter in these simulations, for each of these events between  $2 \times 10^{-5} M_\odot$  and  $2 \times 10^{-4} M_\odot$ ,

to cover the acceptable range of values obtained by WW95 and TNH96.

With the age, distance and the  $^{44}\text{Ti}$  yield, one can calculate the flux of each event in each  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray line, according to :

$$F_\gamma = 0.724 \times \left(\frac{Y_{44}}{1 M_\odot}\right) \left(\frac{\tau_{44}}{1 \text{ yr}}\right)^{-1} \left(\frac{d}{1 \text{ kpc}}\right)^{-2} e^{-t/\tau_{44}} \quad (6)$$

where  $F_\gamma$  is the flux in each  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray line in units of  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $Y_{44}$  is the  $^{44}\text{Ti}$  yield in units of  $10^{-4} M_\odot$ ,  $d$  the distance,  $t$  the age of the remnant and  $\tau_{44}$  the life-time of  $^{44}\text{Ti}$  ( $\tau_{44} \sim 87.5$  yrs).

### 3.1.4. Results

The results of these Monte-Carlo simulations are shown in figure 2 for the exponential disk case and in figure 3 for the gaussian disk case for core-collapse SNe. Results are almost similar although a little bit more constraining for the gaussian disk model. In these two figures, the dotted line represents the rate of Galactic  $^{44}\text{Ti}$  (in units of  $M_\odot \text{ century}^{-1}$ ) required to explain the solar abundance of  $^{44}\text{Ca}$  (Leising & Share, 1994). This value was obtained with a standard Galactic chemical evolution model (e.g. Clayton, 1988), for an age of the Galaxy of 12 Gyr and a current Galactic gas mass of  $10^{10} M_\odot$ . The  $1\sigma$  and  $2\sigma$  curves delimit areas of exclusion at these confidence levels.

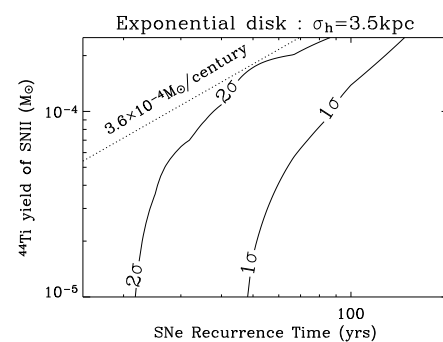


Figure 2. Confidence level diagram. The contours representing the probability that IBIS/ISGRI would have observed point sources for a given average SN II  $^{44}\text{Ti}$  yield and a SNe recurrence time with the exponential disk model. The dotted line represents the current production rate required to explain the solar abundance of  $^{44}\text{Ca}$ , according to a simple model of Clayton (1988).

One can observe that  $3.6 \times 10^{-4} M_\odot \text{ century}^{-1}$  of  $^{44}\text{Ti}$  is ruled out in both cases at a  $>95\%$  confidence level for any acceptable values of SNe rates and  $^{44}\text{Ti}$

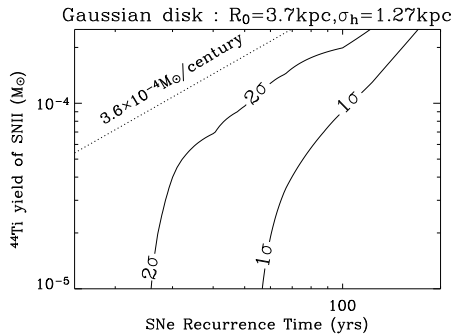


Figure 3. Same as figure 2, with the gaussian disk model.

yields per SN II. Moreover, if we assume that all SN II occurring during the last millenium have ejected  $10^{-4} M_{\odot}$ , we obtain a  $1\sigma$  lower limit on the mean recurrence time of about 90 and 100 years for the exponential and gaussian disk cases, respectively. These SNe rates ( $\sim 1 \text{ century}^{-1}$ ) are really shorter than those obtained by Tammann et al. (1994). Thus, assuming a simple model of the Galactic chemical evolution and  $^{44}\text{Ti}$  yields as those of Cas A and SN 1987A, we arrive at the same conclusion as The et al. (1999) : it is possible that there exists in the Galaxy some rare kinds of event, not yet observed, producing large yields of  $^{44}\text{Ti}$ .

### 3.2. Kepler

In this section, we discuss the study of an individual historical supernova remnant, SN 1604 (Kepler). This object appeared in Autumn 1604 and was mainly observed in Korea and Europe. Kepler's progenitor is somewhat of an enigma. The light curve obtained by Koreans and Johannes Kepler suggests a Type Ia supernova, and its distance far above the Galactic plane (500 pc at a distance of 4.5 kpc) also supports this hypothesis. Moreover, Kinugasa & Tsunemi (1999), with ASCA observations, have observed a relative overabundance of iron that agrees with Type Ia nucleosynthesis models. However, the nitrogen overabundance in the optical knots (Dennefeld, 1982), the slow expansion velocities of these knots and the enhanced density in the region suggest that there is circumstellar material ejected by the stellar wind from a massive star. Bandiera (1987) has proposed a model suggesting that the progenitor was a massive "runaway star" ejected from the Galactic plane. The observation of this remnant with INTEGRAL in  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines is important to constrain nucleosynthesis models as a function of the SN type. On average, these models favour the production of this nucleus in core-collapse SNe (WW95, TNH96) rather than in thermonuclear events (Iwamoto et al., 1999). Since this object is in the Galactic central regions observed by INTEGRAL, we have used the

same data as before. No significant excess ( $S/N \sim 0.5 \sigma$ ) has been found at the position of the remnant. We have obtained a  $2\sigma$  upper limit for the two low-energy  $^{44}\text{Ti}$  lines of  $1.09 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . This value can be converted into a  $2\sigma$  upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield ejected by this supernova as a function of its possible distance. This diagram is represented in figure 4.

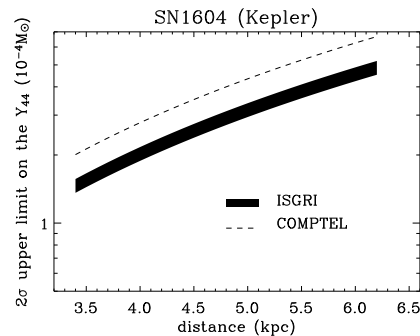


Figure 4.  $2\sigma$  upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield ejected by the Kepler's supernova as a function of its possible distance. For a distance of 4.5 kpc, the most acceptable  $2\sigma$  upper limit on the yield is about  $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$ . The region in black represents the  $2\sigma$  upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield obtained with ISGRI : the upper edge corresponds to a half-life of the  $^{44}\text{Ti}$  of 59.5 years and the lower edge to a half-life of 61.9 years. These values cover the uncertainties on recent determinations of the life time of this radioisotope (see for example Wietfeldt et al., 1999). The dashed line corresponds to the result obtained after the six first years of observation with COMPTEL, for a half-life of 60.8 years (Iyudin et al., 99).

We obtain a better upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield in comparison with that of COMPTEL (by about 30%). For a generally accepted distance of 4.5 kpc, the  $^{44}\text{Ti}$  yield ejected by this SN is less than  $2.3 \times 10^{-4} M_{\odot}$  at a  $2\sigma$  confidence level. On the other hand, nucleosynthesis models predict, on average, yields lower than  $10^{-4} M_{\odot}$  for standard core-collapse supernovae (WW95, TNH96) and so our current upper limit obtained with ISGRI is not really constraining yet.

## 4. CONCLUSION

Our Monte-Carlo simulations of Galactic SNe over the last millenium lead to interesting conclusions. According to standard values of the SNe rate ( $\sim 2.5 \text{ century}^{-1}$ ) and  $^{44}\text{Ti}$  yields equal to those of Cas A or SN1987A ( $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ ), we then expect ISGRI to detect about 4 SNe in the Galactic central regions. As emphasized by Leising & Share (1994) with a simple Galactic chemical evolution (hereafter GCE) model,  $3.6 \times 10^{-4} M_{\odot}$  of  $^{44}\text{Ti}$  have to be produced per average century to produce the solar concentration of

$^{44}\text{Ca}$ . Assuming that all  $^{44}\text{Ca}$  derives from  $^{44}\text{Ti}$  and that the major contribution comes from SN II, this production rate has to be equal to the SN II rate times the  $^{44}\text{Ti}$  yield per event. For any acceptable values of these quantities,  $3.6 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ century}^{-1}$  is ruled out at a more than 95% confidence level in our Monte-Carlo simulations. Moreover, with a more detailed GCE model,  $^{44}\text{Ti}$  yields given by WW95 account for only one third of this value (Timmes et al., 1995). So, either the yields are too small (with 3 SNe  $\text{century}^{-1}$ ), SNe rates are too small (with yields of  $10^{-4} M_{\odot}$ ) or it exists another Galactic source like sub-Chandrasekhar mass white dwarf. In this context, with our constraints from  $\gamma$ -ray observations, only the third option could be valid. However, this conclusion depends on a lot of parameters. On one hand, we have assumed that all of SN II have ejected  $\sim 10^{-4} M_{\odot}$  of  $^{44}\text{Ti}$ , but detections of the 1.157 MeV line by COMPTEL and of the two low energy lines by BeppoSAX (Vink et al., 2001) in Cas A have to be confirmed and refined with INTEGRAL. On the other hand, Cappellaro et al. (2003) have obtained new values of SNe rates per unit mass ( $10^{-11} M_{\odot} \text{ century}^{-1} \times (\frac{H}{75})^2$ ,  $H$  the Hubble constant) : for a type Sbc galaxy, relative SNe rates (Ia:Ib/c:II) are equal to (0.46:0.3:1.89). Recent determinations of the total baryonic mass of the Galaxy (Robin et al., 2004, Klypin et al., 2001) lead to a value of about  $5 \pm 3 \times 10^{10} M_{\odot}$  so the total SNe rate in the Galaxy would be equal to  $1.3_{-0.7}^{+1.1}$ . This value is shorter than that of determined by Tammann et al. (1994) by a factor 2. Moreover, the GCE model of Timmes et al. (1996) does not take into account a possible time-variability of the IMF and assumes a quadratic dependance of the star formation function. It is possible that a high formation of massive stars, during the early phases of the Galaxy, could explain a high abundance of  $^{44}\text{Ti}$  and thus the galactic  $^{44}\text{Ca}$  observed in meteorites.

In conclusion, this search for young supernova remnants through their  $\gamma$ -ray line emission leads to a lot of questions on the chemical evolution of the Galaxy, the production of  $^{44}\text{Ti}$  in supernovae and the SNe rates. Our data analysis will be improved in the future but these preliminary results already show the capability of the ISGRI detector in terms of sensitivity : after just the first year of observation, we have obtained more constraining upper limits in the two low energy  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines in the central regions (cf. figure 1, concerning our current  $3\sigma$ -sensitivity) than those obtained after six years of observation with COMPTEL, as it is shown on the figure 4. The upper limit obtained at the position on the Kepler supernova remnant is not really constraining yet, but we hope to improve our line-sensitivity by a factor 3 in several years.

## REFERENCES

- Anders E., Grevesse N., 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta* 53, 197
- Bahcall J.N., Schmidt M., Soneira R.M., 1982, *ApJ* 258, 23
- Bandiera R., 1987, *ApJ* 319, 885
- Cappellaro E., et al., 2003, *IAU Colloquium 192, Supernovae: 10 Years of 1993J* Valencia, Spain
- Clayton D.D., 1988, *MNRAS* 234, 1
- Dawson P.C., Johnson R.G., 1994, *R.A.S Canada Journal* 88, 369
- Dennefeld M., 1982, *A&A* 112, 215
- Diehl R., et al., 1995, *A&A* 298, 445
- Fransson C., Kozma C., 2002, *New Astronomy Reviews* 46, 487
- Goldwurm A., et al., 2003, *A&A* 411, 223
- Gros A., et al., 2003, *A&A* 411, 179
- Iwamoto K., et al., 1999, *ApJS* 125, 439
- Iyudin A.F., et al., 1994, *A&A* 284, L1
- Iyudin A.F., et al., 1998, *Nature* 396, 142
- Iyudin A.F., Schönfelder V., et al., 1999, *ApLC* 38, 383
- Kinugasa K., Tsunemi H., 1999, *PASJ* 51, 239
- Klypin A., et al., 2001, submitted to *ApJ*, astro-ph/01110390
- Lebrun F., et al., 2003, *A&A* 411, 141
- Leising M.D., Share G.H., 1994, *ApJ* 424, 200
- Mahoney W.A., Ling J.C., Wheaton W.A., 1992, *ApJ* 387, 314
- Nagataki S., et al., 1997, *ApJ* 486, 1026
- Nagataki S., et al., 1998, *ApJ* 492, 45
- Nagataki S., 2000, *ApJS* 127, 141
- Robin A.C., et al., 2004, *A&A* 409, 523
- Roques J.P., et al., 2003, *A&A* 411, 91
- Tammann G.A., Löffler W., Schröder A., 1994, *ApJS* 92, 487
- Taylor J.H., Cordes J.M., 1993, *ApJ* 411, 674
- Terrier R., et al., 2003, *A&A* 411, 167
- The L.S., Diehl R., Hartmann D.H., Iyudin A.F., Leising M.D., Oberlack U., 1999, *AAS* 31, 739
- Thielemann F.K., Nomoto K., Yokoi K., 1986, *A&A* 158, 17
- Thielemann F.K., Nomoto K., Hashimoto M.A., 1996, *ApJ* 460, 408
- Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, *ApJS* 98, 617
- Timmes F.X., Woosley S.E., Hartmann D.H., Hoffman R.D., 1996, *ApJ* 464, 332
- Ubertini P., et al., 2003, *A&A* 411, 131
- Vink J., et al., 2001, *ApJ* 560, 79
- Wietfeldt F.E., Schima F.J., Coursey B.M., Hoppes, D.H., 1999, *Phys.Rev.* C59, 528
- Winkler C., et al., 2003, *A&A* 411, 1
- Woosley S. E., Taam R. E., Weaver T. A., 1986, *ApJ* 301, 601
- Woosley S.E., Weaver T.A., 1994, *ApJ* 423, 371
- Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, *ApJS* 101, 181
- Woosley S.E., Langer N., Weaver T.A., 1995, *ApJ* 448, 315

## Annexe B

# Observations VLA et INTEGRAL de G0.570-0.018

Cet article publié dans le journal ApJ, rapporte les résultats obtenus à l'aide des observations menées avec *INTEGRAL* IBIS/ISGRI et le *VLA* sur G0.570-0.018. Cette source est un jeune vestige de supernova potentiel, avec un âge estimé à  $\sim 80$  ans. Les observations conjointes dans les domaines radio (émission continue non-thermique) et  $\gamma$  (raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV) nous ont permis de fortement contraindre la nature de cette source.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, 638:220–224, 2006 February 10  
 © 2006. The American Astronomical Society. All rights reserved. Printed in U.S.A.

## G0.570-0.018: A YOUNG SUPERNOVA REMNANT? INTEGRAL AND VLA OBSERVATIONS

M. RENAUD,<sup>1,2</sup> S. PARON,<sup>3</sup> R. TERRIER,<sup>1,2</sup> F. LEBRUN,<sup>1,2</sup> G. DUBNER,<sup>3</sup> E. GIACANI,<sup>3</sup> AND A. M. BYKOV<sup>4</sup>

Received 2005 August 5; accepted 2005 October 7

### ABSTRACT

We report *INTEGRAL* IBIS  $\gamma$ -ray and VLA radio observations of G0.570–0.018, a diffuse X-ray source recently discovered by *ASCA* and *Chandra* in the Galactic center region. Based on its spectrum and morphology, G0.570–0.018 has been proposed to be a very young supernova remnant. In this scenario, the presence of  $\gamma$ -ray lines coming from the short-lived radioactive nucleus  $^{44}\text{Ti}$  and synchrotron radio continuum emission are expected. The first could provide information on nucleosynthesis environments in the interior of exploding stars, and the latter could probe the interaction between the supernova blast wave and the circumstellar/interstellar matter. We have not detected  $^{44}\text{Ti}$  lines or any conspicuous radio feature associated with this source down to the achieved sensitivities. From the derived upper limits we set constraints on the nature of G0.570–0.018.

*Subject headings:* gamma rays: observations — radio continuum: ISM — ISM: individual (G0.570–0.018) — nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances — supernova remnants

### 1. INTRODUCTION

The Galactic center region is one of the richest regions in sources of the Milky Way. Numerous X-ray binaries, massive stellar clusters, and supernova remnants (SNRs) lie in this complex region, immersed in an extended high-temperature plasma that heavily dominates the global soft X-ray emission (Koyama et al. 1996). Recently, a diffuse X-ray source, G0.570–0.018, was detected with the *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics* (*ASCA*) and confirmed with *Chandra X-Ray Observatory* observations. The X-ray source has a ringlike structure, about  $10''$  in radius, with a spectrum that can be fitted by a thermal emission model with a temperature of about 6 keV (Senda et al. 2002). The high value derived for  $N_{\text{H}}$  ( $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) is consistent with a source located near the Galactic center, at a distance of about 8 kpc. Based on the detection of an iron line with a high equivalent width at 6.5 keV and a high Fe abundance (suggesting a recently shocked plasma), the authors concluded that the origin must be a very young SNR with an age of  $\sim 80$  yr. However, based on the analysis in the *Chandra* image of a faint east-west X-ray tail possibly related to G0.570–0.018, they conclude that it could be about twice as old. In a SNR scenario, we might expect nonthermal radio continuum emission from shock-accelerated electrons and the presence of  $\gamma$ -ray lines associated with the decay of  $^{44}\text{Ti}$ . This radioactive nucleus is thought to be exclusively produced in supernova (SN) explosions. It is primarily generated in the  $\alpha$ -rich freeze-out from nuclear statistical equilibrium occurring in the explosive silicon burning stage of core-collapse SNe (e.g., Woosley & Weaver 1995), while a normal freeze-out Si burning is at play in Type Ia SNe (Thielemann et al. 1986). The radioactive decay chain  $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ , with a lifetime of about 87.5 yr (Wietfeldt et al. 1999), produces three  $\gamma$ -ray lines at 67.9 keV, 78.4 keV (from  $^{44}\text{Sc}^*$ ), and 1157 keV (from  $^{44}\text{Ca}^*$ ) with similar branching ratios. It has been shown

that  $^{44}\text{Ti}$  may reveal young Galactic SNRs that could be hidden from our view at optical wavelengths due to heavy extinction in the Galactic plane region.  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines have been observed in the young SNRs Cassiopeia A (Iyudin et al. 1994; Vink et al. 2001; Vink 2005) and RXJ 0856–4622 (Iyudin et al. 1998). Moreover, the radio data can provide information on the interaction of the blast wave with the circumstellar and local interstellar media. G0.570–0.018 is then an ideal case to search for specific signatures of young SNe such as the  $^{44}\text{Ti}$  lines and the radio nonthermal radiation by combining both observations as early proposed by Silberberg et al. (1993).

In this paper, based on the *INTEGRAL* (IBIS *INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager [ISGRI]; § 3.1) and VLA<sup>5</sup> (§ 3.2) data, we investigate whether G0.570–0.018 is indeed a young SNR. Its possible type and characteristics, if this is the case, are discussed in § 4 in the light of all available observational and theoretical material.

### 2. INTEGRAL AND VLA OBSERVATIONS

The *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (*INTEGRAL*; Winkler et al. 2003) is an ESA mission carrying two main telescopes based on a coded aperture imaging system: IBIS (Ubertini et al. 2003) and SPI (Vedrenne et al. 2003). IBIS, with its soft  $\gamma$ -ray (15 keV–1 MeV) imager ISGRI (Lebrun et al. 2003), provides the finest imaging ( $13'$  FWHM) and the best line sensitivity up to a few hundred keV. It is therefore best suited for a search for the two low-energy  $^{44}\text{Ti}$  lines, and we only analyzed data from this instrument. *INTEGRAL* is mainly devoted to the observation of Galactic sources and spends a considerable amount of time pointing toward the Galactic plane and the Galactic center regions. We performed an analysis of data from the Galactic Center Deep Exposure (GCDE) of the Core Program, acquired during the first 2 years of *INTEGRAL* operations. In a search for the radio counterpart for G0.570–0.018, we have reprocessed archival VLA data at  $\lambda = 20$  and 6 cm from different pointings during which this source was within the field of view. We have

<sup>1</sup> Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA, 91191 Gif-sur-Yvette, France; mrenaud@cea.fr.

<sup>2</sup> APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France.

<sup>3</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio (IAFE), CC 67, Suc. 28, 1428 Buenos Aires, Argentina.

<sup>4</sup> A. F. Ioffe Institute for Physics and Technology, 194021 St. Petersburg, Russia.

<sup>5</sup> The Very Large Array of the National Radio Astronomy Observatory is a facility of the NSF operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

also analyzed the 90 cm intermediate-resolution VLA image of the Galactic center from LaRosa et al. (2000).

### 3. ANALYSIS AND RESULTS

#### 3.1. $^{44}\text{Ti}$ $\gamma$ -Ray Lines

Both *ASCA* and *Chandra* observations of G0.570-0.018 present a thermal X-ray spectrum, without any evidence of synchrotron radiation. Therefore, detection of this source with IBIS in the hard X-ray continuum, above 15 keV, is highly improbable. Besides, as revealed by IBIS ISGRI, the Galactic center region is a crowded area at hard X-ray energies (Bélanger et al. 2006), making it more difficult to precisely distinguish the part of the emission that could be associated with this source. In fact, we did not find any evidence of such emission in the 20-40 keV mosaic presented in Bélanger et al. (2006). We analyzed pointings during which G0.570-0.018 lies within the field of view of IBIS ( $\leq 15^\circ$ ), in the 65-71 and 75-82 keV energy bands centered on the two low-energy  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines, using the Off-Line Scientific Analysis (OSA) software version 4.2 (Goldwurm et al. 2003). These narrow bandwidths take full advantage of the ISGRI energy resolution ( $\sim 6$  keV FWHM at 70 keV). The critical point in the analysis of the IBIS ISGRI data is the background subtraction: we have generated background shadowgrams (detector image containing the shadow of the coded mask onto the ISGRI detector) by analyzing and summing a large part of the high-latitude and empty field observations performed during the first 2 years of the mission in 256 energy bands. The high total exposure time ( $\sim 2$  Ms) warrants the best removal of structures in the detector images (Terrier et al. 2003), mainly around the  $K\alpha$  and  $K\beta$  fluorescence lines of the W (59 and 65 keV) and Pb (75 and 85 keV) located close to the two low-energy  $^{44}\text{Ti}$  astrophysical lines. This method provides flat background-subtracted detector images in any desired energy band. Thus, the convolution of these shadowgrams with a decoding array derived from the spatial characteristics of the coded mask produces good-quality reconstructed sky images. We finally obtained two mosaic images in these two energy bands and combined both to increase the signal-to-noise ratio. The resulting mosaic

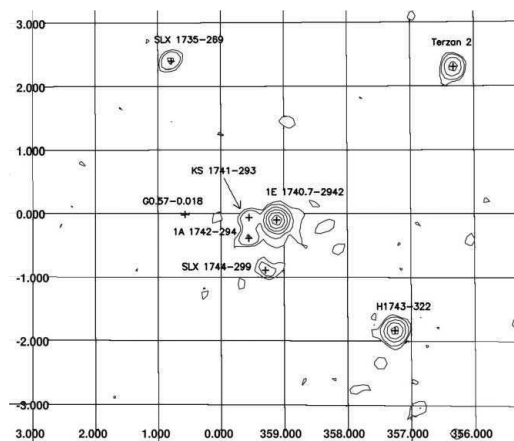


FIG. 1.—IBIS ISGRI contour map in Galactic coordinates of the combined significance in the ranges of the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines. Contours are drawn from 3 to 100 using a square root scale. The continuum emission of several known bright sources is clearly detected, while there is no evidence of any emission coming from G0.570-0.018 above the  $3\sigma$  level.

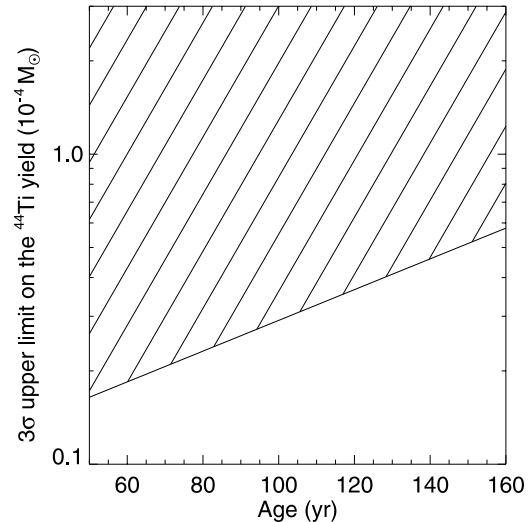


FIG. 2.—Plot shows  $3\sigma$  upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield (in units of  $10^{-4} M_\odot$ ) as a function of the age (in years). The hatched region corresponds to the range of parameters excluded at the  $3\sigma$  confidence level.

is shown in Figure 1, with a final exposure time toward the source of about 4.3 Ms.

We found no evidence for any emission above  $3\sigma$  from G0.570-0.018 in the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines range and estimated an upper limit of  $1.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  at the  $3\sigma$  confidence level. This can be converted into an upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield via

$$Y_{44} = 1.38 \left[ \frac{F_\gamma}{\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \left( \frac{d}{1 \text{ kpc}} \right)^2 e^{t/\tau_{44}} \frac{\tau_{44}}{1 \text{ yr}} \right] \times 10^{-4} M_\odot, \quad (1)$$

where  $Y_{44}$  is the  $^{44}\text{Ti}$  yield,  $F_\gamma$  the  $^{44}\text{Ti}$  line flux, and  $\tau_{44}$  the  $^{44}\text{Ti}$  lifetime,  $\sim 87.5$  yr (Wietfeldt et al. 1999). Assuming that G0.570-0.018 is located near the Galactic center region, a distance of 8 kpc is adopted (Eisenhauer et al. 2003). Based on this assumption, we obtained the relation between the maximal  $^{44}\text{Ti}$  yield and the age of this source presented in Figure 2.

For an age of 80 yr, our  $3\sigma$  upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  ejected mass is  $\sim 2 \times 10^{-5} M_\odot$ . One should notice that this value is  $\sim 8$  times lower than that of the youngest known SNR Cassiopeia A (Cas A) derived from the *Compton Gamma-Ray Observatory* (CGRO) COMPTEL (Iyudin et al. 1994), *BeppoSAX* PDS (Vink et al. 2001) and IBIS ISGRI (Vink 2005) observations. This result is discussed in detail in § 4.

#### 3.2. Radio Emission

The image at 20 cm was obtained from archival data corresponding to observations carried out using the VLA in the hybrid CnB configuration for about 1.5 hr on 2004 February. The data were processed under the MIRIAD software package (Sault et al. 1995) following standard procedures. The resulting synthesized beam is  $13'' \times 8''$ , the P.A. = 54.6, and the average rms noise is on the order of  $2.5 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The largest scale structure accessible to this array is of about  $5'$ . A field around G0.570-0.018 is shown in Figure 3b, with a few contours superposed representing the *Chandra* X-ray emission smoothed

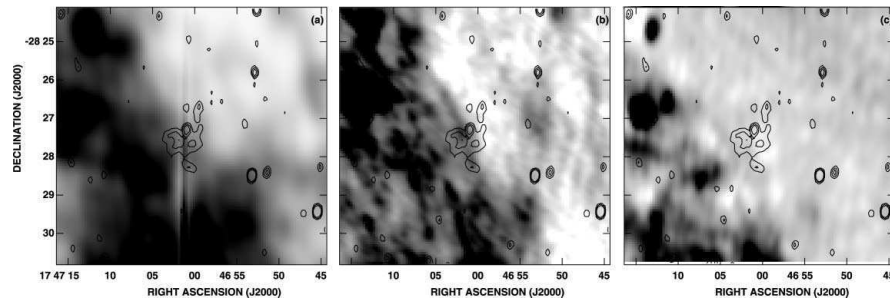


FIG. 3.—Radio images of a  $\sim 7'$  field around G0.570–0.018 at (a)  $\lambda = 90$  cm, (b)  $\lambda = 20$  cm, and (c)  $\lambda = 6$  cm. The contours represent X-ray emission convolved with a Gaussian beam of  $13'' \times 8''$ . The gray scale varies between 0 and  $150 \text{ mJy beam}^{-1}$  at 90 cm, between  $-5$  and  $10 \text{ mJy beam}^{-1}$  at 20 cm, and between  $-10$  and  $40 \text{ mJy beam}^{-1}$  at 6 cm.

to the same angular resolution as the radio image. Correction for primary beam attenuation was applied.

To produce the image at 6 cm we used archival data from observations carried out with the VLA-D array during 45 minutes on 2003 April 30. The synthesized beam is  $27'' \times 11''$ , the P.A. =  $-5.2$ , and the average rms noise in the field is about  $2.2 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The resulting image is displayed in Figure 3c, again with *Chandra* X-ray contours overlapped.

The image shown in Figure 3a at 90 cm was extracted from the  $4^\circ \times 4^\circ$  image of the center of the Galaxy obtained with the VLA B, C, and D configurations (LaRosa et al. 2000). The angular resolution of these data is  $48'' \times 48''$ , with rms sensitivity of  $5.9 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The largest angular scale to which this image is sensitive is approximately  $45'$ .

From these images, it is apparent that G0.570–0.018 lies on a region with tenuous, smooth radio emission. Not any conspicuous radio feature can be associated with the X-ray source at any frequency up to the limit of the angular resolution and sensitivity of these images. An upper limit for the flux densities at 90 and 20 cm can be estimated by integrating the radio emission over a region with the size of the outer X-ray contour. From this integration we estimate  $S_{90 \text{ cm}} \sim 0.23$  and  $S_{20 \text{ cm}} \sim 0.066 \text{ Jy}$ . Although the flux contribution from large-scale structures was not added to these images, the flux density estimates are reliable within observational errors because the size of the studied structure is smaller than the largest well-imaged structure at the respective frequencies. This is not the case for the emission at 6 cm, and thus it was not possible to accurately estimate the flux density at this short wavelength.

#### 4. DISCUSSION

The X-ray morphology and spectra of G0.570–0.018 show a hot-temperature plasma distributed in a ringlike structure, two characteristic features of young ejecta-dominated SNRs. In this context, we attempted to shed further light on the nature of this source searching for  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines and radio continuum emission. However, to our surprise neither the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines observations nor the radio continuum maps reveal any feature that can be ascribed to G0.570–0.018 at the levels of sensitivity presented above.

Concerning SNe nucleosynthesis products such as  $^{44}\text{Ti}$ , presupernova evolutions and calculations of explosive yields have a long history. Recently, core-collapse SNe have been studied by Woosley & Weaver (1995), Thielemann et al. (1996), Rauscher et al. (2002), and Limongi & Chieffi (2003), while nucleosynthesis

in Chandrasekhar mass models for Type Ia SNe can be found in Iwamoto et al. (1999). The  $^{44}\text{Ti}$  yields used in this paper were extracted from those obtained by Rauscher et al. and Limongi & Chieffi since their calculations include several improvements in stellar physics and revised nuclear reaction rates. Figure 4 shows these  $^{44}\text{Ti}$  yields as a function of the energy of the explosion, for different masses of the progenitor with our  $3\sigma$  upper limit for the two possible ages of G0.570–0.018.

Explosive yields are sensitive to many details of the explosion and in the case of core-collapse SNe,  $^{44}\text{Ti}$  is thought to be created close to the mass-cut (the mass above which the matter falls back onto the compact remnant). From Figure 4 it can be seen that for each track of constant progenitor mass, the higher the energy of the explosion is, the larger the ejected mass of  $^{44}\text{Ti}$  is. For an age of 80 yr, our  $3\sigma$  upper limit is only a compatible with few models of core-collapse SNe, where the energy

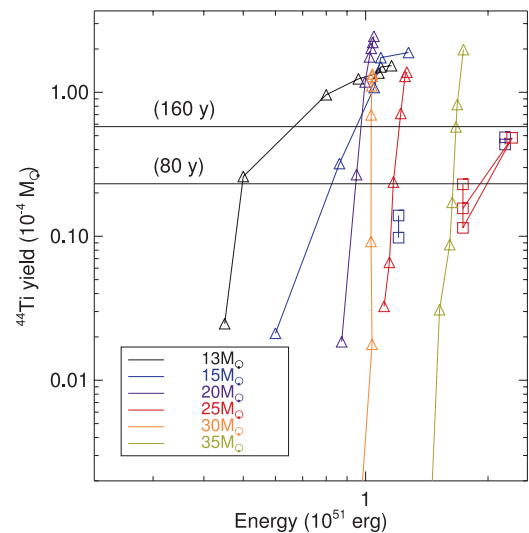


FIG. 4.— $^{44}\text{Ti}$  yield (in units of  $10^{-4} M_\odot$ ) vs. the energy of the explosion (in units of  $10^{51}$  ergs) for two sets of nucleosynthesis calculations in Type II SNe: triangles represent those of Limongi & Chieffi (2003), and squares those of Rauscher et al. (2002). Each color is related to the mass of the progenitor. Horizontal lines represent our  $3\sigma$  upper limit for two different ages of G0.570–0.018.



is insufficient to eject an amount of  $^{44}\text{Ti}$  above  $2 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . We also considered the expected  $^{44}\text{Ti}$  yields in various Chandrasekhar mass models for SN Ia explosions (Iwamoto et al. 1999 and references therein). In these models, explosive nucleosynthesis is calculated for a variety of deflagration speeds and ignition densities. We find that “standard” models (Nomoto et al. 1984; Thielemann et al. 1986) predict  $^{44}\text{Ti}$  yields clearly below our  $3\sigma$  upper limit, while delayed-detonation models with highly energetic explosions ( $>1.4 \times 10^{51}$  ergs) predict  $^{44}\text{Ti}$  yields between  $\sim 3 \times 10^{-5}$  and  $4.5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ , which could be compatible only in the case where G0.570-0.018 is at least 2 times older ( $>160$  yr). The situation is worse in the case of sub-Chandrasekhar SN Ia explosions, in which helium burns in a detonation wave, causing a detonation also in the interior of the white dwarf (Woosley et al. 1986; Woosley & Weaver 1994). In such systems, substantial overproductions of  $^{44}\text{Ti}$  from several  $10^{-4} M_{\odot}$  up to  $4 \times 10^{-3} M_{\odot}$  are expected and then well above our sensitivity. In summary, comparing our upper limits with various models, we conclude that only few subenergetic core-collapse or standard thermonuclear explosions predict  $^{44}\text{Ti}$  yields that explain our nondetection at the IBIS ISGRI sensitivity.

From an observational point of view, the 1.157 MeV  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray line was detected for the first time in Cas A with *CGRO COMPTEL* (Iyudin et al. 1994). Later, Vink et al. (2001) reported the detection with *BeppoSAX* PDS of the two low-energy  $^{44}\text{Ti}$  lines in this SNR implying an initial  $^{44}\text{Ti}$  mass of  $(0.8-2.5) \times 10^{-4} M_{\odot}$ . Preliminary analysis of the IBIS ISGRI data on Cas A yielded a detection of the 68 keV  $^{44}\text{Ti}$  line with a flux consistent with the *BeppoSAX* detections (Vink 2005). Moreover, it is suspected that the late-time light curve of SN 1987A ( $\geq 2000$  days) is dominated by the  $^{44}\text{Ti}$  decay. From time-dependent models for the light curve in combination with broadband photometry, Fransson & Kozma (2001) estimated a  $^{44}\text{Ti}$  mass of  $(0.5-2.0) \times 10^{-4} M_{\odot}$ . On the other hand, Senda et al. (2002) noticed similarities between the X-ray structure of the ring of G0.570-0.018 and that of SN 1987A, where strong stellar winds might produce a gas ring being heated by SN ejecta. However, one can see from Figure 2 that G0.570-0.018 should have been detected in the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines range if it had emitted yields comparable to those measured from Cas A or those inferred from SN 1987A, even in the worst case of considering the lower limits of  $^{44}\text{Ti}$  yields, and the oldest age of 160 yr.

Concerning the radio observations, one can expect synchrotron emission coming from either initially accelerated or shock-accelerated electrons, and the nonobservation at any radio frequency of G0.570-0.018 is then surprising. If G0.570-0.018 has an age of 80 yr, it should be considered an “intermediate-age” supernova (see Eck et al. 2002 and references therein) evolving from an SN into an SNR. G0.570-0.018, however, could be as old as 160 yr. With such an upper limit on the age, we cannot exclude that G0.570-0.018 is in the SNR phase, where the electrons responsible for the radio synchrotron emission are accelerated at the shock front. The main difficulty of the studies of radio emission from SNe/SNRs is that between the observed extragalactic radio SNe (RSNe) and the youngest known Galactic SNR (Cas A), there is an observational gap of about 300 yr, and thus the evolution from RSN to SNR is poorly understood. Type II SNe seem to be well described by Chevalier’s models (Chevalier 1982a, 1982b, 1984), where the radio emission is related to the circumstellar matter, while that of older SNe, entering the SNR phase (predicted to take at least 100 yr), can be related to the amount of interstellar matter (Gull 1973; Cowsik & Sarkar 1984). The emission mechanisms in both cases are in any case identical. Thus, we have divided our discussion in two parts,

one considering that G0.570-0.018 is still a SN and an other assuming that it could be a very young SNR.

In the first case, according to the Chevalier’s model (Chevalier 1982b), the flux of RSNe drastically depends on the ratio between the mass-loss rate of the pre-SN progenitor and the wind speed. For small values, no strong radio emission is expected, thus explaining why despite several searches (e.g., Eck et al. 1995), no Type Ia SNe have been detected in radio and why most of the extragalactic SNe seen at radio wavelengths (Weiler et al. 2002) have progenitors with dense winds. Massive stars are thought to experience strong mass losses during the final stages of their evolution implying that they would be bright radio sources. Our nondetection in radio therefore points to the lower progenitor masses. Figure 4 shows that for these lower masses, our upper limit on the production of  $^{44}\text{Ti}$  favours rather low energetic events. On the other hand, G0.57-0.018 could be similar to the Type Ia SN 1885A in M31, the first extragalactic SN identified, where no radio emission has been found (Crane et al. 1992).

Now if we assume that G0.57-0.018 has an age of 160 yr, it can be considered as a very young SNR (Cowsik & Sarkar 1984). Recently, Asvarov (2000) developed a model based on the diffusive shock acceleration mechanism to explain the radio emission of adiabatic SNRs and compared its modeled surface-brightness-diameter ( $\Sigma$ - $D$ ) evolutionary tracks with the empirical  $\Sigma$ - $D$  diagram. He found that adiabatic SNRs evolve at nearly constant surface brightness:  $\Sigma \propto D^{-0.5}$ . We have used this relation and compared the surface brightness of the historical SNRs Kepler, Tycho, Cas A, and SN 1006 (we exclude the Crab Nebula and 3C 58 because they are continuously fed by relativistic electrons from a central neutron star) as given by Green (2005) and scaled to an age of 160 yr, with our upper limit at 20 cm,  $\Sigma \sim 2 \times 10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ . The only concordance found is with SN 1006, suggesting that G0.570-0.018 might be a Type Ia SNR evolving in a low-density medium. This is consistent with our upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield, since standard Type Ia SNe produce on average less  $^{44}\text{Ti}$  than core-collapse SNe, and with its very low radio flux density. Although SNIa can be found at any location in spiral galaxies like the Milky Way, the location of G0.570-0.018 within the disk and close to the Galactic center, which is known to host abundant molecular material and young stars (Figer 2004), makes the scenario of a core-collapse event more likely. In any case, G0.570-0.018 must be located in a region that has been depleted, probably by a succession of strong stellar winds of massive stars and/or previous SN explosions.

In any scenario of a SN/SNR, a possible explanation for the lack of radio emission is that G0.570-0.018 appears to be evolving in a low-density hot plasma. In such medium-high Mach numbers shocks may not be formed, even if velocities are high, as the sound speed in a hot plasma is also high. Such SNR shocks will not give rise to high compression ratios, and also shock acceleration may be less efficient. Therefore, the radio emission may not be very strong. In addition, if the SNR shock expands within a bubble blown out by the wind of the precursor star, the possibility of creating a radio synchrotron shell is even lower.

## 5. CONCLUSION

In conclusion, the present  $\gamma$ -ray and radio observations have not solved the basic question of whether G0.57-0.018 is a genuine SN/SNR. If it is, then our upper limits on the ejected  $^{44}\text{Ti}$  mass and radio emission from G0.57-0.018 help to constrain its characteristics: the weak production of  $^{44}\text{Ti}$  rules out all the sub-Chandrasekhar Type Ia SN scenarios and can be explained if G0.57-0.018 is a subenergetic core-collapse supernova from

a moderate mass progenitor or a standard thermonuclear explosion. Since no Type Ia SNe in radio have been detected, the second scenario looks more likely, although the location of G0.57–0.018, very close to the Galactic center, might suggest a massive star progenitor. According to Chevalier's model, the very weak radio surface brightness is probably due to the low-density surrounding medium. If the SN/SNR nature of G0.57–0.018 is questioned, then the X-ray morphology, the high Fe abundance, and the position and width of the Fe line observed by Senda et al. (2002) remain to be explained. In any scenario of a young SN/SNR, G0.57–0.018 seems to be unusual, and only the next generation of hard X-ray/soft  $\gamma$ -ray focusing telescopes, such as *SIMBOL-X* (Ferrando et al. 2004), will be in the position to disentangle its nature.

M. R. gratefully thanks J. Paul for fruitful discussions and his various suggestions. The present work was supported with action ECOS-SECyTA04U03 and based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center (ISDC) funded by ESA members states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic, and Poland, and with the participation of Russia and the USA). ISGRI has been realized and maintained in flight by CEA-Saclay/DAPNIA with the support of CNES. S. P. is fellow of CONICET (Argentina). G. D. and E. G. are members of the Carrera del Investigador Científico of CONICET (Argentina). This research was partially funded by the UBACYT grant A055 and by ANPCyT-PICT04-14018 (Argentina). A. M. B. was partially supported by RBRF 03-04-17433 and 04-02-16595.

Asvarov, A. I. 2000, preprint (astro-ph/0001377)  
 Bélanger, G., et al. 2006, *ApJ*, 636, 275  
 Chevalier, R. A. 1982a, *ApJ*, 258, 790  
 ———, 1982b, *ApJ*, 259, 302  
 ———, 1984, *ApJ*, 285, L63  
 Cowsik, R., & Sarkar, S. 1984, *MNRAS*, 207, 745  
 Crane, P. C., Dickel, J. R., & Cowan, J. J. 1992, *ApJ*, 390, L9  
 Eck, C. R., Cowan, J. J., & Branch, D. 2002, *ApJ*, 573, 306  
 Eck, C. R., Cowan, J. J., Roberts, D. A., Boffi, F. R., & Branch, D. 1995, *ApJ*, 451, L53  
 Eisenhauer, F., Schodel, R., Genzel, R., Ott, T., Tecza, M., Abuter, R., Eckart, A., & Alexander, T. 2003, *ApJ*, 597, L121  
 Ferrando, P., et al. 2004, *Proc. SPIE*, 5168, 65  
 Figer, D. F. 2004, in *ASP Conf. Ser. 322, Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters*, ed. H. J. G. L. M. Lamers, A. Nota, & L. J. Smith (San Francisco: ASP), 49  
 Fransson, C., & Kozma, C. 2001, *NewA Rev.*, 46, 487  
 Goldwurm, A., et al. 2003, *A&A*, 411, L223  
 Green, D. A. 2005, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 76, 534  
 Gull, S. F. 1973, *MNRAS*, 161, 47  
 Iyudin, A. F., et al. 1994, *A&A*, 284, L1  
 ———, 1998, *Nature*, 396, 142  
 Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., Kishimoto, N., Umeda, H., Hix, W. R., & Thielemann, F.-K. 1999, *ApJS*, 125, 439  
 Koyama, K., Maeda, Y., Sonobe, K., Takeshima, T., Tanaka, Y., & Yamauchi, S. 1996, *PASJ*, 48, 249  
 LaRosa, T. N., Kassim, N. E., Lazio, T. J. W., & Hyman, S. D. 2000, *AJ*, 119, 207

## REFERENCES

Lebrun, F., et al. 2003, *A&A*, 411, L141  
 Limongi, M., & Chieffi, A. 2003, *ApJ*, 592, 404  
 Nomoto, K., Thielemann, F. K., & Yokoi, K. 1984, *ApJ*, 286, 644  
 Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R. D., & Woosley, S. E. 2002, *ApJ*, 576, 323  
 Sault, R. J., Teuben, P. J., & Wright, M. C. H. 1995, in *ASP Conf. Ser. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne & J. J. E. Hayes (San Francisco: ASP), 433  
 Senda, A., Murakami, H., & Koyama, K. 2002, *ApJ*, 565, 1017  
 Silberberg, R., Cameron, R. A., Tsao, C. H., Kassim, N. E., & Weiler, K. W. 1993, *Adv. Space. Res.*, 13, 747  
 Terrier, R., et al. 2003, *A&A*, 411, L167  
 Thielemann, F. K., Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1996, *ApJ*, 460, 408  
 Thielemann, F. K., Nomoto, K., & Yokoi, K. 1986, *A&A*, 158, 17  
 Ubertini, P., et al. 2003, *A&A*, 411, L131  
 Vedrenne, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L63  
 Vink, J. 2005, *Adv. Space Res.*, 35, 976  
 Vink, J., Laming, J. M., Kaastra, J. S., Bleeker, J. A. M., Bloemen, H., & Oberlack, U. 2001, *ApJ*, 560, L79  
 Weiler, K. W., Panagia, N., Montes, M. J., & Sramek, R. A. 2002, *ARA&A*, 40, 387  
 Wietfeldt, F. E., Schima, F. J., Coursey, B. M., & Hoppes, D. D. 1999, *Phys. Rev. C*, 59, 528  
 Winkler, C., et al. 2003, *A&A*, 411, L1  
 Woosley, S. E., Taam, R. E., & Weaver, T. A. 1986, *ApJ*, 301, 601  
 Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1994, *ApJ*, 423, 371  
 ———, 1995, *ApJS*, 101, 181

## Annexe C

# Imagerie des sources étendues avec un instrument à masque codé

Cet article, publié dans le journal *A&A*, présente la méthode développée pour mesurer le flux et la significativité associée d'une source étendue observée avec un télescope à masque codé. Cette méthode générale, basée sur le développement analytique des équations de déconvolution, sur des simulations de type Monte-Carlo, et sur des observations de la nébuleuse du Crabe, a été appliquée au télescope IBIS à bord de *INTEGRAL*.

## Imaging extended sources with coded mask telescopes: Application to the INTEGRAL IBIS/ISGRI instrument

M. Renaud<sup>1,2</sup>, A. Gros<sup>1</sup>, F. Lebrun<sup>1,2</sup>, R. Terrier<sup>2</sup>, A. Goldwurm<sup>1,2</sup>, S. Reynolds<sup>3</sup>, E. Kalemci<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, 91191, Gif-Sur-Yvette, France

<sup>2</sup> APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France

<sup>3</sup> Department of Physics, NC State University, 2700 Stinson Drive, Box 8202, Raleigh, NC 27695, USA

<sup>4</sup> Space Sciences Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

<sup>5</sup> Sabancı University, Orhanlı - Tuzla, Istanbul, 34956, Turkey

Received 8 March 2006 / Accepted 30 May 2006

### ABSTRACT

**Context.** In coded mask techniques, reconstructed sky images are pseudo-images: they are maps of the correlation between the image recorded on a detector and an array derived from the coded mask pattern.

**Aims.** The *INTEGRAL*/IBIS telescope provides images where the flux of each detected source is given by the height of the local peak in the correlation map. As such, it cannot provide an estimate of the flux of an extended source. What is needed is intensity sky images giving the flux per solid angle as typically done at other wavelengths.

**Methods.** In this paper, we present the response of the *INTEGRAL* IBIS/ISGRI coded mask instrument to extended sources. We develop a general method based on analytical calculations in order to measure the intensity and the associated error of any celestial source and validated with Monte-Carlo simulations.

**Results.** We find that the sensitivity degrades almost linearly with the source extent. Analytical formulae are given as well as an easy-to-use recipe for the *INTEGRAL* user. We check this method on IBIS/ISGRI data but these results are general and applicable to any coded mask telescope.

**Key words.** Methods: data analysis – Methods: observational – Telescopes – Gamma rays: observations

### 1. Introduction

The usual techniques of imaging the sky by focusing the radiation become ineffective above  $\sim 15$  keV due to technological constraints. Future observatories (*e.g.* Constellation-X/HXT, Hailey et al. 2004; Simbol-X, Ferrando et al. 2005) will push this limit up to 60-70 keV with the use of multi-layer grazing optics (Ramsey et al. 2002). Collimators using the standard on/off techniques are limited by the source density at low energies ( $< 50$  keV) and by the internal background variability at higher energies. Both problems are addressed with coded-aperture techniques, which have been employed successfully in high-energy astronomy in several previous missions such as the GRANAT/SIGMA instrument (Paul et al. 1991) or the BeppoSAX Wide Field Cameras (Jager et al. 1997). In such telescopes, source radiation is spatially modulated by a mask consisting of an array of opaque and transparent elements and recorded by a position sensitive detector, allowing simultaneous measurement of source plus background in the detector area corresponding to the mask holes and background only

Send offprint requests to: M. Renaud : mrenaud@cea.fr

in that corresponding to the opaque elements. For each point source in the field of view the two-dimensional distribution of events projected onto the detector reproduces a unique shadow of the mask pattern and the recorded shadowgram is the sum of many such distributions. The popular way to reconstruct the sky image is based on a correlation procedure between the recorded image and a decoding array derived from the spatial characteristics of the mask pattern. One can describe the usual properties of telescopes for these systems as follows: the angular resolution, defined by the angle subtended by the smallest mask element seen from the detector, and the field of view (FOV) divided in two parts: the Fully Coded Field of View (FCFOV) representing the sky region where the recorded source radiation is fully modulated by the mask and the Partially Coded Field of View (PCFOV) the region where a source projects only a part of the mask pattern on the detector.

Many mask patterns have been designed and employed in the past for optimizing the imaging quality of point-like sources in the high-energy domain. Recently, Schäfer (2004) has presented a novel method for imaging extended sources by constructing mask patterns with a pre-defined Point Spread

Function (PSF). In this paper, we have developed a method to reconstruct the intensity and estimate the corresponding error of extended sources seen through a given coded mask telescope. This work is motivated by the fact that several sources of interest in  $\gamma$ -ray astronomy must be considered as extended in order to properly derive their intensity such as supernova remnants (hereafter, SNRs): the Tycho SNR (with an apparent diameter  $\theta$  of  $\sim 8'$ ), SN 1006 ( $\theta \sim 30'$ ), G 347.3-0.5 ( $\theta \sim 1^\circ$ ) or RX J0852-4622 ( $\theta \sim 2^\circ$ ), clusters of galaxies (e.g. Coma Cluster,  $\theta \sim 1^\circ$ ), and diffuse interstellar emission from various high-energy processes. We have applied this method to the IBIS/ISGRI instrument onboard the *INTEGRAL* satellite but the results presented here could be easily adapted to any coded mask telescope. We briefly describe the basic properties of IBIS and the principles of the standard data analysis we used for simulating celestial extended sources in section 2, considering the simplest case of a uniform disk. We present our results concerning the IBIS response for this source geometry over a large range of radii (section 3.1) as well as in an astrophysical case: the supernova remnant SN 1006 (section 3.2). These results allow us to find a general method to reconstruct the flux and the associated error of an extended source presented in sections 4.1 and 4.3, respectively. We also describe the tests we performed on the Crab Nebula and compare the results of this method to those of the standard analysis (section 4.2). In a joint paper, we have successfully applied this method on the IBIS/ISGRI data of the Coma Cluster (Renaud et al. 2006), the first extended source detected with IBIS. Finally, we give practical tips on the use of this method for any interested observer.

## 2. Imaging sources with a coded mask telescope

### 2.1. General imaging procedure

In coded aperture imaging systems, a mask consists in an array  $M$  of 1 (transparent) and 0 (opaque) elements. The detector array  $D$  (the real image) is simply the convolution of the sky image  $S$  with  $M$  plus an unmodulated background array  $B$ . If there exists an inverse correlation array  $G$  such that  $(M \star G)_{ij} = \delta_{ij}$ , then the reconstructed sky image is given by the following operation (Fenimore & Cannon 1981):

$$S' = D \star G = S \star M \star G + B \star G = S + B \star G \quad (1)$$

In the case where the mask  $M$  is derived from a cyclic replication of the same basic pattern and the background  $B$  is given by a flat array then the term  $B \star G$  is constant and can be removed. The quality of the object reconstruction therefore depends on the choice of  $M$  and  $G$  (Caroli et al. 1987). Fenimore & Cannon (1978) have found mask patterns with such properties, including the Modified Uniformly Redundant Arrays (hereafter, MURAs). These coded masks are nearly-optimum and possess a correlation inverse matrix by setting  $G = 2M - 1$ . For those systems the resulting sky image of a single point-like source in the FCFOV will have a main peak at the source position of roughly the size of one projected mask element, with flat sidelobes in the FCFOV (for a perfect detector) and 8 main source ghosts in the PCFOV.

### 2.2. IBIS properties

We consider the IBIS telescope (Ubertini et al. 2003) launched onboard the ESA  $\gamma$ -ray space mission *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003) on October 2002. The IBIS coded mask imaging system includes a replicated MURA (see section 2.1) mask (Gottesman & Fenimore 1989) of tungsten elements and 2 pixellated  $\gamma$ -ray detectors: ISGRI (Lebrun et al. 2003), the low-energy camera (15 keV - 1 MeV) and PICsIT, operating between 175 keV and 10 MeV (Labanti et al. 2003). We focus here on IBIS/ISGRI but the results can be adapted to any coded mask imaging system. The physical characteristics of the IBIS telescope define a FCFOV of  $8.3^\circ \times 8.3^\circ$  and a total FOV of  $29^\circ \times 29^\circ$  at zero sensitivity. The nominal angular resolution is  $12'$  (FWHM) and standard ISGRI images are sampled every  $\sim 5'$ , which is the angular size of detector pixels seen from the mask, allowing fine imaging and positioning of detected celestial sources. The decoding array  $G$  is oversampled at the pixel scale in order to optimize the signal to noise ratio of point-like sources in the reconstructed image. One may refer to the papers of Gros et al. (2003) and Goldwurm et al. (2003) for details on the shape of the System Point Spread Function (hereafter, SPSF) and the full description of the implemented algorithm for IBIS data, respectively. Goldwurm et al. (2003) show a variation of finely balanced cross correlation (Fenimore & Cannon 1981) generalized to the total (FC+PC)FOV.

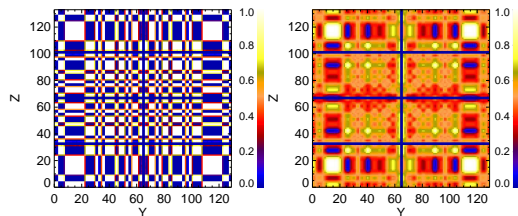
### 2.3. Imaging extended sources

In the following, any extended source will be considered as a large number of unresolved points. The principle of our method for imaging extended sources is as follows: first, we have calculated the fraction of pixel area covered by a given projected mask element (called Pixel Illumination Factor, PIF) corresponding to each point-like source given its relative sky position. These calculations take into account all the instrumental features of IBIS such as efficiency, dead zones between pixels and detector modules of ISGRI, mask thickness and transparencies of all the intervening materials in the ISGRI energy range (15 keV - 1 MeV). Second, we have performed a weighted sum of each of the point-like source contributions to obtain the shadowgram of any extended sky source according to the following equation:

$$D_{kl} = \sum_{w=1}^N f_w \times PIF_{kl}^w \quad (2)$$

where  $D_{kl}$  is the image recorded on ISGRI,  $N$  refers to the number of unresolved points forming the extended source, and  $f_w$  represents the flux of each point source ( $w$ ) with  $\sum f_w = F$ , the total flux of the extended source.

In order to illustrate the blurring effect due to the source extent, Figure 1 shows the ISGRI shadowgram of PIF values corresponding to an on-axis point-like source and that of a uniform disk of  $\sim 20'$  radius. The overall pattern of the PIF shadowgram has a very little dependence on energy and only the relative amplitude of fluctuations depends on the energy.



**Fig. 1.** The recorded ISGRI shadowgram of the PIF values for an on-axis point-like source (left) and that of a uniform disk of  $\sim 20'$  radius (right) without background. Dead zones between modules and mask elements are clearly visible.

Finally, in order to reconstruct the sky images, we have used the standard deconvolution included in the Off-Line Scientific Analysis (Goldwurm et al. 2003), version 5.0. We decided to perform these simulations in connection with what an observer can expect by analyzing IBIS/ISGRI data of any celestial region. We have chosen to simulate a disk as discussed in section 1, assuming that each individual point source contribution forming the extended source emit the same flux (*i.e.* the factor  $f_w$  in the equation 2 is constant, each extended source is uniform). We have distinguished two different relative positions in the sky: an on-axis source and one in the PCFOV,  $9^\circ$  away from the telescope axis, *i.e.* where the IBIS sensitivity is reduced by a factor of almost 2.

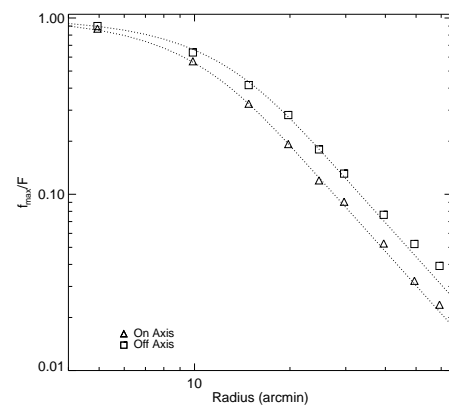
### 3. Sensitivity to extended sources

Simulations were performed for several radii, from 0 (*i.e.* a point-like source) to  $\sim 1^\circ$  keeping constant the total flux  $F$  equal to  $\sum_{w=1}^N f_w$ . One should notice that in the standard reconstructed images, the flux of point-like sources in the FOV is given by the peak of their associated SPSF after fitting with a two-dimensional gaussian (see Gros et al. 2003). Therefore, for each reconstructed sky image, we have measured the maximal pixel flux within the apparent diameter of each extended source (hereafter,  $f_{max}$ ) to estimate the IBIS/ISGRI response to the global peak reconstruction.

#### 3.1. Uniform disk

This case could relate to the Crab-like SNRs (plerions or pulsar-wind nebulae) containing pulsars that inject a relativistic wind of synchrotron-emitting plasma into the surrounding medium. These pulsar-wind nebulae can be seen in first approximation as uniform disks. Figure 2 presents  $f_{max}$  as a function of the radius for the two different source positions in the IBIS FOV.

The two curves present different behaviors: below a radius of  $\sim 8'$ , the extent of the source is still comparable to the IBIS angular resolution and the flux loss is less than 30%. For more extended sources, the SPSF differs from that of a point-like source and the flux decreases as  $R^{-2}$  (and  $R^{-1}$  in the case of a uniform ring) due to the simple flux dilution. One can easily show that this is well described by the equation:



**Fig. 2.** The relative reconstructed peak flux as a function of the radius of the uniform disk for two different positions: on-axis (triangles) and  $9^\circ$  away from the pointing (labeled off-axis, squares). The two curves have the same behavior and present two main features: below  $\sim 8'$  radius, the loss in flux is limited whereas above this value, the flux decreases as  $R^{-2}$ . The dotted lines give the expected behavior based on the equation 3.

$$\frac{f_{max}}{F} = 2 \frac{\sigma_{spsf}^2}{R^2} \times (1 - e^{-R^2/2\sigma_{spsf}^2}) \quad (3)$$

where  $\sigma_{spsf}$  is the width of the SPSF and  $R$  the source radius. The difference between the on-axis and off-axis curves is coming from the fact that the width of the IBIS SPSF is not constant over the relative positions in the FOV: we have fitted the SPSF for the two positions with a bi-dimensional gaussian and found that the width in the on-axis case is close to the nominal value,  $\sim 14'$  (FWHM) and is around  $17.5'$  in the off-axis one. These results are similar to those of Gros et al. (2003, Fig. 2) and explain what we observe in Figure 2: the reconstructed peak flux of an extended source depends less sensitively to the source size when the width of the SPSF is larger. We will discuss in details the characteristics of the IBIS SPSF in section 4.1.

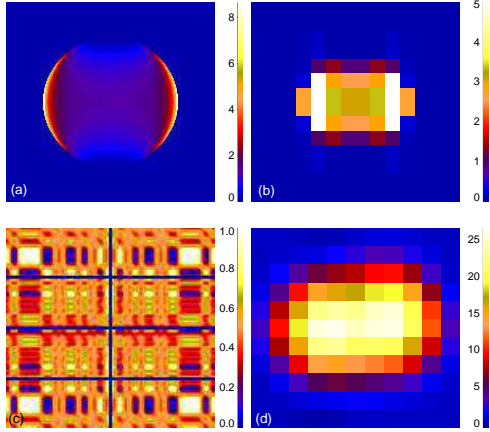
#### 3.2. An astrophysical case: SN 1006

SN 1006 is an historical Galactic SNR of  $\sim 30'$  diameter, observed with *INTEGRAL* for  $\sim 1$  Msec in the first two years of the mission. Reynolds (1999) has modelled the predicted hard X-ray emission of this SNR with two components: the synchrotron radiation, concentrated in two bright limbs and based on the calculations of Reynolds (1998), and a non-thermal bremsstrahlung component more symmetrically distributed. At energies below about 100 keV, synchrotron emission will dominate. Figure 3 presents four images of this SNR, with the expected morphology of SN 1006 at 28 keV, the sampled image in the ISGRI sky pixels, and the results of our simulations. In this example, SN 1006 is located in the FCFOV.

The results of the analysis of the JEM-X and IBIS/ISGRI data of SN 1006 are presented in Kalemci et al. (2006). The

4

M. Renaud et al.: Extended sources through the IBIS coded mask telescope



**Fig. 3.** (a) The expected image at 28 keV (in units of  $10^{-26}$  ergs  $\text{cm}^{-2}$   $\text{s}^{-1}$   $\text{Hz}^{-1}$   $\text{sr}^{-1}$ ) based on simulations performed by Reynolds (1999). (b) The sampled sky image in the ISGRI sky pixels size (in units of  $\text{ct s}^{-1}$ ). (c) The corresponding shadowgram of the PIF values and (d) the reconstructed image after the standard deconvolution (in units of  $\text{ct s}^{-1}$ ).

source was not detected with ISGRI. Using the same method as in section 3.1, it was possible to extract an upper limit on the hard X-ray emission of SN 1006. Since the expected morphology is almost symmetric and the emission is concentrated in two extended limbs, the ratio between the maximal value in the reconstructed image at the position of each limb and their respective global flux provides a correction factor. In Kalemci et al. (2006), the "standard" upper limits (obtained as if the SN 1006 is an unresolved source) were divided by this correction factor of  $\sim 0.7$  to take the flux dilution into account. Note that a relative reconstructed peak flux of 0.7 is close to what we obtained for an extended source of  $\sim 10'$  radius (see Fig. 2).

#### 4. General method

We have shown that any coded mask imager such as IBIS works with extended sources just as predicted based on its SPSF properties: the reconstructed peak flux follows the simple flux dilution over the large number of unresolved points constituting an extended source. Moreover, as previously presented by Gros et al. (2003), the width of the IBIS SPSF varies within the FOV.

##### 4.1. Reconstructed flux of extended sources

As described in section 3, the flux of a point-like source in a reconstructed IBIS image is given by the peak of the SPSF. Therefore, as shown in the previous sections, this will give a biased estimation of the flux of an extended source. For proper flux estimation, one needs to convert the reconstructed standard images into images of intensity (*i.e.* flux per solid angle or sky pixel), as is typical in astronomy. In that case, the global flux of any source (point-like or extended) would be given by integrat-

ing intensities over the source extent. The method is to divide standard flux images by the SPSF effective area (the solide angle subtended by the SPSF on the celestial sphere, *i.e.* the ratio between its integral and the peak value) but the main difficulty is that the shape of the IBIS SPSF varies within the FOV, so it is necessary to construct a map of its effective area (hereafter,  $\hat{A}$ ).

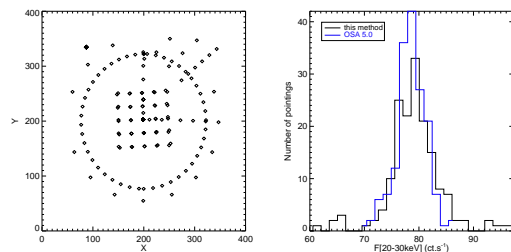
We have calculated point-like sources each  $\sim 15'$  (3 ISGRI sky pixels sampling) in the first quarter of the IBIS FOV with a fixed flux and fitted each corresponding reconstructed image at the source position by a 2D gaussian. We assume that these images must have a central symmetry due to that of the MURA coded mask and then we have projected each quarter of images where we performed the simulations on the three others according to the central symmetry. Figure 4 presents the map of  $\hat{A}$  of the IBIS SPSF and the histogram of its values. The map is almost flat in the FCFOV and the values globally increase in the PCFOV. Its histogram shows an appreciable dispersion ( $\sigma \sim 1.3$  sky  $\text{pixel}^2$ ) with a mean value of 8.9 sky  $\text{pixel}^2$ . To obtain reconstructed sky images in intensity, one can then apply the following transformation:

$$I'_{mn} = \frac{S'_{OSA}}{\hat{A}_{mn}} \quad (4)$$

$$I'_S = \sum_{\Omega} I'_{mn} \quad (5)$$

where  $S'_{OSA}$  is the reconstructed flux image obtained with the standard deconvolution. The legitimacy of such a transformation is shown in Appendix A.1 and is based on the sole assumption that  $\hat{A}$  does not change on scales smaller than the SPSF width. Thus, for extended sources simulated as described in section 2, we have built these intensity images  $I'_{mn}$ . For each of them we have integrated over the source extent as seen by IBIS ( $\Omega$ , *i.e.* the physical size of the source convolved with the IBIS SPSF  $\sim$  source radius plus  $3 \times \sigma_{spstf}$ ) and we have checked that this final value corresponds to the input global flux of our simulations with a dispersion of less than 10 %.

##### 4.2. Tests on the Crab Nebula observations



**Fig. 5.** Left: Relative positions of the Crab Nebula for the 164 analyzed pointings during the rev. 102, 170. Right: Histograms of the reconstructed fluxes of the Crab with the standard analysis OSA 5.0 (in blue) and with our method (in black)

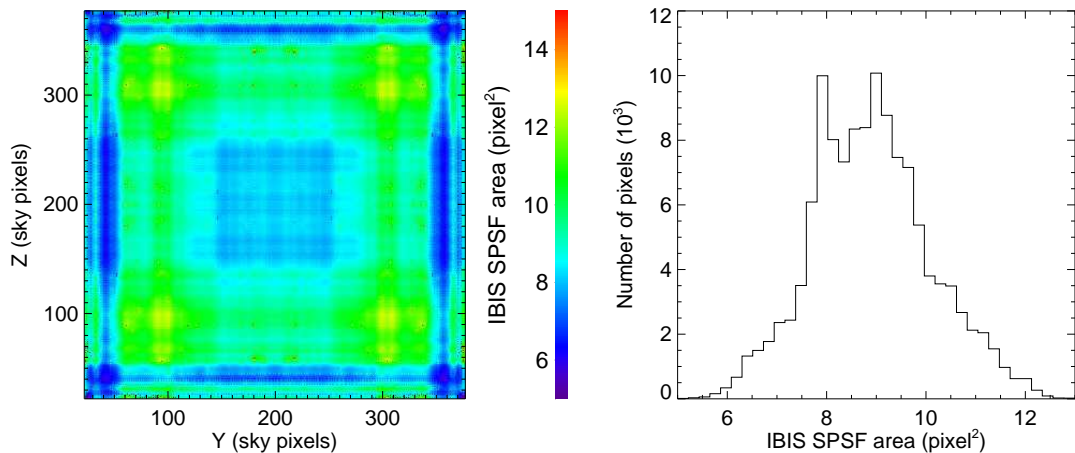


Fig. 4. Map of the IBIS SPSF effective area  $\tilde{A}$  in a linear scale (left) and the histogram of its values (right).

We have also tested this method on Crab Nebula observations. This source is considered as point-like for IBIS. We used data obtained during the revolutions 102, 170 and 300 containing 164 science windows (individual pointings, hereafter scws) and applied the same procedure as described above. Figure 5 presents the relative positions of the Crab for the analyzed scws and the histograms of the fluxes found with our method and the standard one in the 20-30 keV energy range. Even if our method shows a larger dispersion in the reconstructed Crab fluxes ( $\sigma_{method} \sim 3.1 \text{ s}^{-1}$  and  $\sigma_{OSA5.0} \sim 2.3 \text{ s}^{-1}$ ), the mean values are compatible ( $\langle F_{method} \rangle \sim 78.9 \text{ s}^{-1}$  and  $\langle F_{OSA5.0} \rangle \sim 78.7 \text{ s}^{-1}$ ). Since the Crab Nebula is an unresolved source for IBIS, the reconstructed flux with our method depends on the source location since  $\tilde{A}$  varies with the position in the field of view. However, the sensitivity of this dependence decreases with the source extent.

#### 4.3. Estimation of the associated errors

Although the flux of any extended source can be measured with the method described above, the estimation of the corresponding errors is not simple. In fact, the reconstructed counts in the sky pixels within the SPSF of the IBIS telescope are correlated. Since we propose to sum the fluxes previously divided by  $\tilde{A}$  over the size of the source, the associated variance should be  $\sum \sigma_{mn}^2 / \tilde{A}_{mn}^2$  ( $\sigma_{mn}^2$  is the OSA flux variance) plus a covariance term. The latter depends on the position in the FOV and the source extent.

We have developed the standard equations of the convolution in Appendix A.2 to find a simple analytical expression of the variance associated to the equations 4 and 5 such that:

$$\sigma_{I_s}^2 \approx \sigma_{B.ct.s^{-1}}^2 \sum_{\Omega} \frac{1}{\tilde{E}_{mn} \tilde{A}_{mn}} \quad (6)$$

$$\sigma_{I_s}^2 \approx \sum_{\Omega} \frac{\sigma_{OSA}^2}{\tilde{A}_{mn}} \approx N_{spsf} \langle \sigma_{OSA}^2 \rangle \quad (7)$$

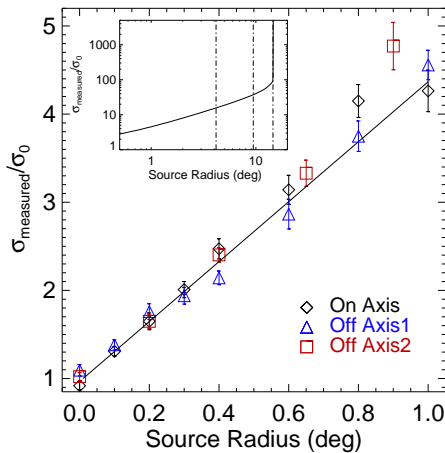
where  $\sigma_{B.ct.s^{-1}}^2$  is the detector variance of the background count rate (in units of count  $\text{s}^{-2}$ ),  $\tilde{E}_{mn}$  is the imaging efficiency and  $\langle \sigma_{OSA}^2 \rangle$  is the OSA flux variance averaged over the region of pixel fluxes summation  $\Omega$ .  $N_{spsf}$  refers to the number of SPSFs within  $\Omega$ . Equation 7 can be interpreted as follows: the width of the SPSF ( $\sigma_{spsf}$ ) is the correlation length of the instrument beyond which sky pixels are uncorrelated. Therefore, at these scales, the final variance associated with the reconstructed flux of an extended source by summing the pixel fluxes is simply given by the sum of the variances. This can be then approximated to the mean variance times the number of SPSFs within  $\Omega$  (see Appendix B).

In order to check this analytical estimation of the associated error, we have performed Monte-Carlo simulations of extended sources seen through the IBIS coded mask as a sum of unresolved points. Shadowgrams are given by equation 2 for which we have added a constant background term. The total flux of each extended source was fixed at  $50 \text{ s}^{-1}$  and that of the background at  $10^3 \text{ s}^{-1}$ . 500 shadowgrams are simulated for different source sizes (assumed to be uniform disks), from  $0^\circ$  (point-like) to  $1^\circ$  radius, following the equation:  $\sqrt{D_{kl}} \times N(0,1) + D_{kl}$  where  $D$  defines the ISGRI expected count rate shadowgram at the pixel (k,l).  $N(0,1)$  is the normal distribution. Each of these simulated shadowgrams was deconvolved using the standard method of the IBIS data analysis in order to obtain 500 reconstructed images in flux, variance and significance. We performed these calculations for three different source positions in the FOV: one on-axis ( $Y=200.5, Z=200.5$ ) and two in the PCFOV at  $\sim 9.5^\circ$  ( $Y=300.5, Z=250.5$ , labelled ‘‘Off Axis1’’) and  $\sim 13.5^\circ$  near the edge of the FOV ( $Y=120.5, Z=50.5$ , labelled ‘‘Off Axis2’’). These calculations allow us to control the statistics for any source extent and position in the FOV. We have reconstructed the source fluxes using the method described in section 4.1 and measured the width of each flux histogram, which corresponds to the error associated to this method.



6

M. Renaud et al.: Extended sources through the IBIS coded mask telescope



**Fig. 6.** The ratio between the measured error of our method and that predicted for a point-like source ( $\sigma_0$ ) as a function of the source radius for the three relative source positions. The solid line is given by the equation 6 and its large-scale behavior up to the total IBIS FOV is shown in the encapsulated plot.

Figure 6 presents the ratio between the measured error and that derived from the equation 6 for a point-like source (labelled  $\sigma_0$ ) as a function of the source radius for the three distinct source positions. This ratio characterizes the loss in sensitivity due to the source extent. The error bars were calculated from the error of the fit performed on each reconstructed fluxes histogram to estimate the error of the method. For any source size and position, the dispersion is estimated to be less than 10 %.

## 5. Discussion

We have shown that it is always possible to obtain an estimate of the flux of any extended source with coded mask imaging. This is an intrinsic property of these imaging systems where the source flux is obtained through a linear combination of detector-pixel count rates. We have derived analytical expressions for estimating the global flux and its associated error of any extended sky source which were tested by Monte-Carlo simulations. This work was done relating to what one could expect to observe in the  $\gamma$ -ray domain through a MURA coded mask instrument such as IBIS onboard the *INTEGRAL* satellite. For IBIS, extended sources with a radius greater than  $\sim 4.5^\circ$  will be confused with their associated ghosts. One will need a specific method to clean the images but this is beyond the scope of this paper. The advantage of this method, as long as the integration region contains all the source, is that the observer does not have to assume any source geometry during the analysis as is the case for methods using model fitting. Of course, in principle, the optimum signal to noise ratio is attained with the smallest integration region still containing all the source. However, due to the flux dilution, the geometry of

the extended source is generally not apparent in the maps and the observer may not always be provided with a precise source geometry. Nevertheless, the signal to noise ratio does not decrease rapidly with the integration region size once the source is fully contained in it. In order to check the global method on an astrophysical case, we analyzed the IBIS/ISGRI data on the Coma Cluster, a bright known cluster of galaxies with an X-ray size of order  $30'$  diameter. We applied this method, increasing the integration region until a maximum signal to noise ratio was reached. In that way, we were able to extract for the first time the global intensity of this extended source as well as interesting constraints on its morphology. The results are presented in a joint paper (Renaud et al. 2006). In a forthcoming paper, this method will be also used on the IBIS/ISGRI observations on the Vela Junior SNR (Renaud et al. 2006, in preparation).

Usually, the observer needs a lot of integration time for detecting an extended source ( $\sim 5 \times 10^5$  secondes for the Coma Cluster) and will have to construct mosaics of individual images. After obtaining the individual images with the standard analysis, the next step is to build mosaics as usual by weighting each image by their associated variance and transform them following the practical tips on the use of the method given in Appendix B. Any observer interested in this method may contact the first author to obtain the map  $\tilde{A}$ .

*Acknowledgements.* The authors thank the anonymous referee for his numerous and excellent suggestions. The present work was partially based on observations with *INTEGRAL* an ESA project with instruments and science data center (ISDC) funded by ESA members states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA). ISGRI has been realized and is maintained in flight by CEA-Saclay/DAPNIA with the support of CNES. E. K. is supported by the European Commission through a Marie Curie International Reintegration Grant (INDAM, Contract No MIRG-CT-2005-017203). S. P. R. acknowledges support from NASA through INTEGRAL observing award NAG5-13092.

## References

- Caroli, E., Stephen, J. B., Di Cocco, G., et al. 1987, *Space Sci. Rev.*, 45 349
- Fenimore, E. E. & Cannon, T. M. 1978, 17, 337
- Fenimore, E. E. & Cannon, T. M. 1981, *Appl. Opt.*, 20, 1858
- Ferrando, P., Goldwurm, A., Laurent, P., et al. 2005, *Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy II*. Edited by Citterio, Oberto; O'Dell, Stephen L. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5900, pp. 195-204
- Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, *A&A*, 411, L223
- Gottesman, S. R. & Fenimore, E. E. 1989, *Appl. Opt.*, 28, 4344
- Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., et al. 2003, *A&A*, 411, L179
- Jager, R., Mels, W. A., Brinkman, A. C., et al. 1997, *A&AS*, 125, 557
- Kalemci, E., Reynolds, S. P., Boggs, S. E., et al. 2006, *ApJ*, in press, preprint in astro-ph/0602335

- Labanti, C., Di Cocco, G., Ferro, G., et al. 2003, A&A, 411, L149
- Lebrun, F., Leray, J.-P., Lavocat, P., et al. 2003, A&A 411, L141
- Hailey, C. J., Christensen, F. E., Craig, W. W., et al. 2004, Optics for EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Astronomy. Proceedings of the SPIE, Volume 5168, pp. 90-99
- Paul, J., Ballet, J., Cantin, M, et al. 1991, Advances in Space Research, 11, 289
- Ramsey, B. D., Alexander, C. D., Apple, J. A., et al. 2002, ApJ, 568, 432
- Renaud, M., Bélanger, G., Paul, J., Lebrun, F., Terrier, R. 2006, A&A, in press
- Reynolds, S. P. 1998, ApJ, 493, 375
- Reynolds, S. P. 1999, Astrophys. Lett. Commun., 38, 425
- Schäfer, B. M. 2004, submitted to MNRAS, preprint in astro-ph/0407286
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L131
- Winkler, C., Courvoisier, T.J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, A&A, 411, L1

## Appendix A: Deconvolution Algorithm

In this section, we will adopt the following notations:

$$(k, l) \rightarrow \text{detector} \quad (\text{A.1})$$

$$(i, j) \rightarrow \text{real sky} \quad (\text{A.2})$$

$$(m, n) \rightarrow \text{reconstructed sky} \quad (\text{A.3})$$

D is the detector, S and S' the real and reconstructed skies, M the coded mask, R the decoding matrix, and B the background. By definition:

$$D_{kl} = \sum_{ij} S_{ij} M_{i+k, j+l} + B_{k,l} \quad (\text{A.4})$$

$$S'_{mn} = \sum_{kl} R_{k+m, l+n} D_{kl} \quad (\text{A.5})$$

with the following arrays:

$$R_{k+m, l+n} = \frac{G_{k+m, l+n}^+ - \text{Bal}_{mn} \times G_{k+m, l+n}^-}{E_{mn}} \quad (\text{A.6})$$

$$\text{Bal}_{mn} = \frac{\sum_{kl} G_{k+m, l+n}^+}{\sum_{kl} G_{k+m, l+n}^-} \quad (\text{A.7})$$

$$E_{mn} = \sum_{kl} G_{k+m, l+n}^+ M_{k+m, l+n} - \text{Bal}_{mn} \sum_{kl} G_{k+m, l+n}^- M_{k+m, l+n} \quad (\text{A.8})$$

where  $G^+$ ,  $G^-$  the decoding arrays related to the coded mask M (see Goldwurm et al. 2003),  $\text{Bal}_{m,n}$  is called the balance array in order to have a flat reconstructed flux image and  $E_{m,n}$  corresponds to the imaging efficiency to correct for partial exposure outside the FCFOV.

### A.1. Reconstructed fluxes

The standard reconstructed flux image is given by:

$$S'_{mn} = \sum_{kl} R_{k+m, l+n} \sum_{ij} S_{ij} M_{i+k, j+l} + \sum_{kl} R_{k+m, l+n} B_{k,l} \quad (\text{A.9})$$

We propose to construct images of flux per steradian (per sky pixel)  $I'_{mn} = S'_{mn} / \tilde{A}_{mn}$  where  $\tilde{A}_{mn}$  is the SPSF area. The global flux of any source (point-like or extended)  $I'_S$  is then given by the sum of the intensities within a region  $\Omega$  encompassing the source extent. Therefore:

$$I'_S = \sum_{\Omega} \frac{1}{\tilde{A}_{mn}} \sum_{ij} S_{ij} \sum_{kl} R_{k+m, l+n} M_{i+k, j+l} + \sum_{\Omega} \frac{1}{\tilde{A}_{mn}} \sum_{kl} R_{k+m, l+n} B_{k,l} \quad (\text{A.10})$$

Assuming that the detector D was well background-subtracted before the deconvolution, the second term of the right-hand side of the above equation is null.

$\tilde{A}_{mn}$  represents the integrated normalized SPSF. By definition, we have:

an extended source. The associated variance is then given by equation B.2. The following equations allow the user to construct mosaics of a set of individual images:

$$S'_{mosaic} = \frac{\sum S'_{OSA}/\sigma'^2_{OSA}}{\sum 1/\sigma'^2_{OSA}} \quad (\text{B.4})$$

$$\tilde{A}_{mosaic} = \frac{\sum \tilde{A}/\sigma'^2_{OSA}}{\sum 1/\sigma'^2_{OSA}} \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma'^2_{mosaic} = \frac{1}{\sum 1/\sigma'^2_{OSA}} \quad (\text{B.6})$$

As for an individual image, the global flux and the associated error of an extended source will be given by:

$$I'_S = \sum_{\Omega} \frac{S'_{mosaic}}{\tilde{A}_{mosaic}} \quad (\text{B.7})$$

$$\sigma'^2_{I'_S} = \sum_{\Omega} \frac{\sigma'^2_{mosaic}}{\tilde{A}_{mosaic}} \quad (\text{B.8})$$

## Annexe D

# Application de la nouvelle méthode d'imagerie sur l'amas de Coma

Cet article, sous forme de lettre publiée dans le journal *A&A*, présente les résultats obtenus à l'aide des observations *INTEGRAL* IBIS/ISGRI sur l'amas de galaxies de Coma, la première source étendue détectée avec cet instrument. L'analyse a nécessité l'emploi de la méthode d'imagerie de ce type de sources avec un télescope à masque codé exposée précédemment. Elle nous a permis de confirmer l'existence de variations en température détectées dans le domaine des rayons X au sein de l'amas, et d'apporter des premières contraintes sur la morphologie de la composante non-thermique, dont la réalité est toutefois contestée.

## Coma revealed as an extended hard X-rays source by INTEGRAL IBIS/ISGRI

M. Renaud<sup>1,2</sup>, G. Bélanger<sup>1,2</sup>, J. Paul<sup>1,2</sup>, F. Lebrun<sup>1,2</sup>, R. Terrier<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Service d'Astrophysique, CEA-Saclay, 91191, Gif-Sur-Yvette, France

<sup>2</sup> APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France

Received 8 March 2006 / Accepted 27 April 2006

### ABSTRACT

**Aims.** We report the *INTEGRAL*/IBIS observations of the Coma Cluster in the hard X-ray/soft  $\gamma$ -ray domain.

**Methods.** Since the Coma Cluster appears as an extended source, its global intensity and significance cannot be directly extracted with standard coded mask analysis. We used the method of imaging the extended sources with a coded mask telescope developed by Renaud et al. (2006).

**Results.** The imaging capabilities and the sensitivity of the IBIS/ISGRI coded mask instrument allows us to identify for the first time the site of the emission above  $\sim 15$  keV. We have studied the Coma Cluster morphology in the 18-30 keV band and found that it follows the prediction based on X-ray observations. We also bring constraints on the non-thermal mechanism contribution at higher energies.

**Key words.** Galaxies: clusters: Coma Cluster – Methods: data analysis – Gamma rays: observations – X-rays: observations

### 1. Introduction

Clusters of galaxies are the largest bound structures in the visible universe, and amongst the most luminous ones. This makes them important cosmological probes. The intercluster medium (ICM) is heated to high temperatures by the initial collapse. In addition, it is believed that as groups and smaller clusters of galaxies merge to form larger ones, violent shocks compress and heat the intercluster medium to X-ray emitting temperatures ( $10^7$ – $10^8$  K). These shocks could also drive the acceleration of ions and electrons to relativistic energies, thereby producing a spectrum extending from the radio to the  $\gamma$ -ray domains through processes such as synchrotron emission and inverse Compton (hereafter, IC) scattering.

The observations of diffuse radio halos from cluster cores (Giovannini et al. 1993), and the more recent reported detection of extreme ultraviolet (EUV) and hard X-ray (HXR) emission from clusters (Bowyer et al. 1999; Fusco-Femiano et al. 1999; Rephaeli et al. 1999) seem to point to the possible presence of non-thermal and/or supra-thermal particles. Although the origin of the radio halos is most probably synchrotron emission from high energy electrons, that of the EUV photons and hard X-rays has been the source of much debate and is still uncertain. Sarazin (1999) suggested that the extreme UV and hard X-rays could arise from IC scattering of the energetic, synchrotron producing electrons off the cosmic microwave background radiation (see also Bykov

et al. 2000 for a detailed discussion of nonthermal high energy emission in galaxy clusters). Alternatively, this emission could also be due to bremsstrahlung radiation of supra-thermal electrons accelerated by turbulent gas dynamics in the ICM (Ensslin et al. 1999; Sarazin & Kempner 2000). If the HXR cluster component is confirmed, then the question remains: is it thermal or non-thermal in origin?

Thus far, X-ray imaging observations of clusters such as Coma, have shown that the emission in the X-ray range is predominantly thermal, originating from bremsstrahlung in the hot ICM. *BeppoSAX* and *RXTE* detected a hard X-ray excess that extends beyond 10 keV and apparently deviates from the steep thermal spectrum expected from pure bremsstrahlung emission (Fusco-Femiano et al. 1999; Fusco-Femiano et al. 2004; Rephaeli et al. 1999; Rephaeli & Gruber 2002). Given that these observations were carried out with non-imaging instruments, contamination from point sources contained in their field of view is not unlikely. Moreover, a recent second look at the *BeppoSAX* data on Coma seems to show that there is no evidence of a HXR excess (Rossetti & Molendi 2004). This debate can only be convincingly resolved and put to rest through sensitive imaging observations at high energies beyond the thermally dominated X-ray emission.

In this letter, we report on hard X-ray/soft  $\gamma$ -ray observations of the Coma Cluster with the IBIS/ISGRI (Ubertini et al. 2003; Lebrun et al. 2003) coded mask instrument onboard *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003). A large field of view ( $29^\circ \times 29^\circ$ ,  $8^\circ \times 8^\circ$  fully coded), fine imaging capabil-

ities (PSF of 12' FWHM, Gros et al. 2003), and an unprecedented  $3\sigma$  broadband sensitivity of  $\sim 1$  mcrab at 20 keV ( $10^5$  s,  $\Delta E = E/2$ ), make IBIS/ISGRI ideal for probing the nature of the HXR excess in the Coma Cluster: **the first extended source detected with this instrument.**

## 2. Observations and Data Reduction

The Coma Cluster was observed with *INTEGRAL* in 2003 during revolutions 36, 71 and 72. Almost 250 pointings aiming within  $13^\circ$  of Coma amount to  $\sim 500$  ks. Using these data, Krivonos et al. (2005) demonstrated the ability of IBIS/ISGRI to detect faint extra-galactic sources, and established a catalog of 12 serendipitous sources ( $\geq 4\sigma$ ) in addition to the Coma Cluster. The authors noted that the source corresponding to the latter was extended, and hence, its flux and significance calculated with the standard analysis were likely inaccurate. Renaud et al. (2006) presented a general method to determine the flux and the total detection significance for any extended celestial source observed through a coded mask. We here apply this method to the study of the spatial and spectral features of the Coma Cluster.

Reconstructed sky images with coded mask telescopes are correlation maps between the detector image and a decoding array derived from the mask pattern. The deconvolution algorithm implemented in the *INTEGRAL* Off-Line Scientific Analysis (OSA, Goldwurm et al. 2003) is optimized for point-sources and the flux of any source is given by the peak of the SPSF at its position in the correlation map. For this reason, the intensity of an extended source cannot be derived directly using the standard processing. This limitation can be overcome by constructing images of flux per solid angle (*i.e.* per sky pixel), in which the global flux is given by the sum of intensities over the emissive region. The details of this method are presented in Renaud et al. (2006).

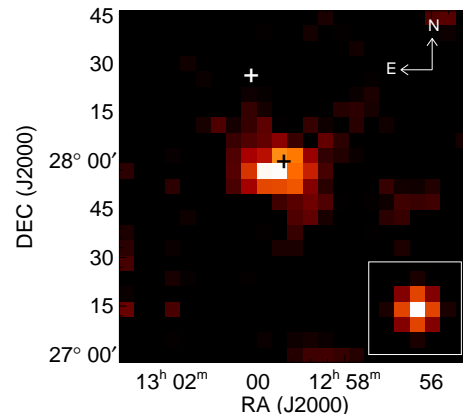
We analyzed the Coma Cluster data with OSA v. 5.0 and obtained individual sky images in the 18–30, 30–50, 50–100 and 100–150 keV energy bands, directly from the standard analysis. We evaluated their quality by measuring the noise given by the width of the distribution of significance values, and then constructed images in flux per sky pixel which were combined to make mosaics in the four energy ranges.

## 3. Results

### 3.1. Morphology of the emission

The IBIS/ISGRI significance map of the Coma Cluster in the energy range 18–30 keV is shown in Figure 1. We have overlaid the instrument's response to a point-like source of comparable intensity in the bottom right corner of the image. This serves as a morphological comparison, and strongly suggests that the Coma Cluster is indeed an extended source for IBIS/ISGRI. The maximal pixel value within the extended emission is at the  $\sim 8\sigma$  confidence level, consistent with Krivonos et al. (2005) who noted that it was likely unresolved.

In the X-ray domain, the spectrum of the Coma Cluster is dominated by thermal bremsstrahlung from hot intercluster

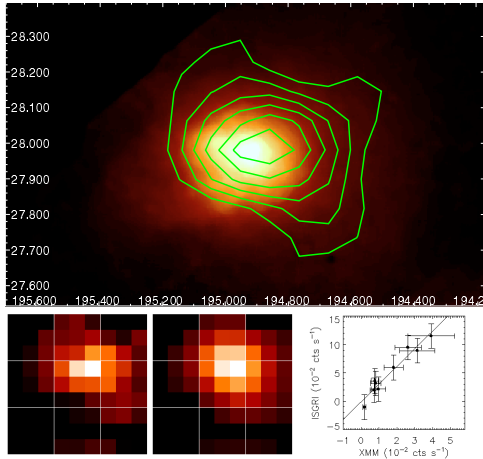


**Fig. 1.** IBIS/ISGRI significance image of the Coma cluster in the 18–30 keV energy range. The black cross indicates the position of NGC 4874, near the center of the X-ray emission from Coma (Briel et al. 2001). The white cross shows the location of X Comae, a bright Seyfert galaxy at  $\sim 30'$  from the cluster. The colour scale is linear, with black corresponding to  $1\sigma$  and white to  $8\sigma$ . The IBIS SPSF is also shown in the lower right corner.

gas. *RXTE* observations (Rephaeli & Gruber 2002) yielded values from which we can derive the expected ratio of non-thermal to thermal emission at higher energies. These are 0.2 and 1.0 in the 18–30 keV and 30–50 keV energy ranges respectively. *XMM-Newton* observations revealed marked temperature variations (from 4 to 11 keV) at distances  $>10'$  from the centre of the cluster (Arnaud et al. 2001, Briel et al. 2001, Neumann et al. 2003). A hot front in the southwest (kT  $\sim 11$  keV) was interpreted as an adiabatic compression due to recent accretion of matter. Within the core, centered on NGC 4874, these authors found a homogeneous temperature distribution of  $\sim 8.25$  keV.

Given that the X-ray emission between 0.3 and 2 keV depends only slightly on the plasma temperatures in the range of those measured in the ICM (Fig. 1 of Arnaud 2005), the *XMM-Newton* map in this energy range is a good estimate of the ICM gas emissivity. Therefore, we can use the 0.3–2 keV EPIC MOS mosaic image, shown in the top panel of Figure 2 and overlaid with the IBIS/ISGRI 18–30 keV contours, in conjunction with the temperature map of Arnaud et al. (2001) to construct a map of the expected thermal emission in the 18–30 keV band. Moreover, for best accuracy, we computed correction factors, which account for the temperature variations across the cluster, using the meka1 model in XSPEC v.11.3. The redshift and abundances were set to  $z=0.0231$  and 0.25, respectively (Arnaud et al. 2001). The relative intensity of each region was weighted with the corresponding correction factor. The final 18–30 keV map, convolved with the IBIS/ISGRI PSF, is shown in the middle bottom panel of Figure 2. The IBIS/ISGRI image shown in Figure 1 is reproduced in the bottom left panel for reference.

To calculate the correlation coefficient between the IBIS/ISGRI mosaic in the 18–30 keV range and the expected map for the emission in this energy band constructed in the



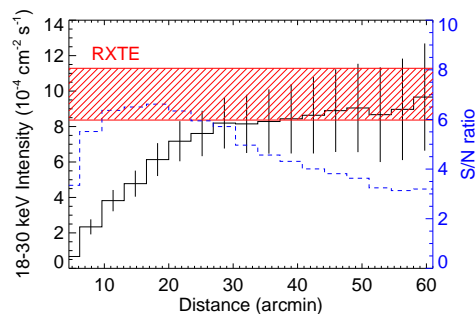
**Fig. 2.** *Top panel:* XMM-Newton 0.3-2 keV mosaic image (Neumann et al. 2003) with IBIS/ISGRI significance contours in the 18–30 keV energy range, going from  $2\sigma$  to  $10\sigma$ . *Bottom panel:* IBIS/ISGRI image of flux per pixel in the 18–30 keV band centered on the Coma Cluster (left), the predicted morphology based on the XMM-Newton images in intensity and inferred temperature (middle), and the correlation between the 18–30 keV and 0.3–2 keV images (right). The white squares delineate the regions over which the flux was summed for the purpose of correlation study.

manner described above, the sky pixels over which the flux is summed have to be independent. This is very nearly the case at all scales larger than the size of the SPSF, which is  $12'$  or  $2.5$  sky pixels. The white squares in the bottom left and middle panels of Figure 2 correspond to regions that are 3 pixels ( $14.5'$ ) by 3 pixels in size, and thus regions that we can consider independent from one another as far as the flux and variance are concerned. By summing the flux per pixel over the nine regions in each map, we obtained two sets of nine intensities. The uncertainties associated with the IBIS/ISGRI map were derived according to the prescription of Renaud et al. (2006), and those of the interpolated map were calculated based on an uncertainty of 1 keV on the plasma temperature (Arnaud 2006, priv. comm.).

We found a linear correlation coefficient of  $\rho = 0.95$ , and show the correlation plot in the bottom right panel of Figure 2. The probability that a random sample of 9 uncorrelated data points yield a linear correlation coefficient of 0.95 or larger is  $8.7 \times 10^{-5}$ . This close agreement between the morphologies of the detected and expected thermal emission from the Coma Cluster at energies between 18 and 30 keV brings us to conclude that what is seen in this energy range by IBIS/ISGRI is compatible with an emission of pure thermal origin with no indication of a non-thermal component having a significantly different morphology. A distinction between thermal and non-thermal emission components could be detected only through a fine spectro-imaging analysis on small spatial scales and over the entire emissive region. It is interesting to note that this result adds weight to the temperature variations seen in X-rays by XMM-Newton.

### 3.2. Reconstructed global intensity

We now turn to the question of the global intensity of this emission when the source is considered to be extended. Since instruments such as *BeppoSAX*/PDS and RXTE are only capable of recording the total emission within their  $\sim 1^\circ$  FOV, their detection of a HXR tail from the Coma Cluster could not definitively and exclusively be attributed to it. This uncertainty is substantiated by the presence of other sources present in the FOV like X Comae, a bright Seyfert galaxy discovered by *ROSAT*/PSPC  $\sim 30'$  northeast of the Coma Cluster (Dow & White 1995). Even if X Comae may experience flux variability, Fusco-Femiano et al. (1999) demonstrated that because of its steep spectral index, an unusually strong variability would be necessary in order to have a significant effect on the total detected flux. Hence, its hard X-ray emission would be blended into the global flux and not detected as variable. Nonetheless, since IBIS/ISGRI does not detect an excess above  $3\sigma$  at the position of X Comae in either of the four energy bands defined in § 2, we assume that the spectra obtained by RXTE and *BeppoSAX* are truly representative of the emission from Coma and that there really exists a HXR tail, despite the ongoing dispute on this issue (Rossetti & Molendi 2004).

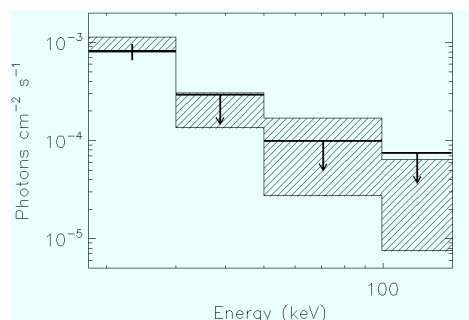


**Fig. 3.** The 18–30 keV IBIS/ISGRI integrated intensity (left scale, solid line with error bars) and corresponding significance calculated on concentric circles and expressed as a function of radius (right scale, dashed line). The shaded area shows the intensity within the  $1\sigma$  error derived from RXTE observations (Rephaeli & Gruber 2002; Rossetti & Molendi 2004).

Figure 3 shows the intensity in 18–30 keV range, integrated over circular areas with increasing radii centred on the pixel of maximum intensity located at  $\text{RA}(J2000) = 12^{\text{h}}59^{\text{m}}31.7^{\text{s}}$  and  $\text{DEC}(J2000) = 27^{\circ}57' 07.''6$ . The intensity is shown as the monotonically increasing black curve with error bars. The dashed blue curve represents the total statistical significance (S/N ratio) calculated on the basis of each circular area. This analysis is done without any a priori assumption on the size of the emitting region. The shaded area shows the RXTE flux taken from Rephaeli & Gruber (2002, Table 1) and Rossetti & Molendi (2004), whose results are consistent with one another. The best agreement is found for  $R = 30'$ . This value is also in line with the extent of the X-ray surface brightness

observed by *ASCA*/GIS (Honda et al. 1996). The IBIS imaging sensitivity was deduced from Crab Nebula observations in each of the four energy bands assuming a Crab spectrum of  $9.7 \text{ E}^{-2.1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$  (Krivonos et al. 2005).

The treatment in the 30–50 keV energy range was performed in the same way as for the 18–30 keV range, and the flux was summed over the same region but no significant excess was found. Although we expect that at least half of the global intensity in the 30–50 keV band arises from thermal processes, the emission above 50 keV is purely non-thermal. However, no imaging telescopes have observed the Coma at energies  $>10 \text{ keV}$  and thus the morphology of the yet undetected non-thermal emission above 30 keV is unknown. We derived upper limits for the flux in the 50–100 keV and 100–150 keV ranges in the standard way, relying on the assumption that the source is point-like ( $\Phi \lesssim 8'$ ). Even though we have shown that this is not so, these upper limits are a good estimate in the case of a non-detection. The 18–150 keV ISGRI spectrum is shown in Figure 4. For comparison, we have plotted the *RXTE* best-fit spectrum of this source (Rephaeli & Gruber 2002; Rossetti & Molendi 2004) as the shaded area ( $1\sigma$  errors), and find that the spectra agree.



**Fig. 4.** IBIS/ISGRI spectrum of the Coma Cluster. The upper limit in the 30–50 keV range is calculated assuming that the source has the same shape as it does in the 18–30 keV energy range. At higher energies, the upper limits are derived as for a point-source. The best-fit *RXTE* spectrum within its  $1\sigma$  uncertainties, is shown as the dashed area. Upper limits are given at the  $3\sigma$  confidence level.

#### 4. Conclusion

The unequalled imaging capabilities and sensitivity of the IBIS/ISGRI telescope on *INTEGRAL* give us the opportunity of imaging extended sources in the hard X-ray and soft  $\gamma$ -ray domains for the first time. We have shown that the morphology of the emission from the Coma Cluster in the 18–30 keV energy range is akin to that in X-rays when the temperature variations measured by *XMM-Newton* across the cluster's emission are taken into account. There is no evidence for the presence of non-thermal emission arising from a region with the same morphology as that associated with the thermal emission. We find that the integrated intensity is in good agreement with previous *RXTE* and *BeppoSAX* observations of Coma.

Future *INTEGRAL* observations will surely reveal more details about the morphology and nature of the emission from Coma. Our analysis was based on the assumption that the morphology of the emission is the same in the 30–50 keV range as it is between 18 and 30 keV. Given that the upper limit we quote for the 30–50 keV flux is only a factor of 1.5 above the mean *RXTE* spectrum, and that non-thermal mechanisms such as IC scattering and non-thermal bremsstrahlung are expected to contribute half the flux in this range, deeper *INTEGRAL* observations ( $\sim 1.5 \text{ Ms}$ ) will permit a fine morphological study of the emissive region. This will provide the opportunity to definitively determine whether there is or not a HXR tail, and if so to identify the site of particle acceleration in the Coma Cluster for the first time.

*Acknowledgements.* We would like to thank M. Arnaud and D. Neumann for providing the *XMM-Newton* images and for helpful suggestions. The present work is based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center (ISDC) funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA). ISGRI has been realized and is maintained in flight by CEA-Saclay/DAPNIA with the support of the French Space Agency CNES.

#### References

- Arnaud, M., Aghanim, N., Gastaud, R., et al. 2001, *A&A*, 365, L67
- Arnaud, M. 2005, summer school lectures at "Background Microwave Radiation and Intracluster Cosmology", July 2004, Villa Monastero, Varenna, Italy, astro-ph/0508159
- Bowyer, S., Berghöfer, T. W., Korpela, E. J. 1999, *ApJ*, 526, 592
- Bykov, A.M., Bloemen, H., Uvarov, Yu.A. 2000, *A&A*, 362, 886
- Briel, U. G., Henry, J. P., Lumb, D. H., et al. 2001, *A&A*, 365, L60
- Cowan, G. 1998, "Statistical Data Analysis", Oxford Science
- Dow, K. L., & White, S. D. M. 1995, *ApJ*, 439, 113
- EnBlin, T. A., Lieu, R., Biermann, P. L. 1999, *A&A*, 344, 409
- Fusco-Femiano, R., Dal Fiume, D., Feretti, L., et al. 1999, *ApJ*, 513, L21
- Fusco-Femiano, R., Orlandini, M., Brunetti, G., et al. 2004, *ApJ*, 602, L73
- Giovannini, G., Feretti, L., Venturi, et al. 1993, *ApJ*, 406, 399
- Goldwurm, A., David, P., Foschini, L., et al. 2003, *A&A*, 411, L223
- Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., et al. 2003, *A&A*, 411, L179
- Honda, H., Hirayama, M., Watanabe, M., et al. 1996, *ApJ*, 473, L71
- Krivonos, R., Vikhlinin, A., Churazov, E., et al. 2005, *ApJ*, 625, 89
- Labanti, C., Di Cocco, G., Ferro, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L149
- Lebrun, F., Leray, J.-P., Lavocat, P. et al. 2003, *A&A*, 411, L141
- Neumann, D. M., Lumb, D. H., Pratt, G. W., Briel, U. G. 2003, *A&A*, 400, 811
- Rephaeli, Y., Gruber, D., Blanco, P. 1999, *ApJ*, 511, L21
- Rephaeli, Y., & Gruber, D. 2002, *ApJ*, 579, 587
- Renaud, M., Lebrun, F., Terrier, R., et al. 2006, submitted to *A&A*
- Rossetti, M., & Molendi, S. 2004, *A&A*, 414, L41
- Sarazin, C.L. 1999, *ApJ*, 520, 529
- Sarazin, C.L., & Kempner, J.C. 2000, *ApJ*, 533, 73
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L131
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L1



## Annexe E

# IBIS/ISGRI et les vestiges de supernova Cas A, Tycho, Vela Junior

Cet article, issu de la conférence *Astronomy with Radioactivities* qui s'est déroulée à Clemson (SC, USA), en septembre 2005, présente les résultats obtenus à l'aide des observations des deux premières années de la mission *INTEGRAL* sur les vestiges de supernova Cassiopeia A, Tycho et Vela Junior. Cet article aborde à la fois l'étude des raies de décroissance du  $^{44}\text{Ti}$  et l'émission continue non-thermique sous-jacente, et met en avant la particularité de chacun de ces vestiges.

## An *INTEGRAL*/IBIS view of Young Galactic SNRs through the $^{44}\text{Ti}$ gamma-ray lines

M. Renaud <sup>a,b,\*</sup>, J. Vink <sup>c</sup>, A. Decourchelle <sup>a,d</sup>, F. Lebrun <sup>a,b</sup>,  
R. Terrier <sup>b,a</sup>, J. Ballet <sup>a,d</sup>

<sup>a</sup>*Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

<sup>b</sup>*APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France*

<sup>c</sup>*SRON National Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, 3584 CA Utrecht, The Netherlands*

<sup>d</sup>*AIM-UMR, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

---

### Abstract

We present preliminary results of *INTEGRAL*/IBIS observations on Cas A, Tycho and Vela Junior Supernova remnants in the line emission of  $^{44}\text{Ti}$ . This radioactive nucleus is thought to be exclusively produced in supernovae during the first stages of the explosion. It has a lifetime of about 87 y and is then the best indicator of young SNRs, as exemplified by the detection of  $^{44}\text{Ti}$  in the youngest known Galactic supernova remnant Cas A with *GRO/COMPTEL* and latter with *BeppoSAX*. In this paper, we will focus on this SNR for which we confirm the detection of  $^{44}\text{Ti}$  and point out the importance to know the nature of the hard X-ray continuum, the Tycho SNR, for which no indication of  $^{44}\text{Ti}$  was ever reported, and Vela Junior, for which the claimed detection of  $^{44}\text{Ti}$  with *COMPTEL* is still controversial. The *INTEGRAL*/IBIS observations bring new constraints on the nature of these SNRs and on the nucleosynthesis which took place during the explosions.

### Key words:

Gamma rays: astronomical observations, Gamma-ray sources (Cas A, Tycho, Vela Junior),  
Nucleosynthesis in supernovae, Supernova remnants in Milky Way  
PACS: 95.85.Pw, 07.85.-m, 26.30.+k, 98.38.Mz

---

\* Corresponding author.  
Email address: mrenaud@cea.fr (M. Renaud).

## 1 Introduction

Supernovae (hereafter SNe) are the main galactic nucleosynthesis sites of production of radioisotopes which may be observed through their  $\gamma$ -ray line emission. Some of them are short-lived such as  $^{44}\text{Ti}$ . The radioactive decay chain  $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ , with a half-life of about 60 yrs (Wietfeldt et al., 1999), produces three lines at 67.9 keV, 78.4 keV (from  $^{44}\text{Sc}^*$ ) and 1157 keV (from  $^{44}\text{Ca}^*$ ) with similar branching ratios. This radioactive nucleus is thought to be created in all types of SNe but with a large variation of yields per type: from a few  $10^{-5}$  to  $\sim 2 \times 10^{-4} M_{\odot}$  for the most frequent SNe of Type II (Woosley & Weaver, 1995; Thielemann et al., 1996) and Type I<sub>b/c</sub> (Woosley et al., 1995) and up to  $3.9 \times 10^{-3} M_{\odot}$  for the rare event of the He-detonation of a sub-Chandrasekhar white dwarf (Woosley, Taam & Weaver, 1986; Woosley & Weaver, 1994). As reported by Iwamoto et al. (1999), the  $^{44}\text{Ti}$  yields for standard Type Ia SNe are between  $8 \times 10^{-6} M_{\odot}$  and  $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ . It is primarily generated in the  $\alpha$ -rich freeze-out from nuclear statistical equilibrium occurring in the explosive silicon burning stage of core-collapse SNe, while a normal freeze-out Si burning is at play in Type Ia SNe (Thielemann, Nomoto & Yokoi, 1986). Therefore, it probes deep into the interior of these exploded stars and provides a direct way to study the SN-explosion mechanism itself. On the other hand, it is strongly dependent on the explosion details, mainly on the mass-cut in core-collapse SNe (the mass above which matter is ejected), the energy of the explosion and asymmetries.

The *INTEGRAL* observatory (Winkler et al., 2003) carries two main instruments: IBIS (Ubertini et al., 2003) and SPI (Vedrenne et al., 2003). Both can provide images and spectra, based on the coded mask aperture system, working from 15 keV to 1 MeV and from 20 keV to 8 MeV, respectively. The line-sensitivity of the IBIS low-energy camera ISGRI (Lebrun et al., 2003) is really appropriate to detect the two low energy  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines at 67.9 and 78.4 keV ( $\Delta E \sim 6$  keV FWHM at 70 keV). With a spectral resolution of  $\sim 2$  keV at 1 MeV, SPI can measure the ejecta velocity due to the Doppler broadening. We present here preliminary results on three young SNRs: Cas A, Tycho and RX J0852-4622 (Vela Jr).

## 2 The Cassiopeia region: Cas A and Tycho SNRs

The Cassiopeia region was observed by *INTEGRAL* for a duration of  $\sim 1.5$  Ms. Figure 1 shows the region as observed by IBIS/ISGRI in the 25-40 keV band. Several sources have been revealed, amongst them Cas A detected at  $\sim 25\sigma$  confidence level and Tycho SNR detected at  $\sim 6\sigma$  confidence level.

The discovery of the 1157 keV  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray line emission from the youngest Galactic SNR Cas A with COMPTEL (Iyudin et al., 1994) was the first direct proof that

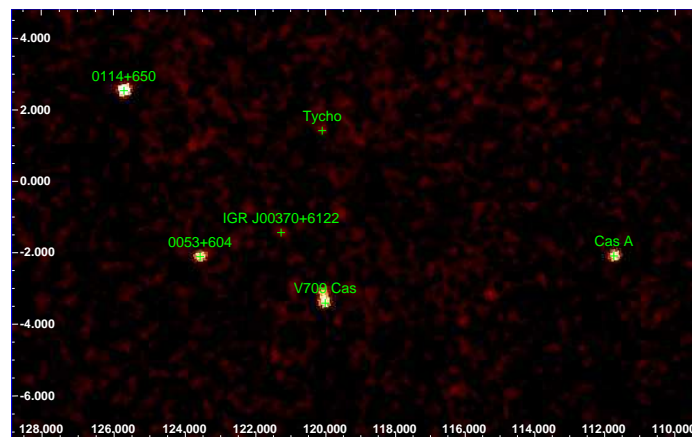


Fig. 1. A IBIS/ISGRI image of the Cassiopeia region in the 25-40 keV energy band. Cas A and Tycho are detected at  $\sim 25\sigma$  and  $6\sigma$ , respectively.

this isotope is indeed produced in SNe. This has been strengthened by the *BeppoSAX*/PDS detection of the two low-energy  $^{44}\text{Ti}$  lines (Vink et al., 2001). By combining both observations, Vink et al. (2001) have deduced a  $^{44}\text{Ti}$  yield of  $(1.5 \pm 1.0) \times 10^{-4} M_{\odot}$ . This huge value compared to those predicted by most of the models could be due to several effects: a large energy of the explosion ( $\sim 2 \times 10^{51}$  erg), asymmetries (Nagataki et al., 1998) currently observed in the ejecta expansion, and a strong mass loss of the progenitor consistent with the scenario of a Type Ib SN (Vink, 2004). In the case of Cas A, the knowledge of the continuum emission is critical to properly measure the  $^{44}\text{Ti}$  line flux. Unfortunately, it is still debated whether the nonthermal hard X-ray continuum is synchrotron radiation or non-thermal bremsstrahlung from supra-thermal electrons (see Vink 2005 for a recent review and references therein).

Figure 2 presents the spectrum obtained with IBIS/ISGRI (in black, Vink 2005) compared to that of *BeppoSAX*/PDS (in grey). There is a  $3\sigma$  excess at the position of the first  $^{44}\text{Ti}$  line with respect to a power-law continuum emission  $\Gamma \sim 3.3$  (solid line). Both spectra are compatible, however, since there is still no clear detection of the continuum beyond the two  $^{44}\text{Ti}$  lines, the weak S/N of the second line could be due to a steepening above  $\sim 60$  keV, predicted for all synchrotron and some bremsstrahlung models. Assuming a power-law spectrum, the flux of the first  $^{44}\text{Ti}$  line and that of each line by fitting both jointly are  $(2.3 \pm 0.8) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and  $(1.2 \pm 0.6) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , respectively. By analyzing the SPI data, we didn't find any excess neither in the broad (1142 - 1172 keV) nor in the narrow energy band around the 1.157 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line yielding to a preliminary  $2\sigma$  lower limit on the ejecta velocity  $\Delta v > 10^3 \text{ km s}^{-1}$  for an assumed line flux of  $1.9 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

The Tycho SNR is the prototype of a Type Ia SN (Baade, 1945). No evidence of  $^{44}\text{Ti}$  has ever been reported (Dupraz et al., 1997). With an age of 433 yr and a distance

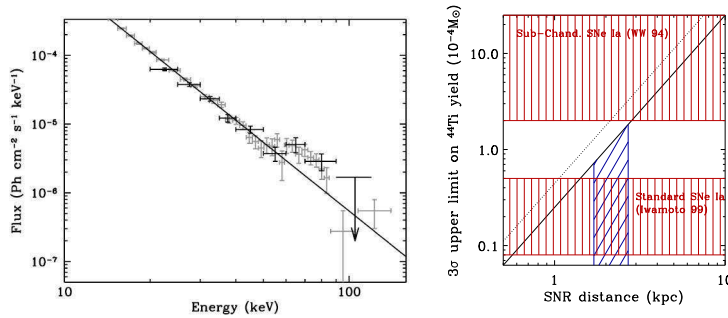


Fig. 2. (left) Spectrum of Cas A obtained with IBIS/ISGRI (in black) compared to that of *BeppoSAX*/PDS instrument (in grey). The continuum is assumed to be a single power-law with a spectral index of  $\sim 3.3$ . (right)  $3\sigma$  upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield in Tycho as a function of the distance (black solid line). The dotted line corresponds to the *GRO/COMPTEL* results after the first 3 years (Dupraz et al., 1997). The two red areas represent the calculated yields for “standard” and Sub-Chandrasekhar He-detonation Type Ia SNe.

of  $2.2 \pm 0.5$  kpc, this SNR is the most promising candidate to observe explosive nucleosynthesis products of thermonuclear SNe. As shown in Figure 1, this SNR is detected by ISGRI in the hard X-ray continuum up to  $\sim 50$  keV but we didn’t find any significant excess in the range of the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines. Our  $3\sigma$  upper limit of  $1.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  can be translated into an upper limit on the  $^{44}\text{Ti}$  yield. Figure 2 shows this value as a function of the distance of the SNR. One can see that all the models of Sub-Chandrasekhar Type Ia SNe, predicting huge  $^{44}\text{Ti}$  yields, are excluded for any distance inside the uncertainties. On the other hand, we cannot at this time really constrain the “standard” Type Ia models exposed by Iwamoto et al. (1999). Further results on these two SNRs based on a significantly longer observing time ( $\sim 3$  Ms) are expected in the near future.

### 3 Vela Junior

Since its detection with *ROSAT* and *COMPTEL* in the Vela region, RX J0852-4622 (Vela Jr) is still a mystery. Previous estimates based on its apparent diameter ( $\sim 2^\circ$ ), the spatially coincident excess in the 1.157 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line, and the *ROSAT* X-ray spectrum have showed that this SNR is likely young ( $\sim 700$  yr) and nearby ( $\sim 250$  pc). However, the relative strong absorption observed by *ASCA* towards the source and the weak radio flux support a “not so nearby, and so, not so young” scenario. Moreover, the re-analysis of the *COMPTEL* data found that the detection of this SNR as a  $^{44}\text{Ti}$  source is only significant at the  $2\text{-}4\sigma$  confidence level. Surprisingly, Tsunemi et al. (2001) and Iyudin et al. (2005) have detected a feature in the X-ray spectrum at  $\sim 4.1$  keV which could come from Ti and Sc excited by high velocity collisions in the SNR outer shell. Iyudin et al. (2005) argued that the consistency of

this X-ray line flux and the 1.15 MeV  $^{44}\text{Ti}$  line flux seems to support the first estimations of age and distance. *INTEGRAL* has deeply observed this region during the two first years. We have analyzed data in the range of the two low energy  $^{44}\text{Ti}$  lines but we did not find any evidence of  $^{44}\text{Ti}$ . Our non-detection could be compatible with the COMPTEL findings if Vela Jr appears as an extended source for the IBIS telescope: in that case, the total flux should be diluted over all the sky pixels and then in any direction within the remnant, the flux would go below our sensitivity. Our  $3\sigma$  upper limit is close to one fourth of the COMPTEL flux and then we can exclude four separated point-like sources ( $\Phi < 8'$ ) with the same flux inside the remnant (*i.e.* a scenario where the  $^{44}\text{Ti}$  would be located in “hot-spots”). A method to reconstruct the flux of an extended source with a coded mask telescope is under study (Renaud et al., 2006).

SNR	ISGRI	SPI
Cas A	$2.3^{+0.8} \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (67.9 keV)	$< 3.1 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Tycho	$< 1.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (67.9 & 78.4 keV)	?
Vela Jr.	$< 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (67.9 & 78.4 keV)	$< 1.1 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (78.4 keV)

Table 1

Summary of the preliminary results obtained with *INTEGRAL* in the range of the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines. The upper limits were calculated assuming that sources appear as point-like and are given at the  $3\sigma$  confidence level.

#### 4 Discussion

This paper summarized our preliminary results on young SNRs through the  $^{44}\text{Ti}$   $\gamma$ -ray lines. One of the main goal within this framework is the search for “young, missing, probably hidden” SNRs. The non-detection by HEAO-3, SMM and recently COMPTEL of any such sources in the inner part of the Galaxy seems to be incompatible with what we expect to see from 3 SNe per century, most of them core-collapse SNe, producing  $\sim 10^{-4} M_{\odot}$  of  $^{44}\text{Ti}$ , as observed in Cas A or derived for SN 1987A. On the other hand, current nucleosynthesis models can only explain one third of the solar abundance of  $^{44}\text{Ca}$  (Timmes et al., 1996), thought to come mainly from the radioactive decay chain of the  $^{44}\text{Ti}$ . We also performed a first analysis of the Galactic Central regions with IBIS/ISGRI and confirm that there is no evidence of any strong excess, *i.e.* a young SNR (Renaud et al., 2004). In any case, these first results show that we can study  $\gamma$ -ray lines with the IBIS/ISGRI with a line sensitivity after only two years of observation better than those of previous  $\gamma$ -ray instruments and then bring new constraints on the explosive nucleosynthesis production in SNe.

M.R. gratefully thanks the organizers for this nice meeting. The present work was based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center (ISDC) funded by ESA members states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA). ISGRI has been realized and maintained in flight by CEA-Saclay/DAPNIA with the support of CNES.

### References

- Baade, W. 1945, *LOC*, 711
- Dupraz, C., Bloemen, H., Benett, K., et al. 1997, *A&A*, 324, 683
- Iyudin, A.F., et al. 1994, *A&A*, 284, L1
- Iyudin, A.F., et al. 1998, *Nature*, 396, 142
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., Kishimoto, N., Umeda, H., Hix, W.R., & Thielemann, F.-K. 1999, *ApJS*, 125, 439
- Lebrun, F., et al. 2003, *A&A*, 411, L141
- Limongi, M., & Chieffi, A. 2003, *ApJ*, 592, 404
- Nagataki, S., Hashimoto, M., Sato, K., Yamada, S., & Mochizuki, Y. 1998, *ApJ*, 492, 45
- Nomoto, K., Thielemann, F.K., & Yokoi, K. 1984, *ApJ*, 286, 644
- Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R.D., & Woosley, S.E. 2002, *ApJ*, 576, 323
- Renaud, M., Lebrun, F., Ballet, J., Decourchelle, A., Terrier, R., & Prantzos, N. 2004, Proceedings of the 5th *INTEGRAL* Workshop. 16-20 February 2004, Munich, Germany. Scientific Editors: V. Schönfelder, G. Lichti & C. Winkler, p.81
- Renaud, M., et al. 2006, in prep.
- Timmes, F.X., Woosley, S.E., Hartmann, D.H., & Hoffman, R.D. 1996, *ApJ*, 464, 332
- Thielemann, F.K., Nomoto, K., & Yokoi, K. 1986, *A&A*, 158, 17
- Thielemann, F.K., Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1996, *ApJ*, 460, 408
- Ubertini, et al. 2003, *A&A*, 411, L131
- Vedrenne, G., et al. 2003, *A&A*, 411, L63
- Vink, J., Laming, J.M., Kaastra, J.S., Bleeker, J.A.M., Bloemen, H., & Oberlack, U. 2001, *ApJ*, 560, L79
- Vink, J. 2004, *New Astronomy Review*, Volume 48, Issue 1-4, 61, preprint in astro-ph/0310518
- Vink, J. 2005, *AdSpR*, Volume 35, Issue 6, 976, preprint in astro-ph/0501645
- Wietfeldt, F.E., Schima, F.J., Coursey, B.M., & Hoppes, D.D. 1999, *Phys. Rev. C*, 59, 528
- Winkler, C., et al. 2003, *A&A*, 411, L1
- Woosley, S.E., Taam, R.E., & Weaver, T.A. 1986, *ApJ*, 301, 601
- Woosley, S.E., & Weaver, T.A. 1994, *ApJ*, 423, 371
- Woosley, S.E., & Weaver, T.A. 1995, *ApJS*, 235, 101
- Woosley, S.E., Langer, N., & Weaver, T.A. 1995, *ApJ*, 448, 315

## Annexe F

# La signature du $^{44}\text{Ti}$ dans Cas A révélée par IBIS/ISGRI

Cet article, sous forme de lettre publiée dans le journal ApJ, présente les résultats obtenus avec IBIS/ISGRI sur Cas A, avec, d'une part la confirmation de la présence de  $^{44}\text{Ti}$  par la détection et la séparation spectrale des deux raies du  $^{44}\text{Sc}$  à 67.9 et 78.4 keV, et d'autre part la mesure du continuum sous-jacent jusqu'à 100 keV. Le taux de production de  $^{44}\text{Ti}$  déduit, de l'ordre de  $1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ , est difficilement conciliable avec les modèles standard de nucléosynthèse explosive, et la nature du continuum sous-jacent reste encore incertaine.



ACCEPTED VERSION FOR ApJL ON 29 JUNE 2006  
Preprint typeset using L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X style emulatepj v. 10/10/03

THE SIGNATURE OF  $^{44}\text{Ti}$  IN CASSIOPEIA A  
REVEALED BY IBIS/ISGRI ON INTEGRAL

M. RENAUD<sup>1,2</sup>, J. VINK<sup>3</sup>, A. DECOURCHELLE<sup>1,4</sup>, F. LEBRUN<sup>1,2</sup>, P.R. DEN HARTOG<sup>5</sup>, R. TERRIER<sup>2</sup>, C. COUVREUR<sup>1</sup>, J. KNÖDLSER<sup>6</sup>, P. MARTIS<sup>6</sup>, N. PRANTZOS<sup>7</sup>, A.M. BYKOV<sup>8</sup>, H. BLOEMEN<sup>5</sup>

Accepted version for ApJL on 29 June 2006

ABSTRACT

We report the detection of both the 67.9 and 78.4 keV  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$ -ray lines in Cassiopeia A with the *INTEGRAL* IBIS/ISGRI instrument. Besides the robustness provided by spectro-imaging observations, the main improvements compared to previous measurements are a clear separation of the two  $^{44}\text{Sc}$  lines together with an improved significance of the detection of the hard X-ray continuum up to 100 keV. These allow us to refine the determination of the  $^{44}\text{Ti}$  yield and to constrain the nature of the nonthermal continuum emission. By combining COMPTEL, *BeppoSAX*/PDS and ISGRI measurements, we find a line flux of  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  leading to a synthesized  $^{44}\text{Ti}$  mass of  $1.6^{+0.6}_{-0.3} \times 10^{-4} M_{\odot}$ . This high value suggests that Cas A is peculiar in comparison to other young supernova remnants, from which so far no line emission from  $^{44}\text{Ti}$  decay has been unambiguously detected.

*Subject headings:* gamma rays: observations — ISM: individual (Cassiopeia A) — nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances — supernova remnants

1. INTRODUCTION

Cassiopeia A (hereafter, Cas A) is the youngest known supernova remnant (SNR) in the Milky Way, located at a distance of  $3.4^{+0.3}_{-0.1}$  kpc (Reed et al. 1995). The estimate of the supernova is A.D. 1671.3 $\pm$ 0.9, based on the proper motion of several ejecta knots (Thorstensen et al. 2001). However, an event observed by Flamsteed (A.D. 1680) could be at the origin of the Cas A remnant (Ashworth 1980; Stephenson & Green 2002). The large collection of data from observations in the radio, infra-red, optical, X-ray (see e.g. Hwang et al. 2004) up to TeV  $\gamma$ -rays (Aharonian et al. 2001) allows us to study its morphology, composition, cosmic-ray acceleration efficiency and secular evolution in details. Young SNRs are thought to be efficient particle accelerators and represent the main galactic production sites of heavy nuclei, some of them being radioactives. Soft  $\gamma$ -ray observations, beyond the thermal X-ray emission ( $\geq 10$  keV), can therefore provide invaluable information in both of these areas by studying the nonthermal continuum and the  $\gamma$ -ray line emission. Cas A then appears to be the best case for such investigations.

Few radioactive isotopes are accessible to  $\gamma$ -ray astronomy for probing cosmic nucleosynthesis (Diehl & Timmes 1998). Amongst them,  $^{44}\text{Ti}$  is a key isotope for the investigation of the inner regions of core-collapse SNe and their young remnants. This nucleus is thought to be exclusively created in SNe but with a large variation of yields depending on their type. Recent accurate measurements by several independent groups give a weighted-average  $^{44}\text{Ti}$  lifetime of  $86.0 \pm 0.5$  years

(Ahmad et al. 1998; Görres et al. 1998; Norman et al. 1998; Wietfeldt et al. 1999; Hashimoto et al. 2001). The discovery of the 1157 keV  $^{44}\text{Ca}$   $\gamma$ -ray line emission from the decay chain of  $^{44}\text{Ti}$  ( $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ ) with *CGRO*/COMPTEL (Iyudin et al. 1994) was the first direct proof that this short-lived isotope is indeed produced in SNe. This has been strengthened by the *BeppoSAX*/PDS detection of the two blended low energy  $^{44}\text{Sc}$  lines at 67.9 keV and 78.4 keV (Vink et al. 2001). By combining both observations, Vink et al. (2001) deduced a  $^{44}\text{Ti}$  yield of  $(1.5 \pm 1.0) \times 10^{-4} M_{\odot}$ .

This high value compared to those predicted by "standard" models (e.g. Woosley & Weaver 1995b, WW95; Thielemann, Nomoto, & Hashimoto 1996, TNH96) as well as improved ones (Rauscher et al. 2002; Limongi & Chieffi 2003) could be due to several effects. First of all, the explosion of Cas A seems to have been intrinsically asymmetric since such asymmetries have recently been observed in the ejecta (Vink 2004; Hwang et al. 2004), and there are indications that its explosion energy was  $\sim 2 \times 10^{51}$  erg (Laming & Hwang 2003), higher than the canonical value of  $10^{51}$  erg. The sensitivity of the  $^{44}\text{Ti}$  production to the explosion energy and asymmetries may explain the high  $^{44}\text{Ti}$  yield compared to explosion models (Nagataki et al. 1998).

It is generally accepted that Cas A was formed by the explosion of a massive progenitor, from a  $16 M_{\odot}$  single star (Chevalier & Oishi 2003) to a Wolf-Rayet (WR) remnant of a very massive ( $< 60 M_{\odot}$ ) precursor (Fesen & Becker 1991). Type Ib explosions, originating from progenitors which have experienced strong mass loss (see Vink 2004, Vink 2005), should on average produce more  $^{44}\text{Ti}$  due to the lower fall back of material on the compact stellar remnant (Woosley et al. 1995a). However, there is some debate on the detailed stellar evolution scenario that may have accounted for the low mass of the star prior to the explosion. The amount of oxygen present ( $1-2 M_{\odot}$ , Vink et al. 1996) suggests a main sequence mass of  $20 M_{\odot}$ . This may be too low to form a Type Ib progenitor by mass loss in a WR phase. Moreover, the high surrounding density is better explained if the shock wave is moving through the dense wind of a red supergiant

<sup>1</sup> Service d'Astrophysique, DAPNIA/DSM/CEA, 91191 Gif-sur-Yvette, France; mrenaud@cea.fr

<sup>2</sup> APC-UMR 7164, 11 place M. Berthelot, 75231 Paris, France

<sup>3</sup> Astronomical Institute, Utrecht University, P.O. Box 80000, 3508 TA Utrecht, The Netherlands

<sup>4</sup> AIM-UMR 7158, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>5</sup> SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, 3584 AC Utrecht, The Netherlands

<sup>6</sup> Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements and Université Paul Sabatier, 31028 Toulouse, France

<sup>7</sup> Institut d'Astrophysique de Paris, 75014 Paris, France

<sup>8</sup> A.F. Ioffe Institute for Physics and Technology, St. Petersburg, Russia, 194021

rather than the more tenuous wind of a WR. Therefore, it has been recently suggested that the low mass of the progenitor is the result of a common envelope evolutionary phase in a binary system (Young et al. 2006). The authors demonstrated that such a scenario of a 15-25  $M_{\odot}$  progenitor which lost its hydrogen envelope due to a binary interaction can match the main observational constraints. In any case, the  $^{44}\text{Ti}$  production is highly sensitive to details of the explosion as well as nuclear reaction rates. It is of interest to point out that the major  $^{44}\text{Ti}$  production reaction  $^{40}\text{Ca}(\alpha,\gamma)^{44}\text{Ti}$  has been revised (Nassar et al. 2006), implying an increase of the  $^{44}\text{Ti}$  production by a factor of  $\sim 2$ .

In addition to the  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$ -ray lines, the hard X-ray spectrum is also of interest for its nonthermal continuum emission and because this underlying continuum is critical to properly measure the  $^{44}\text{Sc}$  line flux. Nevertheless, its nature is still under debate. The nonthermal hard X-ray continuum could be due to either synchrotron radiation of TeV electrons (Allen et al. 1997) or nonthermal bremsstrahlung from supra-thermal electrons which have been accelerated by internal shocks (Laming 2001a,b; Vink & Laming 2003). Both cases predict a gradual steepening at high energies and then, reliable continuum flux measurements beyond the two low energy  $^{44}\text{Sc}$  lines ( $> 80$  keV) are necessary, as initiated with *CGRO/OSSE* (The et al. 1996). Soft  $\gamma$ -ray observations are therefore critical to better understand the nucleosynthesis and the particle acceleration processes in young SNRs such as Cas A. IBIS (Ubertini et al. 2003), one of the two main coded mask aperture instruments onboard the *INTEGRAL* satellite (Winkler et al. 2003), is best suited to study both the hard X-ray continuum and the line emission thanks to its low energy (15 keV – 1 MeV) camera ISGRI (Lebrun et al. 2003). IBIS/ISGRI provides spectro-imaging (13' FWHM, 6 keV FWHM at 70 keV) over a large field of view (400 deg $^2$ ) in the energy range 15 keV-1 MeV with a milliCrab sensitivity at 70 keV ( $3\sigma$ ,  $\Delta E/E = 2, 10^6$  s). The large field of view allows for long exposures devoted to the simultaneous observation of several sources. In this letter, we report the results of the spectro-imaging analysis of Cas A based on IBIS/ISGRI observations.

## 2. INTEGRAL/IBIS OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

Since its launch, *INTEGRAL* has performed deep Open Time observations dedicated to the Cassiopeia region, mainly for measuring and constraining the  $^{44}\text{Ti}$  production in the Cas A and Tycho SNRs. Preliminary results on these two young SNRs are reported in Vink et al. (2005) and Renaud et al. (2006), respectively. Moreover, den Hartog et al. (2006) have presented a comprehensive list of the sources detected by IBIS/ISGRI above 20 keV in this region. We have performed a detailed analysis of  $\sim 1800$  pointings or science windows (hereafter, scws), each of them lasting typically between 1800 and 3500 s during which the telescopes are pointed at a fixed direction. We have selected pointings at less than  $11^\circ$  from Cas A and removed those for which the Veto and ISGRI ( $\geq 500$  keV) counting rates were above  $3.5 \times 10^4$  and  $45$  ct.s $^{-1}$ , respectively. The total effective time is then  $\sim 3.2$  Ms (over  $\sim 4.5$  Ms of total exposure time).

For  $\gamma$ -ray line studies, the most critical part of the IBIS/ISGRI data analysis is the energy correction of detected events. The spectral performance of the ISGRI camera depends on the alignment of the pixel gains and offsets. Based on more than two years of observations, a fine in-flight calibration has been done by taking into account several param-

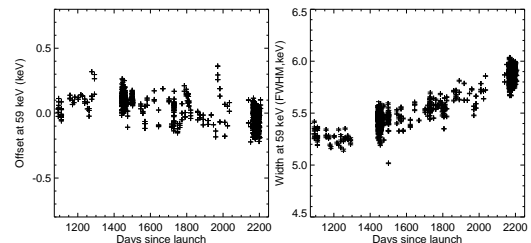


FIG. 1.— Position (left) and width (right) of the W  $K_{\alpha}$  background line.

eters such as the temperature, the accumulated proton irradiation, and the time after the detector switch-on. Moreover, because of the charge loss in the Cadmium Telluride (CdTe) detectors and in their electronics, the ISGRI spectral response above  $\sim 60$  keV depends on the pulse rise-time and a second software correction is needed (Lebrun et al. 2003).

To evaluate the efficiency of all these corrections, we measured the position and the width of the W  $K_{\alpha}$  fluorescence background line at 59 keV for each scw. As shown in Figure 1, the dispersion of the 59 keV line position over the 3 years of observations is about 0.1 keV. The spectral degradation observed on the right panel of Figure 1 is due to the irradiation of the detector pixels but is still negligible after 3 years in terms of line sensitivity ( $\sim 5\%$ ). The deconvolution of coded mask images (shadowgrams) removes completely the background only if it is flat. Background structures in the shadowgram produces large scale structures in the deconvolved image. To avoid them, a background map is first subtracted from the shadowgram. Such correcting background maps were produced by summing a large number of high latitude observations from all directions. In this way, the shadowgrams of the many weak sources are smeared out on the detector. With more than 2 Ms of exposure time, these ensure the best removal of structures in the detector images, mainly around the fluorescence lines located close to the two low energy  $^{44}\text{Sc}$  astrophysical lines. We then used the Off-Line Scientific Analysis (OSA) software (Goldwurm et al. 2003) version 5.1 in order to obtain sky images and we have constructed mosaic images in 14 energy bands (see Figs. 2 and 3).

## 3. RESULTS

In order to estimate the source position of the hard X-ray continuum, we also analyzed the 18-25 keV energy band which has the best signal to noise ratio (hereafter, S/N) for a steep spectrum such as that of Cas A. We have fitted the source with a two-dimensional elliptical gaussian with the following parameters: the background level, the position and the value of the maximum, the widths on the two axes, and the rotation angle of the ellipse. We did not find any evidence of a source extent (the two widths are close to 14' FWHM). The fitted position of Cas A is R.A. =  $23^{\text{h}} 23^{\text{m}} 22.6^{\text{s}}$ , decl. =  $+58^{\circ} 49' 02.1''$  (J2000) with a S/N of  $\sim 38$ . According to Gros et al. (2003), the corresponding point source location error (PSLE) radius at the 90% confidence level is  $\sim 50''$ . Therefore, the full error box is contained within the remnant.

Figure 2 shows IBIS/ISGRI images centered on Cas A in the six energy bands around the two  $^{44}\text{Sc}$  lines that shows that the source brightens at the line energies. For building up the source spectrum, we first measured in each individual sky

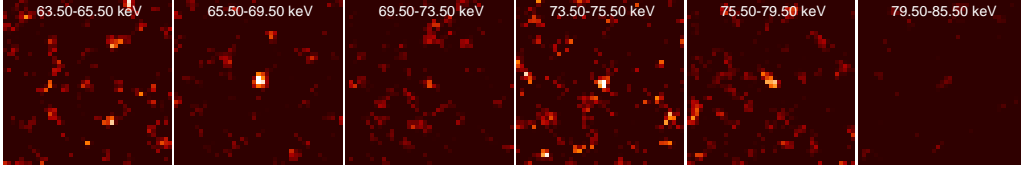


Fig. 2.— IBIS/ISGRI flux images centered on Cas A ( $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ ) in six energy bands. The linear scale is the same for all images, between  $10^{-6}$  and  $4.7 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$ . Note that the noise in the images depends on the energy band widths.

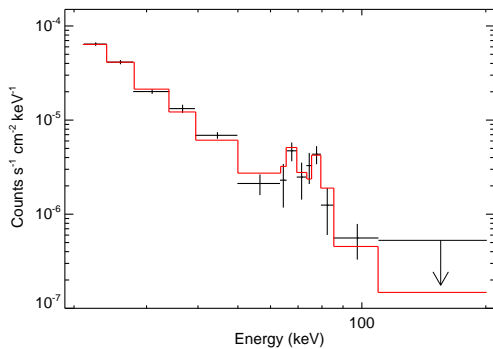


Fig. 3.— IBIS/ISGRI spectrum of Cas A and the best-fit model as described in the text (solid red line) with the following boundaries: 21, 24, 28, 34, 39.5, 50, 63.5, 65.5, 69.5, 73.5, 75.5, 79.5, 85.5, 109.5 and 201 keV. The count rates and the model have been divided by the effective ISGRI area at the center of each channel, in order to obtain approximate flux density units. The upper limit above 110 keV is given at the  $3\sigma$  confidence level.

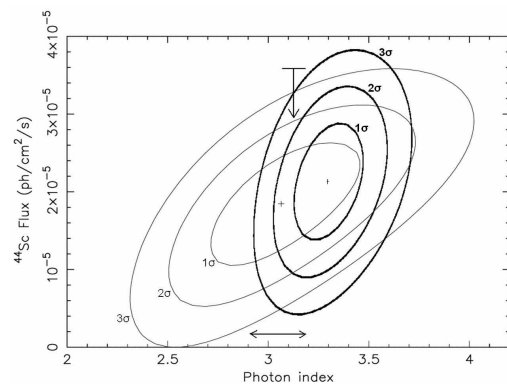


Fig. 4.— Confidence ellipses for the combination of the  $^{44}\text{Sc}$  line flux and the power-law photon index in the 21-120 keV band with IBIS/ISGRI (thick lines), and in the 30-100 keV band with *BeppoSAX*/PDS (thin lines, Vink et al. 2001). The vertical arrow corresponds to the *RXTE* upper limit at 90 % confidence level on the  $^{44}\text{Sc}$  line flux (Rothschild & Lingenfelter 2003) and the horizontal arrow presents the first *RXTE* and OSSE measurements of the photon index (Allen et al. 1997).

image the flux and its associated variance at the pixel corresponding to the fitted position in the 18-25 keV energy range. Note that this variance takes into account all uncertainties, in particular those resulting from the background subtraction. We then calculated the weighted mean count rate and corresponding error for each of the 14 energy bands. This spectrum is presented in Figure 3, showing the clear detection of the two low energy  $^{44}\text{Sc}$  lines. We tested two different models for the continuum emission: the pegged power-law `pegpwl` in the 21-120 keV band and the `srcut` (Reynolds & Keohane 1999) model in XSPEC v.11.3. This latter is an approximation of the X-ray synchrotron radiation from young SNRs. The  $^{44}\text{Sc}$  lines were fitted with two gaussians of equal intensity at fixed positions and with no line broadening.

The obtained best-fit parameters together with their  $1\sigma$  confidence levels are given in Table 1. The best-fit model is found with a pure power-law continuum spectrum and a  $^{44}\text{Sc}$  line flux of  $(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in each line ( $\chi^2 = 9.5$  for 10 dof) consistent with previous COMPTEL and *BeppoSAX*/PDS measurements. Taken together the  $^{44}\text{Sc}$  lines are detected at the  $4.5\sigma$  confidence level ( $\Delta\chi^2 = 20$ ) and each is individually detected at  $3\sigma$  above the continuum emission. Relaxing the constraints on the line positions and width results in fitted line flux  $(2.3 \pm 0.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ , positions  $(67.8 \pm 1.6$  and  $77.4 \pm 1.4 \text{ keV})$  and width ( $< 1.6 \text{ keV}$ ) consistent with the expected values and does not improve the fit ( $\chi^2 = 9.5$  for 7 dof). The  $3\sigma$  upper limit on the line broadening translates to a non-constraining upper limit of  $\sim 14,000 \text{ km s}^{-1}$  for the expansion velocity. For the `srcut` model, the

flux density at 1 GHz and the radio spectral index were fixed to 2720 Jy and 0.77 (Green 2005). We find a  $\chi^2$  of 18.5 for 11 dof. According to the F-test, a power-law is favored over the `srcut` model at  $2.5\sigma$  (98.8 %). It would be also the case of any other model that predicts a substantial steepening of the continuum emission above 50 keV. From Table 1 it is clear that the estimate of the  $^{44}\text{Sc}$  line flux is sensitive to this continuum modeling and we then explored the correlation between the  $^{44}\text{Sc}$  line flux and the power-law photon index. Figure 4 presents such a correlation diagram. A detailed analysis of the nature of the hard X-ray continuum, its effect on the  $^{44}\text{Sc}$  line flux estimate, and the results obtained with the *INTEGRAL*/SPI data will be presented in a forthcoming paper (Vink et al. 2006, in preparation).

#### 4. DISCUSSION

The IBIS/ISGRI observations confirm the presence of the two low energy  $^{44}\text{Sc}$   $\gamma$ -ray lines in Cas A. By performing a weighted average of the three independent measurements of COMPTEL, *BeppoSAX*/PDS (Vink et al. 2001) and ISGRI, we find a line flux of  $(2.5 \pm 0.3) \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Taking into account uncertainties on its age (Thorstensen et al. 2001), distance (Reed et al. 1995) and  $^{44}\text{Ti}$  lifetime (Vink 2005), this is translated into an initial synthesized  $^{44}\text{Ti}$  mass of  $(1.6^{+0.6}_{-0.3}) \times 10^{-4} M_\odot$ . This mass of ejected  $^{44}\text{Ti}$  is generally thought to be unusually large (or for few specific cases, marginally consistent) in comparison with spherical explosion models of

TABLE 1. SPECTRAL MODEL FITS

Model	$^{44}\text{Sc}$ Flux ( $10^{-5}$ ph $\text{cm}^{-2}$ $\text{s}^{-1}$ )	Power-Law Index	Total flux in the 21-120 keV range ( $10^{-12}$ erg $\text{cm}^{-2}$ $\text{s}^{-1}$ )	Flux density at 1 GHz (Jy)	Radio Index	Roll-off Energy (keV)	$\chi^2/\nu$
Power-Law	$2.2 \pm 0.5$	$3.3 \pm 0.1$	$37.5 \pm 1.5$	—	—	—	9.5/10
SRCUT	$2.9 \pm 0.5$	—	—	2720 (fixed)	0.77 (fixed)	$0.97 \pm 0.02$	18.5/11

WW95 and TNH96 (Timmes et al. 1996). Moreover, in the standard frame where  $^{44}\text{Ti}$  and  $^{56}\text{Ni}$  are co-produced during the first stages of the explosion, Cas A should have been a very bright,  $^{56}\text{Ni}$ -rich SN, in contrast with its non detection or with the Flamsteed's historical record. However, the large  $^{44}\text{Ti}/^{56}\text{Ni}$  ratio could be explained by the high degree of asymmetries (Nagataki et al. 1998). The high  $^{44}\text{Ti}$  yield thus supports the idea that Cas A is the result of an asymmetric and/or a relatively more energetic explosion, consistent with other observational evidence (Vink 2004; Hwang et al. 2004).

Anyway, the  $^{44}\text{Ti}$  production in core-collapse SNe is highly sensitive to the network used to compute nuclear reactions. With the recent revised  $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$  reaction rate (Nassar et al. 2006), theoretical models become more compatible with the  $^{44}\text{Ti}$  yield deduced from IBIS/ISGRI and previous observations. However, this would make the lack of other Galactic  $^{44}\text{Ti}$  sources an even more serious problem: several  $\gamma$ -ray line surveys (Dupraz et al. 1997; Renaud et al. 2004; The et al. 2006) have highlighted the problem of the "young, missing, and hidden" Galactic SNe, those that should have occurred since Cas A and are still not detected through the line emission from  $^{44}\text{Ti}$  decay. This would strengthen the idea that Cas A is peculiar (Young et al. 2006). On the other hand, the high  $^{44}\text{Ti}$  yield of both Cas A and SN 1987A (Fransson & Kozma 2001) is more in accordance with the solar  $^{44}\text{Ca}/^{56}\text{Fe}$  ratio, whereas this ratio is underpredicted by current spherically symmetric explosive nucleosynthesis models (Prantzos 2004; Young et al. 2006).

Besides the robustness provided by these

IBIS/ISGRI spectro-imaging observations, the main improvements compared to previous observations (Vink et al. 2001; Rothschild & Lingenfelter 2003) are the improved spectral resolution and the improved significance of the detection of the hard X-ray nonthermal continuum up to 100 keV well fitted by a single power-law. The latter gives more stringent constraints on both the line intensities and the underlying continuum. Therefore, the scenario of a synchrotron radiation by TeV electrons (Allen et al. 1997) as modeled by Reynolds & Keohane (1999) seems not appropriate in the case of Cas A. On the other hand, the model developed by Laming (2001a,b) implying a nonthermal bremsstrahlung emission of supra-thermal electrons could be an alternative scenario. Based on this firm detection of the  $^{44}\text{Sc}$  lines with IBIS/ISGRI, the expected results with SPI, thanks to its fine spectral resolution ( $\Delta E \sim 2$  keV FWHM at 1 MeV), should help us for the first time to constrain the kinematics of the innermost layers of the explosion (Vink et al. 2006, in preparation).

The present work is based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center (ISDC) funded by ESA members states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain, Czech Republic and Poland, and with the participation of Russia and the USA). ISGRI has been realized and maintained in flight by CEA-Saclay/DAPNIA with the support of CNES.

## REFERENCES

- Aharonian, F., et al. 2001, *A&A*, 370, 112  
 Ahmad, I., et al. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2559  
 Allen, G. E., et al. 1997, *ApJ*, 487, L97  
 Ashworth, W. B. 1980, *J. Hist. Astron.*, 11, 1  
 Chevalier, R. A., & Oishi, J. 2003, *ApJ*, 593, 23  
 den Hartog, P. R., Hermsen, W., Kuiper, L., Vink, J., in 't Zand, J. J. M., & Collmar, W. 2006, *A&A*, 451, 587  
 Diehl, R., & Timmes, F. X. 1998, *PASP*, 110, 637  
 Dupraz, C., et al. 1997, *A&A*, 324, 683  
 Fransson, C., & Kozma, C., 2001, *New Astr. Rev.*, 46, 487  
 Fesen, R. A., & Becker, R. H. 1991, *ApJ*, 371, 621  
 Goldwurm, A., et al. 2003, *A&A*, 411, L223  
 Görres, J., et al. 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2554  
 Green, D.A. 2005, *astro-ph/0505428*  
 Gros, A., et al. 2003, *A&A*, 411, L179  
 Hashimoto, T., et al. 2001, *Nucl. Phys. A*, 686, 591  
 Hwang, U., et al. 2004, *ApJ*, 615, L117  
 Iyudin, A. F., et al. 1994, *A&A*, 284, L1  
 Laming, J. M. 2001a, *ApJ*, 546, 1149  
 Laming, J. M. 2001b, *ApJ*, 563, 828  
 Laming, J. M., & Hwang, U. 2003, *ApJ*, 597, 347  
 Lebrun, F., et al. 2003, *A&A*, 411, L141  
 Limongi, M., & Chieffi, A. 2003, *ApJ*, 592, 404  
 Nagataki, S., Hashimoto, M., Sato, K., Yamada, S., & Mochizuki, Y. 1998, *ApJ*, 492, 45  
 Nassar, H., et al. 2006, *Phys. Rev. Lett.*, Volume 96, Issue 4  
 Norman, E. B., et al. 1998, *Phys. Rev. C*, 57, 2010  
 Prantzos, N. 2004, 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe (ESA SP-552), 16-20 February 2004, Munich, Germany  
 Rauscher, T., et al. 2002, *ApJ*, 576, 323  
 Reed, J. E., Hester, J. J., Fabian, A. C., & Winkler, P. F. 1995, *ApJ*, 440, 706  
 Renaud, M., Lebrun, F., Ballet, J., Decourchelle, A., Terrier, R., & Prantzos, N. 2004, 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe (ESA SP-552), 16-20 February 2004, Munich, Germany  
 Renaud, M., Vink, J., Decourchelle, A., Lebrun, F., Terrier, R., & Ballet, J. 2006, *AwR V conference*, 5-9 September 2005, Clemson, USA  
 Reynolds, S. P., & Keohane, J. W. 1999, *ApJ*, 525, 368  
 Rothschild, R. E., & Lingenfelter, R. E. 2003, *ApJ*, 582, 257  
 Stephenson, F. R., & Green, D. A. 2002, *Historical Supernovae and their Remnants* (Oxford: OUP)  
 Timmes, F. X., Woosley, S. E., Hartmann, D. H., & Hoffman, R. D. 1996, *ApJ*, 464, 332  
 The, L.-S., et al. 1996, *A&AS*, 120, 357  
 The, L.-S., et al. 2006, *A&A*, in press, preprint in *astro-ph/0601039*  
 Thielemann, F. K., Nomoto, K., & Hashimoto, M. 1996, *ApJ*, 460, 408  
 Thorstensen, J. R., Fesen, R. A., & van den Bergh, S. 2001, *AJ*, 122, 297  
 Ubertini, P., et al. 2003, *A&A*, 411, L131  
 Vink, J., Kaastra, J. S., & Bleeker, J. A. M. 1996, *A&A*, 307, L41  
 Vink, J., Laming, J. M., Kaastra, J. S., Bleeker, J. A. M., Bloemen, H., & Oberlack, U. 2001, *ApJ*, 560, L79  
 Vink, J., & Laming, J. M. 2003, *ApJ*, 584, 758  
 Vink, J. 2004, *New Astronomy Review*, 48, 61  
 Vink, J. 2005, *AdSpR*, 35, 976  
 Vink, J., et al. 2006, in preparation

## IBIS/ISGRI observations of Cassiopeia A

5

- Wietfeldt, F. E., Schima, F. J., Coursey, B. M., & Hoppes, D. D. 1999, Phys. Rev. C, 59, 528  
Winkler, C., et al. 2003, A&A, 411, L1  
Woosley, S. E., Langer, N., & Weaver, T. A. 1995a, ApJ, 448, 315  
Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995b, ApJS, 235, 101  
Young, P. A., et al. 2006, ApJ, 640, 891

## Annexe G

# Le deuxième catalogue des sources détectées par IBIS/ISGRI

Cet article, publié dans le journal *ApJ*, présente le deuxième catalogue des sources détectées avec IBIS/ISGRI, à partir des deux premières années d'observation. Plus de 200 sources ont été détectées, dont la plupart sont des systèmes binaires accrétants de faible et de forte masse. Certaines n'ont pas encore été identifiées dans d'autres domaines, et cette étude suggère l'emploi de tous les instruments disponibles au sol (*VLA*, *VLT*, *HESS*) et dans l'espace (*XMM-Newton*, *Chandra*, *Spitzer*), pour dévoiler leur nature. Avec ce catalogue, il devient, pour la première fois dans ce domaine d'énergie, envisageable d'étudier statistiquement les différentes populations observées.

## THE SECOND IBIS/ISGRI SOFT GAMMA-RAY SURVEY CATALOG<sup>1</sup>

A. J. BIRD,<sup>2</sup> E. J. BARLOW,<sup>2</sup> L. BASSANI,<sup>3</sup> A. BAZZANO,<sup>4</sup> G. BÉLANGER,<sup>5,6</sup> A. BODAGHEE,<sup>7</sup> F. CAPITANIO,<sup>2,4</sup>  
 A. J. DEAN,<sup>2</sup> M. FIOCCHI,<sup>4</sup> A. B. HILL,<sup>2</sup> F. LEBRUN,<sup>5,6</sup> A. MALIZIA,<sup>3</sup> J. M. MAS-HESSE,<sup>8</sup> M. MOLINA,<sup>2</sup>  
 L. MORAN,<sup>2</sup> M. RENAUD,<sup>5,6</sup> V. SGUERA,<sup>2</sup> S. E. SHAW,<sup>2,7</sup> J. B. STEPHEN,<sup>3</sup> R. TERRIER,<sup>5,6</sup> P. UBERTINI,<sup>4</sup>  
 R. WALTER,<sup>7</sup> D. R. WILLIS,<sup>2,7</sup> AND C. WINKLER<sup>9</sup>

Received 2005 July 5; accepted 2005 September 8

### ABSTRACT

In this paper we report the second soft gamma-ray source catalog obtained with the IBIS/ISGRI gamma-ray imager on board the *INTEGRAL* satellite. The scientific data set is based on more than 10 Ms of high-quality observations performed during the first 2 years of Core Program and public IBIS/ISGRI observations, and covers  $\sim 50\%$  of the whole sky. The main aim of the first survey was to scan systematically, for the first time at energies above 20 keV, the whole Galactic plane to achieve a limiting sensitivity of  $\sim 1$  mcrab in the central radian. The target of the second year of the *INTEGRAL* mission lifetime was to expand as much as possible our knowledge of the soft gamma-ray sky, with the same limiting sensitivity, to at least 50% of the whole sky, mainly by including a substantial coverage of extragalactic fields. This catalog comprises more than 200 high-energy sources detected in the energy range 20–100 keV, including new transients not active during the first year of operation, faint persistent objects revealed with longer exposure time, and several Galactic and extragalactic sources in sky regions not observed in the first survey. The mean position error for all the sources detected with significance above  $10\sigma$  is  $\sim 40''$ , enough to identify most of them with a known X-ray counterpart and to unveil the nature of most of the strongly absorbed ones, even though they are very difficult to detect in X-rays.

*Subject headings:* Galaxy: general — gamma rays: observations — surveys

*Online material:* color figures, machine-readable table

### 1. INTRODUCTION

One of the key investigations of the *INTEGRAL* Observatory Core Program has been the soft gamma-ray Galactic plane scans (hereafter GPSs), successfully exploited during the first year of the mission lifetime to a depth of  $\sim 1$  mcrab in the central radian (Bird et al. 2004). The unprecedented sensitivity achieved in the gamma-ray domain over a  $\sim 900$  deg<sup>2</sup> field of view (FOV) was confirmed by the “first survey results” (Ubertini et al. 2006). The discovery of a soft gamma-ray sky populated with more than 120 sources was a stimulus for the *INTEGRAL* scientific community (1) to perform deeper exposures in the Galactic plane region formerly covered with insufficient sensitivity, in particular regions out of the central radian, and (2) to continue the strategy to perform several “widely scattered” high-latitude observations dedicated to specific scientific objects, although providing the bonus of wide off-the-plane coverage (Winkler et al. 2004). The ESA/*INTEGRAL* scientific policy to make all scientific data available to the public 1 year after the observation has allowed us

to include high-quality observations accounting for in excess of  $\sim 10$  Ms exposure time in this iteration of the survey analysis.

### 2. THE IBIS “ALL SKY” SURVEY

In this paper we provide the second IBIS/ISGRI soft gamma-ray survey catalog, comprising more than 200 high-energy sources. As for the first catalog, the aim is to provide a prompt release of information to the community. The instrumental details and sensitivity can be found in Lebrun et al. (2003) and Ubertini et al. (2003), while the observation strategy and its technical implementation are summarized in Bird et al. (2004). The data are collected with the low-energy array, ISGRI (*INTEGRAL* Soft Gamma-Ray Imager; Lebrun et al. 2003), consisting of a pixilated  $128 \times 128$  CdTe solid-state detector that views the sky through a coded aperture mask. IBIS/ISGRI generates images of the sky with a  $12'$  (FWHM) resolution and typical source location of better than  $1'$  over a  $\sim 19^\circ$  (FWHM) field of view in the energy range 15–1000 keV. This “all sky” catalog uses mosaic image data from the first 2 years of Core Program observations, including the GPSs, Galactic center deep exposures (GCDEs), and pointed observations from the first year of public data. The source fluxes are integrated over two energy bands (20–40 and 40–100 keV), and the limiting sensitivity for this survey is around 1 mcrab for the deepest exposures. While the first catalog provided coverage of the Galactic plane only, this new catalog includes sources derived from a significantly larger data set, with much better sky coverage. The data set used in this catalog ensures that 50% of the sky is now observed with an exposure of at least 10 ks (see Fig. 1).

### 3. DATA ANALYSIS AND CATALOG CONSTRUCTION

#### 3.1. Input Data Set and Pipeline Processing

The survey input data set consists of all data available at the end of 2004 September, from revolutions (orbits) 46–209 inclusive,

<sup>1</sup> Based on observations with *INTEGRAL*, an ESA project with instruments and science data center funded by ESA member states (especially the PI countries: Denmark, France, Germany, Italy, Switzerland, Spain), Czech Republic, and Poland, and with the participation of Russia and the USA.

<sup>2</sup> School of Physics and Astronomy, University of Southampton, Southampton SO17 1BJ, UK.

<sup>3</sup> IASF/INAF, Bologna, Italy.

<sup>4</sup> IASF/INAF, Rome, Italy.

<sup>5</sup> CEA-Saclay, DAPNIA/Service d'Astrophysique, F91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France.

<sup>6</sup> Federation de recherche APC, College de France 11, place Marcelin Berthelot, F75231 Paris, France.

<sup>7</sup> Geneva Observatory, *INTEGRAL* Science Data Centre, Chemin d'Ecogia 16, 1291 Versoix, Switzerland.

<sup>8</sup> Centro de Astrobiología (CSIC-INTA), E28850 Torrejón de Ardoz, Madrid, Spain.

<sup>9</sup> ESA-ESTEC, Research and Scientific Support Department, Keplerlaan 1, 2201 AZ Noordwijk, Netherlands.

766

BIRD ET AL.

Vol. 636

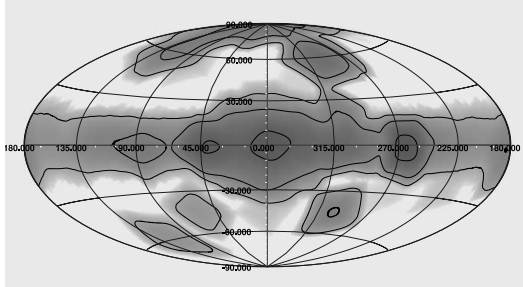


Fig. 1.—Exposure map for the second catalog observations. Contour levels are at 10, 100 and 1000 ks. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

covering the time period from the completion of the performance and verification phase in 2003 February to the end of 2004 June.

*INTEGRAL* IBIS data is organized in short pointings (science windows) of  $\sim 2000$  s. Pipeline processing was carried out using the standard OSA 4.1 software up to the production of sky images for individual science windows. Ten adjacent energy bands (15–20, 20–30, 30–40, 40–60, 60–80, 80–100, 100–150, 150–300, 300–500, and 500–1000 keV) were used to allow later flexibility in data analysis.

Construction of an input catalog is a key part of the use of OSA imaging software. The optimal input catalog should contain all sources that may be visible in individual science windows, and hence will require cleaning from images, with very accurate positions. The final input catalog used in the image processing was a list of  $\sim 400$  excesses produced primarily by a preliminary processing of the data set using OSA 4.0 and an input catalog based on the first IBIS/ISGRI survey. The following constituted the final input cleaning catalog:

1. All sources listed in the first IBIS/ISGRI catalog.
2. All other *INTEGRAL* gamma-ray (IGR) sources detected and published up to the start of processing.
3. All excesses above a significance limit of  $4.5\sigma$  detected in preliminary OSA 4.0 mosaics.
4. A list of additional transient sources obtained by searching preliminary OSA 4.0 science window images.

### 3.2. Science Window Selection

It was observed that some science window pointing images were of poor quality and therefore would have resulted in degraded image quality if added into the final mosaics, so these were removed prior to mosaic construction. The criterion used to remove these poorer quality images was the overall image rms statistic. A histogram of image rms (Fig. 2) shows a broad population of “good” images, but also a number of outliers. Inspection of these anomalous science windows indicated that they were almost always associated with areas of high background (at the beginning or end of an orbit, or following solar flares) or the presence of a bright source near the edge of the IBIS partially coded FOV. Since the final image rms is a clear function of the energy band, the allowed rms range was determined independently for each energy band, ultimately requiring the rejection of  $\sim 5\%$  of the science windows. In addition, any science windows acquired in “staring” mode were removed due to their adverse effect on final mosaic quality.

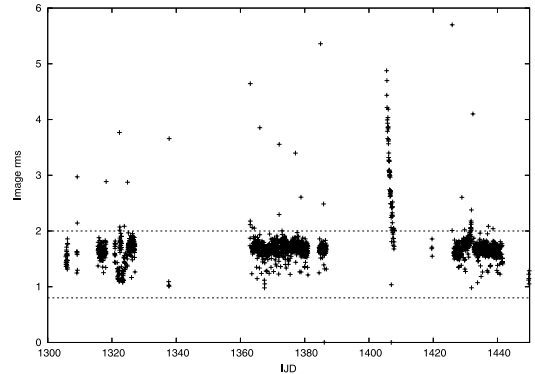


Fig. 2.—Image rms as function of time (each point represents one science window) for the 40–60 keV science-window images. The decaying rms at *INTEGRAL* Julian Date (IJD)  $\sim 1410$  shows the recovery of the instruments after the massive solar flare of 2003 October 28. The dashed lines represent the acceptance limits applied during science window filtering.

### 3.3. Mosaicking

The selected science windows were mosaicked using a proprietary tool optimized to create all-sky galactic maps based on several thousand input science windows.

Mosaics were produced for the whole data set for each of the narrow energy bands indicated in § 3.1, and additionally for the following broad bands: 20–40, 30–60, 20–60, 20–80, and 20–100 keV. The 20–40 and 30–60 keV bands were intended as primary search bands as the highest image quality is seen in this regime. However, previous investigation indicated that broader bands such as 20–100 keV are better suited for searches for extragalactic objects. Each mosaic covered the whole-sky area with an equal-area projection with a pixel size of  $0^{\circ}06$  ( $3'6$ ) at the center of the mosaic.

Additional mosaics were made for each revolution (in the 20–40 keV band) and for each GCDE period (in the 20–100 keV band) covered by the data set.

### 3.4. Source Searching and Location

Each of the mosaics was searched using the SExtractor 2.3.2 software (Bertin & Arnouts 1996). In practice, the AITOFF projection used for all-sky images introduces heavy distortion to the point-spread function (PSF) of sources with  $|b| > 60^{\circ}$ , so additional maps were made using polar (ARC) projections to enable more effective searching, and location, of sources in the Galactic polar regions. The source positions measured by SExtractor represent the centroid of the source calculated by taking the first-order moments of the source profile (referred to by SExtractor as the barycenter method).

Source detectability is limited at the faintest levels by background noise and can be improved by the application of a linear filtering of the data. In addition, source confusion in crowded fields can be minimized by the application of a bandpass filter. To this end, the *mexhat* bandpass filter is used in the SExtractor software. The convolution of the filter with the mosaic alters the source significances; hence SExtractor uses the source positions identified from the filtered mosaic to extract the source significances from the original mosaic. Figure 3 demonstrates the efficiency of the bandpass filter in separating sources in close proximity, in this case 1E 1145.1–6141 and 2E 1145.5–6155,



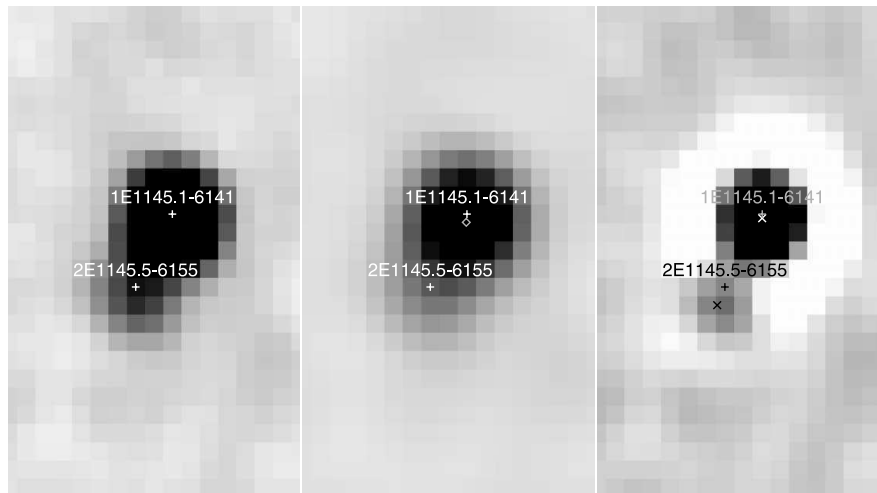


FIG. 3.—Results of SExtractor application to a region containing the blended sources, 1E 1145.1–6141 and 2E 1145.5–6155. *Left*: The region in the original 20–60 keV mosaic. *Middle*: The region in the Gaussian-filtered 20–60 keV mosaic. *Right*: The region in the bandpass-filtered 20–60 keV mosaic. The diamond symbol represents the source position found using a Gaussian filter; the crosses represent the source positions found by the mexhat filter; the plus signs indicate the SIMBAD source locations.

with an angular separation of  $\sim 15'$ , close to the angular resolution of the telescope. If we use a simple Gaussian filter, SExtractor identifies only a single extended source, indicated by the diamond symbol located close to the brighter emission. In comparison, the application of the mexhat filter provides detection of both sources, even though the position of the weaker source, 2E 1145.5–6155, is shifted  $\sim 1$  pixel ( $3/6$ ) away from the expected SIMBAD location of the source.

### 3.5. Source List Filtering

An initial list of 1019 excesses was generated by integration of all lists derived from mosaic images on whole-archive and by-revolution timescales.

To identify at what significance these excesses represent “real” sources, and are not attributable to the statistical and systematic background noise distribution, a type of “ $\log N - \log S$ ” plot was created for each of the broad energy bands that were searched for sources. The significance of each excess found by SExtractor in a mosaic was plotted against the number of excesses having that significance or greater. This is shown in Figure 4 for the 30–60 keV significance mosaic. The dash-dot line represents a combined Gaussian and power-law model, the dashed line represents the power-law component of the model, and the dotted line the Gaussian component used to approximate the noise. Using these plots, the significances at which the noise components dominated each map could be estimated and only sources above this threshold, formally defined as the point above which at most 1% of the excesses may be false detections, were considered.

The thresholds thus derived were  $5.5 \sigma$  in the 20–40 keV band,  $5 \sigma$  in the 30–60 and 20–100 keV bands, and  $6 \sigma$  in a single revolution mosaic. All excesses above any of these thresholds were then combined into a preliminary source list and merged with two additional independent source lists based on either spatial or temporal subsets of the whole survey data. The resulting candidate sources were first inspected visually to ensure an appropriate PSF. In those cases where an excess was in an area of

the map containing structure, sources were both visually verified and required to have a significance at least  $3 \sigma$  higher than any nonstatistical background features within a few degrees radius. After all selection processes, we obtain a source list containing 209 sources, as shown in Table 2.

### 3.6. Galactic Center Localizations

The final survey images used for the second catalog are mosaics of revolutions 46–209 and as such do not truly represent all of the sources ISGRI has detected in the Galactic center region (GCR). This region contains many highly variable sources in a small area of sky ( $\sim 2^\circ \times 2^\circ$ ), leading to a high degree of source confusion and positional uncertainty. The Galactic center was observed in 33 revolutions of the survey data used in this catalog. In the final mosaic, the GCR appears as a “blend” of sources,

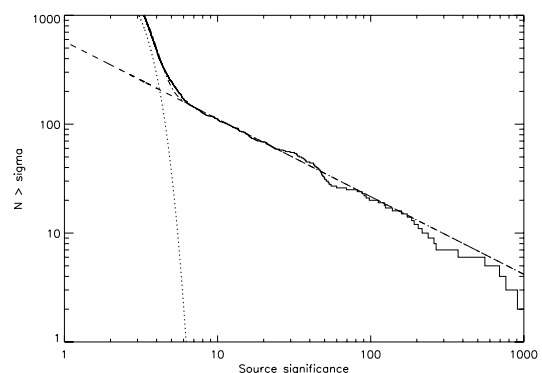


FIG. 4.—Distribution of significances of source-like excesses found in the 30–60 keV all-sky mosaic. The solid line represents the data; see the text for discussion of the individual fits displayed.

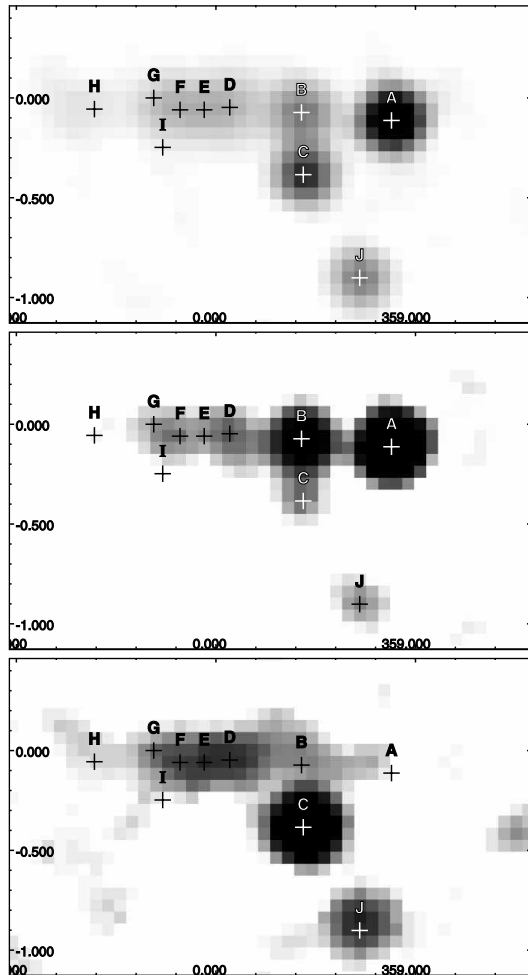


FIG. 5.—*Top*: The final mosaic for the Galactic center, showing the confused nature of the region. *Center*: Map for revolution 53. *Bottom*: Map for revolution 183. All maps show flux in the 20–40 keV band. See Table 1 for source identifications.

impossible to resolve into its constituents. However, the GCR sources are seen to vary in brightness from revolution to revolution (Fig. 5). By exploiting their highly variable nature, most sources could be deblended by analyzing the individual revolution ( $\sim 3$  day) mosaics. For example, SLX 1744–299 was present in all but 9 of the 33 revolutions, while SAX J1747.0–2853 appeared only in revolution 175.

Bélanger et al. (2004) reports the positions of six sources located in the  $2^\circ \times 2^\circ$  region surrounding the Galactic center, as seen with ISGRI during 2003 April/May and determined from 20–40 and 40–100 keV mosaics of 850 ks total effective exposure, using a simultaneous PSF fit of sources in the GCR. This, combined with the more isolated sources seen in our own mosaics, represents our best prior knowledge of the hard X-ray emitters in the Galactic center.

To deblend this region, each revolution mosaic (in the 20–40 keV band) covering the Galactic center region was visually

TABLE 1  
SOURCES EXTRACTED FROM GALACTIC CENTER REGION  
BY SPATIAL AND TEMPORAL DEBLENDING

ID	Source Name	R.A. (J2000.0) (deg)	Decl. (J2000.0) (deg)	$N_{\text{rev}}^a$
A.....	1E 1740.7-2942 <sup>b,c</sup>	265.988	-29.745	21
B.....	KS 1741-2931 <sup>b,d</sup>	266.220	-29.340	19
C.....	1A 1742-294 <sup>b,c</sup>	266.520	-29.510	18
D.....	IGR J17456-2901 <sup>b,d,e</sup>	266.410	-29.020	9
E.....	1E 1742.8-2853 <sup>f</sup>	266.498	-28.917	13
F.....	1E 1742.9-2849 <sup>f</sup>	266.570	-28.814	7
G.....	1E 1743.1-2843 <sup>b,c</sup>	266.590	-28.670	4
H.....	IGR J17475-2822 <sup>g</sup>	266.820	-28.445	6
I.....	SAX J1747.0-2853 <sup>h</sup>	266.805	-28.837	1
J.....	SLX 1744-299 <sup>b,c</sup>	266.860	-30.020	29

<sup>a</sup> Number of revolutions in which source is detectable.

<sup>b</sup> Presented in Bélanger et al. (2004).

<sup>c</sup> Centroid of positions from individual revolutions that are consistent with Bélanger et al. (2004).

<sup>d</sup> Position taken from one revolution (revolution number) = 53.

<sup>e</sup> Coincident with Sgr A\*, but not unambiguously identified.

<sup>f</sup> Could not be deblended, SIMBAD coordinates used.

<sup>g</sup> Position taken from one revolution (revolution number) = (119, 120).

<sup>h</sup> Position taken from one revolution (revolution number) = 175.

inspected in turn, noting the coordinates of excesses in the GCR in each revolution. By combining the positions obtained in this way, 10 distinct sources could be identified, including all six sources detected by Bélanger et al. (2004). See Table 1 for the GCR source list.

The centroids of these positions (determined from the individual revolutions) were compared with the coordinates of the six sources quoted by Bélanger et al. (2004). Our coordinates were found to be consistent for five sources, the exception being KS 1741–293. This source is particularly bright and well defined in revolution 53, and therefore the coordinates were derived from this image (the position in Belanger et al. is quoted as being 2:31 from the nominal position for this source, while our position has an offset of 1:34). This method was also used for two of the remaining sources (not detected by Belanger et al.): IGR J17475–2822 (well defined in revolutions 119 and 120); and SAX J1747.0–2853 (only seen in revolution 175). Finally, 1E 1742.8–2853 and 1E 1742.9–2849 could not be sufficiently deblended, so coordinates from existing catalogs were used.

### 3.7. Flux Extraction

Time-averaged fluxes were extracted by generating a light curve for each source, taking into account all science windows in which the source was within the field of view. A weighted mean was generated for each light curve, which provides a flux estimate that is, in principle, identical to that obtained in the mosaics, but which is found in practice to be more robust against distortions of the mosaic and small losses seen in the mosaicking algorithm.

Light curves, and hence fluxes, were generated in the 20–40 and 40–100 keV energy bands; these allow an approximate assessment of the spectral characteristics of each source to be made.

Fluxes and further analysis of those sources emitting at higher energies will be provided in an additional catalog (A. Bazzano et al. 2006, in preparation).

## 4. DATA QUALITY

### 4.1. Positions

The astrometric coordinates of the source positions were extracted from the mosaics by the barycentering routines built into

FIG. 6.—Binned mean source position error of sources as a function of source significance. Each bin contains 10 sources. The dashed line indicates the model shown in eq. (1).

SEExtractor 2.3.2. Of the 209 sources listed in the second IBIS/ISGRI catalog, 179 have well-defined positions obtained in different wavebands according to the SIMBAD/NED database. Measuring the angular distance between the measured positions and those provided by the SIMBAD database gives an indication of the source position errors. The mean position error of all sources detected at a  $10\sigma$  level or higher is  $\sim 0.7$ . However, the point-source location error of IBIS is highly dependent upon the significance of the source detected (Gros et al. 2003).

By binning together sources of similar significance and calculating the mean source position error we can see how the source positioning accuracy varies with significance; this is shown in Figure 6. The data is fit by a power-law model with a constant offset:

$$\delta x = 11.6S^{-1.36} + 0.51, \quad (1)$$

where  $\delta x$  is the error in the source position (in arc minutes) and  $S$  is the source significance. This indicates that for the most significant detections we do not, on average, obtain a source location better than  $0.51$ . For sources that have a significance of  $\sim 5\sigma$  we have a mean accuracy of  $< 2'$ .

Gros et al. (2003) gives the range of the 90% confidence level error radius as  $3' - 20'$ , with an error better than  $1'$  for  $\sigma > 30$ , and they note that these results are derived from fields with few detected sources and may not be accurate in crowded fields. The source location accuracy of the source positions in the second IBIS/ISGRI catalog is better than predicted by Gros et al. (2003) with an error better than  $0.7$  for  $\sigma > 10$ .

#### 4.2. Source Fluxes

The majority of the soft gamma-ray sources detected by IBIS are intrinsically variable. Furthermore, the transient sources also exhibit outburst or flaring activity due to their binary nature coupled with accretion-driven processes. For this reason, since the fluxes quoted are an average over 2 yr of observations, we cannot expect a strong agreement between the fluxes of the two catalogs. Moreover, we have made a substantial improvement in our understanding of the instrument and the software used to extract the scientific data in order to better take account of the systematic effects present. The fluxes derived in the first catalog used an earlier version of the OSA imaging software, which has been upgraded in many areas, and specifically in terms of the off-axis

response corrections available in OSA 4.0 onwards. For survey data, where we combine multiple pointings at various off-axis angles, this is critical, and the lack of off-axis corrections in OSA 3 would have created a systematic underestimate of the fluxes in the first catalog. Use of the light-curve extraction method also removes any flux losses during the mosaicking process, which we estimate at  $\sim 4\% - 6\%$  for the mosaics used in the first catalog compilation.

#### 5. DISCUSSION

We have derived an “unbiased” catalog of 209 sources (Table 2) observed in a systematic analysis of the IBIS/ISGRI Core Program and public data spanning nearly 2 yr of operation. Figures 7, 8, and 9 show significance maps in the 30–60 keV energy band for  $30^\circ$  sections of the Galactic plane.

The last year has seen a substantial improvement in our understanding of the instrument and software, and hence our detection of sources. Improvements to the off-axis responses, and better flux extraction tools have allowed us to produce more reliable flux estimates, albeit for time-averaged fluxes that are only indicative of brightness for the highly variable sources that dominate the high-energy sky.

Figure 10 illustrates a simple breakdown of the 209 sources presented in this catalog by source type, and how this breakdown compares to the first catalog. The source list remains dominated by Galactic accreting binaries: a total of 113 objects, represented by 38 high-mass and 67 low-mass X-ray binaries (HMXBs and LMXBs, respectively), but also a small population of cataclysmic variables (CVs). In most cases, the compact object is a neutron star (79 confirmed cases; 32 in HMXBs, 47 in LMXBs), but the sample also contains four confirmed black holes (one in an HMXB and three in LMXBs) and six LMXB black hole candidates (BHCs). There are an additional four tentative associations as BHCs, based simply on the spectral and temporal characteristics of the sources. Also worthy of note is our detection of IGR J1745.6–2901, shown to be coincident with supermassive black hole candidate Sgr A\* (Bélanger et al. 2004). The Galactic sample also includes four isolated pulsars (one of which is an anomalous X-ray pulsar [AXP]), four supernova remnants (of which two are associated with AXPs), and two associations with molecular clouds.

As a direct consequence of the wider and deeper sky coverage (see Fig. 1), there has been a five-fold increase in active galactic nucleus (AGN) detections over the first catalog. The improved sky coverage has provided us with a first real look at the extragalactic sky with IBIS, detecting 33 extragalactic sources (close to  $\sim 20\%$  of the entire catalog), of which there are two clusters of galaxies, 22 Seyfert galaxies, three blazars, and six more sources whose classifications are unconfirmed but are coincident with AGNs. Further analysis of this sample will be presented in Bassani et al. (2005)

Compared to the first IBIS/ISGRI catalog, the number of detections without a firm classification has doubled, but this represents a similar proportion of the total number of sources ( $\sim 25\%$ ) as in the first. Of the unclassified sources, 39 are of an unknown nature, while the remaining 17 have unconfirmed, so-called tentative classifications. Approximately one-quarter of the sources cataloged as unclassified in the first catalog have now been classified—three HMXBs, one LMXB, one CV, and two AGNs, with many more tentative associations. The majority ( $\sim 80\%$ ) of the remaining and new unclassified sources are *INTEGRAL* discoveries.

IGR sources represent detections that are either entirely new or those with no obvious counterpart or association in the hard

TABLE 2  
SECOND IBIS/ISGRI CATALOG

Name <sup>a</sup>	R.A. (deg)	Decl. (deg)	Error <sup>b</sup> (arcmin)	$F_{20-40}^c$	$F_{40-100}^c$	Significance <sup>d</sup>	Exposure <sup>e</sup>	Type <sup>f</sup>	References
V709 Cas <sup>†</sup>	7.252	59.317	1.3	4.1 ± 0.5	<2.9	6.9*	79	CV	1
RX J0053.8-7226 <sup>†</sup>	13.531	-72.426	1.2	3.3 ± 0.4	<2.3	7.6*	106	HMXB, XP, T, Be	2, 3
$\gamma$ Cas <sup>†</sup>	14.126	60.702	1.1	5.2 ± 0.5	<2.9	8.8*	77	HMXB, Be	2, 3
SMC X-1 <sup>†</sup>	19.324	-73.444	0.5	39.6 ± 0.4	9.2 ± 0.8	86.7*	106	HMXB, XP	2
1A 0114+650	19.511	65.288	0.7	10.3 ± 0.5	5.3 ± 1.0	17.5*	78	HMXB, XP	2
QSO B0241+62 <sup>†</sup>	41.184	62.510	1.4	3.7 ± 0.7	5.8 ± 1.2	6.4**	51	AGN, Sy1.2	4
X Per <sup>g</sup>	58.842	31.036	0.9	50.1 ± 4.8	51.0 ± 7.5	11.2**	2	HMXB, XP, Be	2, 3
LMC X-4 <sup>h†</sup>	83.221	-66.365	0.6	50.3 ± 1.5	12.0 ± 2.5	33.5*	23	HMXB, XP	2
Crab	83.628	22.020	0.5	1000.0	1000.0	1691.0**	97	PWN, PSR	5
MCG+08-11-011 <sup>†</sup>	88.745	46.454	1.4	6.1 ± 1.0	<5.5	6.2*	23	AGN, Sy1.5	4
4U 0614+091	94.270	9.145	0.6	24.7 ± 0.8	22.8 ± 1.4	29.5**	46	LMXB, B, A	6
IGR J07506-1547 <sup>†</sup>	117.647	-15.788	1.7	2.2 ± 0.6	4.2 ± 1.1	5.3**	64	?	
IGR J07565-4139 <sup>†</sup>	119.123	-41.642	1.3	1.0 ± 0.2	<0.8	6.8*	949	?	
IGR J07597-3842 <sup>†</sup>	119.930	-38.730	0.9	2.3 ± 0.2	1.9 ± 0.3	11.4**	774	AGN?	7
ESO 209-12 <sup>†</sup>	120.483	-49.738	0.9	1.4 ± 0.2	1.8 ± 0.3	11.3**	939	AGN, Sy1.5	4
Vela pulsar	128.816	-45.184	0.5	6.9 ± 0.1	8.2 ± 0.2	64.8**	1450	PWN, PSR	5
4U 0836-429	129.338	-42.893	0.5	36.6 ± 0.1	31.1 ± 0.2	240.9**	1400	LMXB, T, B	6
FRL 1146 <sup>†</sup>	129.633	-36.008	1.2	1.3 ± 0.2	0.9 ± 0.3	7.9*	881	AGN, Sy1	4
Vela X-1	135.512	-40.557	0.5	216.9 ± 0.1	48.1 ± 0.2	1440.1*	1220	HMXB, XP	2
IGR J09026-4812 <sup>†</sup>	135.638	-48.196	1.1	0.9 ± 0.1	0.9 ± 0.2	8.5*	1350	?	
4U0919-54 <sup>†</sup>	140.050	-55.187	0.7	3.6 ± 0.2	2.6 ± 0.4	16.1**	602	LMXB	6
EXMS B0918-549E <sup>h,†</sup>	140.022	-55.143	0.9	...	...	12.0*	602	?, T	
MCG-05-23-016 <sup>†</sup>	146.869	-30.930	1.0	10.2 ± 1.4	8.4 ± 2.0	9.9**	27	AGN, Sy1i	4
GRO J1008-57 <sup>h†</sup>	152.396	-58.294	0.9	<1.3	<2.2	11.6	130	HMXB, XP, Be, T	2, 3
IGR J10404-4625 <sup>†</sup>	160.095	-46.416	1.5	2.9 ± 0.7	5.9 ± 1.1	5.7**	102	AGN?	8
IGR J11114-6723 <sup>†</sup>	167.854	-67.392	1.7	1.7 ± 0.4	2.3 ± 0.7	5.1**	199	?	
Cen X-3	170.300	-60.638	0.5	27.4 ± 0.4	3.6 ± 0.6	71.9*	209	HMXB, XP	2
1E 1145.1-6141 <sup>lm</sup>	176.866	-61.957	0.5	30.1 ± 0.3	17.5 ± 0.5	83.4**	269	HMXB, XP	2
2E 1145.5-6155 <sup>ni</sup>	177.016	-62.199	0.7	7.9 ± 0.3	4.6 ± 0.5	17.5*	274	HMXB, XP, Be, T	2, 3
NGC 4151 <sup>†</sup>	182.640	39.401	0.5	32.7 ± 0.6	40.0 ± 1.0	42.4**	56	AGN, Sy1.5	4
4C 04.42 <sup>†</sup>	185.606	4.239	1.4	1.4 ± 0.4	3.9 ± 0.6	6.5**	213	AGN, QSO	4
NGC 4388 <sup>†</sup>	186.446	12.637	0.6	15.4 ± 0.9	16.7 ± 1.4	21.0**	62	AGN, Sy1h	4
GX 301-2	186.653	-62.776	0.5	112.8 ± 0.3	14.4 ± 0.4	401.1*	406	HMXB, XP, T	2
3C 273 <sup>†</sup>	187.293	2.027	0.6	7.5 ± 0.3	8.5 ± 0.5	28.2**	279	AGN, QSO	4
IGR J12349-6433 <sup>†</sup>	188.709	-64.570	0.7	4.5 ± 0.3	2.8 ± 0.4	16.8*	437	Symb	9
NGC 4507 <sup>†</sup>	188.912	-39.903	0.7	10.7 ± 0.7	12.2 ± 1.1	17.5**	63	AGN, Sy1h	4
LEDA 170194 <sup>†</sup>	189.796	-16.182	1.2	2.6 ± 0.5	5.6 ± 0.9	7.6**	111	AGN?	8
NGC 4593 <sup>†</sup>	189.927	-5.353	0.7	4.1 ± 0.3	4.0 ± 0.5	16.2**	349	AGN, Sy1	4
4U 1246-588 <sup>†</sup>	192.351	-59.091	1.1	2.0 ± 0.3	2.0 ± 0.4	8.3**	436	HMXB, T	2
3C 279 <sup>†</sup>	194.038	-5.781	1.2	1.9 ± 0.3	2.2 ± 0.5	7.5**	326	Blazar	4
1H 1254-690 <sup>†</sup>	194.361	-69.305	1.2	2.5 ± 0.3	<1.4	7.7*	369	LMXB, B, D	6
Coma Cluster <sup>†</sup>	194.880	27.961	1.3	1.9 ± 0.3	<1.5	7*	251	Cluster	5
IGR J13020-6359 <sup>†</sup>	195.541	-63.925	1.1	2.1 ± 0.2	1.3 ± 0.4	8.4*	501	?	
NGC 4945 <sup>†</sup>	196.362	-49.476	0.5	11.4 ± 0.4	18.5 ± 0.7	38.2**	226	AGN, Sy2	10
Cen A	201.364	-43.021	0.5	49.7 ± 0.4	63.8 ± 0.8	129.2**	112	AGN, Sy2	11
4U 1323-62 <sup>†</sup>	201.650	-62.126	0.7	3.8 ± 0.2	2.4 ± 0.4	16.9*	535	LMXB, B, D	6
4U 1344-60 <sup>†</sup>	206.872	-60.604	0.7	3.9 ± 0.2	4.7 ± 0.4	19.9**	526	AGN?	8
IC 4329A <sup>†</sup>	207.348	-30.323	1.1	10.0 ± 1.1	8.1 ± 1.8	8.6**	29	AGN, Sy1.2	4
Circinus galaxy	213.274	-65.343	0.5	14.0 ± 0.2	11.5 ± 0.4	62.3*	487	AGN, Sy1h	4
IGR J14492-5535 <sup>†</sup>	222.305	-55.579	1.5	1.5 ± 0.2	<1.2	5.7*	520	?	
PSR B1509-58	228.466	-59.147	0.5	8.6 ± 0.2	11.0 ± 0.4	44.4**	509	PSR	12
Cir X-1 <sup>o</sup>	230.178	-57.174	0.5	15.6 ± 0.2	<1.2	59.6*	512	LMXB, T, B, A	6
IGR J15359-5750 <sup>†</sup>	233.965	-57.832	1.3	1.2 ± 0.2	2.0 ± 0.4	7.0**	505	?	
4U 1538-522	235.600	-52.378	0.5	22.6 ± 0.2	3.0 ± 0.4	91.9*	553	HMXB, XP	2
4U 1543-624 <sup>†</sup>	236.947	-62.577	0.9	2.9 ± 0.3	<1.4	10.8*	386	LMXB	6
IGR J15479-4529	237.033	-45.484	0.6	5.4 ± 0.2	2.4 ± 0.4	20.9*	544	CV	13, 14
XTE J1550-564	237.746	-56.482	0.5	115.1 ± 0.2	176.5 ± 0.4	628.1**	525	LMXB, T, BH	6, 15
4U 1608-522	243.175	-52.434	0.5	14.8 ± 0.2	11.9 ± 0.3	68.4**	648	LMXB, T, B, A	6
IGR J16167-4957 <sup>†</sup>	244.139	-49.985	1.0	2.1 ± 0.2	<1.0	9.3*	682	?	
IGR J16194-2810 <sup>†</sup>	244.858	-28.160	1.5	2.2 ± 0.3	<1.5	6.0*	349	?	16
AX J161929-4945 <sup>p</sup>	244.865	-49.727	0.9	2.2 ± 0.2	1.9 ± 0.3	10.5**	690	HMXB, NS?	17
Sco X-1	244.988	-15.648	0.5	716.9 ± 0.6	16.3 ± 0.9	1060.0*	110	LMXB, Z	6
IGR J16207-5129	245.195	-51.504	0.8	3.3 ± 0.2	2.4 ± 0.3	14.9**	676	?	
4U 1624-490	247.012	-49.204	0.7	4.2 ± 0.2	<1.0	18.7*	715	LMXB, D	6

TABLE 2—Continued

Name <sup>a</sup>	R.A. (deg)	Decl. (deg)	Error <sup>b</sup> (arcmin)	$F_{20-40}$ <sup>c</sup>	$F_{40-100}$ <sup>c</sup>	Significance <sup>d</sup>	Exposure <sup>e</sup>	Type <sup>f</sup>	References
IGR J16318–4848.....	247.942	–48.824	0.5	29.3 ± 0.2	14.4 ± 0.3	129.1*	724	HMXB, T	18
AX J1631.9–4752.....	248.006	–47.870	0.5	17.1 ± 0.2	6.6 ± 0.3	78.3*	737	HMXB, T, XP	19, 20
4U 1626–67.....	248.098	–67.456	0.6	16.1 ± 0.5	<2.3	31.0*	181	LMXB, XP	6
4U 1630–47.....	248.517	–47.398	0.5	63.5 ± 0.2	44.9 ± 0.3	290.5**	742	LMXB, T, U, D, BHC	6
IGR J16358–4726.....	248.970	–47.421	0.7	4.3 ± 0.2	2.4 ± 0.3	19.7*	747	LMXB?, T	21
IGR J16377–6423 <sup>q†</sup> .....	249.420	–64.382	1.6	2.2 ± 0.4	<1.8	5.6*	235	Cluster?	22, 16
AX J163904–4642 <sup>r</sup> .....	249.763	–46.693	0.6	6.9 ± 0.2	<1.0	32.9*	760	HMXB?, T, XP	23, 24, 25
4U 1636–536.....	250.222	–53.755	0.5	24.2 ± 0.2	13.4 ± 0.4	106.5*	641	LMXB, B, A	6
IGR J16418–4532.....	250.440	–45.532	0.6	5.2 ± 0.2	1.3 ± 0.3	23.0*	784	?	
GX 340+0.....	251.447	–45.612	0.5	34.9 ± 0.2	2.1 ± 0.3	158.7*	794	LMXB, Z	6
IGR J16479–4514.....	252.004	–45.207	0.7	3.9 ± 0.2	2.7 ± 0.3	18.2*	805	HMXB?	26
IGR J16482–3036 <sup>†</sup> .....	252.040	–30.593	1.1	1.6 ± 0.2	1.6 ± 0.3	8.4**	857	AGN?	8, 16
IGR J16493–4348 <sup>s</sup> .....	252.381	–43.835	0.8	2.7 ± 0.2	2.2 ± 0.3	13.3**	847	XB?	27
IGR J16500–3307 <sup>†</sup> .....	252.505	–33.116	1.2	1.7 ± 0.2	<0.9	7.8*	966	?	16
ESO 138–1 <sup>††</sup> .....	252.938	–59.213	1.3	1.9 ± 0.3	1.6 ± 0.4	6.7**	402	AGN, Sy2	4
IGR J16558–5203.....	254.012	–52.052	1.0	1.4 ± 0.2	2.5 ± 0.4	9.1**	660	?	
AX J1700.2–4220.....	255.073	–42.396	1.2	1.4 ± 0.2	1.3 ± 0.3	7.6**	946	?	
OA0 1657–415.....	255.206	–41.661	0.5	85.1 ± 0.2	45.8 ± 0.3	402.6*	980	HMXB, XP	2
GX 339–4.....	255.708	–48.791	0.5	22.7 ± 0.2	28.2 ± 0.3	126.1**	710	LMXB, T, U, BH	6, 28
4U 1700–377.....	255.988	–37.849	0.5	207.3 ± 0.2	124.6 ± 0.3	1110.2**	1180	HMXB	2
GX 349+2.....	256.448	–36.419	0.5	46.0 ± 0.2	1.6 ± 0.3	241.5*	1220	LMXB, Z	6
4U 1702–429.....	256.566	–43.055	0.5	14.9 ± 0.2	9.3 ± 0.3	71.1*	921	LMXB, B, A	6
IGR J17088–4008 <sup>†</sup> .....	257.208	–40.142	0.9	1.1 ± 0.2	2.2 ± 0.3	10.3**	1110	AXP	6
4U 1705–440.....	257.226	–44.107	0.5	27.3 ± 0.2	16.4 ± 0.3	124.4*	863	LMXB, B, A	6
4U 1705–32.....	257.237	–32.317	0.7	2.9 ± 0.2	3.0 ± 0.3	19.3**	1290	LMXB, B	29
IGR J17091–3624.....	257.278	–36.415	0.5	10.0 ± 0.2	13.2 ± 0.3	71.5**	1260	BHC?	30
XTE J1709–267 <sup>HI</sup> .....	257.389	–26.655	0.7	1.0 ± 0.2	<0.8	18.4	1140	LMXB, B, T	6
XTE J1710–281.....	257.550	–28.140	0.6	3.0 ± 0.2	4.1 ± 0.3	22.0**	1210	LMXB, T, B	6
Oph Cluster <sup>v</sup> .....	258.109	–23.363	0.6	4.9 ± 0.2	1.7 ± 0.3	25.6*	1020	Cluster	31
4U 1708–40 <sup>†</sup> .....	258.139	–40.850	1.3	1.2 ± 0.2	<0.8	6.9*	1060	LMXB, B	6
SAX J1712.6–3739.....	258.146	–37.655	0.6	5.2 ± 0.2	4.5 ± 0.3	31.0**	1250	LMXB, T, B	6
V2400 Oph.....	258.170	–24.267	0.7	3.5 ± 0.2	2.1 ± 0.3	19.4*	1070	CV	1
XTE J1716–389 <sup>†</sup> .....	258.941	–38.835	1.1	1.6 ± 0.2	1.0 ± 0.3	8.8*	1200	?	16
NGC 6300.....	259.213	–62.823	1.0	4.3 ± 0.4	3.7 ± 0.7	10.1**	200	AGN, Sy2	4
IGR J17195–4100.....	259.931	–41.032	0.8	2.3 ± 0.2	2.2 ± 0.3	13.9**	1060	?	
XTE J1720–318.....	259.976	–31.749	0.5	6.1 ± 0.2	8.1 ± 0.2	49.4**	1410	LMXB, T, BHC	32
IGR J17200–3116.....	260.022	–31.290	0.7	3.0 ± 0.2	2.3 ± 0.2	19.4**	1430	?, T	
IGR J17204–3554 <sup>VI†</sup> .....	260.104	–35.900	0.8	1.5 ± 0.2	2.1 ± 0.2	13.1**	1360	Mol cloud?	33
EXO 1722–363 <sup>x</sup> .....	261.288	–36.277	0.5	8.9 ± 0.2	3.2 ± 0.2	51.8*	1360	HMXB, XP	2
IGR J17254–3257.....	261.350	–32.968	0.7	2.7 ± 0.2	3.0 ± 0.2	19.9**	1450	?	
GRS 1724–30.....	261.884	–30.812	0.5	18.2 ± 0.2	16.0 ± 0.2	125.6**	1470	LMXB, G, B, A	6
IGR J17285–2922 <sup>†</sup> .....	262.172	–29.382	1.2	0.7 ± 0.2	1.4 ± 0.2	7.3**	1470	BHC?, T	34
IGR J17303–0601.....	262.593	–6.016	0.9	3.7 ± 0.3	2.1 ± 0.5	11.6*	282	LMXB?, CV?	35, 36
GX 9+9.....	262.927	–16.974	0.5	12.9 ± 0.2	1.6 ± 0.3	53.8*	722	LMXB, A	6
GX 354–0.....	262.988	–33.830	0.5	44.1 ± 0.2	16.8 ± 0.2	264.1*	1460	LMXB, B, A	6
GX 1+4.....	263.004	–24.752	0.5	42.5 ± 0.2	31.0 ± 0.2	259.2**	1330	LMXB, XP	6
4U 1730–335 <sup>†</sup> .....	263.354	–33.390	0.8	2.4 ± 0.2	<0.7	15.0*	1470	LMXB, G, RB, T	6
GRS 1734–294.....	264.381	–29.136	0.6	5.4 ± 0.1	3.9 ± 0.2	33.5**	1510	AGN, Sy1	4
SLX 1735–269.....	264.567	–26.995	0.5	9.3 ± 0.2	7.5 ± 0.2	61.6**	1460	LMXB, B	6
4U 1735–444.....	264.744	–44.451	0.5	29.6 ± 0.2	1.3 ± 0.3	132.3*	767	LMXB, B, A	6
XTE J17391–3021 <sup>†</sup> .....	264.818	–30.347	1.1	1.3 ± 0.1	0.9 ± 0.2	8.5**	1510	HMXB, NS, Be?, T	2, 37, 3
XTE J1739–285 <sup>††</sup> .....	264.961	–28.496	1.1	<0.4	<0.7	8.4	1500	LMXB?	38
SLX 1737–282.....	265.191	–28.280	0.6	3.2 ± 0.1	3.3 ± 0.2	23.8**	1490	LMXB, B	6, 39
2E 1739.1–1210 <sup>†</sup> .....	265.463	–12.196	1.1	2.2 ± 0.2	1.8 ± 0.4	8.8**	526	AGN, Sy1	40
XTE J1743–363 <sup>†</sup> .....	265.751	–36.381	0.8	2.5 ± 0.2	1.9 ± 0.2	14.6**	1340	?, T	
1E 1740.7–2942 <sup>z</sup> .....	265.988	–29.745	0.5	26.7 ± 0.1	34.0 ± 0.2	222.0**	1510	LMXB, BHC	6, 41, 42
IGR J17445–2747 <sup>†</sup> .....	266.132	–27.783	1.5	0.9 ± 0.1	0.8 ± 0.2	6.0*	1480	?	
KS 1741–293 <sup>aa</sup> .....	266.220	–29.340	0.5	8.8 ± 0.1	7.8 ± 0.2	62.3**	1510	LMXB, T, B	6
IGR J17456–2901 <sup>bb,cc†</sup> .....	266.410	–29.020	0.6	5.0 ± 0.1	2.7 ± 0.2	30.9*	1500	?	43
1E 1742.8–2853 <sup>cc†</sup> .....	266.498	–28.917	0.6	5.4 ± 0.1	3.7 ± 0.2	31.8*	1500	LMXB	6
1A 1742–294 <sup>†</sup> .....	266.520	–29.510	0.5	14.1 ± 0.1	7.9 ± 0.2	85.7*	1510	LMXB, B	6
IGR J17464–3213.....	266.567	–32.232	0.5	66.5 ± 0.2	40.5 ± 0.2	405.1*	1490	LMXB, T, BHC	6, 44
1E 1742.9–2849 <sup>cc†</sup> .....	266.570	–28.814	0.6	5.4 ± 0.1	2.8 ± 0.2	31.6*	1500	LMXB	6
1E 1743.1–2843 <sup>dd</sup> .....	266.590	–28.670	0.8	3.8 ± 0.1	1.6 ± 0.2	13.5*	1500	LMXB	6
SAX J1747.0–2853 <sup>dd†</sup> .....	266.805	–28.837	1.1	1.4 ± 0.1	<0.7	8.8*	1500	LMXB, B, T	6

TABLE 2—Continued

Name <sup>a</sup>	R.A. (deg)	Decl. (deg)	Error <sup>b</sup> (arcmin)	$F_{20-40}$ <sup>c</sup>	$F_{40-100}$ <sup>c</sup>	Significance <sup>d</sup>	Exposure <sup>e</sup>	Type <sup>f</sup>	References
IGR J17475–2822.....	266.820	–28.445	0.7	2.1 ± 0.1	1.9 ± 0.2	15.1**	1490	Mol cloud?	45
SLX 1744–299.....	266.860	–30.020	0.5	8.8 ± 0.1	5.7 ± 0.2	56.5*	1500	LMXB, B	6
GX 3+1.....	266.989	–26.562	0.5	13.5 ± 0.2	0.8 ± 0.2	84.7*	1440	LMXB, B, A	6
1A 1744–361 <sup>l</sup> .....	267.057	–36.133	1.2	1.0 ± 0.2	1.3 ± 0.2	7.7**	1340	LMXB, T	6
IGR J17488–3253.....	267.206	–32.914	0.7	2.3 ± 0.2	3.3 ± 0.2	19.4**	1460	?	
4U 1745–203.....	267.217	–20.386	0.7	2.1 ± 0.2	3.2 ± 0.3	16.1**	1070	LMXB, T, G	6
4U 1746–370.....	267.557	–37.047	0.6	4.7 ± 0.2	1.9 ± 0.3	25.5*	1270	LMXB, G, B, A	6
GRS 1747–312 <sup>l</sup> .....	267.637	–31.296	1.1	1.1 ± 0.2	1.1 ± 0.2	8.4**	1480	LMXB, G, T	6
IGR J17513–2011 <sup>l</sup> .....	267.822	–20.188	0.8	2.0 ± 0.2	2.5 ± 0.3	13.4**	1060	?	16
IGR J17544–2619 <sup>l</sup> .....	268.605	–26.342	1.3	1.1 ± 0.2	<0.7	6.7*	1410	HMXB?, T	46, 47, 16
IGR J17597–2201.....	269.939	–22.033	0.5	8.4 ± 0.2	7.8 ± 0.3	52.2**	1190	LMXB, B, D	48, 37
GX 5-1.....	270.287	–25.079	0.5	55.3 ± 0.2	3.2 ± 0.2	318.9*	1340	LMXB, Z	6
GRS 1758–258.....	270.303	–25.749	0.5	39.5 ± 0.2	48.1 ± 0.2	291.9**	1350	LMXB, U, BHC	6, 49
GX 9+1.....	270.388	–20.524	0.5	17.6 ± 0.2	0.9 ± 0.3	93.0*	1080	LMXB, A	6
IGR J18027–1455.....	270.690	–14.922	0.7	3.0 ± 0.2	3.3 ± 0.3	15.5**	766	AGN, Sy1	35
SAX J1802.7–201 <sup>ce</sup> .....	270.692	–20.294	0.6	5.8 ± 0.2	2.5 ± 0.3	30.5*	1070	HMXB, T, XP	50, 51
IGR J18048–1455 <sup>l</sup> .....	271.211	–14.914	1.0	1.7 ± 0.2	2.0 ± 0.3	9.3**	774	?	
XTE J1807–294.....	271.748	–29.410	0.6	3.1 ± 0.2	3.1 ± 0.2	21.6**	1340	LMXB, T, XP	52
SGR 1806–20.....	272.156	–20.423	0.6	3.4 ± 0.2	4.7 ± 0.3	23.7**	1060	SGR	53
IGR J18135–1751 <sup>ce1</sup> .....	273.363	–17.849	1.1	1.6 ± 0.2	1.2 ± 0.3	8.2**	916	?	54
GX 13+1.....	273.618	–17.146	0.5	17.5 ± 0.2	5.0 ± 0.3	84.5*	880	LMXB, B, A	6
M 1812–12.....	273.779	–12.102	0.5	25.7 ± 0.2	25.5 ± 0.3	137.7**	735	LMXB, B	6
GX 17+2.....	274.007	–14.040	0.5	58.4 ± 0.2	3.2 ± 0.3	263.9*	781	LMXB, B, Z	6
SAX J1818.6–1703 <sup>l</sup> .....	274.671	–17.055	1.4	1.2 ± 0.2	1.2 ± 0.3	6.5**	869	?, T	
IGR J18193–2542 <sup>l</sup> .....	274.820	–25.703	1.5	0.8 ± 0.2	1.1 ± 0.3	5.7**	1130	?	
AX J1820.5–1434.....	275.133	–14.572	0.6	5.1 ± 0.2	3.3 ± 0.3	23.4*	794	HMXB, XP, Be	2, 3
IGR J18214–1318 <sup>l</sup> .....	275.340	–13.308	0.9	2.1 ± 0.2	2.0 ± 0.3	10.8**	773	?	
4U 1820–303.....	275.928	–30.370	0.5	35.3 ± 0.2	2.3 ± 0.3	186.6*	1070	LMXB, G, B, A	6
4U 1822–000.....	276.335	–0.032	1.0	2.4 ± 0.2	<1.1	9.9*	641	LMXB	6
IGR J18256–1035 <sup>l</sup> .....	276.406	–10.587	1.5	1.2 ± 0.2	<1.0	5.9*	762	?	
3A 1822–371.....	276.462	–37.102	0.5	34.1 ± 0.2	4.3 ± 0.3	162.5*	895	LMXB, D	6
IGR J18259–0706 <sup>l</sup> .....	276.485	–7.106	1.4	1.2 ± 0.2	1.0 ± 0.3	6.2**	743	?	
GS 1826–24.....	277.367	–23.801	0.5	73.3 ± 0.2	58.6 ± 0.3	359.8**	942	LMXB, B	6
IGR J18325–0756.....	278.118	–7.940	0.7	3.9 ± 0.2	2.2 ± 0.3	18.2*	794	?	
SNR 021.5–00.9.....	278.395	–10.558	0.7	2.8 ± 0.2	3.3 ± 0.3	15.9**	785	SNR, PWN	55
PKS 1830–211.....	278.405	–21.052	0.7	3.0 ± 0.2	3.7 ± 0.3	17.7**	843	AGN, QSO	4
RX J1832–330.....	278.921	–32.989	0.5	11.6 ± 0.2	9.9 ± 0.3	58.6**	823	LMXB, G, B, T	6
AX J1838.0–0655 <sup>ce</sup> .....	279.507	–6.904	0.8	2.1 ± 0.2	3.1 ± 0.3	14.1**	835	?	56
ESO 103–35 <sup>l</sup> .....	279.578	–65.431	1.4	5.9 ± 0.9	4.5 ± 1.5	6.2**	42	AGN, Sy1.9	4
Ser X-1.....	279.992	5.031	0.5	10.1 ± 0.2	<0.9	48.7*	861	LMXB, B	6
AX J1841.0–0535 <sup>l</sup> .....	280.237	–5.602	1.5	1.0 ± 0.2	1.1 ± 0.3	6.0**	861	HMXB, XP, Be?	57
Kes 73.....	280.338	–4.949	0.7	2.0 ± 0.2	3.8 ± 0.3	15.1**	875	SNR, AXP	58
IGR J18450–0435 <sup>l</sup> .....	281.243	–4.602	1.8	1.0 ± 0.2	<0.9	5.0**	907	?	
GS 1843+009.....	281.418	0.875	0.6	4.3 ± 0.2	3.2 ± 0.3	22.9**	970	HMXB, XP, Be, T	2, 3
AX J1846.4–0258.....	281.622	–2.973	0.8	1.9 ± 0.2	2.5 ± 0.3	12.5**	940	SNR, PWN, AXP	59
IGR J18483–0311.....	282.064	–3.169	0.7	4.1 ± 0.2	2.7 ± 0.3	20.3*	945	?	
3A 1845–024 <sup>l</sup> .....	282.082	–2.424	1.3	1.3 ± 0.2	0.9 ± 0.3	6.7*	956	HMXB, XP, Be?, T	2, 3
IGR J18490–0000 <sup>l</sup> .....	282.267	–0.025	1.4	1.2 ± 0.2	0.9 ± 0.3	6.4**	998	?	
4U 1850–087.....	283.266	–8.706	0.6	4.6 ± 0.2	3.8 ± 0.3	23.2**	804	LMXB, G, B	6
IGR J18539+0727 <sup>l</sup> .....	283.477	7.458	0.9	1.9 ± 0.2	1.6 ± 0.3	11.3**	1000	BHC?	30
V1223 Sgr <sup>sg</sup> .....	283.755	–31.145	0.6	7.8 ± 0.2	3.5 ± 0.4	30.3*	512	CV	1
XTE J1855–026.....	283.877	–2.604	0.5	11.8 ± 0.2	6.9 ± 0.3	64.8*	969	HMXB, XP, T	2
2E 1853.7+1534 <sup>l</sup> .....	284.008	15.621	0.9	2.8 ± 0.2	2.0 ± 0.4	12.0**	578	AGN?	8
XTE J1858+034 <sup>bh1</sup> .....	284.686	3.431	0.5	0.8 ± 0.2	<0.8	49.8	1090	HMXB, XP, Be?, T	2, 3
XTE J1901+014.....	285.397	1.439	0.6	3.4 ± 0.2	3.0 ± 0.3	21.6**	1070	T, BHC?	60
4U 1901+03.....	285.913	3.205	0.5	93.8 ± 0.2	10.5 ± 0.3	552.3*	1090	HMXB, T, XP	2, 61
XTE J1908+094 <sup>l</sup> .....	287.220	9.990	0.6	3.6 ± 0.2	4.2 ± 0.3	23.7**	998	LMXB, T, BHC	62
4U 1907+097.....	287.414	9.836	0.5	16.5 ± 0.2	2.0 ± 0.3	91.4*	980	HMXB, XP, T	2
4U 1909+07.....	287.701	7.602	0.5	14.4 ± 0.2	8.7 ± 0.3	81.6*	1060	HMXB, XP	63
Aql X–1 <sup>l</sup> .....	287.811	0.577	0.5	9.4 ± 0.2	5.1 ± 0.3	53.8*	1010	LMXB, B, A, T	6
SS 433.....	287.957	4.974	0.5	14.5 ± 0.2	7.3 ± 0.3	89.0*	1090	HMXB	2
IGR J19140+0951 <sup>b</sup> .....	288.525	9.872	0.5	9.5 ± 0.2	5.7 ± 0.3	54.7*	981	HMXB?, NS?	64, 65
GRS 1915+105.....	288.798	10.940	0.5	288.1 ± 0.2	108.8 ± 0.3	1591.0*	926	LMXB, T, BH	6, 66
4U 1916–053.....	289.697	–5.243	0.5	9.3 ± 0.2	3.9 ± 0.3	42.1*	682	LMXB, B, D	6
IGR J19284+0107 <sup>l</sup> .....	292.098	1.119	1.3	1.2 ± 0.2	<0.9	6.8*	857	?	

TABLE 2—Continued

Name <sup>a</sup>	R.A. (deg)	Decl. (deg)	Error <sup>b</sup> (arcmin)	$F_{20-40}$ <sup>c</sup>	$F_{40-100}$ <sup>c</sup>	Significance <sup>d</sup>	Exposure <sup>e</sup>	Type <sup>f</sup>	References
IGR J19308+0530 <sup>†</sup>	292.692	5.502	1.4	0.8 ± 0.2	1.5 ± 0.3	6.6***	949	?	
RX J1940.1-1025	295.066	-10.408	1.1	3.0 ± 0.3	2.1 ± 0.6	8.1*	267	CV	1
NGC 6814 <sup>†</sup>	295.644	-10.332	1.0	3.1 ± 0.3	3.9 ± 0.6	9.9**	248	AGN, Sy1.5	4
KS 1947+300	297.396	30.210	0.5	38.4 ± 0.6	23.9 ± 1.0	55.6*	93	HMXB, T, XP	2, 67, 68
Cyg X-1	299.592	35.194	0.5	812.9 ± 0.6	944.3 ± 1.0	1417.3**	100	HMXB, BH, U	2
Cyg A <sup>†</sup>	299.878	40.755	1.1	5.4 ± 0.6	6.0 ± 1.0	8.8**	91	AGN, Sy1.9	4
EXO 2030+375	308.046	37.630	0.5	38.9 ± 0.5	20.4 ± 0.8	74.6*	147	HMXB, XP, Be, T	2, 3
Cyg X-3	308.108	40.953	0.5	201.1 ± 0.4	82.2 ± 0.7	418.4*	151	HMXB	2
SAX J2103.5+4545	315.891	45.743	0.5	33.4 ± 0.4	18.5 ± 0.7	78.4*	166	HMXB, XP, Be, T	2, 3
IGR J21247+5058	321.151	50.980	0.7	5.7 ± 0.4	8.1 ± 0.7	16.3**	143	AGN, Sy1?	35
IGR J21335+5105 <sup>†</sup>	323.375	51.092	1.2	2.9 ± 0.4	<2.1	7.8**	143	CV	1
1H 2140+433	325.745	43.587	1.1	4.4 ± 0.4	<2.2	8.8*	127	Dwarf nova, CV	1
Cyg X-2	326.168	38.318	0.5	26.7 ± 0.5	<2.7	43.9*	96	LMXB, B, Z	6
4U 2206+543	331.974	54.514	0.6	12.8 ± 0.5	9.2 ± 0.8	24.6*	114	HMXB, NS, Be	2, 69, 3
Cas A <sup>†</sup>	350.822	58.792	1.1	3.9 ± 0.5	3.3 ± 0.9	8.0**	95	SNR	5

NOTE.—Table 2 is also available in machine-readable form in the electronic edition of the *Astrophysical Journal*.

<sup>a</sup> Daggers indicate new detections since first catalog.

<sup>b</sup> Position errors are expressed as radius of 1  $\sigma$  error circle.

<sup>c</sup> Fluxes are expressed in units of mcrab; appropriate conversion factors are (20–40 keV) 10 mcrab =  $7.57 \times 10^{-11}$  ergs cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> =  $1.71 \times 10^{-3}$  photons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>; (40–100 keV) 10 mcrab =  $9.42 \times 10^{-11}$  ergs cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> =  $9.67 \times 10^{-4}$  photons cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>.

<sup>d</sup> Maximum significance is quoted in either (\*) 20–40 keV band, (\*\*) 20–100 keV band, (\*\*\*) 30–60 keV band, (no mark) significance in one revolution.

<sup>e</sup> Exposure is the corrected on-source exposure in kiloseconds.

<sup>f</sup> Source type classifications: A = atoll source (neutron star); AGN = active galactic nuclei; AXP = anomalous X-ray pulsar; B = burster (neutron star); Be = B-type emission-line star; BH = black hole (confirmed mass evaluation); BHC = black hole candidate; Cluster = cluster of galaxies; CV = cataclysmic variable; D = dipping source; G = globular cluster X-ray source; HMXB = high-mass X-ray binary; LMXB = low-mass X-ray binary; Mol cloud = molecular cloud; NS = neutron star; PSR = radio pulsar; PWN = pulsar wind nebula; QSO = quasar; SGR = soft gamma-ray repeater; SNR = supernova remnant; Sy = Seyfert galaxy; Symb = symbiotic star; T = transient source; U = ultrasoft source; XB = Galactic X-ray binary; XP = X-ray pulsar; Z = Z-type source (neutron star).

<sup>g</sup> 4U0352+30 in first IBIS/ISGRI catalog (Cat1).

<sup>h</sup> Values derived from staring observations during revolutions 50, 154, and 203.

<sup>i</sup> Detected during revolution 139.

<sup>j</sup> Cannot recover fluxes due to proximity to 4U0919–54.

<sup>k</sup> Detected during revolution 203.

<sup>l</sup> A1145.1–6141 in Cat1.

<sup>m</sup> Position taken from 1E catalog, due to blending with 2E1145.5–6155.

<sup>n</sup> Position taken from 1E catalog, due to blending with 2E1145.1–6141.

<sup>o</sup> 4U1516–569 in Cat1.

<sup>p</sup> IGR J16195–4945 in Cat1.

<sup>q</sup> Triangulum Australis.

<sup>r</sup> IGR J16393–4643 in Cat 1.

<sup>s</sup> PSR J1649–4349 in Cat1.

<sup>t</sup> Equally well associated with NGC 6221, also Sy2.

<sup>u</sup> Detected during revolution 171.

<sup>v</sup> EXMS B1709–232 in Cat1.

<sup>w</sup> Tentative association with NGC6334.

<sup>x</sup> IGRJ17254–3616 in Cat1.

<sup>y</sup> Detected during revolution 120.

<sup>z</sup> 1E1740.7–2943 in Cat1.

<sup>aa</sup> M1741–293 in Cat1.

<sup>bb</sup> Within 1' of Sgr A\*.

<sup>cc</sup> Fluxes unreliable due to blending in final mosaic; see § 3.6.

<sup>dd</sup> Detected during revolution 175.

<sup>ee</sup> IGR J18027–2016 in Cat1.

<sup>ff</sup> HESS source (SNR/PWN?).

<sup>gg</sup> 4U1849–31 in Cat1.

<sup>hh</sup> Detected during revolution 189.

<sup>ii</sup> IGR J19140+098 in Cat1.

REFERENCES.—(1) Downes et al. 2001; (2) Liu et al. 2000; (3) Raguzova & Popov 2005; (4) Veron-Cetty & Veron 2003; (5) Forman et al. 1978; (6) Liu et al. 2001; (7) Molina et al. 2004; (8) L. Bassani et al. 2006, in preparation; (9) Masetti et al. 2005; (10) Done et al. 1996; (11) Dermer & Gehrels 1995; (12) Laurent et al. 1994; (13) Haberl et al. 2002; (14) Stephen et al. 2005; (15) Orosz et al. 2002; (16) Stephen 2005; (17) Sidoli et al. 2005; (18) Walter et al. 2003; (19) Rodriguez et al. 2003; (20) Lutovinov et al. 2005b; (21) Patel et al. 2004; (22) Ebeling et al. 2002; (23) Combi et al. 2004; (24) Malizia et al. 2004; (25) Walter et al. 2004a; (26) Walter et al. 2004b; (27) Grebenev et al. 2005; (28) Cowley et al. 1987; (29) in 't Zand et al. 2005a; (30) Lutovinov & Revnivtsev 2003; (31) Arnaud et al. 1987; (32) Rupen et al. 2003; (33) Sekimoto et al. 2000; (34) Barlow et al. 2005; (35) Masetti et al. 2004a; (36) Gaensicke et al. 2005; (37) Lutovinov et al. 2005a; (38) Harmon et al. 2004; (39) in 't Zand et al. 2002; (40) Torres et al. 2004; (41) Sunyaev et al. 1991; (42) Mirabel et al. 1992; (43) Bélanger et al. 2004; (44) Markwardt et al. 2003; (45) Revnivtsev et al. 2004; (46) Gonzalez Riestra et al. 2004; (47) Revnivtsev 2003; (48) Markwardt & Swank 2003b; (49) Rodriguez et al. 1992; (50) Augello et al. 2003; (51) Hill et al. 2005; (52) Markwardt & Swank 2003a; (53) Atteia et al. 1987; (54) Ubertini et al. 2005; (55) Davelaar et al. 1986; (56) Malizia et al. 2005; (57) Bamba et al. 2001; (58) Vasisht & Gotthelf 1997; (59) Gotthelf & Vasisht 1998; (60) Remillard et al. 2002; (61) Galloway et al. 2003; (62) Woods et al. 2002; (63) Levine et al. 2004; (64) in 't Zand et al. 2005b; (65) Rodriguez et al. 2005; (66) Mirabel & Rodriguez 1994; (67) Swank & Morgan 2000; (68) Nequeroela et al. 2000; (69) Masetti et al. 2004b.

774

BIRD ET AL.

Vol. 636

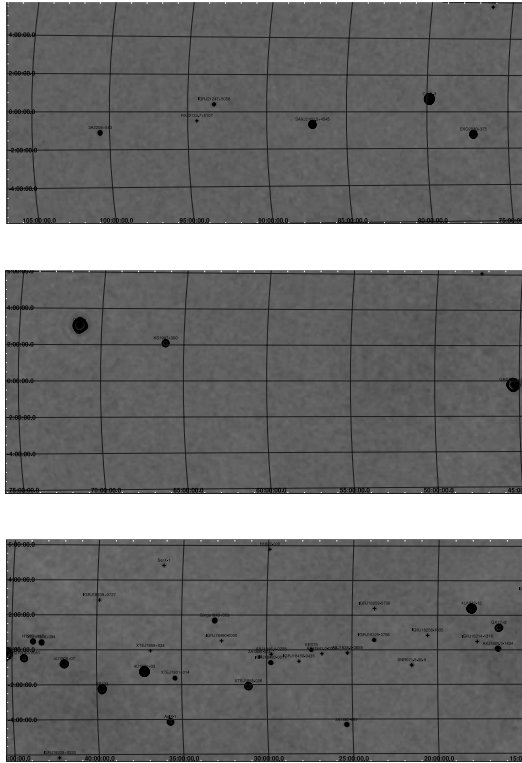


Fig. 7.—Plots show 30–60 keV sky maps covering 30° sections of the Galactic plane. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

X-ray and/or gamma-ray wavebands. There is a total of 56 IGR sources in the second catalog (double that of the first catalog), of which 20% have been classified (see Fig. 11). This percentage increases to ~40% if the tentative classifications are included. Looking at the IGR sources broken down by source type, it is interesting to note that nearly half of the cataloged CVs are IGR sources, while <5% of the cataloged LMXBs and HMXBs are *INTEGRAL* discoveries, although this number increases to nearly 10% if the tentative associations are included.

A full understanding of the nature of the new sources, and their classifications in the already known classes of high-energy emitters is a challenging task and is triggering a strong follow-up program at all wavelengths.

The catalog by Macomb & Gehrels (1999) provides the previous reference for sources detected above 50 keV by at least one experiment. It contains a general list of basic characteristics for 309 sources and summary tables of different observations of sources by object classification. Of the 309 sources, 183 have been detected only for energies above 1 MeV and 135 are unidentified (the majority of which are EGRET detected sources). The remaining 126 sources are categorized as 83 accreting sources, 22 Seyfert galaxies, 14 gamma-ray blazars, seven gamma-ray pulsars, six clusters or galaxies and three supernova remnants. By comparison, this second IBIS/ISGRI catalog is reaching a similar level of coverage for Galactic sources, although interestingly the blazar population is so far largely unseen, due to the relatively low energy band of the IBIS/ISGRI observations.

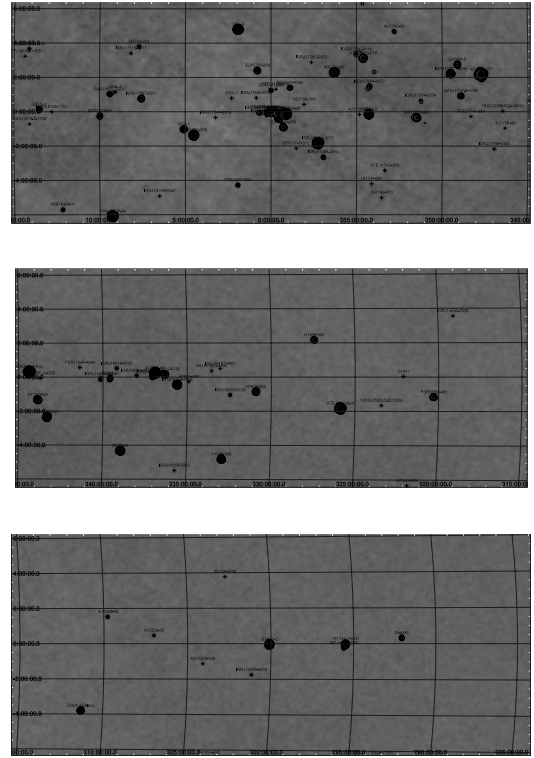


Fig. 8.—Plots show 30–60 keV sky maps covering 30° sections of the Galactic plane. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]

The following sources, included in the first catalog, are no longer listed: 1E 1742.5–2859 and 1E 1742.9–2929 have been replaced by other sources following a more in-depth analysis of the source contributions in the Galactic center region (see § 3.6); IGR J17460–3047 was found to be an artefact of the earlier imaging process used in the first catalog.

### 5.1. Concluding Comments

The positions deriving from ISGRI are forming the basis for an active program of follow-up observations in other wavebands, mainly X-ray (*XMM-Newton*, *Chandra X-Ray Observatory*, and *Rossi X-Ray Timing Explorer*), optical, IR, and radio. Of particular

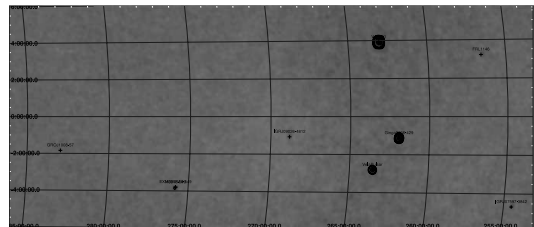


Fig. 9.—Plots show 30–60 keV sky maps covering 30° sections of the Galactic plane. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]