

# Mémoire d'habilitation à diriger des recherches

présenté par

**Frédéric Daigne**

---

**Les sursauts gamma :  
interprétation physique et utilisation pour la cosmologie.**

---

Date de soutenance : 18 décembre 2007

devant le jury composé de

M.	Patrick Boissé	Président
M.	Peter von Ballmoos	Rapporteur
M.	Guy Pelletier	Rapporteur
Mme	Geneviève Soucaïl	Rapporteur
M.	Jean-Luc Atteia	Examineur
Mme	Annalisa Celotti	Examineur
M.	Robert Mochkovitch	Examineur



## Remerciements

Les travaux de recherche décrits dans ce mémoire n'auraient pas été réalisés sans le soutien constant de ma famille, et en particulier de mon épouse Amandine. Je les en remercie. Ces travaux sont rendus possibles parce que l'Institut d'Astrophysique de Paris est un laboratoire qui fonctionne bien et où il est agréable de travailler. Je remercie donc Bernard Fort (directeur de l'IAP au moment de mon recrutement) et Laurent Vigroux (directeur actuel). Ils m'ont toujours encouragé dans mes projets. Je remercie également vivement l'ensemble du personnel administratif et technique.

Les résultats que je vais exposer ne sont pas le fruit d'un travail solitaire. Je remercie donc tous mes collaborateurs. Une mention spéciale s'impose, pour Elisabeth Vangioni et Robert Mochkovitch à qui je redis toute mon amitié.

Je remercie sincèrement Peter von Ballmoos, Guy Pelletier et Geneviève Soucaïl qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Jean-Luc Atteia, Annalisa Celotti et Robert Mochkovitch qui ont bien voulu faire partie du jury, et Patrick Boissé qui en est le président.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>I La physique des sursauts gamma</b>	<b>15</b>
<b>1 Le modèle « standard » des sursauts gamma</b>	<b>17</b>
1.1 Résumé des observations	17
1.2 Un scénario en trois étapes	21
<b>2 Le moteur central</b>	<b>27</b>
2.1 Un disque épais autour d'un trou noir stellaire	27
2.2 L'éjection relativiste	31
2.2.1 Limitation de la pollution baryonique	31
2.2.2 Rôle du champ magnétique	31
<b>3 Les phases d'émission</b>	<b>37</b>
3.1 La photosphère	37
3.1.1 Emission photosphérique d'un ejecta relativiste variable	37
3.1.2 Précurseurs	38
3.2 Les chocs internes	41
3.2.1 La dynamique des chocs internes	41
3.2.2 Emission des chocs internes	43
3.2.3 Diversité de la population des sursauts gamma	49
3.3 La phase de décélération par le milieu extérieur	53
3.3.1 Modéliser le choc en retour et le choc avant	53
3.3.2 Modèle « standard » : rémanence produite par le choc avant	55
3.3.3 Changement de paradigme : rémanence produite par le choc en retour	60
<b>Annexes</b>	<b>67</b>
A. Le problème de la compacité : facteur de Lorentz minimum	67
B. Le modèle de la « boule de feu » : « the fireball model »	69
C. La dynamique du choc externe	72
D. Un modèle cohérent des chocs internes, du choc en retour et du choc externe	74
E. La dynamique des chocs internes, du choc en retour et du choc externe : le modèle des « couches solides »	75
F. Emission dans le référentiel de la matière choquée	80
G. Les effets dus à la courbure de la surface émettrice et à la distance cosmologique de la source	88
<b>II Les sursauts gamma comme traceurs de l'Univers lointain</b>	<b>93</b>
<b>1 Histoire des baryons dans l'Univers : des premières étoiles à aujourd'hui</b>	<b>95</b>
1.1 Scénario cosmologique	95
1.1.1 La formation hiérarchique des structures	95
1.1.2 Les premières étoiles et l'époque de réionisation	95
1.2 Contraintes observationnelles	96
1.2.1 Epoque de réionisation	96

1.2.2	Evolution chimique globale . . . . .	96
1.2.3	Taux de formation d'étoiles . . . . .	97
1.2.4	Répartition actuelle des baryons . . . . .	97
1.3	Les sursauts gamma, sonde cosmologique ? . . . . .	97
1.3.1	Observer des sursauts gamma distants . . . . .	97
1.3.2	Faire de la cosmologie avec les sursauts gamma . . . . .	98
<b>2</b>	<b>Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique</b>	<b>101</b>
2.1	Description du modèle . . . . .	101
2.1.1	Echanges de matière entre les structures et le milieu intergalactique . . . . .	101
2.1.2	Echanges de matière au sein des structures . . . . .	102
2.1.3	Equations d'évolution et paramètres du modèle . . . . .	103
2.2	Résultats . . . . .	104
2.2.1	Le mode normal de formation d'étoiles . . . . .	105
2.2.2	La masse des premières étoiles. . . . .	105
2.2.3	Les fonds cosmiques . . . . .	107
2.3	Conclusion . . . . .	108
<b>3</b>	<b>Evolution cosmique du taux de sursaut gamma</b>	<b>109</b>
3.1	Les sursauts gamma comme traceurs de l'Univers lointain . . . . .	109
3.2	Modéliser la population globale des sursauts gamma . . . . .	110
3.2.1	Principe de la méthode utilisée . . . . .	110
3.2.2	Résultats . . . . .	113
3.3	Conclusion . . . . .	114
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>119</b>
	<b>L'interprétation physique des sursauts gamma</b>	<b>119</b>
	<b>Les sursauts gamma traceurs de l'Univers lointain</b>	<b>121</b>
	<b>Le satellite SVOM</b>	<b>123</b>
	<b>Conclusion générale</b>	<b>125</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>126</b>
	<b>Annexes</b>	<b>133</b>
	Curriculum Vitae . . . . .	133
	Enseignement . . . . .	134
	Encadrement . . . . .	134
	Liste de publications . . . . .	135

# Liste des figures

<b>La physique des sursauts gamma</b>	<b>13</b>
1.1 Spectre du sursaut gamma GRB 990123 . . . . .	17
1.2 Quelques exemples de profils temporels de sursauts gamma . . . . .	18
1.3 Corrélations dureté–intensité et dureté–fluence . . . . .	18
1.4 Sursauts mous : XRRs et XRFs. . . . .	19
1.5 Distribution en durée des sursauts gamma . . . . .	19
1.6 Profil temporel de GRB 960720 de 1.5 keV à 700 keV . . . . .	20
1.7 Distribution sur le ciel des sursauts gamma . . . . .	20
1.8 Rémanences tardives : courbes de lumière (1) . . . . .	20
1.9 Rémanences : spectre . . . . .	20
1.10 La distribution en distance des sursauts . . . . .	21
1.14 Rémanences : la courbe de lumière complète dans le domaine X . . . . .	21
1.11 Emission visible simultanée à l’émission gamma : GRB 990123, GRB 050820a et GRB 06011b . . . . .	22
1.12 Rémanences tardives : courbes de lumière (2) . . . . .	22
1.13 Rémanences : décalage vers le rouge . . . . .	22
1.15 Rémanences : « flares » dans la courbe de lumière en X . . . . .	23
1.16 Rémanences : cassures chromatiques . . . . .	23
1.17 Rémanences : les trois phases observées en X . . . . .	24
1.18 Association de GRB 030329 avec une supernova de type Ic . . . . .	24
1.19 Scénario en trois étapes . . . . .	25
2.1 Instabilité dynamique d’un disque épais autour d’un trou noir : principe . . . . .	28
2.2 Instabilité dynamique d’un disque épais autour d’un trou noir : échelle de temps . . . . .	28
2.3 Instabilité dynamique d’un disque épais autour d’un trou noir : évolution du disque dans le cas instable . . . . .	29
2.4 Instabilité dynamique d’un disque épais autour d’un trou noir : zone de stabilité . . . . .	30
2.5 Schéma du moteur central : un trou noir entouré d’un disque épais . . . . .	31
2.6 Géométrie du champ magnétique : champ « passif » . . . . .	33
2.7 Géométrie du champ magnétique : champ « actif » non axisymétrique . . . . .	33
2.8 Géométrie du champ magnétique : champ « actif » axisymétrique . . . . .	34
2.9 Ejection initialement dominée par l’énergie magnétique . . . . .	35
3.1 Propagation des photons à l’intérieur d’un ejecta relativiste . . . . .	38
3.2 Un exemple d’ejecta relativiste : distribution initiale du facteur de Lorentz . . . . .	38
3.3 Un exemple d’ejecta relativiste : photosphère chaude (écoulement non magnétisé) . . . . .	39
3.4 Un exemple d’ejecta relativiste : photosphère froide (écoulement fortement magnétisé) . . . . .	39
3.5 Composante thermique dans GRB 980306 . . . . .	40
3.6 Composante thermique dans GRB 910927 . . . . .	40
3.7 Précurseurs X et gamma . . . . .	41
3.8 Chocs internes : diversité des profils temporels . . . . .	44
3.9 Chocs internes : évolution spectro–temporelle d’un pulse synthétique . . . . .	46
3.10 Chocs internes : processus radiatifs détaillés . . . . .	47
3.11 Emission gamma de haute énergie des chocs internes (1) : conditions physiques dans la matière choquée . . . . .	47

3.12	Emission gamma de haute énergie des chocs internes (2) : profil et spectre . . . . .	48
3.13	Emission gamma de haute énergie des chocs internes (3) : évolution spectrale . . . . .	49
3.14	Chocs internes : espace des paramètres des sursauts cosmologiques . . . . .	50
3.15	Chocs internes : espace des paramètres des sursauts riches en X . . . . .	51
3.16	Chocs internes : espace des paramètres des sursauts proches . . . . .	52
3.17	Rémanences : le modèle « standard » (choc avant) . . . . .	54
3.18	La rémanence visible de GRB 030329 . . . . .	55
3.19	Rémanence produite par le choc avant : bosse dans la courbe de lumière . . . . .	55
3.20	Vue schématique de l'environnement de l'étoile parent d'un sursaut gamma . . . . .	56
3.21	Rémanence produite par le choc avant : effet d'un environnement réaliste . . . . .	57
3.22	Chocs internes : simulation de GRB 050820a . . . . .	58
3.23	Rémanence produite par le choc avant : montée de la rémanence dans GRB 050820a . . . . .	59
3.24	Rémanences : évolution de l'émission radio . . . . .	60
3.25	La rémanence produite par le choc en retour : distribution initiale du facteur de Lorentz dans l'ejecta . . . . .	62
3.26	La rémanence produite par le choc en retour : puissance bolométrique . . . . .	62
3.27	La rémanence produite par le choc en retour : courbes de lumière de la rémanence en X . . . . .	63
3.28	La rémanence produite par le choc en retour : courbes de lumière de la rémanence en radio . . . . .	64
3.29	La rémanence produite par le choc en retour : cassures chromatiques . . . . .	65
3.30	La rémanence produite par le choc en retour : « flares X » . . . . .	65
3.31	Annexe A. Facteur de Lorentz minimum dans les sursauts gamma . . . . .	68
3.32	Annexe B. Evolution dynamique de la « boule de feu » . . . . .	71
3.33	Annexe C. Décélération par le milieu extérieur : choc avant et choc en retour . . . . .	72
3.34	Annexe C. La dynamique du choc externe : effet de l'expansion latérale . . . . .	73
3.35	Annexe E. La dynamique des chocs interne et du choc en retour (1) . . . . .	76
3.36	Annexe E. La dynamique des chocs interne et du choc en retour (2) . . . . .	76
3.37	Annexe E. La dynamique du choc externe . . . . .	77
3.38	Annexe E. Le modèle des couches solides : un exemple complet (1) . . . . .	78
3.39	Annexe E. Le modèle des couches solides : un exemple complet (2) . . . . .	78
3.40	Annexe E. Le modèle des couches solides : un exemple complet (3) . . . . .	79
3.41	Annexe F. Emission dans le référentiel de la matière choquée : géométrie . . . . .	80
3.42	Annexe F. Emission dans le référentiel de la matière choquée : transfert radiatif . . . . .	81
3.43	Annexe F. Emission dans le référentiel de la matière choquée : le spectre synchrotron . . . . .	85
3.44	Annexe F. Emission dans le référentiel de la matière choquée : la coupure due à l'annihilation $\gamma\gamma$ . . . . .	86
3.45	Annexe F. Emission dans le référentiel de la matière choquée : les diffusions Compton inverse . . . . .	86
3.46	Annexe G. Géométrie de l'émission par un ejecta relativiste . . . . .	88
3.47	Annexe G. La correction pour un ejecta non-sphérique : la fonction $\Delta\Phi/2\pi(\mu)$ . . . . .	89
3.48	Annexe G. Variation de la fluence observée avec l'angle de visée . . . . .	91

## Les sursauts gamma comme traceurs de l'Univers lointain

93

1.1	Détermination des paramètres cosmologiques par WMAP . . . . .	96
1.2	Evolution de la courbe de lumière de la rémanence avec le « redshift » de la source . . . . .	98
1.3	Un exemple d'étude spectroscopique de la ligne de visée d'un sursaut gamma . . . . .	99
2.1	Evolution cosmique des baryons : représentation schématique du modèle . . . . .	102
2.2	Evolution cosmique des baryons : la vitesse d'échappement des structures . . . . .	102
2.3	Evolution cosmique des baryons : un exemple d'évolution . . . . .	104
2.4	Evolution cosmique des baryons : éjection de matière par les structures . . . . .	105
2.5	Evolution cosmique des baryons : taux de supernovae . . . . .	105
2.6	Evolution cosmique des baryons : évolution chimique . . . . .	106
2.7	Evolution cosmique des baryons : la réionisation . . . . .	106
2.8	Evolution cosmique des baryons : les étoiles ultra-pauvres en fer . . . . .	107
2.9	Evolution cosmique des baryons : le fond cosmique de neutrinos . . . . .	107
2.10	Evolution cosmique des baryons : le fond cosmique d'ondes gravitationnelles . . . . .	108

3.1	Identification du « redshift » d'un sursaut gamma distant . . . . .	110
3.2	Le spectre de la rémanence de GRB 060904 à $z = 6.37$ . . . . .	110
3.3	Trois scénarios pour le taux de formation d'étoiles à grand $z$ . . . . .	111
3.4	Modélisation de la population globale des sursauts gamma : un exemple . . . . .	112
3.5	Modélisation de la population globale des sursauts gamma : corrélation luminosité – énergie de pic . . . . .	113
3.6	Modélisation de la population globale des sursauts gamma : la distribution des énergies de pic. . . . .	114
3.7	Modélisation de la population globale des sursauts gamma : la distribution en « redshift ». . . . .	115

**Conclusion et perspectives****119**

4.1	Le satellite SVOM . . . . .	123
-----	-----------------------------	-----



# Introduction

L'étude des sursauts gamma a connu une révolution en 1997 à la suite de la découverte de leurs rémanences, c'est-à-dire de contreparties plus tardives détectées dans les domaines X, visible et radio. La mesure du décalage spectral des raies observées dans le spectre de ces rémanences confirma en effet ce qui jusqu'alors n'était que l'hypothèse la plus extrême : les sursauts gamma sont émis à distance cosmologique. C'est dans cette période très favorable que j'ai eu la chance d'effectuer ma thèse de doctorat sous la direction de R. Mochkovitch. Elle apportait plusieurs contributions à l'élaboration par la communauté scientifique de ce qui allait devenir le scénario le plus communément admis pour l'interprétation physique des sursauts cosmologiques. En particulier, j'y présentais la première étude détaillée du modèle des chocs internes avec une comparaison approfondie des prédictions du modèle aux observations. Ce modèle reste à ce jour le plus discuté pour l'émission du sursaut gamma proprement dit. Au cours de ma thèse, j'entamais également une exploration de la phase de transition entre le sursaut et sa rémanence et en particulier du rôle du choc en retour. Enfin, toute une première partie de la thèse était consacrée à l'étude, plus spéculative, du moteur central des sursauts.

La découverte des rémanences en 1997 a donné un élan au domaine qui n'est toujours pas retombé. L'effort théorique reste extrêmement important, tant sur le plan de la physique des sursauts, que de leur rôle potentiel de sources de rayonnements non électromagnétiques (ondes gravitationnelles, neutrinos de haute énergie, rayons cosmiques de ultra-haute énergie). Plus récemment, le rôle des sursauts comme sondes privilégiées de l'Univers lointain est également très discuté. L'effort observationnel est sans précédent, dans l'espace où les sursauts depuis 1997 ont été observés par Beppo-SAX, HETE-2, INTEGRAL et Swift, et au sol où tout un réseau de petits télescopes robotisés et de grands télescopes est consacré au suivi des rémanences. Cet effort international ne semble pas devoir s'arrêter pour l'instant. Le succès de Swift (opérationnel depuis début 2005) assure que ce satellite continuera à fournir de nouvelles données pendant au moins deux ans encore. Le lancement de GLAST approche (début 2008). Ce satellite devrait ouvrir le domaine de l'observation des sursauts autour du GeV. Au sol, les grands télescopes s'équipent actuellement d'instruments destinés à la spectroscopie fine des rémanences, tel le spectrographe X-SHOOTER au VLT (fin 2008). A moyen terme d'autres missions prendront

le relai, tel le projet franco-chinois de satellite SVOM (lancement prévu vers 2012).

Dans ce contexte, c'est tout naturellement que depuis ma thèse de doctorat, soutenue en juin 1999, j'ai consacré la majeure partie de mon activité de recherche à l'étude des sursauts gamma. Pendant les premières années après ma thèse, j'ai principalement travaillé sur l'interprétation physique des sursauts : au cours de mon séjour postdoctoral au Max-Planck-Institut für Astrophysik (MPA) à Garching, dans l'équipe « astrophysique des hautes énergies » dirigée par R. Sunyaev, j'ai en particulier entrepris avec H. Spruit une étude du rôle du champ magnétique dans les sursauts, que ce soit dans la phase d'éjection relativiste ou pendant la phase des chocs internes. J'ai également pu interagir avec le groupe « hydrodynamique relativiste » du MPA, et en particulier J.A. Font-Roda (désormais à l'université de Valence) avec qui j'ai continué à collaborer après mon retour en France, toujours sur la physique du système « trou noir entouré d'un disque épais » à la source des sursauts. J'ai également étudié avec R. Mochkovitch des mécanismes d'émission supplémentaires par rapport aux deux processus de base du scénario standard (chocs internes et choc externe), et en particulier l'émission thermique produite au moment où l'ejecta relativiste devient transparent. Ces deux années ont été suivies d'une troisième année postdoctorale au sein de l'équipe INTEGRAL dirigée par J. Paul au Service d'Astrophysique du CEA (SAP). Là, tout en continuant mon travail théorique dans le cadre de mes collaborations existantes, j'ai pu d'une part me familiariser avec la problématique du traitement des données en astronomie X et gamma et d'autre part participer à l'aventure excitante que représente la mise au point d'une proposition de nouvel instrument. J'ai en effet participé très activement à la rédaction du projet scientifique de la partie française de l'instrument X-SHOOTER et du projet scientifique du micro-satellite ECLAIRS. Ceci m'a naturellement conduit à de nombreux échanges avec les spécialistes de ce type d'instrumentation. Aujourd'hui, je reste l'un des co-investigateurs du projet ECLAIRS, devenu franco-chinois sous le nom de SVOM, et j'en suis le responsable scientifique à l'Institut d'Astrophysique de Paris (IAP).

Depuis mon recrutement en tant que Maître de conférences à l'Université Pierre et Marie Curie-Paris 6 en juin 2002, j'effectue ma recherche à l'IAP. Ces dernières an-

nées, notre effort de recherche sur l'interprétation physique des sursauts gamma s'est concentré sur la transition entre le sursaut et la rémanence, et sur la rémanence elle-même. Pour la première fois en effet, grâce au satellite Swift, ces différentes phases sont observées successivement sans interruption. Les observations se révèlent très surprenantes et correspondent assez mal à ce qui était attendu. Notre groupe à l'IAP a développé des outils de simulation – uniques au monde – capables de suivre de manière cohérente les différentes phases d'émission : chocs internes, puis décélération (choc en retour et choc externe). Nous sommes donc particulièrement bien préparés pour interpréter les données de Swift. Nous avons ainsi très récemment apporté une contribution importante en proposant un changement de paradigme pour la rémanence : elle serait dominée par la contribution du choc en retour, le choc avant ne devenant radiativement efficace que tardivement, lorsqu'il n'est plus ultra-relativiste. Cette proposition semble pouvoir résoudre de nombreux problèmes mais doit encore être testée en détail.

A l'étude de la physique des sursauts gamma et à la participation au projet SVOM, j'ai ajouté depuis 2003 un nouveau thème de recherche orienté vers la cosmologie. En collaboration avec E. Vangioni, K. Olive et J. Silk, j'ai développé une extension du modèle classique d'évolution chimique généralement appliqué à une galaxie individuelle pour créer un nouvel outil susceptible d'être utilisé pour étudier l'évolution chimique globale de l'Univers depuis l'époque des premières étoiles jusqu'à aujourd'hui. Ce modèle a d'abord été utilisé pour aborder sous l'angle de l'évolution chimique la problématique des premières étoiles, ainsi que leur contribution à la réionisation de l'Univers. Différents fonds de rayonnement (neutrinos et ondes gravitationnelles) ont été évalués dans le cadre du modèle. Actuellement cette thématique rejoint mon autre domaine de recherche puisque nous utilisons notre modèle pour contraindre le taux d'explosions stellaires en fonction du décalage cosmologique vers le rouge, et en particulier le taux de sursauts gamma. Ceci est crucial afin de savoir sur combien de sources à grande distance pourront compter des instruments comme X-SHOOTER qui étudieront le gaz du milieu interstellaire des galaxies hôtes des sursauts et le gaz du milieu intergalactique, via les raies d'absorption dans le spectre des rémanences, d'une manière assez similaire à ce qui est fait actuellement avec les spectres des quasars. Ceci rejoint donc aussi l'une des thématiques de recherche forte à l'IAP, menée en particulier par P. Petitjean, J. Bergeron et P. Boissé. Nous sommes d'ailleurs réunis depuis 2005 en une même équipe (« Cosmologie et astrophysique des hautes énergies ») dont je suis le représentant.

Enfin tout récemment (fin 2005), j'ai obtenu une « ANR jeune chercheur » (avec G. Dubus<sup>1</sup> et B. Giebels du Labo-

<sup>1</sup>G. Dubus est depuis octobre 2006 chercheur au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble (LAOG).

ratoire Louis Leprince Ringuet (LLR), et Frédéric Piron du Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules (LPTA)) sur le thème de l'émission gamma de haute énergie des jets relativistes. Le but du projet est d'appliquer le modèle des chocs internes non seulement aux sursauts gamma mais aussi aux microquasars et aux blazars, et de calculer l'émission gamma de haute énergie qui est produite, afin d'interpréter les données de HESS, et les données à venir de GLAST.

*En résumé, l'essentiel de ma recherche est consacré à la modélisation en astrophysique des hautes énergies et en cosmologie, avec pour objet d'étude principal les sursauts gamma. De nombreuses connections vers d'autres thématiques très actuelles sont aussi exploitées.*

En parallèle avec cette activité scientifique, j'ai mené de nombreuses activités d'enseignement et d'encadrement. Sur le plan de l'enseignement, j'effectue mon service annuel de 192 heures en L1 (physique générale), en M1 (introduction à l'astrophysique et à la cosmologie) et en M2 (méthodes numériques pour l'astrophysique, traitement d'images). Ce dernier enseignement est effectué à l'IAP dans le cadre de l'école doctorale d'astrophysique de l'Île de France. Je suis de plus depuis septembre 2004 responsable de l'une des U.E. de physique du L1 de Paris 6 (environ 1200 étudiants par an, et une cinquantaine d'enseignants-chercheurs), ce qui est une charge non négligeable compte-tenu du bouleversement qu'a représenté la mise en place du système LMD. Très récemment (septembre 2007), j'ai été nommé membre junior de l'Institut Universitaire de France, pour une durée de 5 ans. A partir de septembre 2008, je n'effectuerai donc plus que 64 heures par an et disposerai de plus de temps pour la recherche. Sur le plan de l'encadrement doctoral, j'ai co-encadré à environ 40 % avec H. Spruit la thèse de G. Drenkhahn pendant mon séjour au MPA (thèse sur la reconnection magnétique dans les sursauts, soutenue en 2002). J'ai ensuite participé pour une bonne part (25 %) à l'encadrement de la thèse de C. Barraud (thèse sur l'analyse et l'interprétation physique des données de HETE-2, sous la direction de J.L. Atteia, Observatoire Midi-Pyrénées, et de R. Mochkovitch, IAP, soutenue en 2004). De manière plus ponctuelle j'ai également pris part à l'encadrement de la thèse d'E. Rossi (thèse sur la modélisation des sursauts gamma, sous la direction de M. Rees à Cambridge, soutenue en 2004) qui a passé 6 mois de sa thèse à l'IAP dans le cadre d'un programme européen d'échange. E. Rossi continue depuis à collaborer avec R. Mochkovitch et moi-même. J'ai co-dirigé avec R. Mochkovitch la thèse de F. Genet (soutenance le 24 septembre 2007), consacrée à la modélisation des sursauts gamma et en particulier à la phase de transition entre le sursaut et la rémanence. Enfin, je co-encadre – toujours avec R. Mochkovitch – H. Zitouni en séjour doctoral de 18 mois à l'IAP depuis octobre 2006. Les articles directement issus de l'encadrement de ces étudiants sont

mentionnés en annexe. J'ai également été régulièrement sollicité pour donner des cours lors d'«écoles d'été» internationales, destinées principalement aux doctorants et jeunes chercheurs (Cargèse en 2003, Goutelas en 2003, Les Houches en 2003, Cargèse à nouveau en 2006). Je peux mentionner également le séjour post-doctoral de J. Eldrige à l'IAP, recruté par R. Mochkovitch et moi sur la base d'un contrat CNRS, et avec lequel nous avons travaillé sur les étoiles parents des sursauts gamma, le type d'environnement stellaire attendu, et les conséquences sur la rémanence des sursauts. Dans le cadre de l'ANR citée ci-dessus, nous avons également recruté Željka Bošnjak qui est à l'IAP depuis octobre 2006 et avec qui je travaille sur l'émission gamma de haute énergie des sursauts.

Ce mémoire est organisé de la manière suivante : la première partie est consacrée à la physique des sursauts gamma. J'y détaille successivement mes travaux sur le moteur central puis les différentes phases d'émission. J'ai pris le parti de rassembler de manière assez complète tous les aspects techniques dans plusieurs annexes, dont j'espère qu'elles se révéleront utiles, en particulier aux doctorants et post-doctorants présents et futurs dans notre groupe à l'IAP. La seconde partie, plus courte, décrit mes travaux plus récents en lien avec l'évolution cosmique des baryons depuis les premières étoiles jusqu'à aujourd'hui et le rôle des sursauts gamma comme traceurs de l'Univers lointain. Un chapitre final (« Conclusion et perspectives ») dresse quelques conclusions à partir des travaux présentés dans ce mémoire et décrit les pistes de travail envisagées dans un futur proche, ainsi que le projet SVOM, qui devrait fédérer la communauté française des sursauts gamma pour les années à venir.



## **Première partie**

# **La physique des sursauts gamma**



# Chapitre 1

## Le modèle « standard » des sursauts gamma

### 1.1 Résumé des observations

Sans faire une revue complète des propriétés observationnelles des sursauts gamma et de leurs rémanences, je me propose de rappeler les résultats les plus significatifs, qui ont permis l'élaboration du scénario théorique que je décrirai par la suite.

**1. Le sursaut gamma proprement dit :** l'émission gamma des sursauts a été étudiée par plusieurs générations de satellites depuis la fin des années 1970. En particulier, l'expérience BATSE (Burst And Transient Source Experiment) à bord de CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) a obtenu au cours de la décennie 1990 un catalogue de plus de 2000 sursauts avec une bonne caractérisation temporelle et spectrale. Les sursauts détectés par BATSE rayonnent l'essentiel de leur énergie entre 100 keV et 1 MeV, avec un spectre non-thermique bien reproduit par deux lois de puissance avec une transition continue à une « énergie de pic »  $E_p$  (« spectre de Band » introduit par Band et al. (1993), voir l'exemple donné figure 1.1). Le satellite HETE-2 (High Energy Transient Explorer) a confirmé l'existence de sursauts plus mous et a précisé leurs caractéristiques : sursauts « riches en X » (en anglais XRR pour X-Ray Rich gamma-ray bursts) qui rayonnent plutôt vers 10-50 keV, et « flashes X » (en anglais XRF pour X-Ray Flashes) qui ne se distinguent des sursauts que par une émission plutôt en-dessous de 10 keV (figure 1.4). La durée des sursauts varie entre quelques millisecondes et quelques centaines de secondes (figure 1.5). Ils se répartissent en deux groupes : les sursauts courts (durée typique 100 ms), moins nombreux et plus durs, et les sursauts longs (durée typique 10 s). Les profils observés montrent une très grande diversité (figure 1.2). Ils sont fortement variables, et peuvent généralement être analysés comme une superposition d'un grand nombre de « pulses » au profil asymétrique (temps de montée plus raide que le temps de descente). A haute énergie, les pulses piquent plus tôt et sont moins larges qu'à basse énergie. Une évolution spectrale du dur vers le mou est observée sur la totalité de la durée des sursauts, ainsi que pour chaque pulse individuel. Elle est quantifiée par deux corrélations, l'une entre la dureté et l'intensité, l'autre entre la dureté et la fluence (figure 1.3).

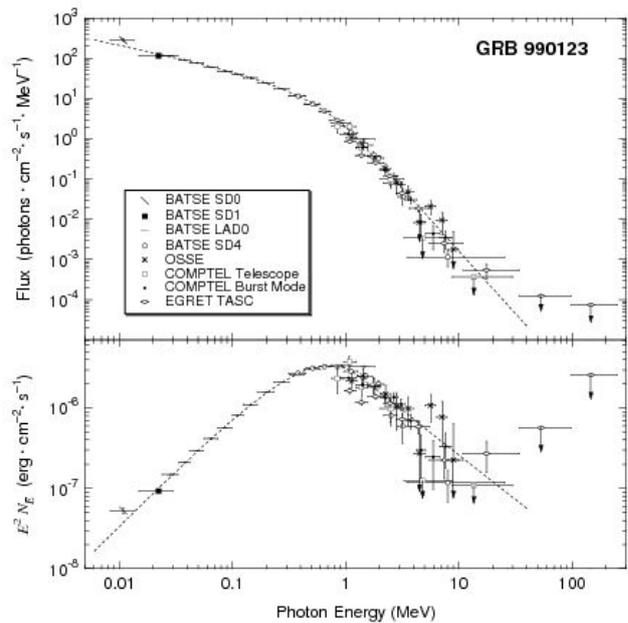


FIG. 1.1: **Un exemple de spectre de sursaut gamma.** Le spectre de GRB 990123, observé par les 4 instruments de CGRO (figure tirée de Briggs et al. (1999)). Ce spectre est intégré sur la durée totale du sursaut. L'ajustement par la fonction de Band donne un index en nombre de photons  $\alpha \sim -0.6$  à basse énergie et  $\beta \sim -3.1$  à haute énergie. L'énergie de pic est  $E_p \sim 720$  keV.

Les sursauts sont observés également assez facilement dans le domaine des rayons X (1-10 keV), où l'émission a clairement une origine au moins partiellement commune avec l'émission gamma (figure 1.6), et plus difficilement en optique (quelques cas seulement) où il reste difficile de trouver un comportement générique (figure 1.11). Le taux de sursaut observé est de l'ordre de 1 par jour dans tout le ciel. Ils sont distribués de manière isotrope (figure 1.7), en raison bien sûr de leur origine cosmologique.

**2. La rémanence :** la rémanence est une émission qui suit le sursaut, qui est observée à plus basse énergie et qui décroît rapidement avec le temps pour finalement s'éteindre.

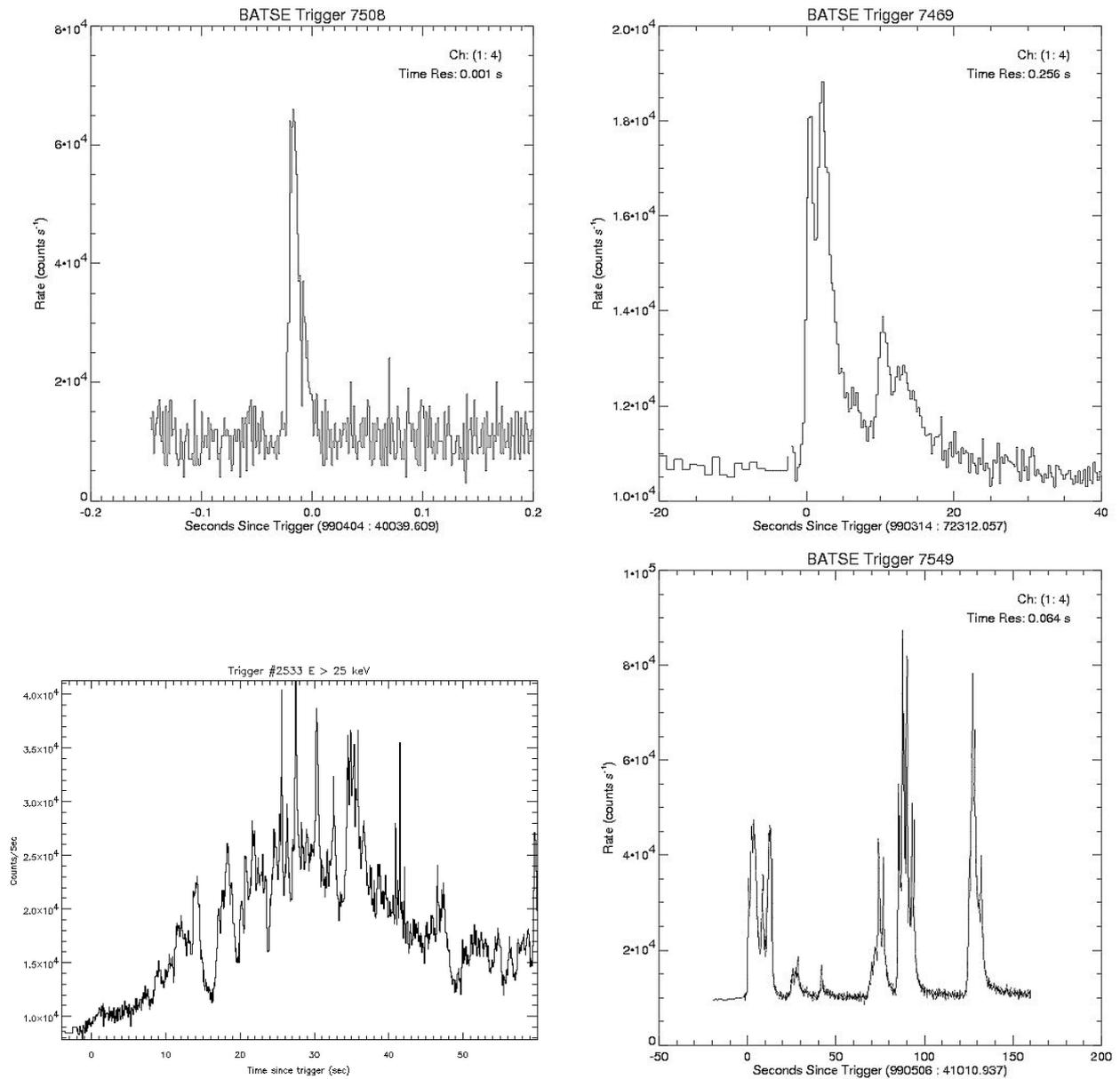


FIG. 1.2: Quelques exemples de profils temporels, tirés du catalogue BATSE (Paciesas et al. 1999). Le premier exemple est un sursaut court, les trois autres des sursauts longs.

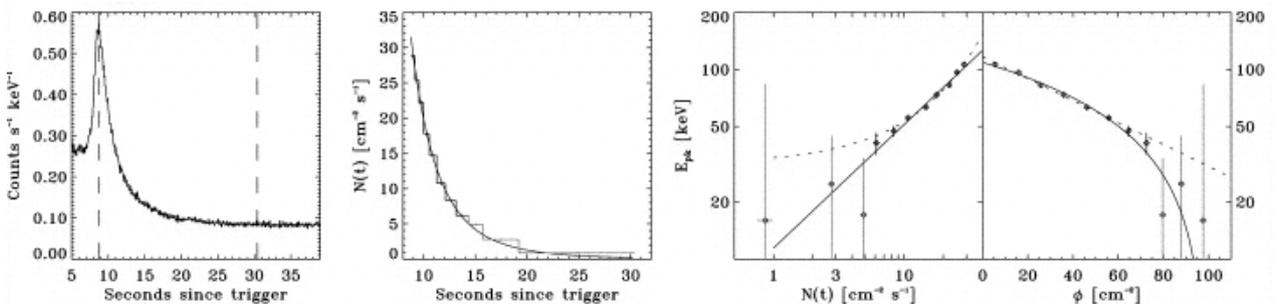


FIG. 1.3: Relation dureté-intensité et relation dureté-fluence. L'exemple donné (BATSE trigger #2083 :2) est tiré de Ryde & Svensson (2002).

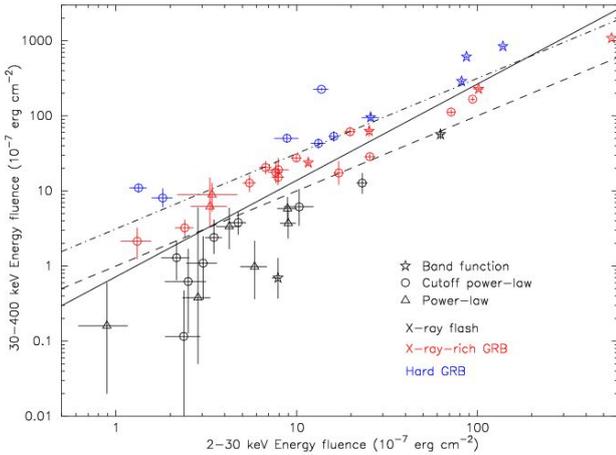


FIG. 1.4: **Sursauts riches en X (XRRs) et Flashes X (XRFs).** Ce diagramme présente, pour tous les sursauts observés par HETE-2, la fluence gamma en fonction de la fluence X (Sakamoto et al. 2005). En plus des sursauts « habituels » (la fluence gamma domine), on distingue clairement des sursauts riches en X (les deux fluences sont comparables) et des flashes X (la fluence X domine).

Elle est observée dans les domaines X, visible et radio. A l'époque de Beppo-SAX (Satellite per Astronomia X, « Beppo » en l'honneur de Giuseppe Occhialini, un des précurseurs de l'exploration spatiale européenne), cette rémanence est détectée plusieurs heures après le sursaut. On constate alors que sa décroissance rapide est assez bien reproduite par une évolution en loi de puissance (figure 1.8 et 1.12). Le spectre semble lui aussi pouvoir être décomposé en plusieurs lois de puissance (figure 1.9). Une fois la rémanence éteinte, on trouve généralement à son emplacement une galaxie faible que l'on identifie comme la galaxie hôte du sursaut. Les raies d'absorption dans le spectre de la rémanence et les raies d'émission dans le spectre de la galaxie hôte permettent de mesurer la distance des sursauts gamma (figure 1.13). Les décalages vers le rouge mesurés vont actuellement de  $z = 0.0085$  à  $z = 6.29$  (figure 1.10). Ceci correspond à des énergies « équivalentes isotropes » (obtenues en supposant que le sursaut rayonne de manière identique dans toutes les directions) qui vont de  $\sim 10^{48}$  à  $\sim 10^{54}$  erg. Dans certains sursauts, une cassure achromatique est observée dans la courbe de lumière de la rémanence (voir GRB 990510 sur la figure 1.12). Dans le modèle « standard » décrit ci-dessous, cette cassure est interprétée comme un effet de la focalisation de l'émission. La position de la cassure permet alors d'estimer l'angle d'ouverture correspondant. Une fois corrigée, l'énergie réelle libérée sous forme de photons gamma dans un sursaut resterait alors de l'ordre de  $10^{51}$  erg, soit l'équivalent de toute l'énergie cinétique d'une supernova (voir cependant page 66). Le cas particulier du sursaut gamma proche GRB 980425, associé

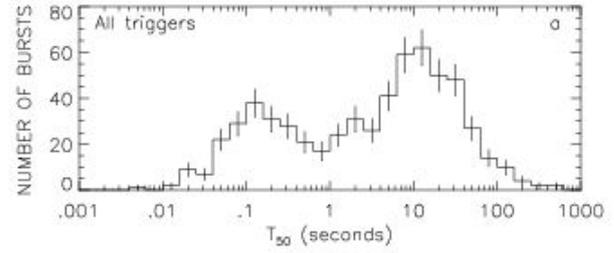


FIG. 1.5: **La distribution en durée des sursauts observés par BATSE** (Paciesas et al. 1999).

à la supernova de type IC SN 1998bw à  $z = 0.0085$ , d'intensité environ six ordres de grandeur plus faible que celle d'un sursaut gamma classique laisse penser qu'il existe une population de sursauts gamma « anémiques ».

Cette vision s'est singulièrement compliquée depuis le lancement de Swift fin 2004. Pour la première fois, la rémanence X est découverte de manière quasi-systématique, dès la fin du sursaut et pendant plusieurs jours (figure 1.14). L'évolution observée est très complexe. On observe le plus souvent trois phases caractérisées par des pentes temporelles  $\alpha$  différentes (figure 1.17) : une phase de décroissance rapide ( $3 \lesssim \alpha_1 \lesssim 5$ ) jusque vers  $300 \text{ s} \lesssim t_{\text{break},1} \lesssim 500 \text{ s}$  ; un « plateau » ( $0.2 \lesssim \alpha_2 \lesssim 0.8$ ) jusque vers  $10^3 \text{ s} \lesssim t_{\text{break},2} \lesssim 10^4 \text{ s}$  ; une décroissance dite « normale » ( $1 \lesssim \alpha_3 \lesssim 1.5$ ) parce que correspondant à la phase observée à l'époque Beppo-SAX (voir la rémanence X de GRB 990510 observée par Beppo-SAX après  $\sim 10^4 \text{ s}$  sur la figure 1.12). A cette évolution se superposent dans un grand nombre de sursauts des « flares » dont l'intensité est variable d'un sursaut à l'autre mais peut être très élevée, comme dans GRB 050502B (figure 1.15). Dans une fraction notable des sursauts détectés par Swift, le suivi de la rémanence en optique démarre lui-aussi très tôt. Des cassures sont observées dans les courbes de lumière, mais elles sont souvent chromatiques : les cassures en X et dans le visible ne sont pas observées au même moment (figure 1.16).

**3. L'association des sursauts longs avec les étoiles massives :** Cette association semble maintenant assez bien établie, en raison d'un faisceau convergent d'indices observationnels dont les principaux sont les indications spectrales de formation d'étoiles dans les galaxies hôtes des sursauts, la localisation des sursauts dans les régions centrales de leurs galaxies hôtes, et surtout l'association de plusieurs sursauts avec de très brillantes supernovae de type Ic, c'est à dire des supernovae due à l'effondrement gravitationnel d'étoiles très massives ayant perdu leurs enveloppes d'hydrogène et d'hélium. Le meilleur cas est celui de GRB 030329, détecté par HETE-2 et associé à une supernova de type Ic, SN 2003dh (figure 1.18).

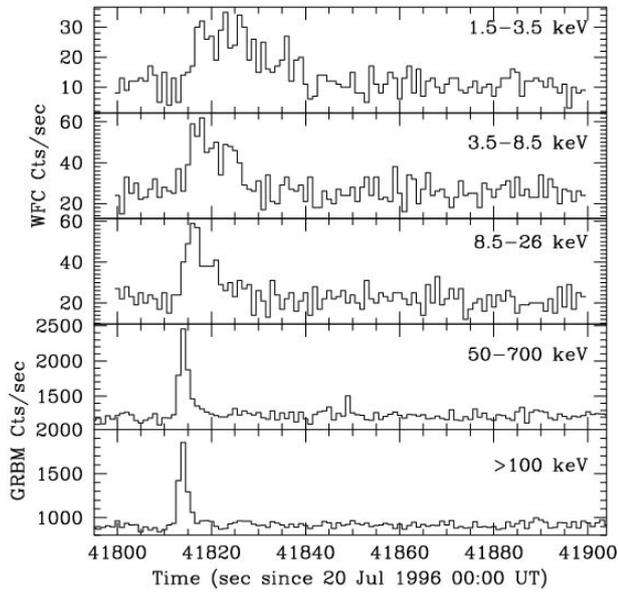


FIG. 1.6: Le profil temporel de GRB 960720 observé par Beppo-SAX de 1.5 keV à 700 keV (Piro et al. 1998).

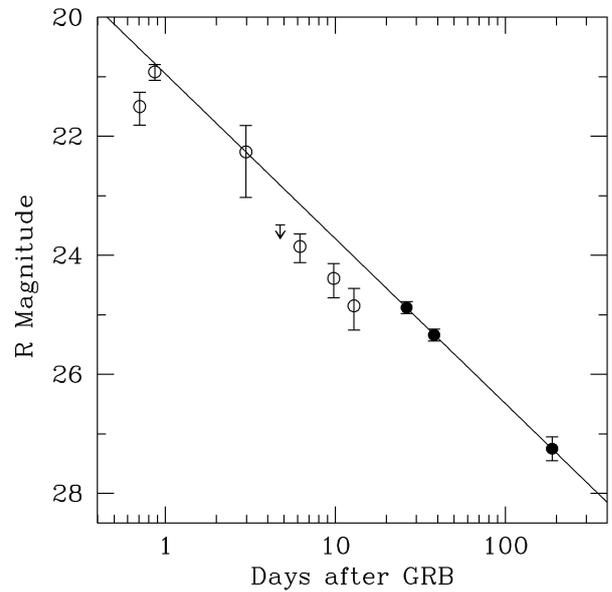


FIG. 1.8: Rémanences : quelques exemples de courbes de lumière à l'époque de Beppo-SAX. (1) la première rémanence visible : GRB 9702828. Noter l'absence de cassure dans la courbe de lumière pendant les six premiers mois (figure tirée de Fruchter et al. (1999)).

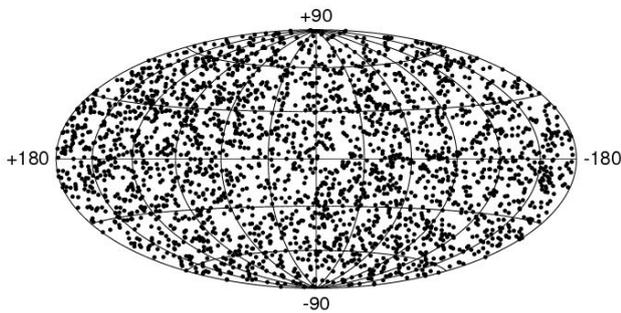


FIG. 1.7: Distribution sur le ciel des 2702 sursauts détectés par BATSE (Paciesas et al. 1999).

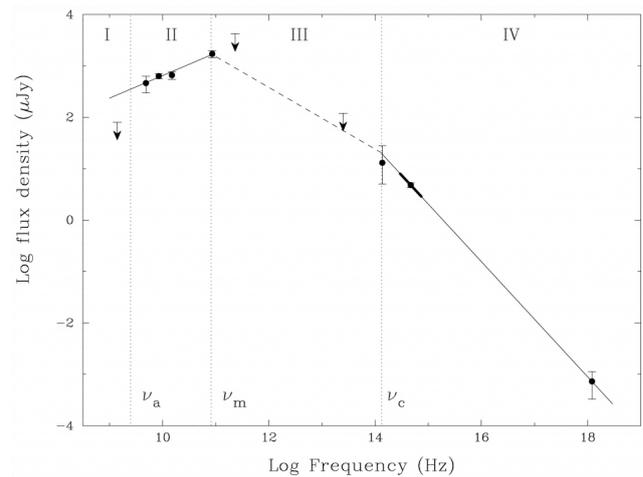


FIG. 1.9: Rémanences : un exemple de spectre. Le spectre de GRB 970508 est représenté 12.1 jours après le sursaut (Galama et al. 1998).

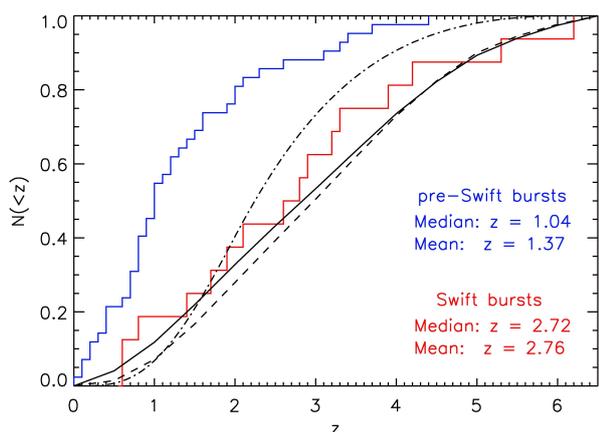


FIG. 1.10: **La distribution des décalages vers le rouge des sursauts.** La distribution en  $z$  des sursauts détectés par Swift est montrée, avec pour comparaison la distribution des sursauts de l'ère « pré-Swift » (Jakobsson et al. 2006).

**4. L'association des sursauts courts avec les coalescences d'objets compacts ?** Cette association est nettement plus spéculative, seul un petit nombre de rémanences de sursauts courts ayant été observé (le premier cas, GRB 050709 par HETE2 (Villasenor et al. 2005), les autres par Swift), en raison d'une localisation en temps réel du sursaut techniquement plus difficile. Dans au moins un cas, la rémanence est placée en périphérie d'une galaxie elliptique. De manière générale, les sursauts courts semblent pouvoir se produire dans des galaxies de tout âge. Ceci est un indice en faveur d'une association des sursauts courts avec les coalescences d'étoiles à neutrons car à cause de la durée nécessaire pour atteindre la coalescence, qui peut être plus ou moins longue selon la séparation initiale du système binaire, le taux de sursauts gamma courts dans ce scénario ne devrait pas être corrélé à la formation d'étoiles.

## 1.2 Un scénario en trois étapes

La majorité des chercheurs travaillant dans le domaine des sursauts gamma utilisent comme cadre d'interprétation un scénario théorique en trois étapes, schématisé figure 1.19 :

**Événement initial et éjection relativiste :** du fait des petites échelles de temps observées dans le profil des sursauts (jusqu'à la milliseconde) et des énergies extrêmes mises en jeu, les sursauts sont associés à des événements violents impliquant des objets compacts de masse stellaire : trous noirs ou éventuellement étoiles à neutrons fortement magnétisées (magnétars). Il y a essentiellement deux familles d'événements susceptibles de conduire à la formation d'un trou noir stellaire : l'effondrement gravitationnel

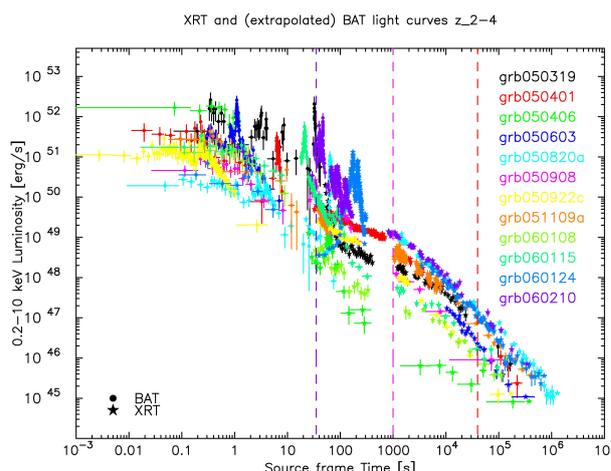


FIG. 1.14: **Rémanences : évolution complète de la rémanence.** La courbe de lumière de 12 sursauts ( $2 \leq z \leq 4$ ) observés par Swift/XRT est représentée pendant environ 12 jours après le sursaut (Mangano et al. 2007).

d'une étoile très massive (collapsar, Woosley (1993)) ou la coalescence d'un système binaire de deux objets compacts (deux étoiles à neutrons ou une étoile à neutrons et un trou noir, Eichler et al. (1989); Paczynski (1991); Narayan et al. (1992); Mochkovitch et al. (1993)). Pour les raisons rappelées ci-dessus, le premier scénario est actuellement préféré pour les sursauts longs et le deuxième pour les sursauts courts.

Toute la matière présente ne se retrouve pas dans le trou noir : celui-ci est entouré d'un disque d'accrétion, épais car très chaud (son mode de refroidissement principal est l'émission de neutrinos). Ce système trou noir + disque épais est en mode d'hyper-accrétion (le taux d'accrétion est de l'ordre de la masse solaire par seconde). On imagine, par analogie avec d'autres systèmes astrophysiques tels les microquasars ou les blazars, que ce système est capable d'éjecter de la matière relativiste (figure 1.19, étape 1.). Il y a deux réservoirs d'énergie disponibles : l'énergie de liaison du disque, extraite par accrétion, et l'énergie de rotation du trou noir, que l'on peut extraire par l'effet Blandford-Znajek. Comment une fraction notable de cette énergie peut être injectée dans un écoulement relativiste est une question extrêmement complexe et encore très mal comprise.

Le modèle de « la boule de feu » proposé par Paczynski (1986) et Goodman (1986) (« fireball model », voir annexe B) est une version extrêmement simplifiée du mécanisme d'accélération, dans laquelle une énergie initiale  $E_0$  (énergie thermique, paires, énergie magnétique, ...) est déposée dans une masse  $M_0$  concentrée à l'intérieur du rayon  $R_0$ . Si l'ejecta reste optiquement épais suffisamment longtemps, toute l'énergie interne peut être convertie en éner-

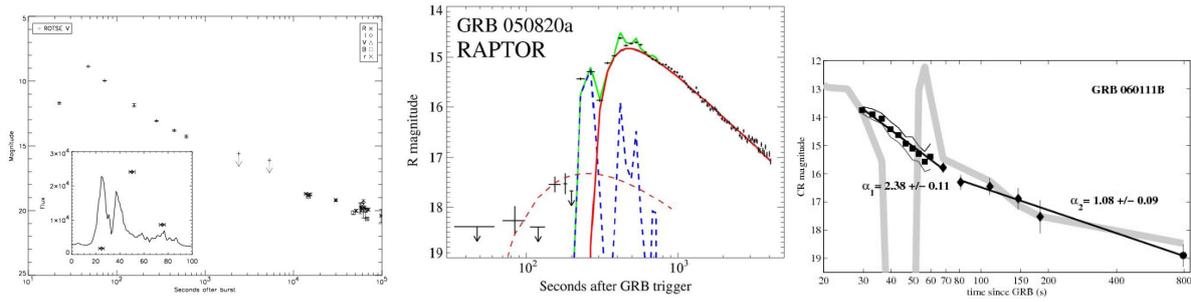


FIG. 1.11: Exemples de sursauts pour lesquels une détection dans le visible a eu lieu pendant la phase d'émission gamma. *Gauche* : GRB 990123, détecté par ROTSE (Robotic Optical Transient Search Experiment, Akerlof et al. (1999)). Le profil gamma obtenu par BATSE est montré dans l'encart. *Milieu* : GRB 050820a, détecté par RAPTOR (RAPid Telescopes for Optical Response, Vestrand et al. (2006)). Les mesures de RAPTOR sont indiquées par des croix noires. La courbe pointillée indique l'allure du profil gamma détecté par KONUS. *Droite* : GRB 060111b, détecté par TAROT (Télescopes à Action Rapide pour les Objets Transitoires, Klotz et al. (2006)). Le profil gamma obtenu par Swift est indiqué en grisé.

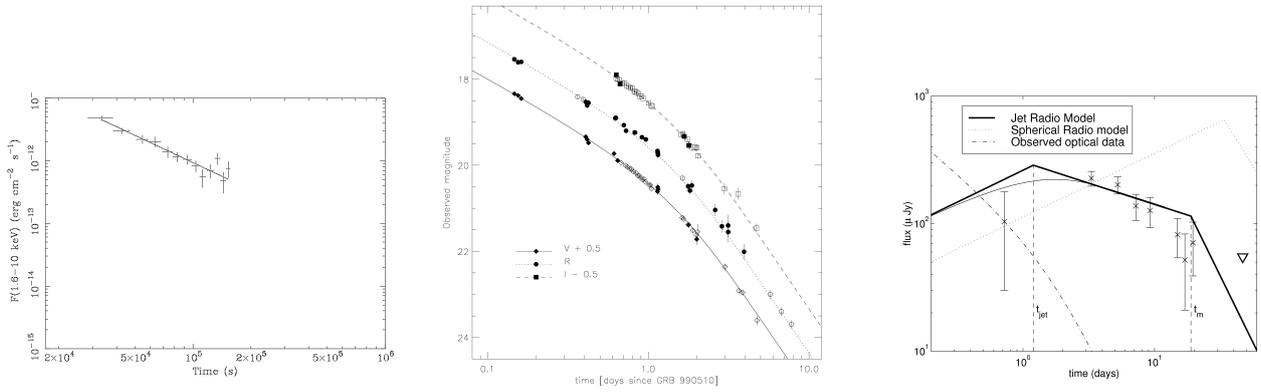


FIG. 1.12: Rémanences : quelques exemples de courbes de lumière à l'époque de Beppo-SAX. (2) un exemple de rémanence bien observée dans différents domaines spectraux : GRB 990510. *Gauche* : rémanence en X (de Pasquale et al. 2006). *Milieu* : rémanence dans le visible : une cassure achromatique est observée vers un jour (Harrison et al. 1999). *Droite* : rémanence radio (les points de données sont indiqués par des croix, les autres courbes correspondent à une modélisation discutée dans l'article de Harrison et al. (1999)).

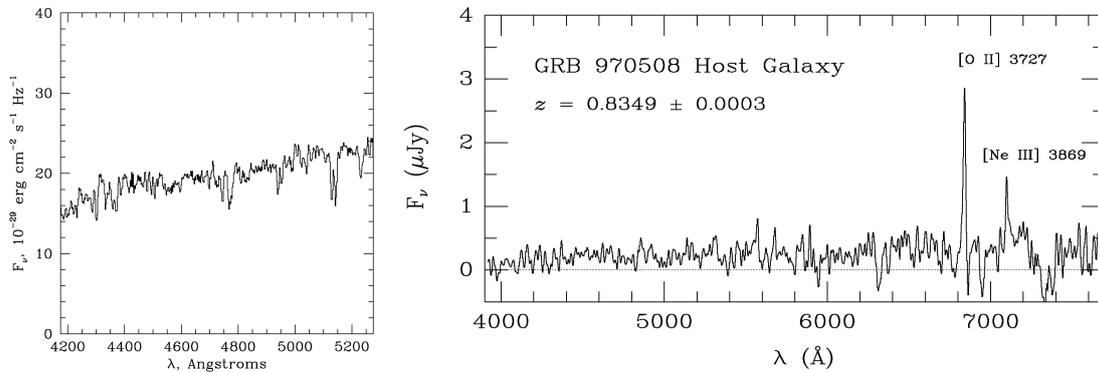


FIG. 1.13: Décalage vers le rouge des sursauts : exemple de GRB 970508 (premier « redshift » mesuré). *Gauche* : le spectre de la rémanence obtenu trois jours après le sursaut (Metzger et al. 1997). Un système est présent en absorption à  $z = 0.835$ . *Droite* : le spectre de la galaxie hôte du sursaut. Les raies en émission sont à  $z = 0.835$  (Bloom et al. 1998).

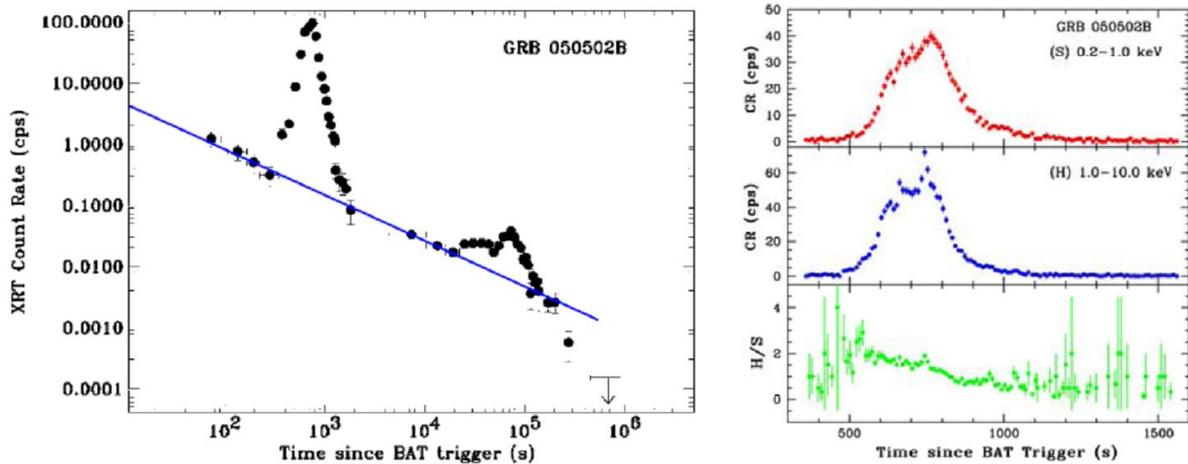


FIG. 1.15: Rémanences : « flares » dans la courbe de lumière X de GRB 050502B observé par Swift/XRT. La figure de droite montre l'évolution temporelle et spectrale du « flare » principal (figure tirée de Burrows et al. (2005)).

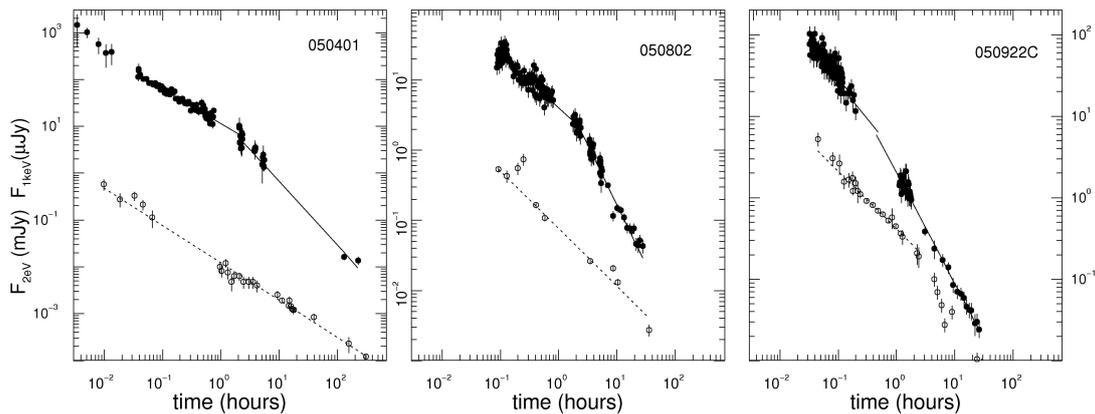


FIG. 1.16: Rémanences : cassures chromatiques. Ces cassures sont observées en comparant les courbes de lumière en X et en optique (Panaitescu et al. 2006a).

gie cinétique et la matière atteint un facteur de Lorentz final  $\Gamma_{\infty} = E_0/M_0c^2$  à la distance  $R_{\text{acc}} \sim \Gamma_{\infty}R_0$  (figure 1.19, étape 2.). Une étude approfondie du spectre gamma des sursauts permet de donner une limite inférieure au facteur de Lorentz requis :  $\Gamma \gtrsim 100$  (Lithwick & Sari 2001). Dans la réalité, le processus d'éjection est vraisemblablement beaucoup plus complexe et un champ magnétique intense joue probablement un rôle majeur. Dans le modèle du collapsar, il faut également tenir compte du fait que l'éjecta relativiste doit lutter contre les couches périphériques de l'étoile parent qui sont toujours en train de s'effondrer alors que le trou noir central est déjà formé. Notons qu'une question importante est celle de la pollution baryonique. Quel que soit le mécanisme d'accélération, un facteur de Lorentz élevé ne pourra être atteint que si la quantité de baryons éjectés est faible : l'enjeu est alors de transmettre toute l'énergie dis-

ponible (thermique ou magnétique) à très peu de baryons. Il est clair que cette première étape du scénario est de loin la plus complexe et la plus mal comprise. On peut distinguer trois pistes actuellement explorées : les modèles sans champ magnétique (du type « boule de feu »), les modèles d'écoulement magnétisés (l'énergie magnétique pouvant éventuellement représenter une fraction importante du total, voir par exemple Spruit et al. (2001)) et enfin un modèle purement électromagnétique (la pollution baryonique est initialement nulle, Lyutikov & Blandford (2003); Lyutikov et al. (2003)). Dans tous les cas, une fois l'éjecta relativiste produit, et celui-ci devenu transparent à grande distance de la source, on peut étudier les mécanismes par lesquels une fraction de l'énergie cinétique ou magnétique de l'écoulement peut être convertie en rayonnement pour expliquer le sursaut et sa rémanence.

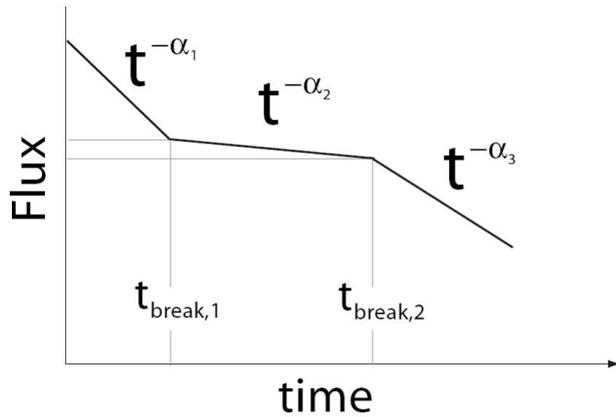


FIG. 1.17: **Rémanences : schéma de la courbe de lumière X typique observée par Swift/XRT.** (figure tirée de Nousek et al. (2006)).

**Emission du sursaut gamma :** dans le modèle purement électromagnétique ou les modèles d'ejecta fortement magnétisés, tout ou partie de l'émission gamma du sursaut pourrait être associée à des événements de reconnection magnétique dans l'écoulement. Néanmoins, le modèle le plus discuté pour expliquer l'émission gamma des sursauts reste le modèle des chocs internes (Rees & Meszaros 1994) : la source centrale étant fortement variable, le facteur de Lorentz dans l'ejecta relativiste n'est certainement pas uniforme. Les parties rapides vont donc rattraper les parties plus lentes et des ondes de choc vont se former et se propager dans l'ejecta (figure 1.19, étape 4.). Ceci se produit à grande distance de la source car les vitesses relatives entre différentes couches de l'écoulement sont faibles, l'ensemble allant à une vitesse très proche de celle de la lumière. Les chocs internes permettent de convertir une partie de l'énergie cinétique de l'ejecta en énergie interne (dans la matière choquée). Une fraction de cette énergie est injectée dans une population d'électrons relativistes, une autre fraction sert à amplifier le champ magnétique. Les électrons rayonnent alors leur énergie, sans doute par rayonnement synchrotron et diffusions Compton inverse. Ceci produit le sursaut gamma proprement dit.

D'autres mécanismes que les chocs internes peuvent opérer avant la phase des chocs internes et contribuer à l'émission observée. Ainsi dans le modèle du collapsar, lorsque l'ejecta relativiste se propage dans l'étoile en effondrement, un choc se forme. Lorsque ce choc atteint la surface de l'étoile (« shock breakout »), la matière accélérée par le choc rayonne. Ceci pourrait produire des précurseurs X ou gamma. Un autre processus doit forcément être présent dans la majorité des scénarios : l'émission photosphérique (figure 1.19, étape 3.). En effet, lorsque l'ejecta relativiste devient transparent, il doit produire une émission thermique s'il n'est pas parfaitement froid. Celle-ci s'ajoute

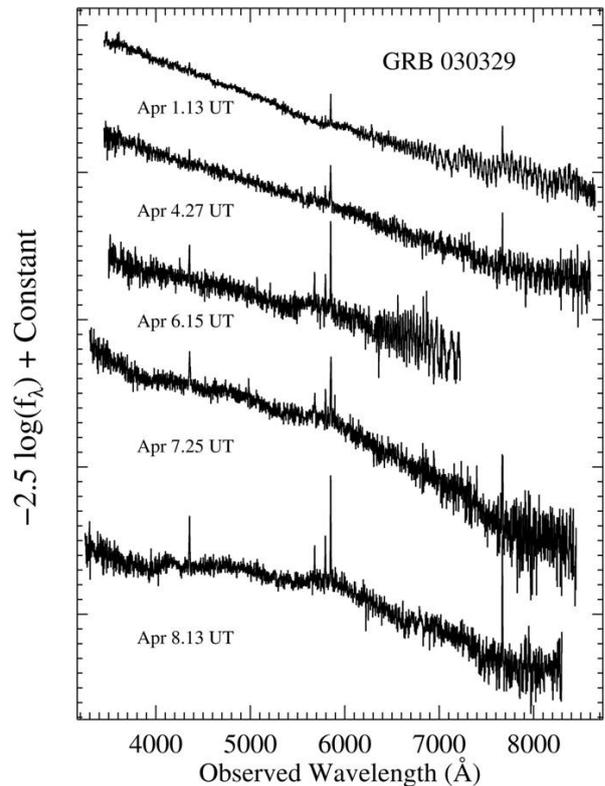


FIG. 1.18: **Association de GRB 030329 avec une supernova de type Ic.** Les raies larges de cette supernova apparaissent dans le spectre environ 5 jours après le sursaut (Stanek et al. 2003).

alors à la contribution non-thermique des chocs internes.

**Emission de la rémanence :** cette dernière étape est celle pour laquelle régnait le plus grand consensus avant le lancement de Swift : quelle que soit la nature initiale de l'ejecta (et son degré de magnétisation, à l'exception du modèle purement électromagnétique), il se charge progressivement en baryons et ce sont eux qui transportent l'énergie lorsque l'accélération est terminée. Cet écoulement ne se propage pas dans le vide mais dans le milieu environnant la source centrale. Lorsque la masse de milieu extérieur balayée devient suffisante (typiquement de l'ordre de  $M_0/\Gamma_\infty$ ), l'ejecta commence à ressentir l'effet de cet environnement. Une onde de choc très violente se forme et se propage dans le milieu extérieur. La dynamique de ce choc avant, dit choc externe (figure 1.19, étape 7.), est décrite analytiquement par la solution de Blandford & McKee (1976) qui est l'analogue relativiste de la solution de Sedov-Taylor dans le cas classique. Derrière l'onde de choc, à nouveau on s'attend à amplifier le champ magnétique et accélérer les électrons. Le rayonnement synchrotron produit serait à l'origine de la rémanence observée après le sursaut (Meszaros & Rees 1993). Accompagnant le choc avant, un choc en retour se propage dans l'ejecta relativiste (figure 1.19, étape 5.). Il

est généralement proposé (Sari & Piran 1999) que ce choc en retour produise un flash optique comme celui observé dans GRB 990123 (figure 1.11).

Mes contributions à l'interprétation physique des sursauts gamma s'inscrivent dans ce scénario en trois étapes. Cependant, si elles suivent précisément ce cadre commun pour l'évolution dynamique (éjection relativiste – chocs internes – décélération), l'interprétation diffère quelque peu sur les régions d'émission associées à chaque phase (émission gamma – rémanence). Déjà dans ma thèse de doctorat (1999), le rôle du choc en retour comme source possible de rayonnement X était mis en avant, alors qu'il est généralement considéré qu'il contribue plutôt sous forme d'un flash optique. Plus récemment, nous avons avec Franck Genet et Robert Mochkovitch ré-examiné la question de ce choc en retour et conclu que celui-ci pouvait dominer l'émission de la rémanence (sauf pendant les phases très tardives). Nous pensons que ce modèle résout un grand nombre des difficultés surgies depuis le lancement de Swift. Il s'agit d'un changement de paradigme important, qui demande à être encore testé en détail. La description de mon travail ci-après dans les chapitres 2 (moteur central) et 3 (différentes phases d'émission) permettra de comprendre, je l'espère, comment nous en sommes arrivés à cette proposition.

Cette première partie sur la physique des sursauts gamma se termine par sept annexes techniques, contenant en particulier une description assez complète du modèle cohérent des phases de chocs internes, choc en retour et choc externe que j'ai développé avec R. Mochkovitch.

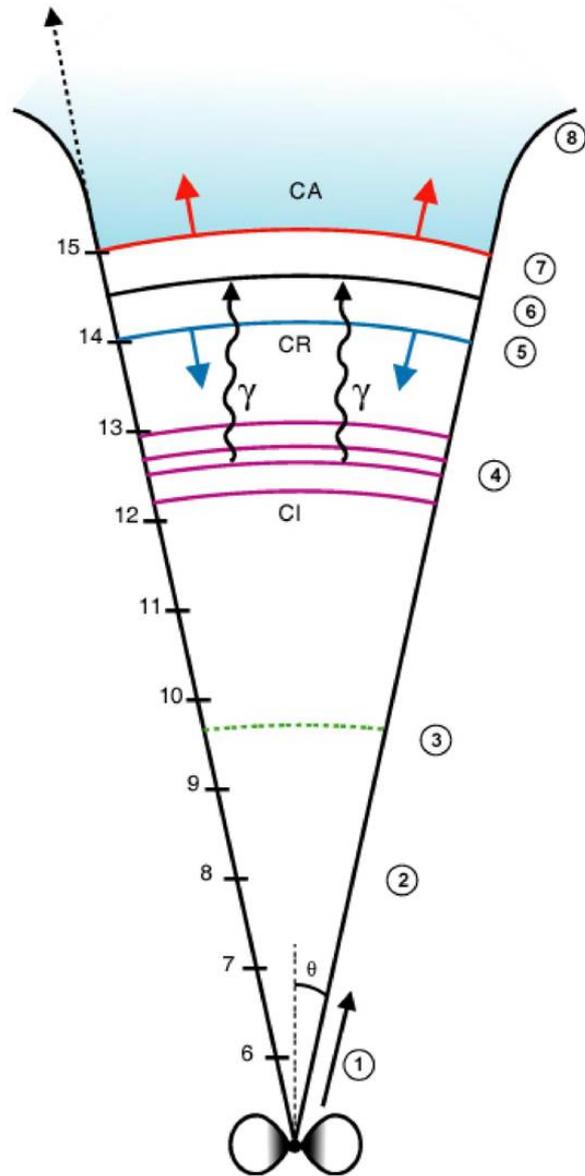


FIG. 1.19: **Vue schématique du scénario en trois étapes proposé pour les sursauts gamma.**

Le logarithme de la distance typique (en mètres) de chaque étape est indiquée sur le côté. **1.** Phase d'accélération : l'énergie présente (énergie thermique, énergie magnétique, ...) est convertie en énergie cinétique, portée par les baryons. L'ejecta devient ultra-relativiste. **2.** Fin de l'accélération : le facteur de Lorentz final est de l'ordre de 100 ou plus. **3.** A grande distance, l'ejecta devient transparent. Si de l'énergie interne résiduelle est encore présente, elle est alors rayonnée (émission photosphérique, quasi-thermique). **4.** Les chocs internes : ces ondes de choc se forment en raison des inhomogénéités initiales de la distribution du facteur de Lorentz. Elles se propagent dans l'ejecta relativiste et la matière choquée produit le sursaut gamma proprement dit. **5.** Le choc en retour : ce choc se forme lorsque la décélération par le milieu extérieur commence. Il se propage dans l'ejecta relativiste. On considère généralement qu'il produit un flash optique. Cependant, un modèle alternatif dans lequel le choc en retour est responsable de la rémanence est présenté au chapitre 3.3. **6.** Discontinuité de contact séparant l'ejecta relativiste du milieu extérieur. **7.** Le choc avant : cette onde de choc initialement ultra-relativiste se propage dans le milieu extérieur. Dans le scénario « standard » le choc avant est responsable de l'émission de la rémanence. **8.** Quand le facteur de Lorentz a suffisamment diminué, l'expansion latérale du jet commence. Plus tard le jet devient non-relativiste. Suivant l'énergie cinétique de l'ejecta et la densité du milieu extérieur, les phases de chocs internes (4), choc en retour (5) et choc externe (7) peuvent être chronologiquement bien séparées ou au contraire se superposer.



# Chapitre 2

## Le moteur central

### 2.1 Un disque épais autour d'un trou noir stellaire

#### Articles publiés en rapport avec le chapitre :

Daigne & Mochkovitch (1997); Font & Daigne (2002b,a); Daigne & Font (2004).

---

Mes travaux sur le moteur central portent sur la stabilité d'un système constitué d'un trou noir entouré d'un disque épais qui est invoqué dans la majorité des modèles de sursauts. Ce travail a commencé avec Robert Mochkovitch pendant ma thèse et s'est prolongé avec José-Antonio Font-Roda, postdoc au MPA à Garching en même temps que moi et désormais chercheur permanent de l'Université de Valence en Espagne.

Au début des années 1980, dans le cadre des travaux menés par l'« école polonaise » sur l'accrétion par les objets compacts, M. Abramowicz et ses collaborateurs ont montré qu'un tore de matière en équilibre hydrostatique autour d'un trou noir était dynamiquement instable. Le principe est le suivant : on considère un disque épais en équilibre hydrostatique autour d'un trou noir. Le tore de matière grossit jusqu'à remplir son lobe de Roche (figure 2.1a). Le transfert de masse vers le trou noir est alors possible au niveau du cercle de Lagrange  $L_1$  (l'équivalent du point de Lagrange  $L_1$  dans un système binaire). Du fait de ce transfert de masse (augmentation de la masse du trou noir, diminution de la masse du disque), la position des équipotentielles évolue. Deux situations sont possibles après le transfert : (1) soit le rayon du cercle  $L_1$  s'est rapproché plus rapidement du trou noir que le rayon du bord interne du disque (figure 2.1c). Dans ce cas, le transfert de masse s'arrête et ne reprend que lorsque le disque a grossi suffisamment pour atteindre à nouveau  $L_1$ . Il s'agit donc d'un processus auto-régulé et l'accrétion est stable. (2) soit le rayon du cercle  $L_1$  ne se rapproche pas assez vite du trou noir et le disque se retrouve débordant de son lobe de Roche (figure 2.1b). Le transfert de masse s'accélère alors et le disque se vide rapidement dans le trou noir. Il s'agit d'un processus catastrophique purement dynamique.

L'étude de cette instabilité est de toute première importance pour les sursauts gamma. En effet l'échelle de temps dynamique autour d'un trou noir stellaire (période orbitale au bord interne du disque par exemple) est de l'ordre de quelques millisecondes. Si l'instabilité décrite ci-dessus a bien lieu, la durée de vie du disque est donc automatiquement très brève (Nishida et al. 1996). Or le modèle des chocs internes ne peut se contenter d'une éjection relativiste quasi-instantanée par la source centrale. Au contraire, il nécessite que l'éjection ait une durée comparable à la durée observée du sursaut (au facteur cosmologique  $1+z$  près), soit plusieurs centaines de secondes pour les sursauts les plus longs. La durée de vie du système disque+trou noir ne doit donc pas être contrôlée par l'échelle de temps dynamique du système mais par d'autres échelles de temps plus longues (transport visqueux ou durée de vie du réservoir de masse alimentant le disque).

L'étude originale de Abramowicz et al. (1983) était effectuée dans un cadre simplifié : l'auto-gravité du disque est négligée, celle du trou noir traitée par un pseudo-potential newtonien. L'équation d'état du disque est celle d'un polytrophe d'indice  $\gamma = 4/3$ . La distribution de moment angulaire dans le disque est constante. Enfin, la dynamique du système n'est pas vraiment étudiée : une première configuration d'équilibre est construite dans laquelle le disque remplit exactement son lobe de Roche. Une telle configuration dépend de quelques paramètres (en plus de la constante  $\kappa$  apparaissant dans l'équation du polytrophe  $P = \kappa\rho^\gamma$ ) : masse du trou noir, masse du disque et moment angulaire spécifique dans le disque. Une masse  $\Delta M$  est alors soustraite du disque et ajoutée au trou noir et la nouvelle configuration est construite. On regarde alors si le disque est à l'intérieur ou à l'extérieur de son lobe de Roche pour conclure sur la stabilité du transfert de masse. Les auteurs ont trouvé que pour des choix réalistes des paramètres le disque était toujours instable. D'autres études ont confirmé ce résultat pour des équations d'état plus réalistes ou en traitant la gravité de manière exacte, c'est à dire en résolvant les équations d'Einstein pour inclure la gravité du trou noir et celle du disque (cf. la liste donnée dans la table 1 de Font & Daigne (2002b)).

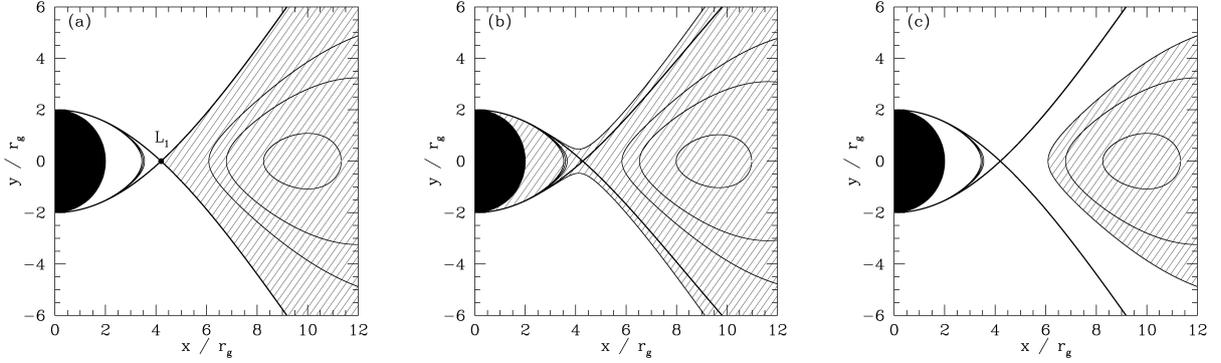


FIG. 2.1: **Instabilité dynamique d'un disque épais autour d'un trou noir : “the runaway instability”**. Chaque figure montre la configuration des équipotentielles du système disque+trou noir et en particulier le rayon du cercle de Lagrange  $L_1$ . (a) situation initiale où le disque remplit exactement son lobe de Roche. (b) situation instable : le disque déborde du lobe de Roche. (c) situation stable, le disque est à l'intérieur du lobe de Roche (figure tirée de Font & Daigne (2002b)).

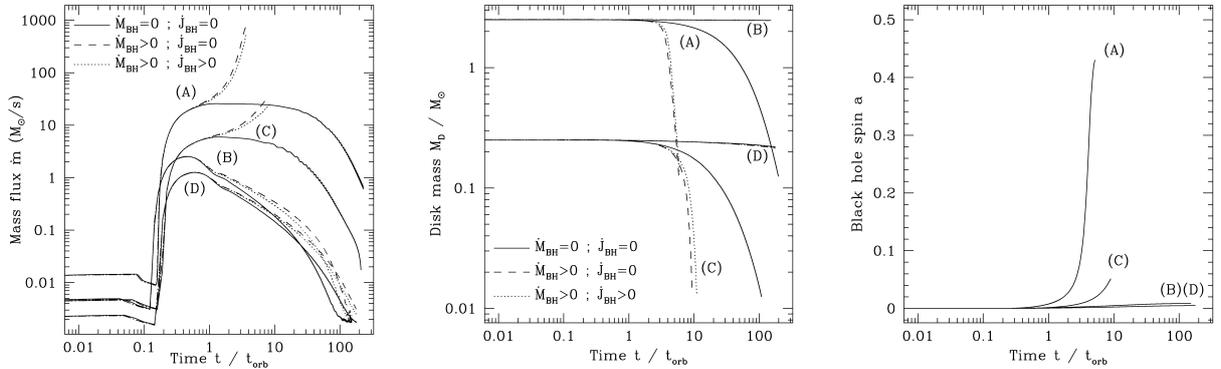


FIG. 2.2: **Evolution temporelle d'un système stable/instable**. Comparaison entre deux cas stables (B et D) et deux cas instables (A et C). Les trois figures montrent respectivement le taux d'accrétion, la masse du disque et le moment angulaire du trou noir en fonction du temps (en unité de la période orbitale au centre du disque) pendant la durée de la simulation. La simulation complète (transfert de masse et de moment angulaire) est en trait pointillé. Dans les cas A et C, on voit clairement le taux d'accrétion augmenter de manière catastrophique et le disque se vider dans le trou noir en lui donnant sa masse et son moment angulaire. Dans les cas B et D, l'accrétion a lieu de manière beaucoup plus régulière (tiré de Font & Daigne (2002a)).

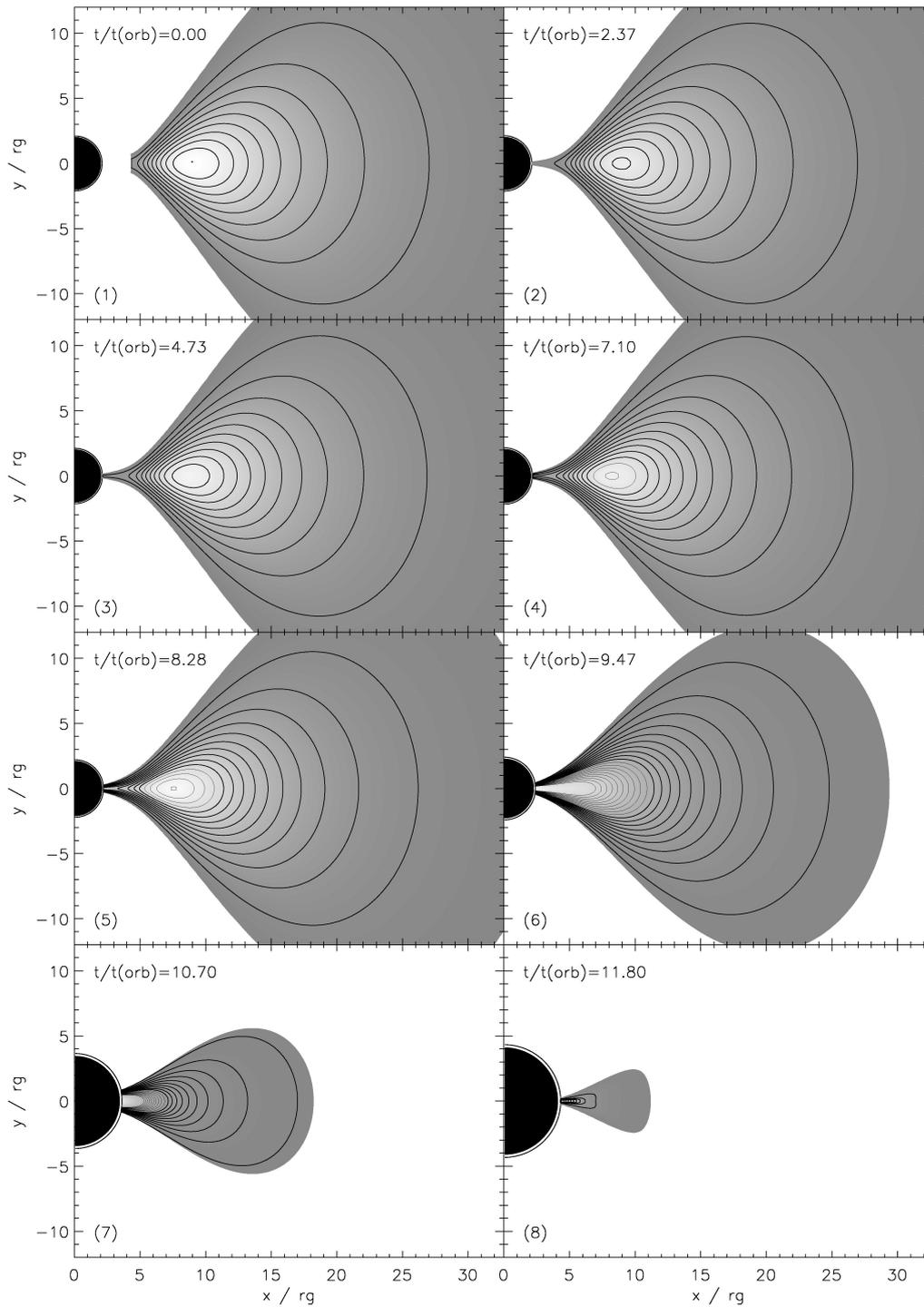


FIG. 2.3: **Evolution du disque dans un cas instable.** Chaque image correspond à un temps différent, donné en unité de la période orbitale au centre du disque. Le transfert de masse est instable et le disque se vide entièrement en environ 12 périodes (tiré de Font & Daigne (2002b)).

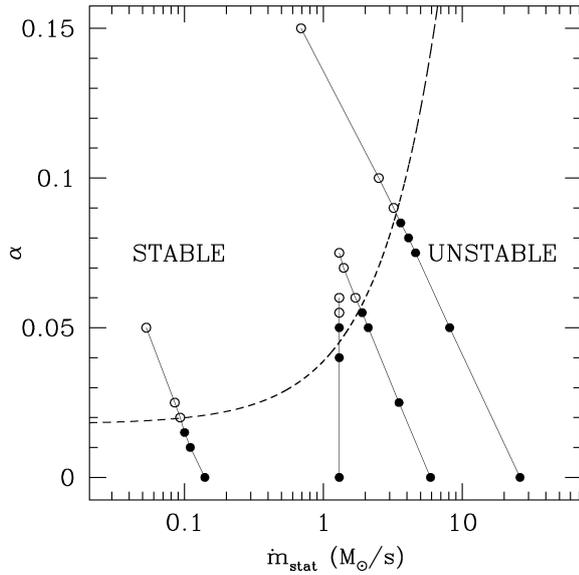


FIG. 2.4: Evolution de la pente critique (distribution du moment angulaire spécifique dans le plan équatorial du disque) séparant les cas stable et instable, en fonction du taux d'accrétion initial. (figure tirée de Daigne & Font (2004)).

L'idée que R. Mochkovitch et moi avons avancée est que l'hypothèse d'une distribution de moment angulaire constante dans le disque favorise l'instabilité. Nous avons donc testé si la force centrifuge supplémentaire dans le cas d'une distribution de moment angulaire croissante vers l'extérieur peut être suffisante pour stabiliser le disque. J'ai pour cela repris exactement le même calcul que dans l'article initial d'Abramowicz (c'est-à-dire dans un cadre pseudo-newtonien et en considérant une succession de configurations d'équilibre) en ne changeant que l'hypothèse sur le moment angulaire. Les configurations d'équilibre sont un peu plus difficiles à construire dans ce cas, mais ceci reste faisable. Pour des lois du type  $l(\varpi) \propto \varpi^\alpha$  ( $l(\varpi)$  étant le moment angulaire spécifique à la distance  $\varpi$  de l'axe de rotation), nous avons trouvé que le transfert devenait stable même pour des pentes faibles ( $\alpha \gtrsim 0.07$ , bien en dessous de la valeur képlérienne  $\alpha = 1/2$ ). Ces résultats ont été publiés dans Daigne & Mochkovitch (1997). Par la suite (calcul publié uniquement dans ma thèse de doctorat), j'ai repris le même calcul en incluant l'auto-gravité du disque (dans la pratique, j'ai utilisé la version de la méthode du Self Consistent Field développée par Hachisu (1986)) et montré que la stabilité demeurait.

Ces résultats intéressants pour les sursauts gamma se devaient d'être confirmés par une étude en relativité générale. C'est ce que j'ai entrepris de faire avec J.A. Font. J'ai

pour cela dû construire un code capable de construire l'état initial souhaité, c'est-à-dire une configuration d'équilibre disque+trou noir. L'auto-gravité du disque est négligée si bien que la métrique est une métrique de Kerr. Cette étape est très délicate car la structure des surfaces de moment angulaire constant est différente par rapport au cas classique : au lieu de simples cylindres droits (le moment angulaire ne dépend que de la distance  $\varpi$  à l'axe de rotation), ces surfaces gardent une topologie cylindrique en relativité générale (cylindres de von Zeipel) mais leur forme dépend de la valeur du moment angulaire. Il faut donc les reconstruire à partir de la distribution de moment angulaire supposée dans le plan équatorial du disque. Cette procédure est décrite en détail dans Font & Daigne (2002b) (moment angulaire constant) et Daigne & Font (2004) (moment angulaire variable). Cet état initial est ensuite utilisé avec le code hydrodynamique relativiste de J.A. Font, que nous avons légèrement modifié pour avoir une métrique de Kerr dépendante du temps : la masse du trou noir  $M_{\text{BH}}(t)$  et son moment angulaire normalisé  $a(t)$  ( $0 \leq a \leq 1$ ) augmentent en tenant compte du transfert de masse et de moment angulaire au bord interne de la grille. Pour la première fois, nous avons pu ainsi confirmer au moyen d'une simulation hydrodynamique en relativité générale l'existence de l'instabilité dans le cas d'un moment angulaire constant (cf. figure 2.3). Nous avons pu aussi calculer l'échelle de temps sur laquelle elle avait lieu et montrer que cette échelle de temps était bien dynamique : le disque se vide en quelques dizaines de millisecondes dans le trou noir (Font & Daigne 2002b). Nous avons également pu vérifier le rôle stabilisateur d'une distribution de moment angulaire dans le disque croissante vers l'extérieur (Font & Daigne 2002a) (cf. figure 2.2). Enfin, nous avons pu estimer la pente critique  $\alpha_{\text{cr}}$  séparant les cas instables et les cas stables et étudier sa dépendance aux paramètres du problème (Daigne & Font 2004) (cf. figure 2.4).

En conclusion, ces travaux montrent que pour les paramètres attendus dans les sursauts gamma, il est probable que l'instabilité dynamique découverte par M. Abramowicz et collaborateurs n'ait pas lieu. Une confirmation définitive nécessiterait d'inclure l'auto-gravité du disque dans nos simulations, ce qui est hors de portée pour l'instant. Si cette instabilité est évitée, il convient de prendre en compte une physique plus réaliste pour étudier le devenir du disque et l'histoire de l'accrétion : viscosité, champ magnétique, processus de chauffage et de refroidissement, ... Plusieurs équipes s'attaquent actuellement à ce problème difficile. Dans le modèle du collapsar, il semble possible de maintenir le disque pendant une durée suffisante pour expliquer les sursauts longs. Cependant le lien entre l'accrétion et l'éjection relativiste n'est pas encore suffisamment bien compris pour conclure définitivement.

## 2.2 L'éjection relativiste

### Articles publiés en rapport avec le chapitre :

Spruit, Daigne, & Drenkhahn (2001); Daigne & Drenkhahn (2002); Daigne & Mochkovitch (2002a).

Entreprendre une modélisation complète du processus d'éjection relativiste dans les sursauts gamma est actuellement hors d'atteinte, tant la physique impliquée est complexe : en raison de la présence de l'objet compact central, le problème doit être traité en relativité générale. La masse du disque ne peut pas être négligée et la forme de la métrique doit donc être déterminée en résolvant les équations d'Einstein. Le traitement du disque nécessite d'inclure une équation d'état réaliste pour la matière dense. Il faut également traiter la présence de champs magnétique intenses, les processus de chauffage et de refroidissement, et en particulier ceux liés aux neutrinos. Chacun de ces points est généralement un sujet d'étude en soi et aucun projet ne prend en compte l'ensemble de cette physique. Ceci n'empêche pas d'étudier spécifiquement certains aspects du problème pour essayer de dégager les conditions nécessaires à la production d'un ejecta relativiste avec un facteur de Lorentz  $\Gamma_\infty \gtrsim 100$ .

### 2.2.1 Limitation de la pollution baryonique

Pendant ma thèse, je me suis essentiellement intéressé à la question de la pollution baryonique à la base de l'écoulement, dans le cas où celui-ci est initialement guidé le long des lignes de champ magnétique ancrées dans le disque (figure 2.5). Différentes sources de chauffage susceptibles de « pousser » initialement la matière le long des lignes de champ ont été envisagées : chauffage par les neutrinos (capture des neutrinos par les nucléons, par les électrons, annihilation neutrino-antineutrino) ou reconnection magnétique près de la surface du disque. La dynamique a été traitée de manière extrêmement simplifiée (cadre pseudo-newtonien, régime stationnaire) tout en espérant identifier de manière qualitative les principaux facteurs physiques qui contrôlent le flux de masse. Cette étude a montré qu'il était possible de limiter la pollution baryonique au niveau exigé pour les sursauts gamma à deux conditions très contraignantes : (1) les lignes de champ dans la région interne du disque doivent être quasi-verticales et (2) le disque ne doit pas être trop chaud ( $T \lesssim 2$  MeV). Si ces conditions ne sont pas respectées, l'écoulement issu du disque est dense et non relativiste. Il peut cependant servir à confiner l'écoulement le long des lignes de champ directement ancrées dans l'ergosphère du trou noir (effet Blandford-Znajek) (Daigne & Mochkovitch 2002a).

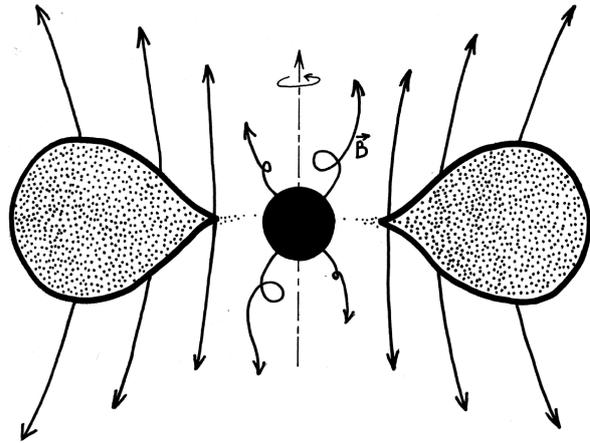


FIG. 2.5: Vue schématique du moteur central : trou noir et disque épais. Quelques lignes de champ magnétique ancrées dans le disque et dans l'ergosphère du trou noir sont aussi représentées.

### 2.2.2 Rôle du champ magnétique

Pendant mon séjour postdoctoral au MPA à Garching j'ai étudié avec Henk Spruit et Georg Drenkhahn le rôle d'un champ magnétique à grande échelle ancré dans la source centrale. Quelle est l'intensité du champ à grande échelle ? Quelle est sa géométrie ? Peut-il jouer un rôle pour l'accélération de l'ejecta relativiste ? Pour l'émission gamma ? Nous avons essayé de donner des éléments de réponse à ces différentes questions et nous avons mis l'accent sur le rôle crucial que peut jouer la reconnection magnétique. Naturellement, une approche plus quantitative, fondée sur une modélisation à trois dimensions (indispensable pour saisir le processus de reconnection) serait nécessaire mais reste pour l'instant hors de portée.

#### Champ à grande échelle

**Approximation MHD.** Nous avons tout d'abord montré qu'en raison de la présence des baryons, la densité dans l'ejecta relativiste des sursauts gamma est suffisante pour que l'approximation MHD reste valide jusqu'à des distances très élevées (au-delà du rayon de décélération) :<sup>1</sup>

$$R_{\text{MHD}} \simeq 10^{21} \text{ cm } E_{52}^{1/2} \Omega_4^{-1} \tau_0^{-1}, \quad (2.1)$$

où  $E$  est l'énergie totale injectée dans l'écoulement (énergie cinétique et énergie magnétique),  $\Omega$  est la fréquence de rotation à la base de l'écoulement et  $\tau$  est la durée de l'éjection. Ceci est une différence majeure avec le prototype du vent relativiste magnétisé qu'est le vent d'un pulsar (purement leptonique), dans lequel l'approximation MHD n'est pas valide à toutes les distances.

<sup>1</sup>Dans tout ce document, sauf précision contraire, nous adoptons la notation  $Q_x$  pour  $Q/10^x$  c.g.s.

**Champ « piégé » dans l'ejecta relativiste.** Nous avons ensuite tenté de décrire quelques configurations possibles pour le champ magnétique, ainsi que l'évolution du champ le long de l'écoulement dans chacun de ces cas. Nous nous plaçons dans la situation où l'éjection ayant une durée  $\tau$ , l'ejecta est une couche fine de largeur  $\sim c\tau$  se propageant avec une vitesse  $\sim c$  et un facteur de Lorentz  $\Gamma \gg 1$ . Cette couche emporte avec elle les lignes de champ magnétique ancrées dans la source (champ à grande échelle) : le champ est en quelque sorte « piégé » dans l'ejecta (« trapped field »). Lorsqu'on néglige la reconnection magnétique dans l'ejecta, la constance de l'épaisseur de la couche implique l'évolution suivante pour le champ gelé :

$$\begin{aligned} B_r &\propto R^{-2}, \\ B_\theta \sim B_\phi &\propto R^{-1}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Ceci a une conséquence importante : *en l'absence de reconnection, l'énergie magnétique dans l'ejecta reste constante* ( $B^2$  varie comme  $R^{-2}$  et le volume de la couche comme  $R^2$ ). Que le champ magnétique soit « passif » (il est gelé dans l'ejecta) ou « actif » (il joue un rôle dynamique, contribuant à guider l'écoulement et à le maintenir collimaté), il ne contribue pas directement à l'accélération. Il peut cependant être assez élevé pour expliquer le rayonnement synchrotron observé sans avoir à invoquer un processus d'amplification par les chocs (cf. chapitre 3.2).

On appelle  $\alpha_{LS}$  la fraction de l'énergie totale présente sous forme magnétique

$$\alpha_{LS} = \frac{u_{\text{mag}}}{u_{\text{tot}}}. \quad (2.3)$$

Cette expression est valable dans le référentiel de la source, où

$$u_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi}; \quad u_{\text{kin}} = \rho\Gamma^2 c^2; \quad u_{\text{tot}} = \frac{\dot{E}}{4\pi R^2 c},$$

avec  $B$  le champ magnétique (référentiel de la source),  $\rho$  la densité comobile,  $u_{\text{kin}}$  la densité d'énergie cinétique et  $\dot{E}$  le flux d'énergie total injecté dans l'écoulement. La définition de  $\alpha_{LS}$  s'applique aussi dans le référentiel en comouvement avec l'ejecta relativiste, où

$$u'_{\text{mag}} = \frac{B'^2}{8\pi}; \quad u'_{\text{kin}} = \rho c^2; \quad u'_{\text{tot}} = \frac{\dot{E}}{4\pi R^2 \Gamma^2 c},$$

avec  $B'$  le champ magnétique comobile. Nous avons considéré plusieurs situations possibles, et avons essayé de déterminer l'ordre de grandeur de  $\alpha_{LS}$  dans chaque cas. Cette valeur de  $\alpha_{LS}$  est donnée en l'absence de dissipation magnétique dans l'écoulement. Nous discutons par la suite pour chaque configuration les possibilités de dissipation magnétique, en particulier par reconnection.

**Cas d'un champ « passif ».** Nous avons considéré le cas d'une « boule de feu » éjectée par une source centrale non

spécifiée de taille  $R_0$  qui posséderait un champ magnétique dipolaire de moment  $\mu$  (cf. figure 2.6). Dans le cas où le champ est purement passif (il ne joue aucun rôle dynamique dans l'écoulement), l'énergie magnétique est forcément faible devant l'énergie cinétique. Nous trouvons

$$\alpha_{LS}^{\text{passif}} \lesssim \frac{R_0}{c\tau} \ll 1. \quad (2.4)$$

Si le champ ne joue aucun rôle pour la dynamique, il n'est cependant pas inenvisageable qu'il soit important pour le rayonnement (cf. section 3). Il est important de noter que le cas d'un champ « passif » peut s'appliquer aussi à un moteur central très magnétisé, si cette énergie magnétique peut être dissipée très vite, par exemple si de la reconnection a lieu à courte distance de la source. Une grande partie de l'énergie magnétique est alors convertie en énergie interne (sous forme vraisemblablement d'un plasma de paires très optiquement épais) et cette énergie thermique peut alors accélérer la boule de feu exactement comme dans le scénario habituel sans champ magnétique. Si la dissipation magnétique n'est pas totale, il reste un champ passif avec  $\alpha_{LS} \ll 1$ .

**Cas d'un champ « actif ».** Nous avons ensuite considéré le cas d'un champ magnétique « actif », qui extrait l'énergie de rotation de la source centrale. La rotation des lignes de champ induit une composante azimuthale  $B_\theta$ . On appelle  $R_1$  le rayon où cette composante est égale à la composante radiale ( $R_1$  est de l'ordre du rayon d'Alfvén, entre le rayon de la source centrale  $R_0$  et celui du cylindre de lumière  $R_L = c/\Omega$ ,  $\Omega$  étant la vitesse de rotation de la source). Si le champ de la source est dominé par la composante dipolaire, de moment  $\mu$ , la puissance extraite par le champ magnétique est

$$L = \frac{\Omega\mu^2}{R_1^2}. \quad (2.5)$$

Pour un champ magnétique de surface très élevé ( $\sim 10^{15}$  G) et une vitesse de rotation très rapide ( $\sim 10^4$  Hz), cette puissance est de l'ordre de quelques  $10^{53}$  erg.s $^{-1}$ . Suivant la configuration du champ magnétique, des évolutions assez différentes sont envisageables.

– *Cas sans symétrie axiale.* Envisageons tout d'abord un cas sans symétrie axiale. La situation la plus simple est celle d'un écoulement magnétisé généré par un rotateur perpendiculaire. Ceci correspond à une source de type « pulsar » (figure 2.7). A la surface  $R_0$  de la source, le champ est plus intense à l'équateur et on s'attend donc à ce que la puissance émise soit plus forte dans le plan équatorial. La figure 2.7 décrit la configuration adoptée. L'intensité du champ est naturellement plus intense que dans le cas « passif ». On trouve

$$\alpha_{LS}^{\text{actif, non axi-symétrique}} \simeq \frac{R_0}{R_L} \simeq 0.1 - 1. \quad (2.6)$$

L'ordre de grandeur ( $\alpha_{LS} \sim 0.1 - 1$ ) correspond à  $R_L \sim R_0$ , ce qui est possible si la « taille » de la source centrale est de

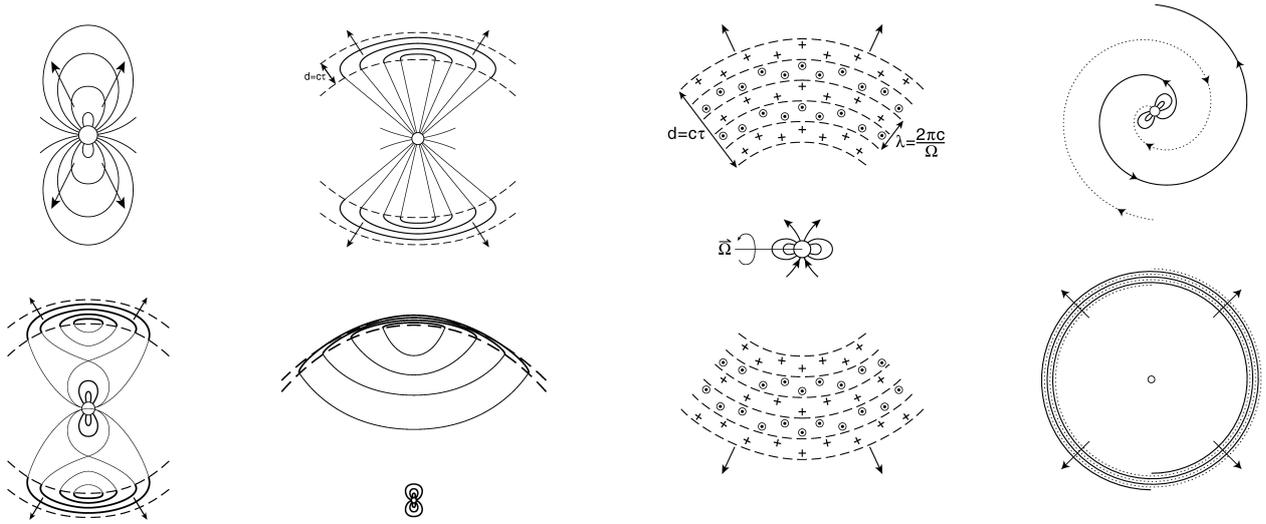


FIG. 2.6: **Géométrie du champ magnétique : champ « passif »**. La source centrale possède un champ magnétique dipolaire (en haut à gauche) et éjecte une « boule de feu ». Lorsque l'écoulement devient relativiste, la couche évolue à vitesse  $\sim c$  et à largeur  $\sim c\tau$  constante, et le champ magnétique est tellement étiré qu'il est essentiellement tangentiel à l'intérieur de l'ejecta (en haut à droite). Dans la région intérieure (derrière la couche relativiste, région très peu dense), le champ se réorganise par reconnection pour adopter à nouveau une configuration dipolaire (en bas à gauche). Plus la couche avance, plus son épaisseur devient négligeable par rapport à la distance parcourue (en bas à droite). L'évolution finale du champ dépend d'éventuels processus de reconnection dans la couche relativiste à grande distance (figure tirée de Spruit, Daigne, & Drenkhahn 2001).

l'ordre de quelques dizaines de kilomètres et si  $\Omega \sim 10^4$  Hz, ce qui correspond à  $R_L = 30$  km. On note (voir l'orientation des lignes de champ sur la figure 2.7) que le champ à l'intérieur de l'ejecta varie sur de petites échelles  $\pi c/\Omega \ll c\tau$  : cette configuration est donc très favorable pour la reconnection magnétique.

–*Cas avec symétrie axiale*. Un cas différent est celui d'un écoulement magnétisé collimaté, généré par un rotateur axi-symétrique. Ceci correspond à une géométrie de type « jet » (figure 2.7), mais dans un cas non stationnaire où l'éjection ne dure qu'une durée  $\tau$ . C'est le cas le plus généralement envisagé pour les sursauts gamma. Le champ est initialement poloïdal près de la source et s'enroule ensuite autour de l'axe pour devenir azimuthal. Ceci participe d'ailleurs à la collimation du jet. En l'absence de reconnection et pour un angle d'ouverture  $\Delta\theta$  constant, l'évolution du champ est donnée par

$$\begin{aligned} B_\phi &\propto \varpi^{-1} \propto z^{-1}, \\ B_p &\propto z^{-2}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

où  $\varpi$  est la distance à l'axe,  $z$  la distance le long de l'axe,

FIG. 2.7: **Géométrie du champ magnétique : champ « actif » non-axisymétrique**. On considère le cas d'écoulement magnétisé quasi-sphérique issu d'un rotateur perpendiculaire (de type « pulsar »). *Gauche* : vue dans le plan équatorial. Les points et les plus indiquent les lignes de champ qui entrent et qui sortent du plan du schéma. *Droite* : vue depuis le pôle sur l'axe de rotation. La figure du bas est vue à grande échelle et correspond à une distance parcourue plus grande (c'est-à-dire plus tard dans l'évolution de l'ejecta) (figure tirée de Spruit, Daigne, & Drenkhahn 2001).

$B_\phi$  et  $B_p$  les composantes azimuthale et poloïdale du champ. Comme dans le cas précédent, l'intensité du champ est plus grande que dans le cas « passif » :

$$\alpha_{LS}^{\text{actif,jet}} \simeq O(1). \quad (2.8)$$

Lorsque l'ouverture du jet  $\Delta\theta$  est faible, le champ dans cette configuration est connu pour être fortement instable, par la « kink instability » (instabilité « d'entortillement »). Cette instabilité produit un premier mécanisme de dissipation magnétique. Le champ adapte ensuite une configuration non axi-symétrique, dans laquelle de la reconnection peut avoir lieu.

### Reconnection magnétique

**A quelle distance la dissipation a-t-elle lieu ?** Nous avons mentionné à plusieurs reprises la possibilité d'avoir de la reconnection magnétique dans l'écoulement. Savoir où celle-ci se produit est crucial. En effet, si la dissipation magnétique a lieu alors que l'ejecta est encore optiquement épais, c'est-à-dire pour  $R < R_{ph}$ , avec  $R_{ph}$  le rayon de la photosphère, estimé à la section 3.1, alors l'énergie interne produite sera convertie en énergie cinétique et contribuera à l'accélération de l'ejecta, éventuellement de manière très significative pour les valeurs de  $\alpha_{LS}$  élevée (champ « actif »). La valeur résiduelle de  $\alpha_{LS}$  après dissipation

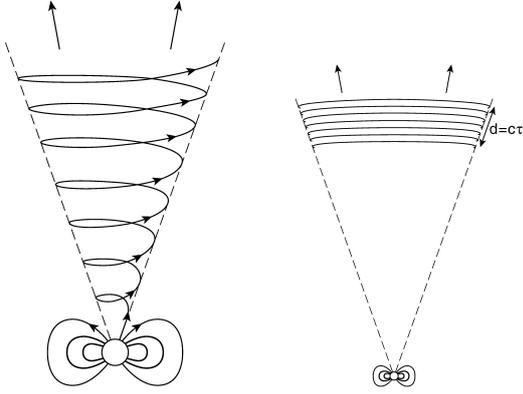


FIG. 2.8: **Géométrie du champ magnétique : champ « actif » axisymétrique.** On considère le cas d'un écoulement magnétisé collimaté, émis par un rotateur à symétrie axiale. *Gauche* : schéma de la configuration proche de la source. Le champ dans l'éjecta s'enroule pour devenir toroïdal. *Droite* : vue à grande échelle plus tard dans l'évolution de l'éjecta. Le champ dans l'éjecta relativiste est accumulé en couches et correspond à un flux essentiellement toroïdal. Ce schéma ignore tous les processus non axisymétriques (« kink instability », reconnection, ...) qui peuvent dissiper une partie de l'énergie contenue dans cette configuration (figure tirée de Spruit, Daigne, & Drenkhahn 2001).

sera faible (champ « passif »). Le cas extrême est celui d'une dissipation efficace très précoce qui conduit en fait à un écoulement de type « boule de feu » non magnétisée. Si par contre la reconnection n'opère qu'à grande distance, quand l'éjecta est transparent ( $R > R_{\text{ph}}$ ), alors l'énergie magnétique dissipée pourrait être une source supplémentaire de rayonnement. Ceci a été examiné par G. Drenkhahn pendant sa thèse (Drenkhahn & Spruit 2002).

Dans les deux cas de champs « actifs » considérés précédemment (intensité donnée par les équations 2.6 et 2.8), la configuration du champ (non axisymétrique, quasi-sphérique dans le premier cas, axisymétrique, collimatée le long de l'axe de rotation dans le second cas) est très loin d'une configuration d'énergie minimale : il y a donc un réservoir d'énergie qui peut éventuellement être dissipé. Dans le premier cas, la reconnection est attendue aux interfaces entre les lignes de champ de polarité opposée (cf. figure 2.7). Dans le second cas, la dissipation a lieu d'abord à cause de la « kink instability », qui produit un certain écart à la symétrie axiale et rend possible également la reconnection magnétique. L'étude de la reconnection est un sujet délicat mais les quelques simulations 2D et 3D disponibles montrent que ce processus opère à une vitesse  $\varepsilon v_A$ , où  $\varepsilon \lesssim 1$  et  $v_A$  est la vitesse d'Alfvén, et qu'il est distribué en quelques points bien localisés.

Dans le cas du rotateur perpendiculaire, nous avons vu que le champ variait (dans le référentiel de la source) sur une échelle spatiale  $\pi c/\Omega \ll c\tau$ . Dans le référentiel en comouvement avec l'éjecta relativiste, l'échelle de temps du processus de dissipation magnétique est donc donnée par

$$t'_{\text{rec}} \simeq \frac{\Gamma \pi c / \Omega}{\varepsilon v'_A}. \quad (2.9)$$

La vitesse d'Alfvén dans le référentiel en comouvement avec l'éjecta vaut

$$v'_A = \frac{v'_B}{\sqrt{1 + \left(\frac{v'_B}{c}\right)^2}}, \quad (2.10)$$

avec  $v'_B = B' / \sqrt{4\pi\rho}$ , soit

$$\frac{v'_A}{c} \simeq \sqrt{\alpha_{\text{LS}}}. \quad (2.11)$$

La vitesse d'Alfvén est donc de l'ordre de  $c$ . La distance typique à laquelle la reconnection a lieu est finalement donnée par

$$\begin{aligned} R_{\text{rec}} &= \Gamma c t'_{\text{rec}} \simeq \Gamma^2 \frac{\pi c}{\varepsilon \Omega \sqrt{\alpha_{\text{LS}}}} \\ &\simeq \frac{9 \times 10^{11} \text{ cm}}{\sqrt{\alpha_{\text{LS}}}} \Omega_4^{-1} \Gamma_2^2 \varepsilon^{-1}. \end{aligned}$$

Dans le cas axisymétrique, l'échelle spatiale de variation du champ est la dimension transverse  $R\Delta\theta$  (identique dans le référentiel de la source et le référentiel en comouvement avec l'éjecta). Dans le référentiel de la source, l'échelle de temps sera donc  $t_{\text{rec}} = \Gamma R\Delta\theta / (\varepsilon v'_A)$ . Ceci est plus petit que le temps nécessaire pour atteindre le rayon  $R$  ( $\sim R/c$ ) si  $\Delta\theta < \varepsilon \sqrt{\alpha_{\text{LS}}} / \Gamma$ . Cet angle est a priori petit et le processus de reconnection est donc limité à la région intérieure du jet, les régions latérales n'ayant pas le temps de communiquer avec le centre à la vitesse d'Alfvén. L'efficacité de la dissipation est donc limitée dans ce cas. Ceci dit, la dissipation commence aux petits rayons, alors que le jet est encore optiquement épais, ce qui est favorable à l'accélération.

En conclusion, dans le cas du rotateur perpendiculaire, la distance à laquelle la reconnection a lieu semble bien définie (équation 2.12) et se trouve dans la région de la transition vers la transparence (voir l'estimation de  $R_{\text{ph}}$  en section 3.1). Suivant les cas, la reconnection pourra donc contribuer plutôt à l'accélération de l'écoulement, ou au rayonnement. L'énergie magnétique dissipée étant importante, le processus n'est absolument pas négligeable. Dans le cas parfaitement axisymétrique, la reconnection a lieu au début de l'expansion (région optiquement épaisse) et est limitée à la région centrale du jet. On peut imaginer que dans un cas réaliste, il existe un certain degré de non-axisymétrie, ce qui renforce le processus de reconnection. L'énergie magnétique dissipée contribue à accélérer l'éjecta.

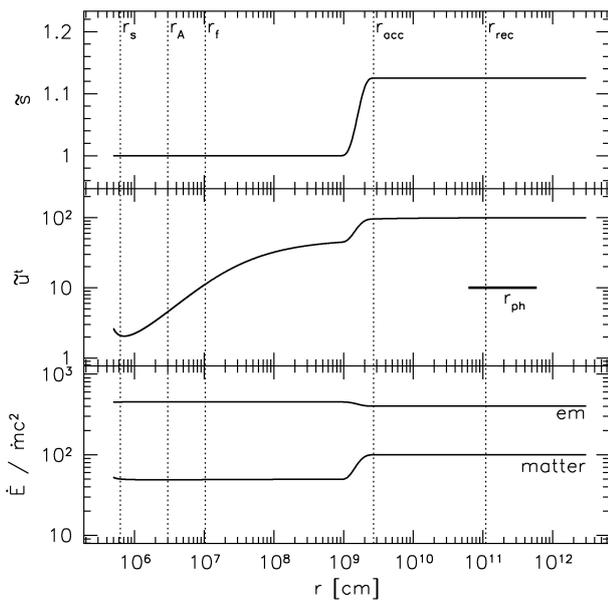


FIG. 2.9: **Écoulement dominé par le flux de Poynting** : l'énergie libérée par la source est initialement injectée pour 90 % dans le champ magnétique et 10 % dans la matière. Les lignes verticales indiquent les trois points critiques, le rayon de fin de l'accélération et le rayon attendu pour la reconnection. *Haut* : évolution de la section des tubes de flux. Celle-ci est d'abord constante, puis s'élargit un peu à grande distance. C'est ce comportement qui assure une bonne efficacité de la conversion d'énergie magnétique en énergie cinétique. *Milieu* : évolution du facteur de Lorentz. La pollution baryonique est fixée pour qu'en l'absence de conversion d'énergie magnétique en énergie cinétique, le facteur de Lorentz final soit 50. On atteint ici une valeur finale de 100. *Bas* : évolution de l'énergie magnétique et de l'énergie contenue dans la matière (énergie cinétique et thermique). On voit clairement à quel moment se fait la conversion (figure tirée de Daigne & Drenkhahn (2002)).

**Un modèle très simplifié.** Afin de tester ces idées, j'ai développé avec G. Drenkhahn un modèle simplifié de l'écoulement équatorial dans le cas d'un rotateur perpendiculaire. Le premier modèle quantitatif de vent magnétisé a été développé par Weber & Davis (1967) dans le contexte des vents stellaires. Ils considéraient alors dans le formalisme MHD un écoulement stationnaire, non relativiste, à symétrie axiale, situé dans le plan équatorial, la matière se comportant comme un polytrophe. Ils ont montré qu'un tel vent peut extraire une grande partie du moment angulaire de l'étoile et que l'accélération des particules est très efficace. Ces écoulements sont caractérisés par trois points critiques où la vitesse est égale aux vitesses des trois types d'ondes MHD (modes lent, d'Alfvén et rapide), par opposition aux vents non magnétisés avec un seul point critique (le point sonique). Ce travail a ensuite été généralisé au cas relativiste par Michel (1969) dans le contexte des pulsars

radio (écoulement froid magnétisé, en relativité restreinte). L'efficacité de la conversion de l'énergie magnétique en énergie cinétique se révèle dans ce cas beaucoup plus faible que dans le cas non-relativiste. Goldreich & Julian (1970); Kennel et al. (1983); Okamoto (1978) ont présenté différentes extensions du modèle de Michel (1969) introduisant de manière exacte ou simplifiée différents ingrédients physiques supplémentaires (écoulement chaud, effet de la gravitation, ...). Dans une série d'articles, Camenzind (1986a,b, 1987) a développé les équations complètes d'un écoulement relativiste magnétisé stationnaire à symétrie axiale dans une métrique quelconque et a donné des solutions pour certains cas (écoulement froid, jet, ...).

Dans un premier temps, nous avons repris les équations dans le plan équatorial d'un vent relativiste magnétisé stationnaire à symétrie axiale avec un traitement exact en relativité générale (pression thermique, gravité, profil arbitraire pour les tubes de flux), en reformulant les équations sous une forme où la solution apparaît comme une courbe de niveau particulière d'une fonction de Bernoulli généralisée, courbe de niveau passant par les points critiques. Ceci permet une comparaison simple avec le cas classique (Sakurai 1985) afin d'identifier correctement les effets relativistes. Nous avons pu ensuite étudier en détail l'efficacité de la transformation de l'énergie magnétique en énergie cinétique. Confirmant et complétant les résultats de Begelman & Li (1994), nous avons montré que le profil des tubes de flux est le paramètre principal permettant d'aller d'écoulements très inefficaces (modèle de Michel (1969), où la section des tubes diverge car l'angle d'ouverture est constant, et où l'essentiel de l'énergie est toujours sous forme magnétique à l'infini) à des écoulements très efficaces (la section des tubes reste finie).

Nous avons ensuite appliqué notre formalisme au cas des sursauts gamma, et précisément au cas où l'énergie initialement libérée par la source centrale est essentiellement sous forme magnétique (« Poynting-flux dominated outflow »). Nous avons montré qu'il existait des géométries permettant de convertir une fraction importante de cette énergie magnétique en énergie cinétique et d'atteindre un facteur de Lorentz final  $\Gamma_\infty = 100$ . Naturellement, une approximation très importante dans notre travail est que l'écoulement est stationnaire. Nous avons calculé le temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire (cette durée est estimée par le temps de parcours d'une particule de la base du flot au point d'Alfvén) et trouvé des valeurs de l'ordre de 0.1-1 ms, c'est-à-dire comparable à l'échelle de temps de la variabilité la plus rapide dans les sursauts. L'écoulement s'ajuste donc très vite aux variations du moteur central. Nous considérons donc que l'approximation n'est pas complètement fautive et que la solution stationnaire au rayon  $R$  s'applique à l'éjecta lorsqu'il atteint cette distance. La figure 2.9 présente une solution possible : initialement 90 % de l'énergie est magnétique et 10 % seulement est

injectée dans la matière. La pollution baryonique initiale est faible  $\dot{M}c^2/\dot{E}_{\text{matière}} = 1/50$ . La géométrie des tubes de flux est telle que la section est presque constante (la section finale est 12.5 % plus grande que la section initiale), ce qui assure que 1/9 de l'énergie magnétique est convertie. Alors qu'en l'absence de conversion le facteur de Lorentz final serait 50 (à cause de la valeur de la pollution baryonique), on atteint bien la valeur finale de 100. L'accélération se fait en deux phases : conversion de l'énergie thermique jusque vers  $10^9$  cm puis conversion de l'énergie magnétique. L'accélération est terminée à  $3 \times 10^9$  cm.

Nous avons placé sur la figure 2.9 une estimation du rayon de la photosphère (voir section 3.1) : l'accélération est bien terminée dans la région optiquement épaisse (sinon elle serait incomplète en raison des pertes radiatives). Ceci resterait valable pour d'autres géométries similaires. La distance à laquelle la reconnection magnétique est attendue est également indiquée. Il est difficile de dire si ce processus va se produire dans le régime optiquement épais ou transparent et s'il va donc contribuer à une phase d'accélération supplémentaire ou à une émission précoce.

# Chapitre 3

## Les phases d'émission

### 3.1 La photosphère

Article publié en rapport avec le chapitre :  
Daigne & Mochkovitch (2002b).

#### 3.1.1 Emission photosphérique d'un ejecta relativiste variable

Le moment où l'ejecta relativiste devient transparent est très important : pour la première fois, une information peut être transmise à l'observateur (aucun signal électromagnétique n'est directement reçu du moteur central). Avant ce moment, l'enjeu théorique est d'expliquer comment il est possible d'injecter une très importante quantité d'énergie dans très peu de matière pour accélérer celle-ci jusqu'à des facteurs de Lorentz élevés. Une fois atteint le régime optiquement mince, il s'agit d'expliquer comment une fraction importante de l'énergie cinétique peut à nouveau être convertie en énergie interne pour être rayonnée.

Dans le modèle de la « boule de feu » l'accélération est terminée vers  $R \sim R_0 \Gamma_\infty$  (voir annexe B). Les estimations simples faites dans la section 2.2 montrent que dans tous les cas, l'accélération est finie vers  $10^9$  cm, c'est-à-dire, selon le calcul qui va suivre, avant le rayon auquel l'ejecta devient transparent, que nous appelons  $R_{\text{ph}}$ . Nous pouvons donc désormais considérer que l'ejecta est dans un régime de propagation ultra-relativiste, avec un facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma} \gtrsim 100$ . Nous avons vu dans l'introduction que le modèle des chocs internes (section 3.2) explique le sursaut gamma par des ondes de choc qui se forment dans l'ejecta à cause d'une distribution initiale de facteur de Lorentz non uniforme. Pour calculer  $R_{\text{ph}}$ , nous avons donc étendu le calcul, déjà connu (voir par exemple Abramowicz et al. 1991) de la photosphère d'un vent relativiste uniforme et stationnaire, au cas d'un ejecta avec un facteur de Lorentz très variable. La principale difficulté du calcul est que l'ejecta se propageant à une vitesse très proche de la vitesse de la lumière, les photons mettent du temps à s'échapper et parcourent avant cela une distance bien plus grande que

l'épaisseur géométrique de l'ejecta (voir figure 3.1). Nous obtenons pour un ejecta de facteur de Lorentz constant

$$R_{\text{ph}} \simeq 3.0 \times 10^{12} \text{ cm} \left( \frac{\kappa}{0.2} \right) \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right) \left( \frac{\Gamma}{100} \right)^{-3}, \quad (3.1)$$

avec  $\kappa$  l'opacité Thomson, et pour une couche donnée dans un ejecta variable

$$R_{\text{ph}}^{\text{approx}} \simeq \frac{\kappa \dot{E}_{\text{emiss}}}{8\pi c^3 \Gamma_{\text{emiss}}^3}, \quad (3.2)$$

c'est-à-dire la même formule que précédemment en prenant pour  $\dot{E}_{\text{emiss}}$  et  $\Gamma_{\text{emiss}}$  les valeurs correspondant à ces quantités prises dans la couche qui émet les photons. Ceci revient à dire que l'épaisseur optique est dominée par la contribution à l'endroit de l'émission. La figure 3.3 montre le rayon photosphérique effectif de chaque couche de matière dans un ejecta relativiste de facteur de Lorentz variable donné figure 3.2. Le calcul est fait de manière plus détaillée que la formule approchée ci-dessus, qui est confondue avec le calcul exact, sauf au bord de l'ejecta.

Une fois le rayon photosphérique de chaque couche relativiste estimé, on peut savoir – dans le cadre du modèle de la « boule de feu » – quelle est sa température et sa luminosité à la photosphère et donc calculer l'émission correspondante. Cette température et cette luminosité sont représentées sur la figure 3.3, en fonction du temps d'arrivée des photons, défini par

$$t_a = (1+z) \left( t - \frac{R}{c} \right), \quad (3.3)$$

où  $R$  et  $t$  sont le rayon et la date d'émission du photon et  $z$  le décalage cosmologique vers le rouge de la source. En sommant les contributions photosphériques de chaque couche (émission thermique) et l'émission des chocs internes qui a lieu à plus grand rayon (émission non-thermique calculée selon le modèle détaillé en section 3.2), on peut construire les profils X et gamma attendus. Ceci est illustré pour notre exemple en figure 3.3. On constate qu'en désaccord avec les observations, c'est la composante thermique de la photosphère qui domine.

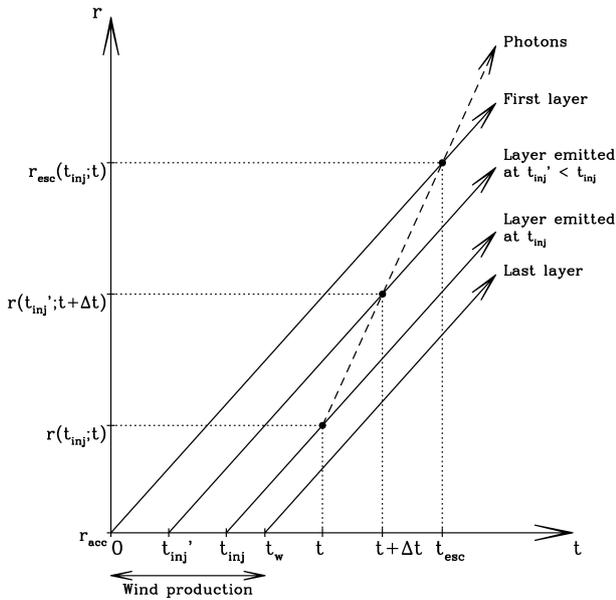


FIG. 3.1: **Propagation des photons émis par un ejecta relativiste** : dans le plan  $R-t$  est représentée la trajectoire de photons émis à la date  $t$  par une couche située à l'intérieur de l'ejecta. Cette couche a été éjectée par la source centrale à l'instant  $t_{inj}$ . Après avoir croisé successivement toutes les couches situées devant la couche émettrice (ces couches ont été éjectées à  $t'_{inj} < t_{inj}$ ), les photons s'échappent à la date  $t_{esc}$  de l'ejecta. La durée  $\Delta t = t_{esc} - t$  correspondante est de l'ordre du temps de traversée de l'ejecta au repos  $\Delta/c$  ( $\Delta$  est l'épaisseur géométrique de l'ejecta) multipliée par un facteur  $\sim \bar{\Gamma}^2$  (figure tirée de Daigne & Mochkovitch (2002b)).

Dans Daigne & Mochkovitch (2002b), nous proposons de résoudre ce problème en admettant que c'est la prédiction de la température photosphérique par le modèle de la « boule de feu » qui est mauvaise. Si une partie de l'énergie libérée par la source est initialement sous forme magnétique, l'écoulement est moins chaud que dans le cas non-magnétisé utilisé précédemment. La figure 3.4 montre les profils  $X$  et gamma et le spectre obtenus pour le même exemple en supposant que seul 1% de l'énergie libérée par la source est initialement sous forme thermique (les 99 % restants sont par exemple dans l'énergie magnétique). On constate que la contribution de la photosphère est beaucoup plus faible et que c'est bien l'émission non-thermique des chocs internes qui domine, en accord avec les observations. Nous montrons dans le même article que cette conclusion est assez générale et que pour éviter des composantes thermiques trop brillantes dans les sursauts gamma, il faut que quelques pourcents seulement de l'énergie soit initialement sous forme thermique. *Notre étude apporte donc un argument nouveau et important en faveur des modèles d'écoulements assez fortement magnétisés.* Depuis la publication de notre travail (Daigne & Mochkovitch

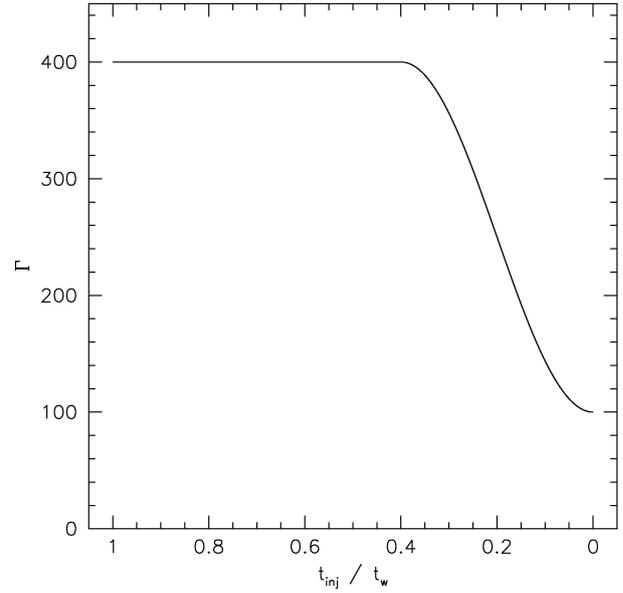


FIG. 3.2: **Un exemple d'ejecta relativiste variable : facteur de Lorentz initial.** Les variations du facteur de Lorentz sont données en fonction de la date d'éjection normalisée par la durée totale de l'éjection  $t_w$  (figure tirée de Daigne & Mochkovitch (2002b)).

2002b), des composantes thermiques semblent avoir été détectées dans certains sursauts (Ghirlanda et al. 2003; Kaneko et al. 2003; Ryde 2004, 2005) : cf. figures 3.5 et 3.6. La température est généralement de l'ordre de 30 à 100 keV. Une interprétation possible est qu'il s'agit de l'émission photosphérique résiduelle dans un cas intermédiaire où une fraction supérieure à quelques pourcents de l'énergie initiale serait sous forme thermique. Il reste à tester cette hypothèse de manière plus détaillée. C'est un projet qui pourrait être mené dans le futur avec Z. Bosnjak (postdoc à l'IAP recrutée dans le cadre de l'ANR « émission gamma des jets relativistes ») qui a travaillé sur de telles détections dans le cadre de sa thèse de doctorat.

### 3.1.2 Précurseurs

Des précurseurs ont été trouvés dans plusieurs sursauts gamma : des précurseurs  $X$  (1-10 keV) sont présents dans environ un tiers des sursauts GINGA. Ils semblent avoir un spectre thermique avec une température de l'ordre de 1-2 keV (Murakami et al. 1991, 1992). Des précurseurs  $X$  (8-20 keV) sont également présents dans environ 10 % des sursauts GRANAT/WATCH (Sazonov et al. 1998). Un exemple est montré en figure 3.7 (haut). De manière un peu contradictoire, les précurseurs sont très rares dans les sursauts Beppo-SAX/WFC (Frontera et al. 2000). On peut citer cependant le précurseur, sans doute non-thermique, trouvé dans GRB 011121 (Piro et al. 2005). Des précurseurs

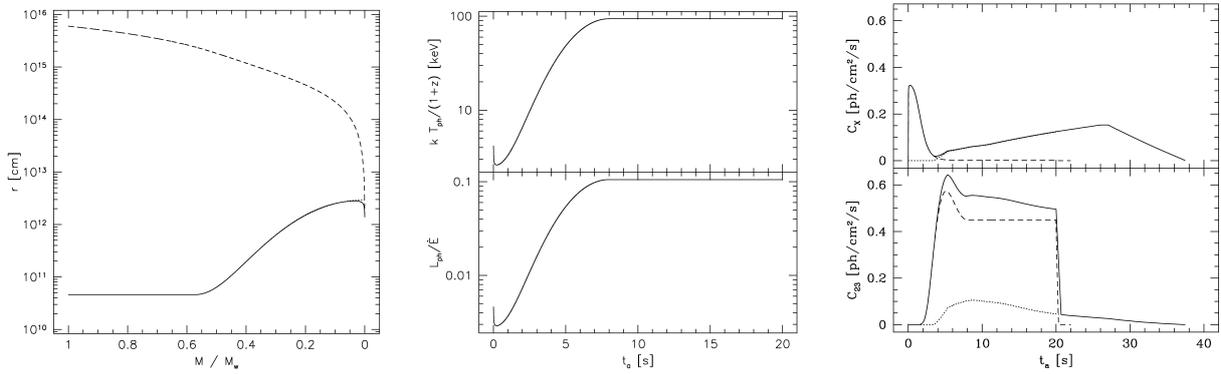


FIG. 3.3: **Un exemple d'ejecta relativiste variable : photosphère chaude (écoulement non magnétisé).** La distribution initiale du facteur de Lorentz est donnée figure 3.2. *Gauche* : le rayon photosphérique de chaque couche (en coordonnée lagrangienne) est indiqué (valeur exacte et valeur approchée en trait fin) ainsi que le rayon auquel les photons s'échappent effectivement de l'ejecta (pointillés larges). *Milieu* : la température et la luminosité de la photosphère, en fonction du temps d'arrivée de photons. Les caractéristiques de la photosphère sont calculées dans le cadre d'un écoulement non magnétisé de type « boule de feu ». *Droite* : les profils X et gamma observés, avec la contribution thermique de la photosphère (pointillés longs), non-thermique des chocs internes (pointillés fins) et le total (figure tirée de Daigne & Mochkovitch (2002b)).

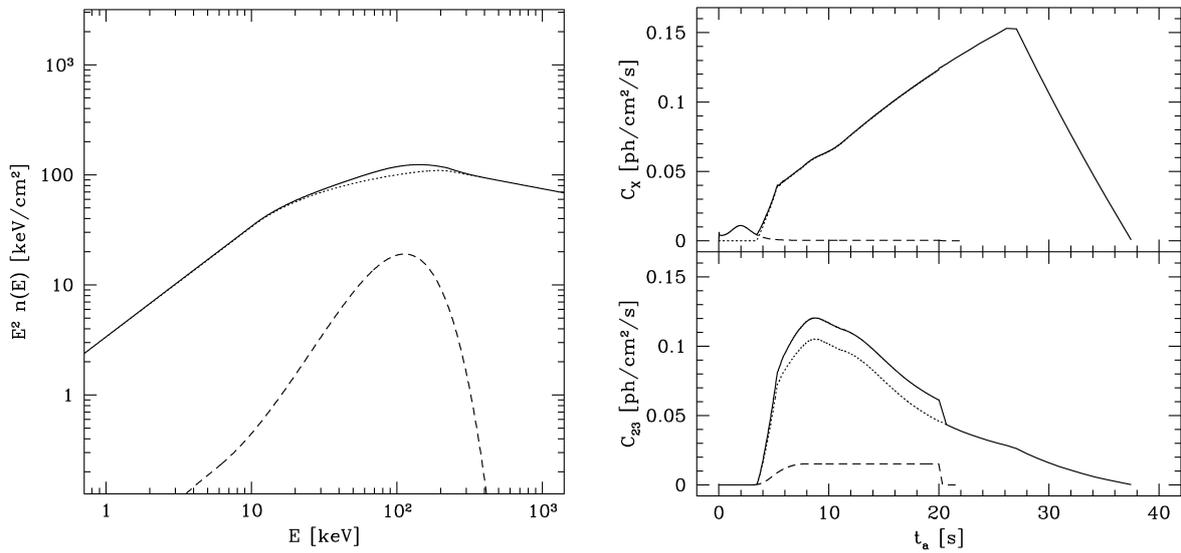


FIG. 3.4: **Un exemple d'ejecta relativiste variable : photosphère froide (écoulement fortement magnétisé).** Spectre et profils X et gamma obtenus dans une situation identique à celle de la figure 3.3 mais avec initialement 1 % seulement de l'énergie sous forme thermique (figure tirée de Daigne & Mochkovitch (2002b)).

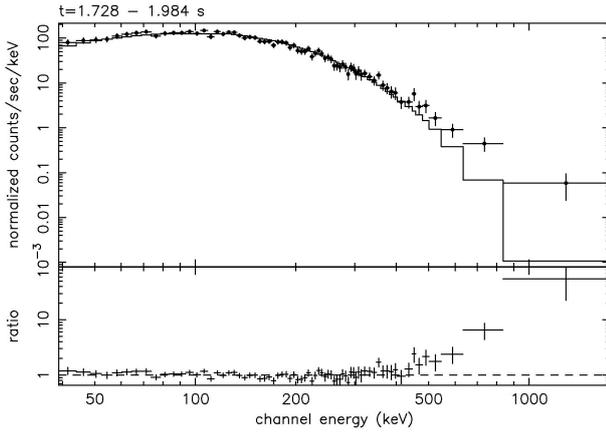


FIG. 3.5: **Un exemple de composante thermique dans GRB 980306.** Le spectre du sursaut est représenté pour l'intervalle de temps 1.728-1.984 s. Il est bien reproduit par un spectre de corps noir de température  $\sim 65$  keV (figure tirée de Ghirlanda et al. (2003)).

$\gamma$  (25 keV-1 MeV) sont également détectés dans environ 20 % des sursauts BATSE (Koshut et al. 1995; Lazzati 2005). Ils ont un spectre mou, sans doute non-thermique. Le plus surprenant est qu'ils peuvent précéder le sursaut principal d'un délai allant de 0.1 à 200 s. Un exemple est montré figure 3.7 (bas).

Dans le scénario général dans lequel se place l'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire, on peut a priori envisager deux types de précurseurs très différents : (1) des précurseurs liés à l'événement initial lui-même, c'est-à-dire l'effondrement d'une étoile massive pour les sursauts longs. Nous ne discuterons pas ici ces possibilités : supernova, ondes gravitationnelles, neutrinos, ... puisqu'elles ne correspondent pas à une émission de photons de haute énergie (X,  $\gamma$ ); (2) des précurseurs liés à l'évolution de l'ejecta relativiste : (i) activité précoce du moteur central (éjection relativiste précoce); (ii) dans le cas des collapsars, interaction de l'ejecta avec les zones extérieures de l'étoile en effondrement (un choc se forme et perce l'étoile : c'est le « shock breakout », Ramirez-Ruiz et al. (2002)); (iii) dans tous les scénarios, émission photosphérique de l'ejecta relativiste (Paczynski 1986; Lyutikov & Usov 2000; Mészáros & Rees 2000; Daigne & Mochkovitch 2002b). On voit donc que les précurseurs sont potentiellement des outils intéressants pour sonder les phases les plus précoces du scénario : événement initial et éjection relativiste.

Il est cependant important d'estimer le délai typique attendu pour ces différentes prédictions théoriques. Pour la première famille de précurseurs (liés à l'événement initial), cette estimation est impossible à faire simplement. Par contre pour la seconde famille de précurseurs (liés à l'évolution de l'ejecta), on sait que la propagation d'une couche

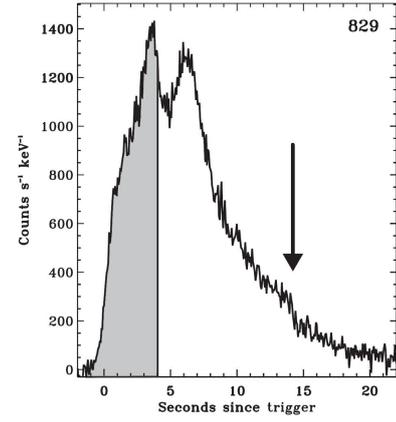


FIG. 3.6: **Un exemple de composante thermique dans le sursaut BATSE # 829 (GRB 910927).** Le profil du sursaut (entre 25 keV et 1 MeV) est représenté en fonction du temps (s). Le spectre dans la partie grisée est bien représenté par un corps noir (figure tirée de Ryde (2004)).

relativiste est régie par

$$R(t) = R_{\text{éjection}} + \int_{t_{\text{éjection}}}^t \beta c dt, \quad (3.4)$$

avec  $\beta = v/c \simeq 1 - 1/2\Gamma^2$  la vitesse de la couche. Le temps d'arrivée des photons émis à l'instant  $t$  est donc, d'après l'équation 3.3

$$\frac{t_a(t)}{1+z} \simeq \left( t_{\text{éjection}} - \frac{R_{\text{éjection}}}{c} \right) + \int_{t_{\text{éjection}}}^t \frac{dt}{2\Gamma^2}. \quad (3.5)$$

Il y a donc deux situations possibles :

–la même couche produit une émission de type « précurseur » à l'instant  $t_1$  puis une émission de type « sursaut normal » à l'instant  $t_2$ . Ce cas correspond par exemple à l'émission lors du « shock breakout » ou à l'émission photosphérique. Le délai est forcément court si toutes les phases d'émission ont lieu alors que l'ejecta est déjà ultra-relativiste :

$$\frac{\Delta t_a}{1+z} \simeq \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{2\Gamma^2} < 2 \text{ s} \left( \frac{\Gamma(t_1)}{50} \right)^{-2} \left( \frac{t_2 - t_1}{10^4 \text{ s}} \right), \quad (3.6)$$

où la valeur choisie pour  $t_2 - t_1 = 10^4$  s est typique pour la durée séparant l'émission photosphérique et celle des chocs internes.

–deux couches différentes connaissant successivement une phase d'émission par le même mécanisme à un rayon comparable. Ce sera par exemple le cas pour comparer l'émission d'une phase d'éjection précoce avec celle de la phase

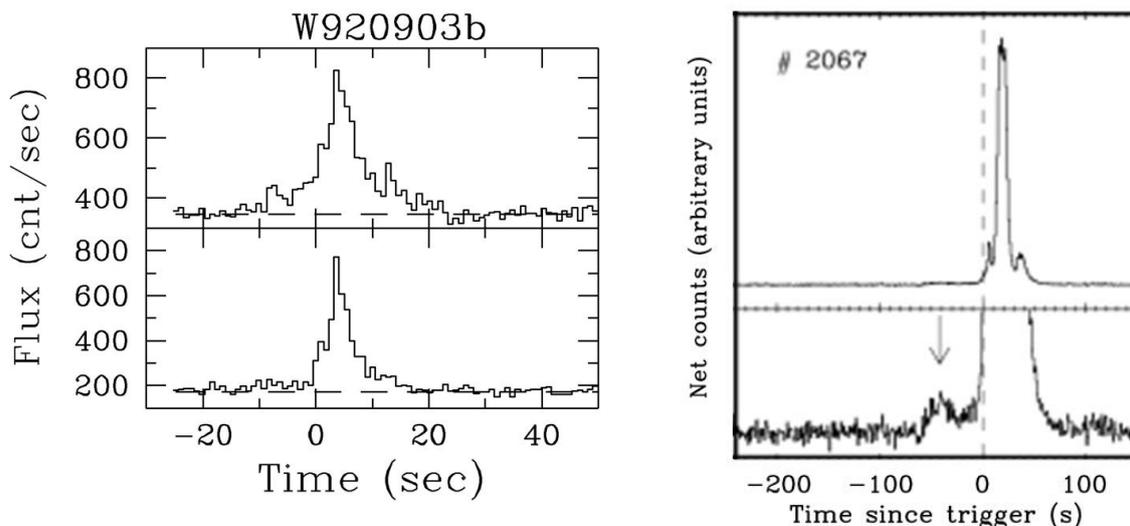


FIG. 3.7: **Précurseurs X et gamma.** *Gauche* : un exemple de précurseur X dans le sursaut W920903b détecté par GRANAT/WATCH. Le profil X entre 8 et 20 keV (haut) et gamma entre 20 et 60 keV (bas) est représenté (en coups/s) en fonction du temps (en s). On distingue vers  $-10$  s un précurseur détecté uniquement en X (figure tirée de Sazonov et al. (1998)). *Droite* : un exemple de précurseur gamma dans le sursaut # 2067 détecté par BATSE (GRB 921123). Le profil  $\gamma$  entre 25 keV et 1 MeV est représenté (en unités arbitraires) en fonction du temps (en s). La flèche verticale indique l'emplacement du précurseur (figure tirée de Lazzati (2005)).

d'éjection principale. Dans ce cas, le délai peut être beaucoup plus long (il est limité par la durée de vie du moteur central) :

$$\frac{\Delta t}{1+z} \simeq t_{\text{ejection},2} - t_{\text{ejection},1} \quad (3.7)$$

Cette analyse très simple montre qu'il y a de bons candidats théoriques pour les précurseurs observés avec des délais courts, en particulier l'émission photosphérique décrite dans cette section si les précurseurs ont un spectre thermique. On peut voir un exemple d'un tel précurseur X sur la figure 3.4. On constate également que la durée totale de l'émission photosphérique est de l'ordre de la durée de la phase d'éjection relativiste, donc comparable à la durée du sursaut. Malgré le petit délai calculé ci-dessus, *l'essentiel de l'émission photosphérique ne produit donc pas un précurseur mais une composante thermique simultanée à l'émission non-thermique dominante pendant le sursaut* (cf. page 37). La même analyse montre par contre que les précurseurs séparés de l'événement principal par un délai très long posent un réel défi aux modèles. La seule explication, peu satisfaisante, consiste à invoquer une première période d'activité du moteur central, suivie d'une phase assez longue sans éjection, suivie d'une reprise plus intense de l'éjection relativiste...

## 3.2 Les chocs internes

### Articles publiés en rapport avec le chapitre :

Daigne & Mochkovitch (1998, 2000); Spruit, Daigne, & Drenkhahn (2001); Daigne & Mochkovitch (2003); Barraud, Daigne, Mochkovitch, & Atteia (2005); Daigne & Mochkovitch (2007).

### 3.2.1 La dynamique des chocs internes

Le modèle des chocs internes appliqué aux sursauts gamma a été proposé par Rees & Meszaros (1994). Le principe est le suivant : pendant la phase d'éjection relativiste par le moteur central (durée totale  $t_w$ ), le taux d'injection d'énergie cinétique  $\dot{E}$  dans l'ejecta, ainsi que le taux de masse éjectée  $\dot{M}$ , varient sur plusieurs échelles de temps liées aux processus à l'œuvre dans le moteur central. On peut s'attendre à des variations sur des échelles allant de l'échelle dynamique (de l'ordre de la milliseconde) à la durée totale de l'éjection. Le facteur de Lorentz,  $\Gamma = \dot{E}/\dot{M}c^2$ , est donc variable, avec une valeur moyenne élevée  $\bar{\Gamma} \gtrsim 100$ . Il y a dans l'ejecta des parties plus « rapides » et des parties plus « lentes ». Des ondes de choc (les chocs internes) se forment et se propagent dans l'ejecta. Derrière les chocs, les électrons accélérés rayonnent et produisent le sursaut.

### Modèle des « couches solides »

La première étude détaillée du modèle des chocs internes, avec comparaison des propriétés temporelles et spectrales de sursauts synthétiques avec les observations, a été effectuée durant ma thèse de doctorat et publiée dans Daigne & Mochkovitch (1998). La phase d'éjection par le moteur central (de durée  $t_w$ ) est modélisée comme l'éjection à intervalles réguliers  $\Delta t_{ej}$  de couches relativistes caractérisées par un facteur de Lorentz  $\Gamma_i$  et une énergie  $E_i$  (et donc une masse  $M_i = E_i/\Gamma_i c^2$ ).  $\Delta t_{ej}$  est pris petit devant  $t_w$  de manière à avoir beaucoup de couches (plusieurs milliers) pour simuler ce qui devrait être un processus continu. Les couches rapides rattrapent les couches lentes, ce qui conduit à la formation des « chocs internes » (voir annexe E). Dans cette approche simplifiée, on ne considère que des collisions directes entre couches, qui se propagent à vitesse constante en dehors des collisions. Ce n'est donc pas un modèle hydrodynamique : toutes les ondes de pression sont négligées. A chaque collision, on calcule l'énergie cinétique transformée en énergie interne au cours du choc, on fait l'hypothèse qu'une fraction  $\epsilon_e$  de cette énergie est injectée dans une distribution non-thermique d'électrons relativistes, qui rayonnent efficacement. Ceci permet de calculer la courbe de lumière bolométrique du sursaut en sommant les contributions de chaque collision individuelle. Nous expliquons ci-après comment aller plus loin et calculer un profil temporel à une énergie donnée, ou un spectre.

### Modèle hydrodynamique

Cette approche dynamique simplifiée a été validée par la suite par une approche plus exacte, basée sur un code hydrodynamique relativiste 1D (Daigne & Mochkovitch 2000). Notre approximation des « couches solides » se révèle de très bonne qualité. Ceci est dû au fait (1) que l'énergie cinétique domine largement dans l'écoulement (les ondes de pression sont donc bien négligeables); (2) que nous discrétisons l'ejecta par un très grand nombre de couches. Si par exemple l'ejecta est fait d'une partie « lente » (facteur de Lorentz  $\Gamma = 100$ ) et d'une partie « rapide » (facteur de Lorentz  $\Gamma = 400$ ), chaque phase d'éjection durant 5 s ( $t_w = 10$  s), et que nous discrétisons avec  $\Delta t_{ej} = 2$  ms, nous générons 5000 « couches solides » et un nombre comparable de collisions directes, ce qui d'une certaine manière discrétise bien l'évolution hydrodynamique correspondante, avec la propagation de deux ondes de chocs dans l'ejecta (la propagation de chaque onde de choc est discrétisée par une succession de collisions). Notre approche en « couches solides » est donc bien plus précise qu'une approche souvent utilisée mais beaucoup plus grossière (Kobayashi et al. 1997) dans laquelle la situation précédente serait modélisée par deux couches solides uniquement (chacune de largeur 5 secondes lumière, la couche lente avec un facteur de Lorentz de 100, la couche rapide avec un facteur de Lorentz de 400) et donc une seule collision directe. Ceci fait perdre la notion d'échelle de temps hydrodynamique, pourtant im-

portante pour saisir les propriétés spectro-temporelles des sursauts (voir plus loin).

### Modèle à deux couches

Le modèle des « couches solides » pour les chocs internes se révèle très performant pour l'étude des sursauts gamma. Au cours des dernières années, il a été progressivement enrichi pour prendre en compte également l'effet de la décélération par le milieu extérieur (choc avant et choc en retour, voir section 3.3). Cependant, pour des études plus globales (population des sursauts), il est utile de développer un modèle hyper-simplifié, « à deux couches ».

Considérons deux couches éjectées sur un intervalle de temps  $\tau$  avec des facteurs de Lorentz  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ . Si la deuxième couche est la plus rapide ( $\Gamma_2 > \Gamma_1$ ), elle rattrape la première à

$$R_{is} \simeq 2 \frac{\Gamma_1^2 \Gamma_2^2}{\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2} c \tau \simeq \frac{8\kappa^2}{(\kappa-1)(\kappa+1)^3} \bar{\Gamma}^2 c \tau, \quad (3.8)$$

avec  $\bar{\Gamma} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$  et  $\kappa = \Gamma_2/\Gamma_1$ . En considérant le cas simplifié où les deux couches sont de masses égales, le facteur de Lorentz dans la matière choquée est

$$\Gamma_r \simeq \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \simeq \frac{2\sqrt{\kappa}}{\kappa+1} \bar{\Gamma}. \quad (3.9)$$

Les photons émis à l'instant de la collision seront reçus par un observateur à la distance  $D$  à la date

$$t_a = t + \frac{D-R}{c} \simeq \frac{D}{c} + \frac{\kappa^2}{\kappa^2-1} \tau \quad (3.10)$$

pendant un intervalle

$$\Delta t_a = \frac{R}{2\Gamma_r^2 c} \simeq \frac{\kappa}{\kappa^2-1} \tau. \quad (3.11)$$

Cet intervalle est dû (1) à la courbure de la surface d'émission; (2) au fait que seule une fraction d'ouverture  $\sim 1/\Gamma_r$  de cette surface est « vue » par l'observateur en raison de la focalisation du rayonnement émis par de la matière relativiste (voir annexe G). Nous constatons que  $t_a$  et  $\Delta t_a$  sont – à un facteur près, proche de l'unité et dépendant de  $\kappa$  – égaux à  $\tau$ . C'est une propriété essentielle du modèle des chocs internes : le profil temporel observé est le miroir de l'activité du moteur central.

En supposant qu'une fraction  $\epsilon_e$  de l'énergie dissipée dans le choc passe dans une population d'électrons accélérés qui rayonnent efficacement, la luminosité bolométrique rayonnée par cette collision est

$$L_{rad,4\pi} = \epsilon_e \frac{(\sqrt{\kappa}-1)^2}{\kappa+1} \dot{E}. \quad (3.12)$$

On peut estimer la densité  $\rho_*$  et l'énergie interne par unité de masse  $\epsilon_*$  dans le milieu choqué :

$$\rho_* \simeq \frac{\dot{E}}{4\pi R_{\text{is}}^2 \Gamma_*^2 c^3} \quad (3.13)$$

et

$$\epsilon_* \simeq \frac{(\sqrt{\kappa} - 1)^2}{2\sqrt{\kappa}} c^2. \quad (3.14)$$

On ne détaille pas pour l'instant le processus de rayonnement. On suppose que l'énergie de pic, dans le référentiel de la matière choquée, vaut

$$E'_p \simeq K \rho_*^x \epsilon_*^y. \quad (3.15)$$

Ceci donne dans le référentiel de l'observateur

$$E_p = \frac{K}{1+z} \frac{\dot{E}^x \Phi_{xy}(\kappa)}{\tau^{2x} \Gamma^{6x-1}}, \quad (3.16)$$

avec

$$\Phi_{xy}(\kappa) = \frac{(\sqrt{\kappa} - 1)^{2y} (\kappa - 1)^{2x} (\kappa + 1)^{6x-1}}{\kappa^{2x + \frac{y-1}{2}}}. \quad (3.17)$$

Cette fonction de  $\kappa$  est strictement croissante avec  $\Phi_{xy}(1) = 0$ .

Ce formalisme très général permet ensuite d'étudier différents processus radiatifs et/ou différentes hypothèses sur la génération du champ magnétique et l'accélération des électrons. Ceci est discuté ci-après.

### 3.2.2 Emission des chocs internes

La dynamique des chocs internes est bien comprise et notre approche a été validée à l'aide d'un code hydrodynamique relativiste. Sans hypothèse supplémentaire, on peut calculer l'émission bolométrique. Un certain nombre de propriétés du modèle sont ensuite indépendantes des détails du processus d'émission. Ainsi, la variabilité observée dans les profils temporels reste déterminée par la variabilité du moteur central tant que le rayonnement – quel que soit le processus à l'œuvre – est produit sur une échelle de temps petite devant le temps d'évolution hydrodynamique. De même les relations entre la durée et la dureté (relation durée-dureté : les sursauts longs sont plus mous ; évolution globale du dur vers le mou ; évolution du dur vers le mou au cours de chaque pulse) sont directement reliées au fait qu'au cours de la phase d'éjection, les variations du facteur de Lorentz sur des échelles de temps courtes produisent des chocs internes à plus courte distance de la source que les variations plus lentes. La densité et le champ magnétique dans la matière choquée diminuent avec la distance à la source centrale. Les chocs à grande distance émettent donc des photons d'énergie plus faible. Ceci reste vrai tant que l'énergie typique des photons émis augmente avec la densité du milieu émetteur, ce qui est le cas pour tous les processus radiatifs envisagés.

### Conditions physiques derrière les ondes de choc

Afin de permettre une comparaison précise du modèle avec les observations, il faut estimer l'émission non seulement de manière bolométrique, mais aussi plus précisément dans une bande d'énergie donnée. Ceci est généralement fait de la manière suivante, extrêmement simplifiée par rapport à un traitement réaliste des processus radiatifs : l'étude de la dynamique des chocs internes (modèle simplifié ou simulation hydrodynamique) permet de connaître la densité  $\rho_*$  et l'énergie interne par unité de masse  $\epsilon_*$  dans le milieu choqué, ainsi que le facteur de Lorentz  $\Gamma_*$  derrière le choc. La microphysique qui est alors à l'oeuvre (processus d'accélération, amplification du champ magnétique) étant très mal connue, on fait généralement l'hypothèse qu'une fraction  $\epsilon_e$  de l'énergie interne est injectée dans une fraction  $\zeta \leq 1$  des électrons. Ces électrons, devenus ultra-relativistes, suivent une distribution en loi de puissance

$$n(\Gamma_e) \propto \Gamma_e^{-p} \text{ pour } \Gamma_e \geq \Gamma_m, \quad (3.18)$$

avec

$$\Gamma_m = \frac{\epsilon_e p - 2 m_p \epsilon_*}{\zeta p - 1 m_e c^2}. \quad (3.19)$$

On fait également l'hypothèse qu'une fraction  $\epsilon_B$  (avec  $\epsilon_e + \epsilon_B < 1$ ) de l'énergie interne est injectée dans le champ magnétique amplifié derrière le choc. On obtient alors l'estimation suivante pour le champ magnétique

$$B = \sqrt{8\pi \epsilon_B \rho_* \epsilon_*}. \quad (3.20)$$

### Rayonnement synchrotron et diffusions Compton inverse

Le mécanisme d'émission à l'oeuvre dans les sursauts gamma est inconnu. On considère le plus souvent que le processus radiatif dominant est le rayonnement synchrotron en mode « fast cooling » (cf. annexe F) dans lequel les électrons rayonnent efficacement (Sari et al. 1998). Grossièrement, l'énergie typique des photons gamma émis suit alors la relation

$$E_{p,\text{syn}} \propto \Gamma_* B \Gamma_m^2 \propto \Gamma_* \rho_*^{1/2} \epsilon_*^{5/2}. \quad (3.21)$$

Ce cas dominé par le rayonnement synchrotron correspond à  $x = 1/2$  et  $y = 5/2$  dans l'équation 3.15.

Dans l'article initial Daigne & Mochkovitch (1998), nous avons aussi envisagé un scénario dans lequel le rayonnement synchrotron a lieu à basse énergie (typiquement dans l'UV). Le rayonnement gamma est alors produit par les diffusions Compton inverse des photons synchrotron sur les électrons relativistes. Nous sommes alors en régime Thomson et les photons subissent majoritairement une unique diffusion, si bien que l'énergie typique des photons gamma est simplement l'énergie typique des photons synchrotron, multipliée par un facteur  $\Gamma_m^2$ , soit

$$E_{p,\text{ic}} \propto \Gamma_* B \Gamma_m^4 \propto \Gamma_* \rho_*^{1/2} \epsilon_*^{9/2}. \quad (3.22)$$

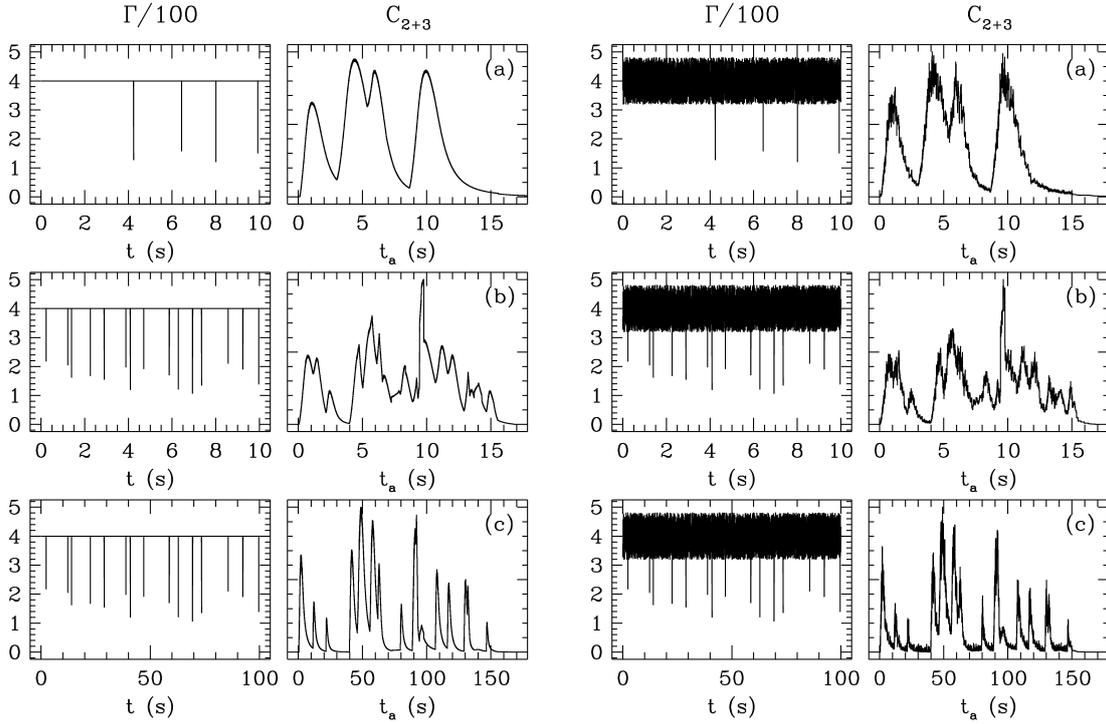


FIG. 3.8: **Le modèle des chocs internes : diversité des profils temporels.** *Gauche* : trois exemples de sursauts gamma synthétiques obtenus par le modèle des chocs internes. La colonne de gauche indique la distribution initiale du facteur de Lorentz dans l'ejecta, constituée d'une partie rapide de facteur de Lorentz  $\Gamma = 400$  et d'un nombre variable de parties lentes avec  $100 \leq \Gamma \leq 400$ . La colonne de droite donne le profil temporel correspondant, entre 50 et 300 keV (bandes 2 et 3 de BATSE). Les cas (a) et (b) ont une durée d'éjection de 10 s. Le cas (c) est identique au cas (b) mais toutes les échelles de temps ont été multipliées par 10 (l'éjection dure donc 100 s). *Droite* : calcul identique à la figure de gauche mais de la variabilité à l'échelle de la milliseconde a été ajoutée dans la distribution initiale du facteur de Lorentz. Cette variabilité se retrouve dans le profil observé (figure tirée de Daigne & Mochkovitch (1998)).

Ce nouveau cas correspond à  $x = 1/2$  et  $y = 9/2$  dans l'équation 3.15.

Dans tous les cas, une valeur importante de  $\varepsilon_c$  est nécessaire pour assurer une efficacité suffisante au mécanisme des chocs internes. Le premier scénario (émission gamma dominée par le rayonnement synchrotron) nécessite de plus que seule une faible fraction des électrons soit accélérée ( $\zeta \lesssim 10^{-2}$ ) afin que le facteur de Lorentz des électrons relativistes,  $\Gamma_m$ , soit suffisamment grand. Le second scénario (l'émission gamma est dominée par les diffusions Compton inverse) correspond lui à la situation où  $\zeta \sim 1$ .

### Propriétés spectro-temporelles des sursauts synthétiques

Avec cette modélisation très simple de l'émission, nous pouvons simuler des sursauts synthétiques complets (profils temporels dans différentes bandes d'énergie – spectre) et comparer leurs propriétés aux observations. Rappelons les

principaux résultats de cette étude : (1) la variabilité introduite dans la distribution initiale du facteur de Lorentz dans l'ejecta se retrouve avec les mêmes échelles temporelles (au facteur de dilation cosmologique  $(1+z)$  près) dans le profil observé : la durée du sursaut est donc de l'ordre de  $(1+z)t_w$  et les plus petites échelles de temps observées doivent correspondre aux plus petites échelles de temps de variation du moteur central. En faisant varier la distribution initiale de facteur de Lorentz, il est donc possible de reproduire la grande diversité des profils temporels observés (figure 3.8); (2) la majorité des propriétés temporelles et/ou spectrales sont bien reproduites, au moins qualitativement (forme des pulses, évolution de la forme des pulses avec la bande d'énergie, évolution globale du « dur » vers le « mou », relation durée-durété, ...). L'accord n'est cependant pas très bon pour le détail de certaines corrélations spectro-temporelles. Ceci sera discuté un peu plus tard; (3) l'efficacité totale du processus est faible : quelques 10 % de l'énergie cinétique sont convertis en énergie interne. Si  $\varepsilon_c \simeq 1/3$  de cette énergie est injectée dans les électrons

ultra-relativistes et si ceux-ci rayonnent très efficacement, on reçoit finalement quelques pourcents de l'énergie cinétique sous forme de photons gamma.

### Intensité du champ magnétique

L'étude du champ magnétique à grande échelle effectuée avec Henk Spruit au MPA (voir section 2.2.2) a conduit à étudier ce que devenait l'émission des chocs internes si le champ magnétique dans le milieu choqué n'était plus dominé par un champ turbulent amplifié par le choc mais par le champ à grande échelle ancré dans la source centrale. La comparaison entre l'intensité du champ dans chacun de ces cas donne

$$\frac{B_{\text{eq}}}{B_{\text{LS}}} \simeq \sqrt{\frac{\epsilon_B \epsilon_*}{\epsilon_{\text{LS}} c^2}}. \quad (3.23)$$

Globalement, pour  $\alpha_{\text{LS}}$  et  $\alpha_B$  du même ordre, les intensités d'un champ local amplifié ou d'un champ à grande échelle sont donc comparables et on ne peut s'attendre à une modification notable des résultats. Il est à noter qu'en raison du facteur  $\epsilon_*/c^2$  qui est généralement petit (voir l'équation 3.14), il est possible d'obtenir un champ magnétique d'intensité plus élevée dans le cas d'un champ à grande échelle. On constate cependant que l'effet principal d'un champ à grande échelle est de diminuer la sensibilité de  $E_{\text{p,syn}}$  ou  $E_{\text{p,ic}}$  à la dynamique (l'exposant  $y$  dans l'équation 3.15 est diminué de 1/2) : ceci peut améliorer le détail de l'évolution spectrale dans les sursauts, comme discuté ci-après.

Un autre point important est le suivant : dans la section 3.3 sur la décélération par le milieu extérieur, nous allons suggérer que le choc avant qui se propage dans le milieu environnant est radiativement inefficace et que la rémanence est principalement produite par le choc en retour dans l'éjecta relativiste. Une telle situation peut être reliée à un champ magnétique trop faible ( $\epsilon_B \ll 1$ ). Il est possible que ceci soit dû au caractère ultra-relativiste du choc avant, ou encore à la très faible intensité du champ initialement présent dans le milieu extérieur. Ces raisons n'affectent ni le choc en retour ni les chocs internes. Mais s'il s'avère en fait que l'amplification du champ magnétique dans les chocs relativistes (même faiblement relativistes) est un problème générique, alors  $\epsilon_B$  pourrait être très petit également pendant la phase des chocs internes et derrière le choc en retour. Un champ à grande échelle ( $\epsilon_{\text{LS}} \sim 1$ ) peut dans ce cas être invoqué pour expliquer le rayonnement derrière ces chocs. Notons que ce champ, ancré dans le moteur central, s'arrête à la surface de discontinuité et n'est donc pas présent au niveau du choc avant qui reste alors inefficace quelle que soit la valeur de  $\epsilon_{\text{LS}}$ .

### Variation des paramètres microphysiques

Dès 1998, la comparaison détaillée des sursauts synthétiques obtenus dans les scénarios « synchrotron » et

« Compton inverse » avec les observations montre que si l'évolution spectro-temporelle est qualitativement reproduite, l'évolution temporelle de l'énergie  $E_p$  est trop rapide pour un bon accord quantitatif. Ceci est particulièrement vrai dans le cas du Compton inverse. Cela s'explique par une dépendance forte de  $E_p$  à l'évolution dynamique : voir les exposants  $x$  et  $y$  dans les équations 3.21 et 3.22. Nous sommes donc amenés à supposer (i) que les processus radiatifs sont différents de ceux envisagés et/ou (ii) que les hypothèses sur les conditions physiques dans la matière choquée sont trop simplifiées. Pour tester la seconde idée, nous avons envisagé que les paramètres microphysiques puissent varier avec les conditions physiques derrière le choc. En particulier, nous avons étudié le cas où  $\zeta \propto \epsilon_*$  (la fraction des électrons accélérés augmente avec la violence du choc). Certaines études suggèrent un tel comportement (voir par exemple Bykov & Meszaros 1996). Dans ce cas, on a simplement

$$E_{\text{p,syn}} \propto \Gamma_* \rho_*^{1/2} \epsilon_*^{1/2}. \quad (3.24)$$

Les exposants deviennent  $x = y = 1/2$  dans l'équation 3.15. Les propriétés spectro-temporelles des sursauts gamma dans le cas « synchrotron » montrent alors un bien meilleur accord quantitatif avec les observations (Daigne & Mochkovitch 1998).

En 2003, nous avons repris cette étude de manière plus systématique. Plusieurs travaux effectués en particulier à partir des données de BATSE ont en effet permis de mettre en évidence des corrélations précises entre les propriétés temporelles et spectrales des sursauts gamma : pendant la phase de descente des pulses, la dureté est corrélée avec l'intensité et avec la fluence en photons (cf. section 1.1 et en particulier la figure 1.3). Ces observations ont parfois été présentées comme un argument contre les chocs internes. En effet, dans la version « discrète » du modèle (un nombre fini de couches relativistes sont éjectées et se choquent à grande distance), chaque pulse correspond à une émission « instantanée » dans le référentiel de la source (une collision entre deux couches finies) et la forme du pulse dans le référentiel de l'observateur est entièrement fixée par la courbure de la surface émettrice. La forme du pulse peut alors être calculée de manière analytique et le résultat obtenu est en désaccord avec les observations (décroissance trop rapide). Cependant, dans la version plus réaliste du modèle des chocs internes que nous avons développé, l'éjection est continue et l'émission n'est donc pas instantanée : chaque onde de choc émet durant toute sa propagation. Ce ne sont plus les effets de courbure qui dominent mais les effets dynamiques (du moins tant que des ondes de choc sont présentes, voir la description de l'émission de « haute latitude » page 64). Néanmoins, les sursauts synthétiques générés dans notre version du modèle des chocs internes en utilisant la description des processus radiatifs présentés ci-dessus ne satisfont pas de manière quantitative les deux corrélations observées.

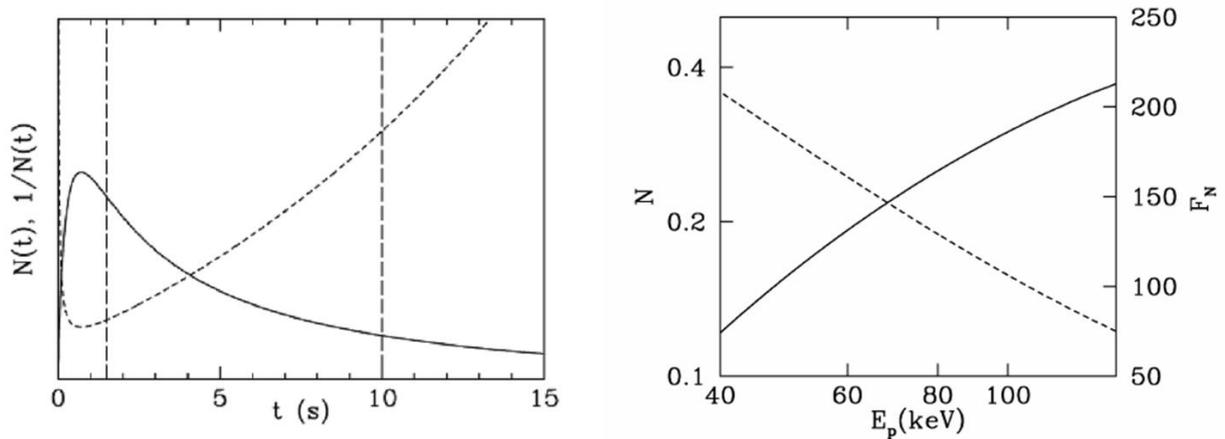


FIG. 3.9: **Evolution spectro-temporelle d'un pulse synthétique.** On considère un pulse produit par la décélération d'une partie rapide de facteur de Lorentz  $\Gamma = 400$  par une partie lente de facteur de Lorentz  $\Gamma = 100$ . L'émission est calculée avec  $x = y = 1/4$  (voir le texte). *Gauche* : profil  $N(t)$  obtenu entre 20 keV et 1 MeV (en pointillés,  $1/N(t)$ ). *Droite* : les corrélations intensité-dureté (trait plein) et intensité-fluence (pointillés) dans la descente du pulse (région marquée à droite par deux lignes verticales). Les pentes des deux relations sont en très bon accord avec les observations. (figure tirée de Daigne & Mochkovitch (2003)).

Nous avons donc développé un modèle semi-analytique de la situation simple correspondant à la collision entre une partie «rapide» et une partie «lente» de l'ejecta, c'est-à-dire la production d'un pulse élémentaire. En adoptant une prescription très générale pour le processus d'émission, donnée par l'équation 3.15, l'évolution temporelle asymptotique (en loi de puissance) que nous obtenons pour les quantités dynamiques nous permet de dériver une contrainte sur  $x$  et  $y$  afin de satisfaire la corrélation dureté-intensité et la corrélation dureté-fluence. Cette condition est simple :  $2x + y \lesssim 1$ . On constate que les cas «synchrotron» et «Compton inverse» avec paramètres de microphysique constants (c'est-à-dire  $x = 1/2$  et  $y = 5/2$  ou  $y = 9/2$ ) sont très loin de satisfaire ces conditions. Le cas  $x = y = 1/2$  correspondant à la prescription  $\zeta \propto \epsilon_*$  utilisée dans l'article de 1998 ne respecte pas non plus la condition ( $2x + y = 1.5$ ) mais s'en approche, ce qui explique le meilleur comportement observé pour les sursauts synthétiques. Nous avons testé le cas  $x = y = 1/4$  ( $2x + y = 0.75$ ) et avons trouvé que l'évolution spectro-temporelle des sursauts gamma synthétiques dans ce dernier cas était en très bon accord avec les observations (Daigne & Mochkovitch 2003) : voir la figure 3.9. Dans une situation idéale, les valeurs des paramètres microphysiques et leur évolution seraient directement données par un modèle physique de la matière choquée par une onde de choc relativiste. Un tel modèle n'existe malheureusement pas encore. Nous sommes donc obligés d'en rester pour l'instant à des prescriptions du type de l'équation 3.15, mais en sachant comment a priori doivent être choisis les paramètres  $x$  et  $y$ . Notons qu'une façon de réduire la valeur de  $y$  est de supposer que c'est un

champ magnétique à grande échelle qui domine (voir plus haut).

### Corrélation entre les propriétés spectrales et l'énergie totale rayonnée

A partir des données de Beppo-SAX et HETE2, une corrélation entre l'énergie de pic du spectre de l'émission gamma et l'énergie (équivalente isotrope) rayonnée en gamma a été mise en évidence (Amati et al. 2002; Amati 2006). Cette relation ( $E_p \propto E_{\gamma,4\pi}^{-0.5}$ ) est assez débattue sur le plan observationnel (voir par exemple Nakar & Piran 2005; Band & Preece 2005; Butler et al. 2007). Il est cependant intéressant de la commenter dans le cadre du modèle des chocs internes. L'équation 3.16 semble prédire exactement la relation observée (puisque que  $E_p \propto \dot{E}^x$ ). La présence de plusieurs autres paramètres du modèle dans l'équation ( $\kappa, \tau, K, x, y$ ) doit pourtant rectifier cette première impression. Les distributions de chacun de ces paramètres vont en effet contribuer à une dispersion – éventuellement importante – autour de la relation en loi de puissance. Aucun modèle du moteur central n'étant actuellement capable de prédire la distribution de ces paramètres, nous ne pouvons que nous fonder sur une étude de type Monte Carlo pour estimer ces distributions en ajustant une population synthétique de sursauts gamma aux observations (Barraud et al. 2005). Nous trouvons alors une corrélation, mais avec une dispersion nettement plus importante que celle observée. Si donc – avec l'accumulation des données et après une analyse fine d'éventuels effets de sélection – la relation d'Amati devait être confirmée, et si sa dispersion restait faible, l'unique possibilité pour la réconcilier avec le modèle des chocs internes serait de supposer des corrélations intrinsèques entre

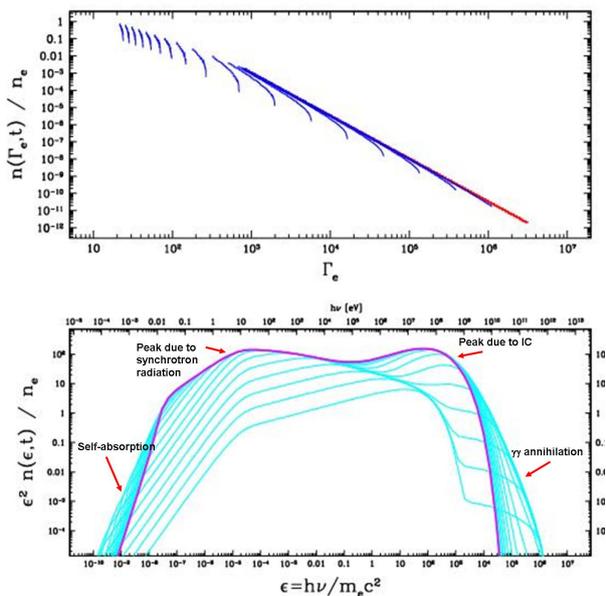


FIG. 3.10: **Processus radiatifs dans le référentiel de la matière choquée.** L'évolution des électrons (haut) et des photons (bas) est représentée pendant une échelle de temps dynamique pour une collision élémentaire. Les paramètres de cette collision ne correspondent pas à une situation réaliste mais permettent d'identifier clairement l'effet de tous les processus dans le spectre obtenu.

les différents paramètres. Il sera malheureusement difficile d'aller très loin dans cette direction en raison de l'extrême difficulté de la modélisation du moteur central.

### Emission gamma de haute énergie

Pour mieux comprendre les processus d'émission à l'œuvre dans les sursauts gamma, il faut étendre l'intervalle spectral dans lequel ils sont observés. Nous avons vu dans l'introduction que dans le domaine visible, les détections sont actuellement très rares et limitées généralement à des sursauts exceptionnellement longs. Ceci s'améliorera dans l'avenir avec le satellite SVOM (voir la troisième partie de ce mémoire). Du côté des hautes énergies, EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope, instrument opérant entre 20 MeV et 30 GeV à bord de CGRO) a détecté un très petit nombre de sursauts, qui sont tous parmi les plus brillants de BATSE. Cette situation devrait rapidement évoluer. En effet le satellite GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope) va être lancé au début de l'année 2008 et sera environ dix fois plus sensible dans le même domaine spectral : une centaine de sursauts par an devraient être détectés à la fois par le GBM (Gamma-Ray Burst Monitor : même domaine spectral que BATSE) et le LAT (Large Array Telescope, à haute énergie). Pour les plus brillants, il sera possible de caractériser l'évolution temporelle et spectrale de l'émission gamma de haute énergie. De nou-

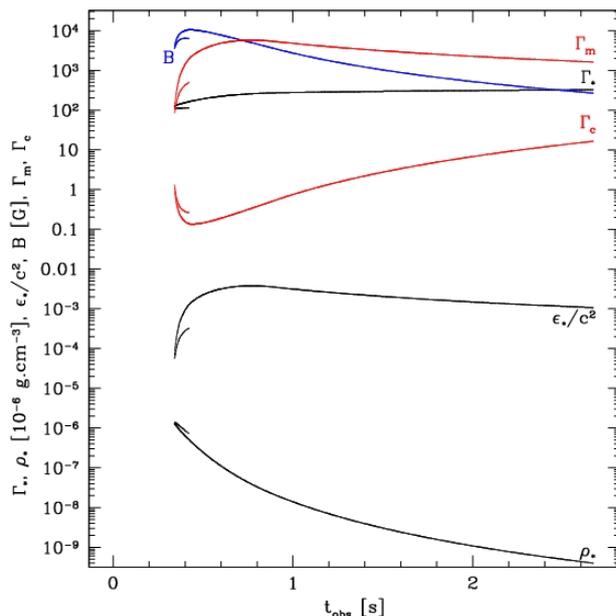


FIG. 3.11: **Un exemple d'émission gamma de haute énergie des chocs internes : conditions physiques dans la matière choquée.** L'évolution représentée correspond à l'exemple de la figure 3.2 ( $t_w = 2$  s et  $\dot{E} = 5 \times 10^{53}$  erg s $^{-1}$ ). Les paramètres microphysiques adoptés sont  $\epsilon_B = \epsilon_e = 1/3$ ,  $\zeta = 3 \times 10^{-3}$  et  $p = 2.5$ .

velles contraintes à haute énergie pourront donc être prises en compte dès 2008.

Afin de nous préparer à interpréter ces futures données, j'ai initié un projet qui a été financé pour trois ans par l'ANR. Ce projet est mené en commun avec Zeljka Bosnjak (postdoc recrutée à l'IAP sur financement ANR), Guillaume Dubus (anciennement au Laboratoire Leprince-Ringuet et désormais au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble), Berrie Giebels (Laboratoire Leprince-Ringuet, Palaiseau) et Frédéric Piron (Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, Montpellier). Ces deux derniers sont des spécialistes de l'astronomie gamma de haute énergie et font partie de la collaboration GLAST. Avec Zeljka Bosnjak et Guillaume Dubus, nous finissons actuellement de mettre au point un outil de simulation plus réaliste directement issu des modèles décrits jusqu'ici. La démarche suivie se déroule en quatre étapes (les détails techniques sont rassemblés dans les annexes D, E, F et G) : (1) à partir d'un choix de paramètres dynamiques, nous simulons la phase des chocs internes par la méthode des « couches solides » décrite dans Daigne & Mochkovitch (1998); (2) à partir des conditions physiques (densité d'énergie, densité de matière) dans la matière choquée, nous évaluons le champ magnétique et la distribution initiale des électrons relativistes derrière le choc, en utilisant la paramétrisation simple donnée page 43; (3) nous

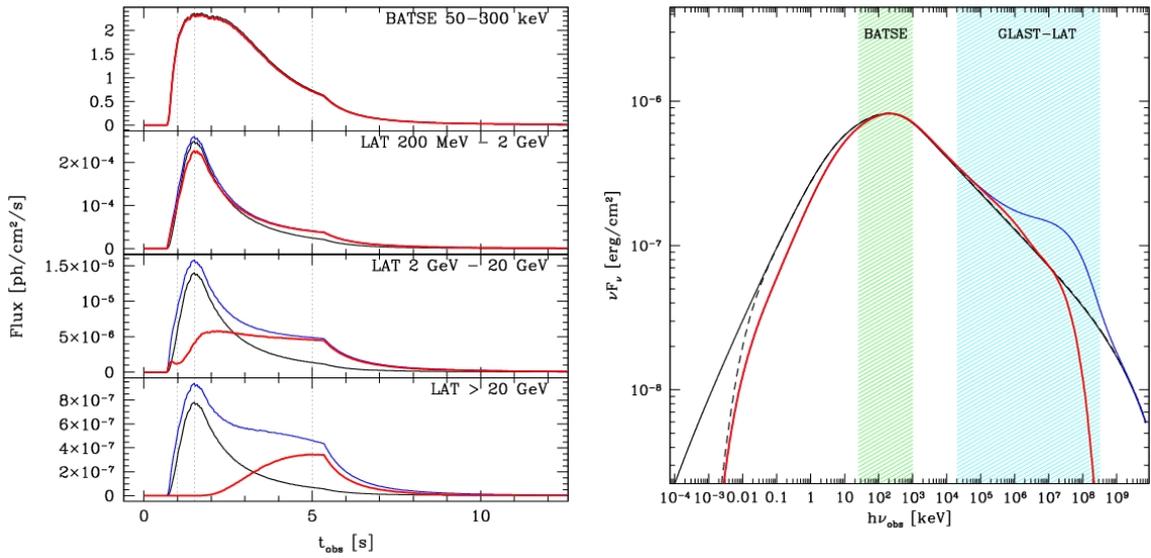


FIG. 3.12: **Emission gamma de haute énergie des chocs internes.** Un sursauts gamma synthétique a été calculé pour la distribution initiale de facteur de Lorentz donnée figure 3.2 ( $t_w = 2$  s et  $\dot{E} = 5 \times 10^{53}$  erg s $^{-1}$ ). Les conditions physiques dans la matière choquée sont représentées figure 3.11. *Gauche* : courbe de lumière obtenue dans différentes bandes spectrales correspondant à BATSE (le GBM a une couverture spectrale comparable) et au LAT. *Droite* : le spectre correspondant, intégré sur la durée du sursaut. Sur les deux figures, la courbe en noir indique le calcul avec uniquement l'émission synchrotron (tirets : en incluant l'auto-absorption). La courbe en bleu ajoute l'effet des diffusions Compton inverse et la courbe en rouge inclut aussi l'annihilation  $\gamma\gamma$ . Un redshift de  $z = 1$  a été adopté.

simulons alors pour chaque choc l'évolution temporelle des électrons et des photons sur une échelle de temps dynamique (l'évolution des électrons est importante puisque l'échelle de temps radiative est beaucoup plus courte que cette échelle de temps dynamique). Ceci est fait à l'aide d'un code radiatif sur grille développé à cet effet. Les processus suivants sont traités de manière quasi-exacte : rayonnement synchrotron, diffusion Compton inverse (incluant les corrections Klein-Nishina) des photons synchrotron par les électrons relativistes, refroidissement adiabatique des électrons à cause de l'expansion de la couche choquée, annihilation photon-photon et enfin auto-absorption synchrotron. La création de paires  $e^+e^-$  associée à l'annihilation  $\gamma\gamma$ , ainsi que le rayonnement dû à ces nouveaux leptons, sont en train d'être ajoutés au code radiatif. Notons que l'auto-absorption synchrotron n'a pas de signature évidente à haute énergie mais joue cependant un rôle important : elle modifie le nombre de photons de basse énergie susceptibles de s'annihiler avec des photons de haute énergie. De plus ce processus doit nécessairement être inclus si nous voulons utiliser notre modèle pour calculer l'émission optique des chocs internes ou encore l'émission radio des rémanences. Un exemple d'un calcul complet dans le référentiel en comouvement d'une couche choquée est montré figure 3.10 ; (4) la contribution de chacune de ces collisions élémentaires au sursaut observé est enfin calculée dans le référentiel de l'observateur, en tenant compte de manière exacte des effets relativistes et de la courbure de la surface émettrice, ainsi

bien entendu que des effets cosmologiques. Nous obtenons alors un sursaut synthétique (profil temporel et spectre) non seulement dans le domaine gamma traditionnel mais aussi à haute énergie.

Nous pouvons illustrer ce projet par un exemple simple, correspondant à un pulse unique, brique élémentaire d'un sursaut plus complexe. La distribution initiale du facteur de Lorentz est celle représentée figure 3.2, avec une durée d'éjection  $t_w = 2$  s et un flux d'injection d'énergie cinétique (équivalent isotrope) constant  $\dot{E} = 5 \times 10^{53}$  erg s $^{-1}$ . L'évolution des conditions physiques dans la matière choquée est montrée figure 3.11. Après calcul de l'émission correspondante dans le référentiel en comouvement, on déduit pour l'observateur le profil et le spectre représentés figure 3.12. Cet exemple est riche d'enseignement : nous constatons tout d'abord que l'émission de haute énergie n'est pas très brillante. A titre indicatif, la surface effective du LAT vers 1 GeV est d'environ 9000 cm $^2$ . Le satellite GLAST ne pourra sans doute caractériser correctement l'évolution que pour un petit nombre de sursauts par an. Pour les autres, seule une mesure du spectre intégré sur la durée du sursaut sera possible. On constate dans cet exemple que l'évolution du profil temporel à haute énergie est assez différente de celle observée dans le domaine BATSE. Ceci s'explique par une évolution importante de la coupure due à l'annihilation  $\gamma\gamma$  (voir figure 3.13). Cet exemple illustre bien ce qu'il est possible d'étudier avec notre modèle. *Nous entreprenons*

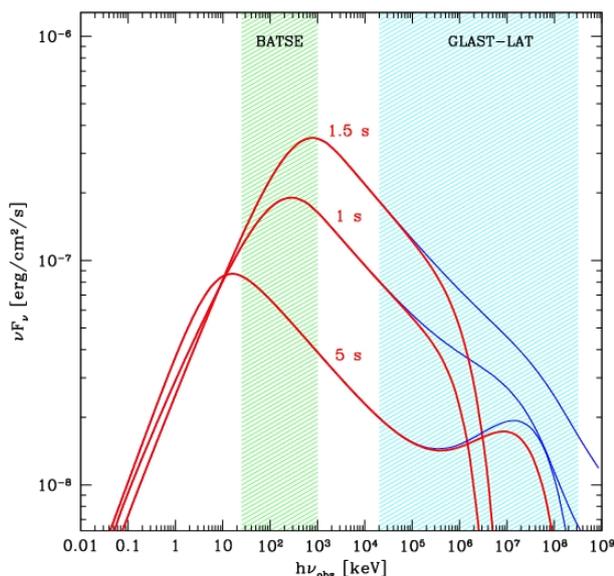


FIG. 3.13: Un exemple d'émission gamma de haute énergie des chocs internes : évolution spectrale. Pour l'exemple représenté figure 3.12, le spectre instantané est montré à trois époques, indiquées par une ligne verticale pointillée sur la figure 3.12 :  $t_{\text{obs}} = 1$  s (montée du pulse à basse énergie),  $t_{\text{obs}} = 1.5$  s (maximum du pulse à basse énergie) et  $t_{\text{obs}} = 5$  s (maximum du pulse à haute énergie). Tous les processus radiatifs sont inclus. On constate que l'évolution temporelle du flux à haute énergie subit une forte influence de l'évolution de la coupure à haute énergie due à l'annihilation  $\gamma\gamma$ .

*maintenant une exploration systématique de l'espace des paramètres des chocs internes pour essayer de définir des diagnostics physiques permettant à partir des observations de GLAST de déterminer le processus radiatif dominant, et dans le cas le plus favorable, de mesurer le facteur de Lorentz de la matière émettrice, l'intensité du champ magnétique et le facteur de Lorentz typique des électrons.*

Nous constatons que l'évolution spectrale est très forte au cours du sursaut. Notre modèle, qui sera présenté dans un article en cours de rédaction, permet justement pour la première fois de prendre en compte l'évolution dynamique des ondes de choc et un traitement radiatif détaillé. Il apporte donc une avancée très significative par rapport aux calculs précédent, tous fondés sur une collision unique, « typique » (voir par exemple Asano & Inoue 2007; Galli & Guetta 2007).

### 3.2.3 Diversité de la population des sursauts gamma

Nous avons décrit dans la section 1.1 la diversité observée dans la population des sursauts gamma : sursauts gamma « classiques » (très brillants, observés à distance cosmologique), sursauts « anémiques » (du type GRB 980425), sursauts riches en rayons X, flashes X, etc... Plusieurs auteurs (voir par exemple Yamazaki et al. 2003a,b) ont proposé que cette diversité soit avant tout apparente, c'est-à-dire directement reliée à l'angle sous lequel un sursaut est observé (les sursauts « classiques » seraient vus de face, les sursauts mous légèrement de côté, les sursauts « anémiques » encore plus sur le côté, ...). Dans Daigne & Mochkovitch (2007), nous avons donné des arguments statistiques contre cette interprétation : les sursauts vus de côté ne sont observables que dans un angle de l'ordre de  $1/\Gamma$  au bord du jet. Ils devraient donc être nettement moins fréquents que les sursauts vus sur l'axe. Nous nous sommes donc demandé si cette diversité pouvait être intrinsèque, et expliquable à partir du modèle des chocs internes.

Pour répondre à cette question, reprenons le modèle à « deux couches » exposé ci-dessus. Dans ce modèle, un sursaut gamma est décrit par un petit nombre de paramètres : l'échelle de temps  $\tau$  entre les deux éjections (comparable à la durée du pulse, au facteur  $1+z$  près), le contraste  $\kappa = \Gamma_2/\Gamma_1$  entre les facteurs de Lorentz des deux couches, le facteur de Lorentz moyen  $(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$  et enfin le flux d'injection d'énergie au cours de l'éjection relativiste  $\dot{E} = 2\Gamma M c^2/\tau$ , où les deux couches ont une masse égale  $M$ . A ces paramètres « dynamiques » doivent être ajoutés, pour calculer l'émission, le redshift  $z$  de la source et les paramètres microphysiques :  $\epsilon_e$ ,  $x$ ,  $y$  et  $K$  (cf. équation 3.15). L'espace des paramètres est limité par plusieurs contraintes. L'une de ces contraintes est que l'éjecta doit être transparent au moment des chocs internes (cf. section 3.1). Nous envisageons différents processus : opacité Thomson dues aux électrons de l'éjecta, création de paires par annihilation photon-photon à haute énergie, opacité Thomson due aux paires. La seconde contrainte est que la phase des chocs internes doit être terminée avant le début de la décélération pour éviter que le choc en retour n'interagisse avec les chocs internes (cf. section 3.3). Enfin, nous devons bien sûr tenir compte de la sensibilité des instruments pour savoir finalement quels types de sursauts observés sont prédits par le modèle des chocs internes. La figure 3.14 présente l'espace des paramètres à  $z = 1$  pour un contraste  $\kappa = 4$ , c'est-à-dire une amplitude importante des variations du facteur de Lorentz dans la phase d'éjection. Ceci correspond exactement au cas des sursauts « classiques ». On constate sans surprise que des sursauts brillants peuvent être produits, avec des énergies de pic de l'ordre de la centaine de keV. Ils correspondent à des ejecta ultra-relativistes ( $\Gamma \gtrsim 100$ ) et ultra-énergétiques ( $\dot{E} \gtrsim 10^{51}$  erg s $^{-1}$ ).

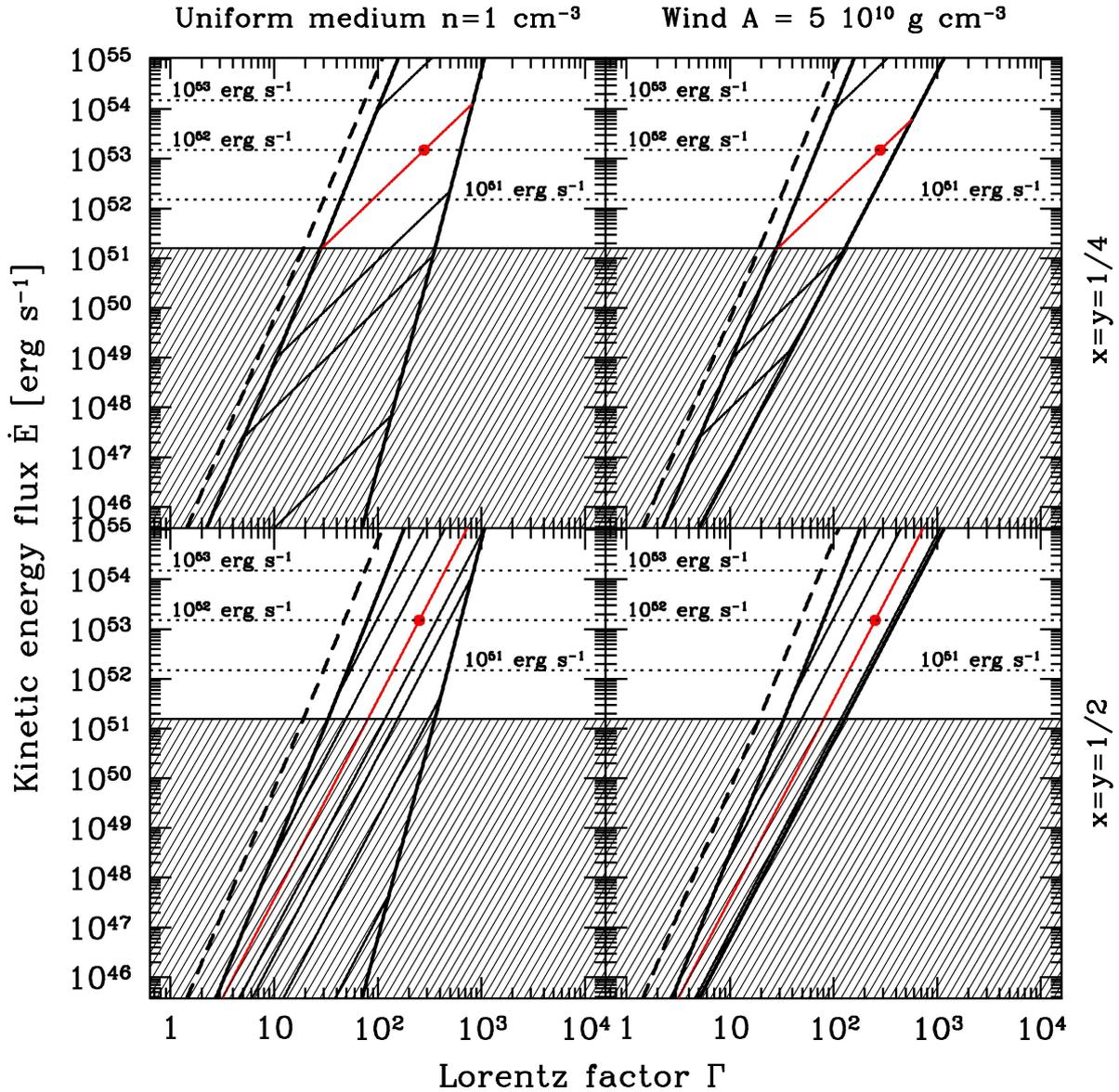


FIG. 3.14: L'espace des paramètres des chocs internes à  $z = 1$ . Cette figure est tirée de Daigne & Mochkovitch (2007). On représente dans le plan  $\Gamma$ - $\dot{E}$  les contraintes liées à la transparence (à gauche) et au milieu extérieur (à droite), ainsi que les sursauts gamma d'énergie de pic  $E_p$  constantes (lignes inclinées, ici pour 10, 40, 70, 150, 400 et 1000 keV). Le point rouge indique un sursaut "classique" avec  $E_p = 150$  keV et une luminosité équivalente isotrope en gamma de  $10^{52}$  erg s $^{-1}$  (les luminosités sont indiquées par des lignes pointillées horizontales). La zone hachurée ne peut être observée par les instruments actuels (flux trop faible). Les autres paramètres sont fixés (cf. Daigne & Mochkovitch (2007)). En particulier le contraste vaut  $\kappa = 4$  et l'échelle de temps  $\tau = 30$  s (sursaut long). Deux types d'environnement sont envisagés : à gauche, un milieu uniforme de densité  $1 \text{ cm}^{-3}$  et à droite un vent stellaire de densité  $\rho = A/r^2$  avec  $A = 5 \times 10^{10} \text{ g.cm}^{-2}$ . Deux paramétrisations des processus radiatifs sont également utilisées : en haut  $x = y = 1/4$  et en bas  $x = y = 1/2$  (voir section 3.2.2).

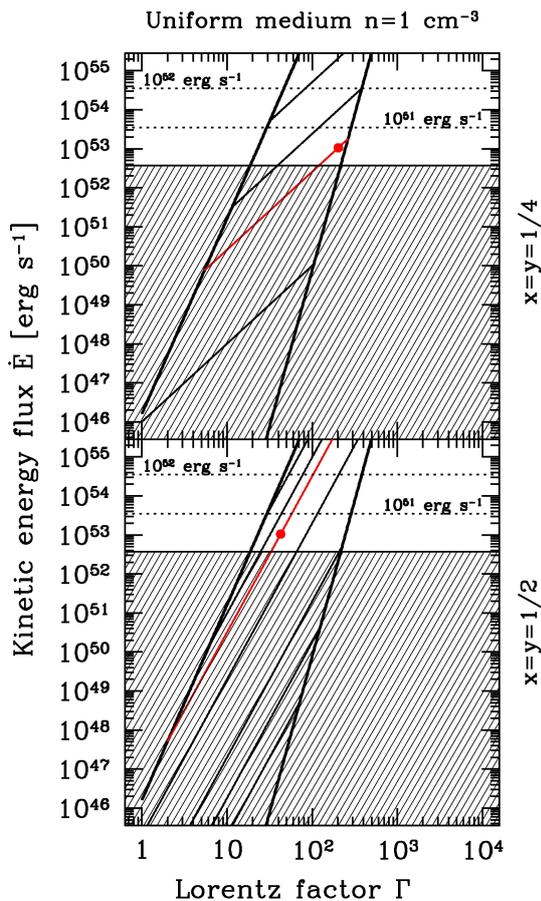


FIG. 3.15: L'espace des paramètres des chocs internes à  $z = 1$  avec un faible contraste. Cette figure est tirée de Daigne & Mochkovitch (2007). Figure identique à la figure 3.14 avec une amplitude des variations initiale du facteur de Lorentz réduite de  $\kappa = 4$  à  $\kappa = 1.5$ .

### Sursauts « anémiques »

On constate sur la figure 3.14 que les contraintes autorisent dans l'espace des paramètres la production de sursauts anémiques – à partir d'un ejecta moyennement relativiste ( $\Gamma \sim 10 - 20$ ) et moyennement énergétique ( $\dot{E} \sim 5 \times 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ ) – mais qu'ils ne peuvent pas être détectés à distance cosmologique. Lorsqu'on passe à  $z = 0.0085$  (redshift de GRB980425 qui est l'exemple type d'un sursaut « anémique »), cette difficulté disparaît comme le montre la figure 3.16. Des sursauts anémiques du type GRB980425 sont donc prédits sans difficulté par le modèle, mais ne peuvent être observés qu'à petite distance. En conséquence, ces sursauts anémiques sont a priori beaucoup plus fréquents dans l'Univers que les sursauts classiques : en effet, bien que détectable uniquement dans un volume très petit, un sursaut comme GRB 980425 a pu être observé alors qu'aucun sursaut classique proche n'a jamais été détecté.

### Sursauts riches en X et flashes X

On constate sur la figure 3.14 que des sursauts brillants et mous (sursauts riches en X ou flashes X) ne sont pas reproduits. L'étude détaillée (fondée sur un tirage Monte Carlo des paramètres du modèle) réalisée pendant la thèse de Céline Barraud (Barraud et al. 2005) a montré que de tels sursauts ne pouvaient être produits par les chocs internes que si le contraste  $\kappa$  était faible. La figure 3.15 montre ce que devient l'espace des paramètres à  $z = 1$  pour  $\kappa = 1.5$  : des sursauts mous deviennent effectivement possibles. Une conséquence de ce modèle – qui ne semble pas contredite pour l'instant par les observations – est que ces sursauts riches en X ou flashes X doivent avoir des rémanences comparables à celles des sursauts classiques (l'énergie cinétique est comparable).

### Origine de la diversité des sursauts gamma

L'espace des paramètres du modèle des chocs internes, bien que limité par plusieurs contraintes (transparence, décélération), permet donc de reproduire la diversité observée : avec les sursauts « classiques » (durs, brillants et cosmologiques) sont également produits des sursauts « mous » (sursauts riches en X, flashes X) et des sursauts « anémiques » (mous, peu lumineux, détectables uniquement à courte distance). Cette diversité est due à une dispersion de la distribution des paramètres dynamiques de la phase d'éjection relativiste par le moteur central. Le modèle des chocs internes ne peut prédire la distribution de ces différents paramètres (amplitude des variations et valeur moyenne du facteur de Lorentz, échelle de temps de la variabilité, ...). Elles devraient normalement être données par les modèles du moteur central mais nous en sommes bien sûr encore loin, en raison de l'extrême complexité de la physique mise en œuvre. En changeant de point de vue, le cadre d'interprétation que nous proposons permet – à partir de la statistique observée des différents types de sursauts – de tirer quelques conclusions sur le moteur central, via les propriétés du modèle des chocs internes. Le taux total de sursauts gamma dans l'Univers est assez nettement inférieur au taux d'effondrements d'étoiles massives (voir la seconde partie de ce mémoire). La majorité de ces collapsés ne conduit donc pas à une éjection relativiste. L'observation de GRB 980425, détectable uniquement dans un volume de quelques dizaines de Mpc, montre que les sursauts anémiques sont intrinsèquement beaucoup plus fréquents que les sursauts « classiques ». *Lorsqu'un effondrement stellaire produit une éjection relativiste, l'ejecta est donc le plus souvent faiblement relativiste et faiblement énergétique. Ce n'est que dans une petite fraction des effondrements que des éjections ultra-relativistes et ultra-énergétiques ont lieu. Le sursaut gamma produit étant exceptionnellement brillant, ces événements – les plus rares dans l'Univers – sont ceux qui paradoxalement sont observés le plus souvent. Il y aurait donc un continuum d'événements de GRB 980425 aux sursauts « classiques ». Il semble de plus que parmi les*

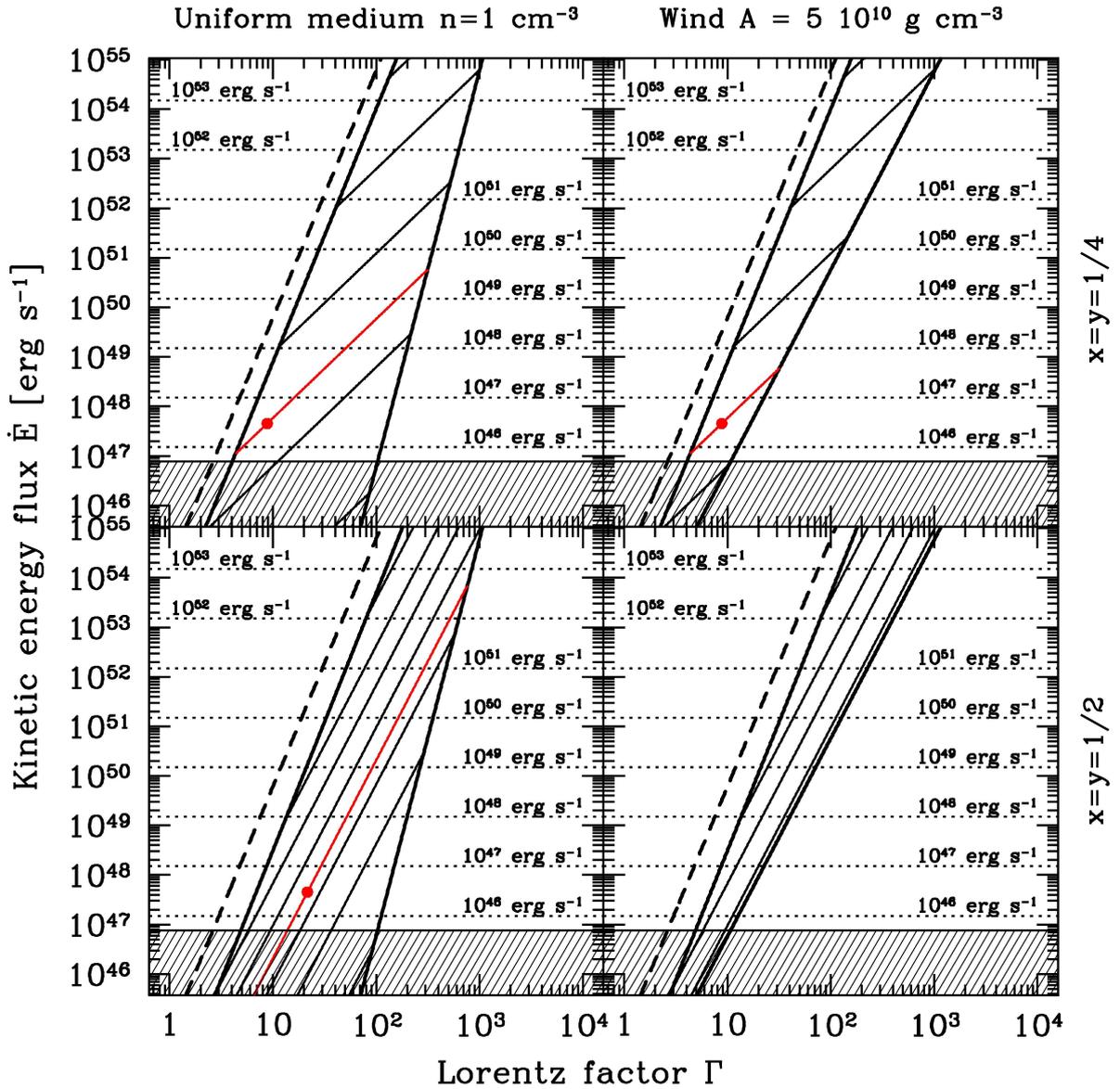


FIG. 3.16: L'espace des paramètres des chocs internes à  $z = 0.0085$ . Cette figure est tirée de Daigne & Mochkovitch (2007). Les conventions sont les mêmes que pour la figure 3.14. Le point rouge indique la position d'un sursaut anémique de type GRB 980425, avec  $E_p = 70 \text{ keV}$  et une luminosité gamma de  $3 \times 10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ .

*éjections ultra-relativistes, un continuum soit aussi présent dans l'amplitude des variations du facteur de Lorentz initial (liées à la variabilité du moteur central) : les amplitudes les plus faibles donnent des sursauts très mous et les sursauts « classiques » nécessitent eux une amplitude importante.*

### 3.3 La phase de décélération par le milieu extérieur

#### Articles publiés en rapport avec le chapitre :

Daigne & Mochkovitch (1999); Eldridge, Genet, Daigne, & Mochkovitch (2006); Genet, Daigne, & Mochkovitch (2007b, 2006).

#### 3.3.1 Modéliser le choc en retour et le choc avant

##### Dynamique de la décélération

La dynamique de la phase de décélération est assez bien comprise. Pour un ejecta d'énergie cinétique  $E_0$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_0$  se propageant dans un milieu extérieur de densité

$$\rho = \frac{A}{r^s} \quad (3.25)$$

( $s = 0$  correspond à un milieu uniforme,  $s = 2$  à un reste de vent stellaire), l'effet de la décélération se fait sentir lorsqu'une masse  $M_0/\Gamma_0$  a été balayée (avec  $M_0 = E_0/\Gamma_0 c^2$ ). Ceci permet de définir le rayon de décélération :

$$R_{\text{dec}} = \left( \frac{3-s}{4\pi} \frac{E_0}{A\Gamma_0^2 c^2} \right)^{\frac{1}{3-s}}. \quad (3.26)$$

L'effet de la décélération conduit à la formation d'un choc avant – ultra-relativiste – qui se propage dans le milieu extérieur. Derrière le choc avant se situe une couche de milieu extérieur choqué, très fine et d'énergie interne très élevée. Cette couche est séparée de l'ejecta par une surface de discontinuité. Dans l'ejecta, une autre onde de choc, le choc en retour, se propage, séparant l'ejecta relativiste en deux zones : près de la surface de discontinuité, l'ejecta relativiste déjà traversé par le choc en retour et plus loin la partie qui n'a pas encore été atteinte pas cette onde de choc.

Il existe une solution analytique auto-similaire pour la propagation du choc avant, une fois que le choc en retour a balayé l'ejecta : la solution de Blandford & McKee (1976), décrite dans l'annexe C. Des simulations hydrodynamiques commencent à être disponibles, y compris à deux dimensions, ce qui permet de saisir un effet d'évolution tardif : l'expansion latérale de l'ejecta. Ces simulations ne permettent cependant pas pour l'instant de suivre à la fois

la phase des chocs internes et la phase de décélération.

Notre approche à l'IAP a donc consisté à étendre le modèle des « couches solides » développé pour les chocs internes pour inclure également l'effet du milieu extérieur. Pour cela, nous avons ajouté une couche supplémentaire, devant l'ejecta, qui représente le milieu extérieur choqué. L'effet du *choc avant* est pris en compte en accumulant dans cette couche supplémentaire la masse de milieu extérieur balayée par l'ejecta et en ralentissant cette couche au fur et à mesure de son avancement. Les détails techniques sont décrits dans les annexes D et E. La notion de *surface de discontinuité* (surface qui sépare l'ejecta relativiste du milieu extérieur) est introduite dans le modèle en imposant que la couche de milieu extérieur choqué et la première couche de l'ejecta relativiste ait le même facteur de Lorentz. Enfin, l'effet du *choc en retour* est automatiquement obtenu dans ce modèle, car le ralentissement de l'avant de l'ejecta à cause du choc avant permet qu'il soit rattrapé par des couches situées plus à l'arrière. Ceci montre au passage que le choc en retour n'est pas fondamentalement différent d'un choc interne : c'est bien une onde de choc qui se propage dans l'ejecta relativiste, modélisée dans notre approche par une succession de collisions directes entre couches relativistes.

Cette approche a été validée en comparant le résultat obtenu pour la propagation du choc avant avec le résultat analytique de Blandford & McKee (1976) : l'accord est excellent. De même, en ce qui concerne le choc en retour, une comparaison détaillée des résultats de notre modèle avec les résultats obtenus par le « modèle mécanique » (Beloborodov & Uhm 2006) développé par notre collègue Andrei Beloborodov à Columbia montre également un très bon accord.

##### Emission du choc avant et du choc en retour

Une fois la dynamique comprise, comme pour les chocs internes, il faut faire des hypothèses supplémentaires pour pouvoir calculer autre chose qu'une luminosité bolométrique. La modélisation des conditions physiques dans la matière choquée se fait généralement de manière très simple, identique à ce qui a été présenté pour les chocs internes en page 43. Les paramètres du choc avant sont choisis indépendamment de ceux des chocs internes : en effet, le milieu est de nature différente (milieu extérieur / ejecta) et le choc est de nature différente (choc ultra-relativiste / choc faiblement relativiste). Par contre les paramètres du choc en retour doivent a priori être très proches de ceux des chocs internes, puisque cette fois le milieu et l'onde de choc sont de même nature. Sur ce point, nous ne suivons donc pas Sari & Piran (1999) qui – de manière injustifiée selon nous – gardent les paramètres microphysiques du choc avant pour le choc en retour. Nous verrons que cette

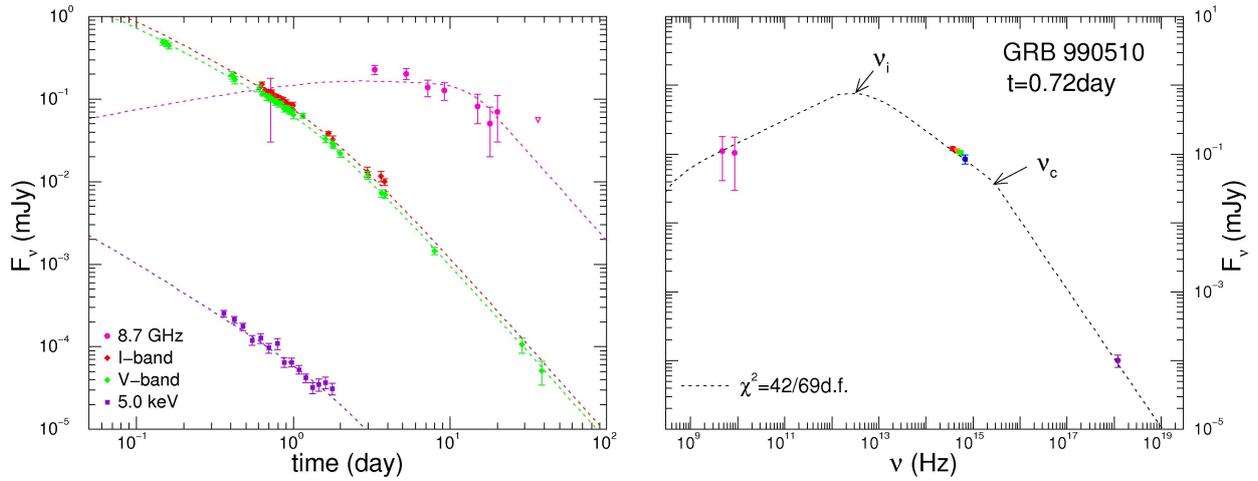


FIG. 3.17: **Rémanences : le modèle du choc avant.** L'exemple de l'ajustement par le modèle du choc avant est donnée pour la courbe de lumière et le spectre de la rémanence de GRB 990510 (Panaitescu & Kumar 2001). Les observations correspondantes sont également présentées sur la figure 1.12.

différence a beaucoup d'importance pour déterminer le domaine spectral d'émission du choc en retour.

Un point supplémentaire doit être bien sûr pris en compte : dans le cas des chocs internes, les échelles de temps radiatives sont toujours très courtes devant les échelles de temps hydrodynamiques, les électrons sont en « fast cooling » ils se refroidissent principalement par rayonnement. Pendant la phase de décélération, que ce soit pour le choc avant ou le choc en retour, la situation inverse peut se rencontrer pour une bonne partie de l'évolution : les électrons sont en « slow cooling » ils se refroidissent principalement par l'expansion adiabatique de la couche choquée et rayonnent de manière inefficace. Nous avons inclus cette possibilité dans notre modèle, soit d'une manière simplifiée en utilisant le spectre dérivé par Sari et al. (1998), soit de manière plus précise en suivant la méthode développée par Beloborodov (2005).

Un effet également inclus dans le modèle est le calcul précis de l'effet de la courbure de la surface émettrice et la prise en compte de l'angle d'ouverture  $\Delta\theta$  de l'ejecta. Tant que nous nous limitons aux chocs internes, la situation  $1/\Gamma \ll \Delta\theta$  était toujours vérifiée et les différences entre un calcul isotrope ou un calcul avec une géométrie de type « jet » étaient absolument négligeables. Pendant la phase de rémanence, ceci n'est plus le cas aux temps longs. L'introduction de cet effet est particulièrement importante pour reproduire la cassure dans la courbe de lumière de la rémanence lorsque  $\Delta\theta \sim 1/\Gamma$  (« jet break ») : voir annexe C et G.

### Un outil de modélisation cohérent

Nous avons donc pu mettre au point à l'IAP au cours des dernières années un outil de modélisation capable de suivre de manière cohérente la succession des chocs internes et du choc en retour accompagnant le choc avant. Ceci y compris lorsque la décélération commence alors que les chocs internes ne sont pas terminés, ce qui peut se produire si le rayon de décélération (équation 3.26) devient plus petit que le rayon de fin des chocs internes :

$$R_{\text{fin, is}} \simeq 2\Gamma_0^2 ct_w, \quad (3.27)$$

où  $t_w$  est la durée de l'éjection relativiste.

Un tel outil est particulièrement bien venu aujourd'hui. A l'époque de Beppo-SAX, il était très rare d'observer en continu le sursaut puis sa rémanence. On pouvait donc traiter séparément l'émission du sursaut gamma proprement dit (chocs internes) et l'émission rémanente (interprétée comme émise par le choc avant) car la transition n'était pas observée. La rémanence elle-même était d'ailleurs détectée plusieurs heures après le sursaut, c'est-à-dire alors que la décélération était déjà bien commencée. Depuis le lancement de Swift, la situation a complètement changé. Presque toujours dans le domaine X et assez souvent en optique, les premiers instants de la rémanence sont maintenant observés en quasi-continuité avec l'émission du sursaut. Les observations, présentées en introduction, montrent des évolutions beaucoup plus diverses et complexes que prévu. En traitant dans un modèle cohérent à la fois les chocs internes et l'interaction avec le milieu extérieur, nous disposons d'un outil unique pour interpréter ces nouvelles données. Ce travail a d'ailleurs fait l'objet de la thèse de Franck Genet (soutenue le 24 septembre 2007).

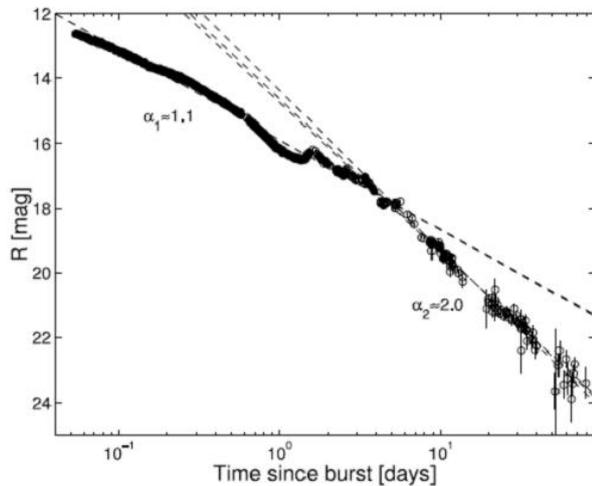


FIG. 3.18: **La rémanence visible de GRB 030329.** *Gauche* : la magnitude en bande R est montrée en fonction du temps. On remarque la présence d'une cassure un peu avant 0.5 jour dont le changement de pente est compatible avec un « jet break ». On remarque également la présence de plusieurs bosses à partir de  $\sim 1$  jour, la première étant plus intense. On note enfin que ces bosses ont une durée assez brève ( $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} < 1$ ). (Figure tirée de Lipkin et al. (2004)).

Dans la suite, je présente les travaux menés dans le cadre du modèle « standard » où la rémanence est produite par le choc avant. Je dresse ensuite une liste des principaux points qui posent problème dans cette interprétation et je présente donc un changement de paradigme que nous avons proposé en 2006 : la rémanence serait principalement produite par le choc en retour.

### 3.3.2 Modèle « standard » : rémanence produite par le choc avant

La modélisation du choc avant a été décrite dans sa version la plus simple par de nombreux auteurs : citons principalement Meszaros & Rees (1993) et Sari et al. (1998) pour les courbes de lumière et le spectre, Chevalier & Li (2000) pour la discussion d'un milieu extérieur dominé par le reste du vent de l'étoile massive parent, Rhoads (1997) pour la discussion de la cassure attendue dans la courbe de lumière en raison de l'angle d'ouverture de l'ejecta. Panaitescu & Kumar (2001) ont inclus tous ces ingrédients physiques dans un modèle complet du choc externe et l'ont utilisé pour ajuster les observations des rémanences à l'époque Beppo-SAX, comme par exemple sur la figure 3.17. Le modèle semblait alors capable de reproduire les observations, comme souligné très peu de temps après la découverte de la première rémanence en 1997 par Wijers et al. (1997).

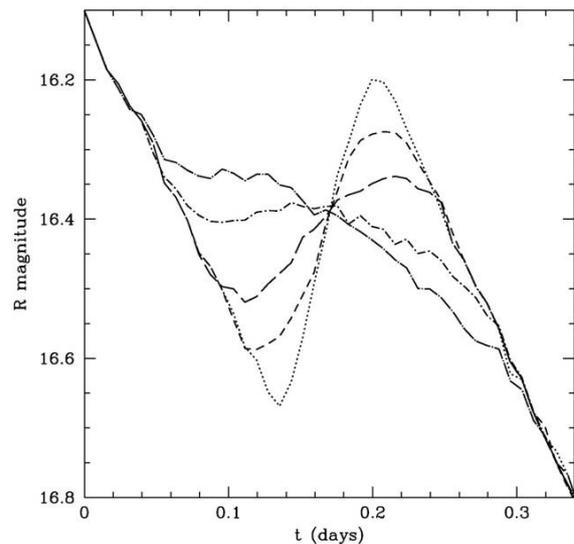


FIG. 3.19: **Rémanence produite par le choc avant : la bosse dans la courbe de lumière de GRB 030329 modélisée par un « choc rafraîchi ».** Les différentes courbes montrent l'évolution de l'aspect de la bosse avec la dispersion du facteur de Lorentz dans l'ejecta « lent » :  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s = 1/90$  (pointillé),  $1/30$  (tirets courts),  $1/18$  (tirets longs),  $1/11$  (pointillés et tirets alternés) et  $1/9$  (trait continu). (Figure tirée de Genet et al. (2007a), en préparation).

### Accidents dans la courbe de lumière du choc avant

**La courbe de lumière de GRB 030329.** Le modèle du choc externe prévoit a priori des courbes de lumière constituées d'une succession de simples lois de puissance. Dans plusieurs cas, les observations montrent – même dans l'époque pré-Swift – un comportement plus compliqué avec des accidents dans la courbe de lumière, en particulier des bosses, à des époques plus ou moins tardives. Un bon exemple est le sursaut GRB 030329 à  $z = 0.169$ . Rappelons que ce sursaut, détecté par HETE-2, est le meilleur exemple de l'association d'un sursaut long avec une supernova de type Ic (figure 1.18). Ce sursaut est extrêmement brillant et a été très bien suivi au niveau de sa rémanence. La courbe de lumière visible est montrée figure 3.18. Plusieurs caractéristiques peuvent être remarquées : (i) une cassure vers 0.5 jour, la pente de la loi de puissance passant de  $\sim -1$  à  $-2$ ; (ii) une grande variabilité après un jour, avec de nombreuses bosses dans la courbe de lumière, la principale apparaissant vers 1.3 jour. Cette bosse a un temps de montée rapide,  $\sim 0.3$  jour, et après la bosse, on retrouve une décroissance en loi de puissance avec une pente identique mais une intensité multipliée par un facteur  $\sim 2.4$ . Différents scénarios dans le cadre du modèle standard sont envisageables pour expliquer une telle bosse (densité variable dans le milieu extérieur, inhomogénéités de la surface émettrice, ...) mais Granot et al. (2003)

ont montré que l'hypothèse la plus vraisemblable était celle d'un « choc rafraîchi » (« refreshed shock ») : lors de l'éjection relativiste, la matière éjectée en dernier est plus lente. Elle rattrape l'ejecta principal alors que le choc avant est déjà bien formé et que la rémanence a commencé : cet apport tardif d'énergie cinétique se traduit par une bosse dans la courbe de lumière. C'est ce scénario que nous avons voulu tester en détail.

Nous avons modélisé GRB 030329 en considérant une source centrale qui éjecte un premier ejecta relativiste de facteur de Lorentz  $\Gamma_f \geq 100$  puis immédiatement après, un second ejecta de facteur de Lorentz  $\Gamma_s \sim 10$ . Le premier ejecta est a priori variable, des chocs internes s'y produisent, conduisant à l'émission gamma de GRB 030329. Ce même ejecta ressent ensuite l'effet du milieu extérieur et décélère. La seconde couche relativiste, elle, se propage dans un milieu déjà balayé par le premier ejecta, elle ne décélère pas et finit donc pas rattraper le premier ejecta. Une bosse dans la courbe de lumière apparaît à l'instant où les deux ejecta successifs se rattrapent, c'est-à-dire à

$$t_{\text{obs,bump}} \simeq (4-s)^{\frac{1}{3-s}} t_{\text{obs,dec}} \left( \frac{\Gamma_f}{\Gamma_s} \right)^{\frac{2}{3-s}}, \quad (3.28)$$

où  $s$  détermine le profil de densité dans le milieu extérieur (équation 3.25) et  $t_{\text{obs,dec}} = R_{\text{dec}}/2\Gamma_f^2 c$  est la date où le premier ejecta atteint son rayon de décélération (équation 3.26 pour la couche de facteur de Lorentz initial  $\Gamma_f$ ). Par exemple, pour un milieu extérieur uniforme ( $s = 0$ ) avec 1 particule par  $\text{cm}^3$ , et pour des paramètres « standards »  $\Gamma_f = 100$  et  $E_f = 10^{53}$  erg pour le facteur de Lorentz et l'énergie cinétique du premier ejecta, on obtient une bosse dans la courbe de lumière vers 1 jour à condition d'avoir  $\Gamma_s \sim 10$ . Ce scénario n'a donc aucune difficulté à produire une bosse au moment voulu.

Cependant, la largeur de la bosse ( $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \sim 0.23$ ) est plus délicate à reproduire. Elle est affectée par des effets géométriques et dynamiques : (i) la courbure de la surface émettrice qui provoque un étalement des temps d'arrivée des photons. Si on est dans la phase « pré-jet break » ( $1/\Gamma < \Delta\theta$ ), cet étalement vaut  $\Delta t_{\text{obs}} \sim t_{\text{obs}}$ . Dans la phase « post-jet break » cet étalement n'est plus fixé par la focalisation relativiste dans  $1/\Gamma$  mais par la taille géométrique de la région émettrice. Il est donc plus court que ce qu'il serait si la focalisation relativiste dominait encore (puisque  $\Delta\theta < 1/\Gamma$  dans cette phase). On obtient alors  $\Delta t_{\text{obs}} \sim t_{\text{obs}} (\Gamma\Delta\theta)^2$ ; (ii) si le facteur de Lorentz  $\Gamma_s$  dans le second ejecta n'est pas constant mais présente une certaine dispersion  $\Delta\Gamma_s$ , la bosse se trouve étalée sur un intervalle  $\Delta t_{\text{obs}} \sim t_{\text{obs}} (8/3\Delta\Gamma_s/\Gamma_s)$ . A partir de cette analyse, nous obtenons les conditions suivantes pour obtenir une largeur de bosse compatible avec les observations : (i) la cassure dans la courbe de lumière vers 0.5 jour doit être le « jet break » et l'ouverture géométrique du second ejecta doit être plus petite que celle de la région du milieu extérieur choqué déjà en train de

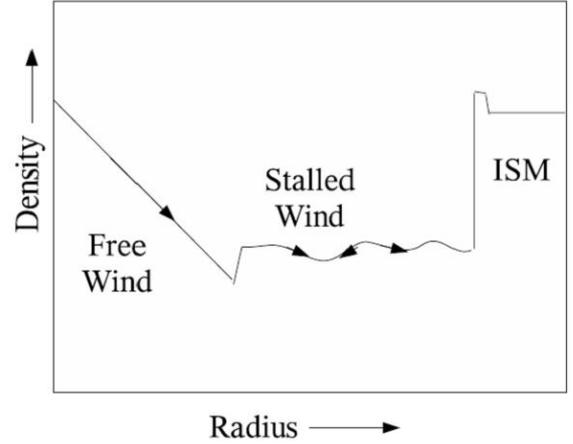


FIG. 3.20: **Vue schématique de l'environnement de l'étoile parent d'un sursaut gamma.** La position de l'étoile est à gauche sur ce schéma. On trouve d'abord le vent stellaire de l'étoile, de densité  $\rho = A/r^2$  avec  $A = A_* \times (5 \times 10^{11} \text{ g.cm}^{-1})$  (en pratique, ce vent peut avoir différentes composantes, liées aux épisodes successifs de perte de masse de l'étoile). Ce vent vient choquer le milieu extérieur (ici complètement à droite), milieu à peu près uniforme, assez dense, typique d'une région de formation d'étoile. Cet impact conduit à la propagation d'un choc avant qui se propage dans le milieu extérieur et d'un choc en retour qui se propage dans le vent stellaire. Les deux régions choquées (« stalled wind » pour le vent stellaire) sont séparées par une surface de discontinuité, bien visible sur le schéma avant le saut de densité qui monte au niveau du milieu extérieur choqué. La frontière entre le vent stellaire qui n'a pas encore été choqué et le « stalled wind » déjà traversé par l'onde de choc est au rayon  $R_{\text{SW}}$  (figure tirée de Eldridge et al. (2006)).

rayonner. Ceci peut s'expliquer par l'effet d'expansion latérale qui affecte le milieu extérieur choqué (le choc avant chauffe la matière et augmente la vitesse du son locale) mais n'affecte pas le second ejecta, qui est protégé par le premier et reste « froid »; (ii) le second ejecta – au moment où il rattrape le premier – doit avoir un facteur de Lorentz quasi-constant avec  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s \lesssim 0.1$ . Cette seconde condition est intéressante. En effet elle favorise le modèle des chocs internes puisque même si  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$  est beaucoup plus important au moment de l'éjection, les chocs internes vont avoir pour effet de « nettoyer » ces inhomogénéités initiales. La contrainte  $\Delta\Gamma_s/\Gamma_s$  est tout à fait compatible avec le résultat de nos simulations hydrodynamiques des chocs internes. Il est à noter qu'en raison de la valeur faible de  $\Gamma_s$ , les chocs internes dans la partie lente ne produisent pas de signature observable car l'ejecta n'est pas transparent (voir figure 3.14). *Le cas de GRB 030329 est donc un bel exemple des succès du modèle « standard » puisque la courbe de lumière de la rémanence dans le domaine visible s'explique*

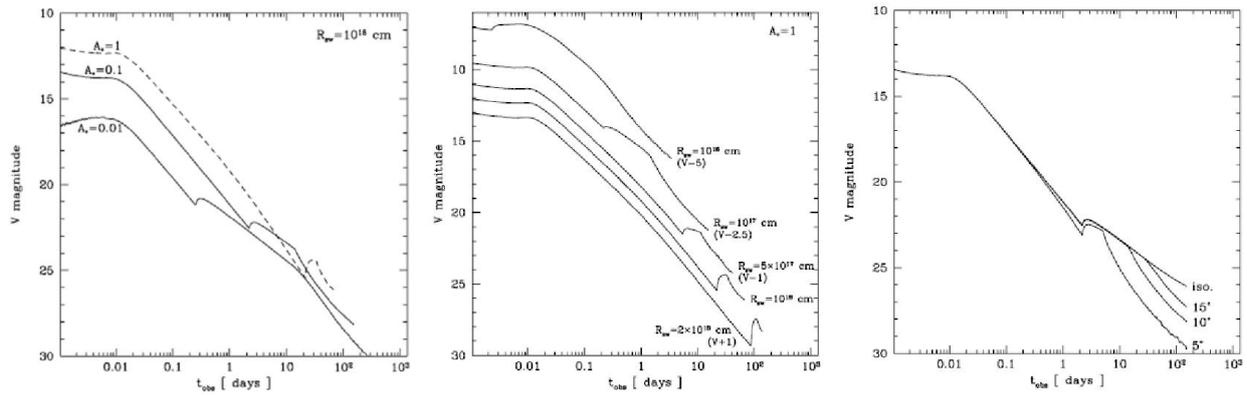


FIG. 3.21: **Rémanence produite par le choc avant : effet d'un environnement réaliste.** La courbe de lumière de la rémanence visible est montrée dans différents cas. *Gauche* : effet de la densité du vent stellaire. L'ouverture de l'ejecta est  $10^\circ$ , le rayon  $R_{\text{SW}} = 10^{18}$  cm est fixé et  $A_*$  vaut 0.01, 0.1 et 1. *Milieu* : effet de la position du choc terminal. L'ouverture de l'ejecta vaut toujours  $10^\circ$ , la densité du vent stellaire est fixée par  $A_* = 1$  et le rayon  $R_{\text{SW}}$  varie de  $10^{16}$  à  $2 \times 10^{18}$  cm. *Droite* : effet de l'angle d'ouverture de l'ejecta relativiste. Le milieu extérieur est fixé par  $A_* = 0.1$  et  $R_{\text{SW}} = 10^{18}$  cm et l'ouverture géométrique de l'ejecta relativiste varie de  $5^\circ$  à  $15^\circ$ . Le cas d'un ejecta sphérique est également indiqué (« iso. »). (figure tirée de Eldridge et al. (2006)).

bien dans le cadre du modèle du choc avant (en prenant en compte un ejecta non isotrope) à condition que l'éjection relativiste ne se fasse pas de manière régulière (pour avoir un « choc rafraîchi ») et que des chocs internes aient eu lieu dans une phase plus précoce. Nous pouvons cependant noter que la transition entre le sursaut et sa rémanence n'est pas observée. Nous verrons plus loin que c'est dans cette phase que le « modèle standard » dans sa version de base n'est plus capable de rendre compte des observations.

**Effet d'un milieu extérieur réaliste.** En 2005, John Eldridge, après avoir soutenu sa thèse dans le groupe de physique stellaire de l'Institute of Astronomy à Cambridge, a rejoint l'IAP en postdoc pour travailler pendant un an avec Robert Mochkovitch et moi-même. Il a mené une série de simulations hydrodynamiques de la propagation du vent d'une étoile massive (une étoile de type Wolf-Rayet, à cause de l'association des sursauts avec les supernovae de type Ic) dans son milieu environnant, dont une vue schématique est donnée figure 3.20. Un premier résultat intéressant de son étude est qu'en théorie, si on pouvait mesurer (par spectroscopie fine de la rémanence précoce) le flux de masse, la vitesse et la composition chimique des différentes composantes du vent, on pourrait identifier assez précisément la masse et la métallicité de l'étoile parent du sursaut.

A partir de ses résultats, nous avons calculé les courbes de lumière de la rémanence obtenues avec un environnement réaliste, pour voir quelle signature était produite au moment où le choc avant relativiste atteint le point de rencontre du vent stellaire et de l'environnement extérieur, c'est-à-dire la zone de « stalled wind » au rayon  $R_{\text{SW}}$  (voir figure 3.20). Les résultats (Eldridge et al. 2006) sont résumés sur la figure 3.21. Nous trouvons qu'une bosse peut

être attendue dans la courbe de lumière, mais uniquement de manière très tardive, en raison de la valeur de  $R_{\text{SW}}$ , au moins de l'ordre du parsec. Cette étude prouve donc que (1) si les étoiles parents des sursauts sont bien des étoiles de type Wolf-Rayet, l'essentiel de la décélération se fait dans un vent stellaire de densité en  $1/r^2$ , comme souligné déjà par Chevalier & Li (2000), (2) que certaines bosses dans les courbes de lumière des rémanences, parmi les plus tardives, pourraient être dues au passage du vent stellaire non choqué au vent stellaire choqué (« stalled wind »).

### Le choc avant dans le modèle purement électromagnétique

Notre modèle des « couches solides » peut aisément être modifié pour modéliser la rémanence dans le modèle purement électromagnétique (le moteur central n'éjecte pas de matière mais une pure onde électromagnétique, Lyutikov & Blandford (2003)). Il suffit de créer une « couche de photons » se déplaçant à la vitesse de la lumière et de corriger les conditions de choc (il n'y a pas de choc en retour puisque l'ejecta va à la vitesse de la lumière). Le mécanisme de la rémanence reste le même : la matière balayée du milieu extérieur est choquée et rayonne. Notre calcul montre que les courbes de lumière de la rémanence dans ce cas sont extrêmement proches de celles obtenus pour un ejecta « standard ». Les seules différences, dans la montée de la rémanence, sont trop faibles pour permettre de distinguer entre ces deux modèles (Genet et al. 2006). Le principal test du modèle électromagnétique reste alors la mesure de la polarisation du rayonnement gamma du sursaut, qui devrait être beaucoup plus élevée que dans le modèle « standard ». Une telle mesure reste très délicate et

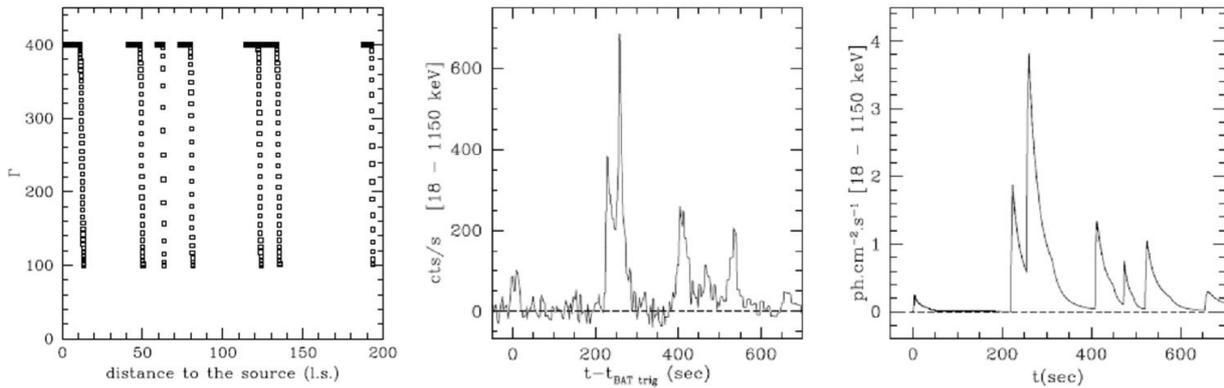


FIG. 3.22: **Simulation de GRB 050820a par le modèle des chocs internes.** *Gauche* : distribution initiale du facteur de Lorentz dans l'éjecta. La durée de l'éjection est 200 s et l'énergie cinétique totale injectée  $1.8 \times 10^{55}$  erg (équivalent istrope). *Milieu* : profil gamma de 050820a observé par Konus. *Droite* : profil obtenu par le modèle des chocs internes pour la distribution représentée à gauche de cette figure. (figure tirée de Genet et al. (2007c)).

*malgré quelques tentatives (avec RHESSI ou INTEGRAL) n'a encore jamais pu être faite de manière convaincante.*

Il est à noter que l'absence de choc en retour dans le modèle purement électromagnétique impose que toute l'émission observée pendant la rémanence vienne du choc avant. Les critiques qui vont être formulées ci-après vis à vis du modèle du choc externe s'appliquent donc, mais la solution proposée par la suite ne s'applique pas (changement de paradigme, la rémanence étant produite par le choc en retour). *Les observations de la rémanence précoce par Swift ne favorisent donc pas le modèle de Blandford et Lyutikov.*

### Effet du choc en retour

**Contribution du choc en retour à l'émission du sursaut gamma proprement dit.** Dès 1996, nous avons envisagé que le choc en retour puisse contribuer dans le domaine gamma ou X. Rappelons les deux arguments : (i) le choc en retour se propage dans l'éjecta pendant la fin de la phase des chocs internes, ou juste après, suivant la densité du milieu extérieur. Les quantités dynamiques (facteur de Lorentz, densité, densité d'énergie, ...) sont donc comparables dans les chocs internes et dans le choc en retour. En particulier, ces chocs sont faiblement relativistes dans le référentiel de l'éjecta ; (ii) le choc en retour se propage dans l'éjecta relativiste, comme les chocs internes, et non dans le milieu extérieur, comme le choc avant : les paramètres microphysiques, qui fixent l'accélération des électrons et l'intensité du champ magnétique, sont donc a priori similaires dans ces chocs (en particulier le champ magnétique peut être beaucoup plus élevé que dans le choc externe si un champ à grand échelle ancré dans la source centrale est présent, cf. chapitre 2). Les chocs internes rayonnent principalement dans le domaine gamma, le choc en retour doit lui aussi rayonner dans ce domaine s'il est

précoce et dans le domaine X s'il suit la phase des chocs internes.

Nous avons testé ces idées en simulant l'effet du choc en retour juste après la phase des chocs internes dans un sursaut simple, constitué d'un pulse unique. Le milieu extérieur est pris uniforme. En choisissant sa densité de telle manière que le rayon de décélération (équation 3.26) soit du même ordre que le rayon de la fin des chocs internes (équation 3.27), et en prenant pour le choc en retour exactement les mêmes paramètres microphysiques que pour les chocs internes, on obtient bien une émission en X du choc en retour qui vient prolonger celle des chocs internes. Nous avons appliqué ce calcul à GRB 960720 qui est un sursaut à un seul pulse, observé des X aux gamma par Beppo-SAX. Sans la contribution du choc en retour, l'évolution de la largeur du pulse avec la bande spectrale est bien reproduite par les chocs internes dans le domaine gamma, mais pas dans le domaine X (pulse trop court). Avec le choc en retour, l'évolution est reproduite jusque dans le domaine X (Daigne & Mochkovitch 1999).

**Un exemple complet : la montée de la rémanence dans GRB 050820a.** En 2006, dans le cadre de la thèse de Franck Genet, nous avons repris de manière plus détaillée ces idées anciennes, dans un contexte observationnel plus favorable puisque Swift permet d'observer les tout débuts de la rémanence. Un bon exemple de sursaut pour lequel notre approche de modélisation complète (chocs internes, choc en retour, choc avant) est particulièrement bien adaptée est le sursaut 050820a. En raison de sa durée assez longue (et de la présence d'un « précurseur » environ 200 secondes avant l'événement principal), l'émission optique a pu être détectée par RAPTOR avant que l'émission gamma ne soit terminée (figure 1.11) et ce même télescope robotique a ensuite observé la transition du sursaut à la

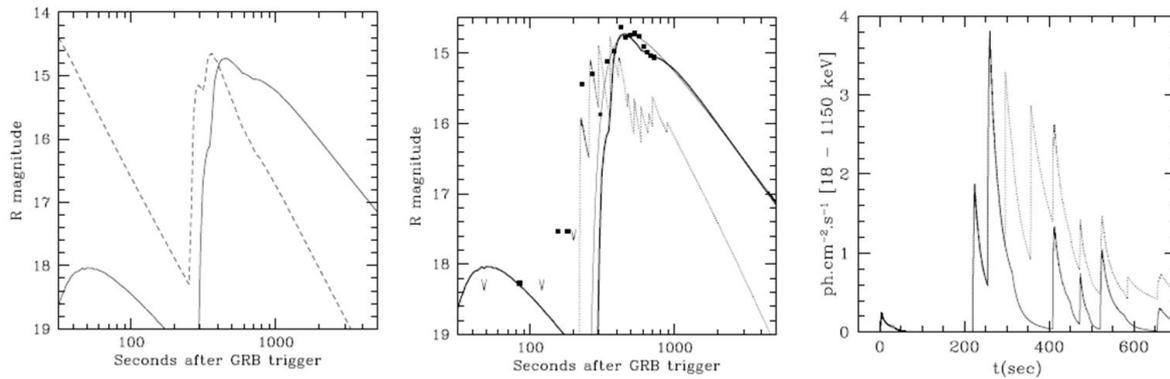


FIG. 3.23: **Rémanence produite par le choc avant : montée de la rémanence dans GRB 050820a et effet du choc en retour.** *Gauche* : comparaison entre la rémanence obtenue par un milieu uniforme de densité  $n = 3 \text{ cm}^{-3}$  (trait plein) et par un vent avec  $A_* = 0.1$  (pointillés). *Milieu* : Comparaison entre le modèle et les observations dans le domaine visible : la courbe en pointillés représente la contribution des chocs internes et la courbe en trait gras celle du choc avant pour un milieu uniforme avec  $n = 3 \text{ cm}^{-3}$  (rémanence). *Droite* : profil gamma obtenu en incluant les chocs internes (trait plein) et le choc en retour (pointillés). (figure tirée de Genet et al. (2007c)).

rémanence. Nous avons donc cherché à modéliser de manière cohérente l'ensemble des observations disponibles pour ce sursaut, afin de tester le scénario théorique chocs internes – choc externe Genet et al. (2007c).

Pour rendre compte de l'émission gamma du sursaut, un ejecta avec un facteur de Lorentz variable représenté figure 3.22 (gauche) a été simulé. Nous n'avons pas cherché à faire un réel ajustement des données gamma de Konus mais avons produit un profil assez similaire (figure 3.22 milieu et droite). L'émission gamma du sursaut synthétique est due uniquement aux chocs internes dans ce premier calcul qui n'inclut pas le milieu extérieur. Pour simuler l'émission optique des chocs internes, nous n'avons pas effectué un calcul spectral détaillé mais avons simplement supposé une pente moyenne  $\langle \alpha \rangle$  entre le domaine gamma et le visible. Une valeur  $\langle \alpha \rangle \simeq -1.15$  donne un bon accord avec les observations de RAPTOR qui piquent à  $R \sim 15$ . Nous avons ensuite ajouté dans cette simulation un milieu extérieur, en considérant soit un milieu uniforme, soit le reste d'un vent stellaire. Dans les deux cas, il est possible d'ajuster la densité du milieu extérieur pour obtenir la montée de la rémanence au bon moment (figure 3.23). La rémanence principale est précédée d'une contribution précoce due à la décélération de la première partie de l'ejecta relativiste, qui produit le petit précurseur gamma responsable du déclenchement de Konus. Dans un vent, cette contribution est beaucoup trop brillante pour être en accord avec les observations de RAPTOR. Dans un milieu uniforme par contre, le calcul complet donne un bon accord entre les données de RAPTOR et la superposition de l'émission optique des chocs internes et celle du choc avant (figure 3.23 au milieu). Ce modèle complet semble donc capable de rendre compte d'un vaste ensemble d'observations. Malheureusement, un

problème important apparaît : une fois inclus le milieu extérieur, le choc en retour se propage dans l'ejecta relativiste bien avant la fin des chocs internes et affecte grandement le profil gamma du sursaut (figure 3.23). Le sursaut synthétique ne reproduit plus les données de KONUS. Si on retarde le choc en retour pour éviter cet effet, la montée de la rémanence dans le visible est trop tardive.

Nous avons envisagé différentes solutions à ce problème : (i) modification du facteur de Lorentz initial dans l'ejecta pour que certains des pulses observés dans le profil Konus soit effectivement dus au choc en retour. Cette possibilité est réelle mais il est difficile d'obtenir un ajustement vraiment satisfaisant car des pulses faibles supplémentaires résiduels sont obtenus, dont on ne sait s'ils sont réellement observés ; (ii) les photons gamma émis par l'ejecta relativiste ont un effet sur l'environnement immédiat : celui-ci est poussé par le rayonnement et enrichi en paires (Madau & Thompson 2000; Beloborodov 2002). Il se forme une cavité de faible densité devant l'ejecta, qui retarde l'effet de la décélération et diminue donc l'effet du choc en retour. Cependant la montée de la rémanence est aussi retardée et cette solution ne convient donc pas ; (iii) une troisième solution consiste à faire appel au modèle purement électromagnétique de Lyutikov & Blandford (2003) dans lequel l'émission gamma est due à de la reconnection magnétique (qui devrait aussi produire l'optique précoce vu par RAPTOR) et la rémanence est due au choc avant. Il n'y a pas de choc en retour dans ce cas, ce qui semble résoudre le problème. Il est cependant très insatisfaisant de ne pas pouvoir tester complètement cette idée puisque le calcul de l'émission prompt dans le modèle électromagnétique semble hors de portée ; (iv) une dernière piste qui sera suivie dans l'avenir consiste à reprendre cette étude avec un calcul plus réaliste de l'émission optique des chocs internes

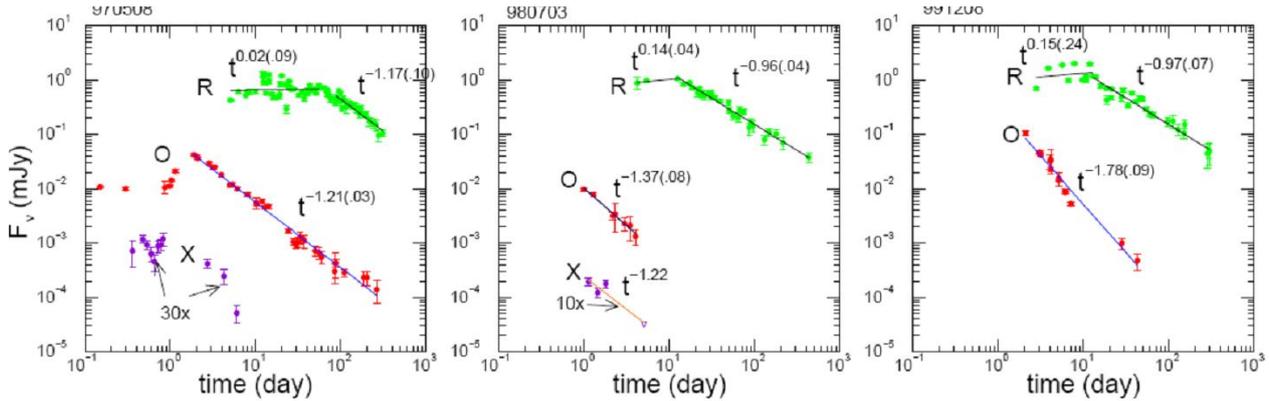


FIG. 3.24: **Rémanences : évolution de l'émission radio.** Noter que la décroissance tardive en radio est moins rapide que dans le visible, contrairement à la prédiction de la version la plus simple du modèle du choc avant (Panaitescu & Kumar 2004).

(en utilisant le modèle radiatif complet qui a été développé pour l'étude de l'émission attendue pour GLAST). Il faudrait cependant des effets d'évolution très forts pour mimer la montée de la rémanence.

La conclusion provisoire de cette étude est donc que *le modèle « standard » chocs internes – choc externe semble avoir des difficultés à reproduire la transition précoce du sursaut à sa rémanence observée dans GRB 050820a.* Ceci fait partie des raisons qui nous ont poussés à proposer un changement de paradigme.

### 3.3.3 Changement de paradigme : rémanence produite par le choc en retour

#### Discussion critique du modèle « standard »

La version la plus simple du modèle « standard » du choc externe pour expliquer la rémanence comporte essentiellement trois ingrédients théoriques bien maîtrisés : (i) la dynamique de la décélération (Blandford & McKee 1976) ; (ii) le rayonnement synchrotron dans les régimes « slow » et « fast cooling » (Sari et al. 1998) ; (iii) la prise en compte de l'ouverture géométrique de l'éjecta relativiste conduisant à la présence d'un « jet break » (cassure achromatique) dans la courbe de lumière de la rémanence (Rhoads 1997). Le choc en retour est supposé produire une émission brève au tout début de la décélération, principalement dans le visible, c'est-à-dire un « flash optique ». Ce modèle simple a semblé très prometteur dans les premières années des observations des rémanences (avant le lancement de Swift), en raison de plusieurs succès : (1) il permet un bon ajustement des données X, visible et radio des rémanences observées à l'époque de Beppo-SAX, cf. figure 3.17) ; (2) des cassures achromatiques sont effectivement observées dans les courbes de lumière (voir l'exemple de GRB 990510, figure 1.12), en accord avec la prédiction des « jet breaks ». L'achromatisme n'est cependant testé que dans

le domaine visible, par manque de données X à l'instant de la cassure ; (3) un flash optique a été observé dans GRB 990123 (figure 1.11) par ROTSE, qui semblait correspondre à la contribution du choc en retour. Cependant, de telles observations restent très rares, même depuis les lancements de HETE2 et Swift qui ont rendu les alertes avec une bonne localisation en temps réel beaucoup plus fréquentes. Les flashes optiques très brillants ne semblent donc pas être la norme.

Dès l'époque de Beppo-SAX, des problèmes apparurent dans ce modèle « standard ». Parmi les principaux, on peut citer : (1) le fait que les rémanences sont le plus souvent mieux ajustées par un milieu uniforme de faible densité (Panaitescu & Kumar (2001), voir aussi l'exemple de GRB 950820a que nous avons traité plus haut) alors que le reste d'un vent stellaire est en principe attendu (Chevalier & Li 2000) du fait de l'association des sursauts longs avec les étoiles massives. Même si le vent est supprimé, par exemple en raison d'une grande asymétrie de l'étoile parent, le milieu extérieur devrait correspondre à une région de formation d'étoiles, beaucoup plus dense que les densités  $n \sim 0.01 - 10 \text{ cm}^{-3}$  généralement trouvées. Même dans un cas comme GRB 030329 où l'association avec une étoile massive est évidente (une supernova de type Ic a été observée simultanément), un milieu uniforme de densité  $n \sim 1 - 2 \text{ cm}^{-3}$  est nécessaire pour reproduire la rémanence (Berger et al. (2003), voir aussi la discussion de ce sursaut présenté ci-dessus) ; (2) ces mêmes ajustements des observations des rémanences donnent une pente  $p$  de la distribution des électrons accélérés par le choc avant dans l'intervalle 1.4 – 2.8 (Panaitescu & Kumar 2001) alors que la théorie de l'accélération dans les chocs relativistes prévoit a priori des pentes  $p = 2 - 2.5$ , avec même sans doute une valeur « universelle »  $p \sim 2.3$  dans la limite ultra-relativiste qui s'applique au choc avant (voir par exemple Achterberg et al. (2001)) ; (3) Les courbes de

lumière de la rémanence radio tardive ont une décroissance qui – dans de nombreux cas – est moins rapide qu’en optique, en désaccord avec le modèle comme montré par Panaitescu & Kumar (2004) (voir les exemples de GRB 970508, GRB 980703 et GRB 991208 figure 3.24). Des problèmes peut-être encore plus cruciaux sont apparus plus récemment, après le lancement de Swift : (4) la rémanence X est maintenant suivie depuis la fin du sursaut jusqu’à environ une dizaine de jours. Le profil observé est en grand désaccord avec la prédiction du modèle. On trouve trois phases, dont une phase intermédiaire proche d’un plateau (voir figures 1.14 et 1.17). Il est impossible de réconcilier ces observations avec la version la plus simple du modèle du choc avant : des modifications sont nécessaires. La possibilité la plus discutée est celle de l’injection tardive d’énergie dans le choc avant (« late energy injection », Sari & Mészáros (2000)). Elle est cependant loin de représenter une solution satisfaisante : l’apport d’énergie doit être très important, de l’ordre de dix fois plus que l’énergie injectée lors de l’éjection relativiste initiale (Panaitescu et al. 2006b). Outre la difficulté pour les modèles du moteur central à expliquer une telle injection tardive, cette proposition a une conséquence grave immédiate pour l’émission du sursaut proprement dit : l’efficacité du processus (conversion d’énergie cinétique en rayonnement gamma) doit être très élevée, entre 50 et 100 %. Ceci est bien sûr incompatible avec le modèle des chocs internes et vraisemblablement tout autre modèle réaliste de l’émission du sursaut ; (5) maintenant que la rémanence est suivie simultanément en X et en optique pendant plusieurs jours, on ne trouve plus de cassures achromatiques dans la courbe de lumière qui pourraient être interprétées comme des « jet breaks ». Il est probable que beaucoup des cassures « achromatiques » observées à l’époque Beppo-SAX n’étaient en fait présentes que dans le visible et non en X ; (6) si des cassures achromatiques correspondant à des « jet breaks » ne sont presque jamais trouvées dans les courbes de lumière des rémanences des sursauts Swift, des cassures chromatiques sont par contre fréquentes (figure 1.16). Une fois de plus, ceci est très difficile à expliquer dans la version la plus simple du modèle « standard » du choc avant. Une possibilité invoquée est celle de paramètres microphysiques variables au cours de l’évolution de la rémanence. Cette idée n’est pas forcément irréaliste (voir la discussion page 43). L’évolution des paramètres microphysiques semble cependant très fortement contrainte pour pouvoir reproduire les observations et il reste compliqué d’expliquer les cassures achromatiques (Panaitescu et al. 2006a) ; (7) dans la courbe de lumière de la rémanence X, et plus rarement visible, sont observés dans de nombreux sursauts Swift des « flares », plus ou moins intenses et plus ou moins tardifs (figure 1.15). En raison d’une largeur faible ( $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \lesssim 1$ ), ces « flares » ne peuvent pas être expliqués par le choc avant. Il est donc généralement proposé de les associer à des chocs internes tardifs (Burrows et al. 2005). Cette interprétation qui implique une

durée d’activité parfois très longue pose problème pour beaucoup de modèles du moteur central. De plus il faut expliquer pourquoi l’échelle de temps de la variabilité dans la source centrale augmente au cours du temps. Si elle restait constante, la largeur  $\Delta t_{\text{obs}}$  des « flares » serait comparable à la largeur des pulses observés dans les profils de sursauts gamma (dans la majorité des cas, quelques secondes au maximum) et les « flares » seraient beaucoup plus piqués ( $\Delta t_{\text{obs}}/t_{\text{obs}} \ll 1$ ) ; (8) on peut mentionner comme dernière difficulté potentielle le fait que quelques rémanences de sursauts courts ont maintenant été observées et montrent aussi des courbes de lumière (en particulier en X avec la présence de bosses tardives, les « soft X-ray bumps ») beaucoup plus complexes que la prédiction du modèle « standard ». S’il s’avère que les sursauts courts sont associés aux coalescences d’étoiles à neutrons, le moteur central est alors de durée très brève (inférieure à la seconde) et les solutions proposées pour les rémanences des sursauts longs (injection tardive d’énergie, activité tardive) risquent d’être impossibles à transposer aux sursauts courts.

Dans ce contexte, nous proposons un changement de paradigme avec deux principales modifications du scénario : (1) le choc avant est radiativement inefficace. L’essentiel de l’émission de la rémanence est due au choc en retour ; (2) pour que le choc en retour soit de longue durée, l’éjection relativiste initiale se termine par une décroissance rapide du facteur de Lorentz (de telle manière que la durée totale de l’éjection relativiste reste courte), ce qui conduit à la formation d’une queue plus lente dans l’ejecta. Ce modèle est détaillé ci-après. Les premiers résultats sont présentés dans Genet et al. (2007b) mais un important travail est actuellement en cours pour le tester de manière plus complète.

### Un choc avant radiativement inefficace

La première modification importante que nous proposons par rapport au scénario « standard » est de supposer que le choc avant est radiativement inefficace. L’image dynamique du scénario n’est bien sûr pas affectée : l’ejecta relativiste est toujours décéléré par le milieu extérieur, et cela se traduit toujours par la propagation d’une onde de choc (le choc externe). Simplement, la contribution au rayonnement du milieu extérieur choqué est négligeable. A ce stade de notre étude, nous n’avons pas d’explication théorique précise pour cette inefficacité radiative. Nous constatons simplement que récemment, plusieurs articles (voir par exemple Milosavljević & Nakar (2006)) ont suggéré que l’accélération des électrons dans un choc ultra-relativiste était difficile et pas forcément très efficace (ceci se traduirait par un faible  $\epsilon_e$  dans le milieu extérieur choqué) et que l’amplification par le choc du champ magnétique très faible initialement présent dans le milieu extérieur était également délicate (ceci se traduirait donc par un faible  $\epsilon_B$ ). Une seule de ces conditions est suffisante pour baisser radicalement le flux de l’émission du choc avant. Il faut noter que les dif-

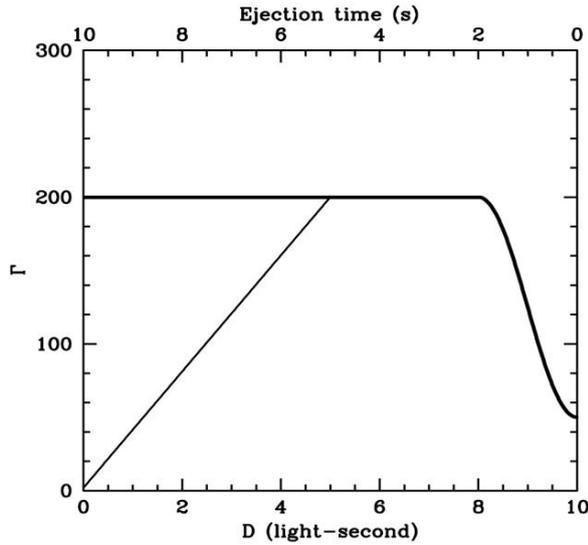


FIG. 3.25: **La rémanence produite par le choc en retour : distribution initiale du facteur de Lorentz dans l'ejecta.** Le facteur de Lorentz dans l'ejecta est donné en fonction du temps d'éjection (échelle du haut) et du rayon de la couche à la fin de l'éjection (échelle du bas). Deux cas sont représentés : un cas où le facteur de Lorentz reste élevé jusqu'à la fin de l'éjection et un autre cas où il diminue jusqu'à  $\Gamma = 1$  durant les 6 dernières secondes de l'éjection (figure tirée de Genet et al. (2007b)).

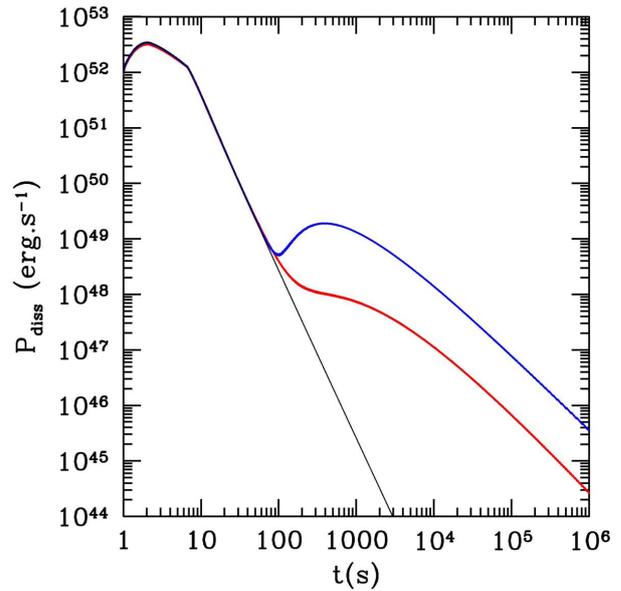


FIG. 3.26: **La rémanence produite par le choc en retour : puissance dissipée.** La puissance dissipée dans les chocs internes et le choc en retour pour un ejecta initial correspondant au cas de la figure 3.25 est représenté pour un milieu extérieur uniforme de densité  $n = 10 \text{ cm}^{-3}$  (bleu) et pour un vent stellaire avec  $A_* = 0.1$  (rouge, figure adaptée de Genet et al. (2007b)).

ficultés théoriques rencontrées pour l'accélération des électrons et/ou l'amplification du champ magnétique sont mises en avant pour les chocs ultra-relativistes. Elles ne devraient donc pas s'appliquer pour les chocs internes et le choc en retour (voir également la discussion sur le champ magnétique dans l'ejecta, page 45) qui ne sont que moyennement relativistes. De même, le choc avant devrait redevenir radiativement efficace à la fin de son évolution, lorsqu'il devient faiblement relativiste puis non-relativiste. Dans ce dernier cas, nous nous trouvons dans une situation très proche des enveloppes de supernovae dans la phase Sedov, dans lesquelles l'émission du choc avant est observée. Le calcul précis de l'émergence très tardive du choc avant (en particulier en radio) fait partie de notre programme de recherche pour les mois à venir et pourrait constituer un test intéressant de notre proposition.

### Un choc en retour de longue durée

Dans le modèle standard, le choc en retour se propage dans un ejecta ultra-relativiste ( $\bar{\Gamma} \gtrsim 100$ ) et est donc de durée très brève, comparable au temps de traversée de l'ejecta par la lumière (durée comparable à la durée du sursaut). Ceci correspond cependant à une vision assez irréaliste, où l'éjection relativiste s'arrête brutalement (le moteur central

se coupe). Dans la réalité, il est probable que le moteur central s'épuise progressivement (le flux d'énergie éjectée diminue) et/ou qu'il a de plus en plus de mal à limiter la pollution baryonique (le flux de masse éjecté augmente). Ceci doit donc se traduire par une diminution du facteur de Lorentz en fin d'éjection. Nous avons donc envisagé la situation où l'éjection se termine par une baisse progressive du facteur de Lorentz d'une valeur de l'ordre de la centaine jusqu'à une valeur de l'ordre de l'unité. Ceci opère sur une durée courte de manière à maintenir une durée d'activité du moteur central comparable à la durée observée du sursaut. Une telle histoire de l'éjection se traduit par la formation d'une « queue lente » derrière l'ejecta ultra-relativiste. La propagation du choc en retour dans cette queue va être beaucoup plus longue que dans la partie ultra-relativiste et l'émission peut donc être observée pendant des jours ou des semaines (théoriquement indéfiniment si la queue va jusqu'à atteindre  $\Gamma = 1$ ). Nous proposons qu'un tel choc en retour de longue durée soit responsable de l'émission de la rémanence.

A peu près au même moment que nous, et de manière absolument indépendante, notre collègue Andrei Beloborodov et son étudiant Lucas Uhm ont développé à Columbia University un scénario extrêmement proche de celui décrit ici. La principale différence réside dans l'approche suivie pour

modéliser la dynamique du choc en retour. Nous utilisons l'approche en « couches solides » développée à l'IAP alors que nos collègues ont mis au point un « modèle mécanique » semi-analytique. Une comparaison détaillée a été effectuée lors de la visite de Lucas Uhm à l'IAP en janvier 2007 et il s'est avéré que les deux calculs – bien que par essence très différents – donnaient des résultats très similaires pour l'évolution des différentes quantités dynamiques.

### Des premiers résultats encourageants

**La forme générale de la rémanence.** Le modèle en « couches solides » développé à l'IAP ne nécessite aucune adaptation pour être appliqué à ce nouveau paradigme. Un exemple de distribution initiale de facteur de Lorentz dans l'éjecta est montré figure 3.25. La durée totale de l'éjection relativiste est de 10 secondes et l'énergie cinétique dans la partie ultra-relativiste et dans la queue sont comparables, pour une énergie cinétique totale (équivalente isotrope) de l'ordre de  $1.5 \times 10^{54}$  erg. La figure 3.26 montre la puissance dissipée correspondante, dans les chocs internes et dans le choc en retour. Un premier calcul a été effectué pour un « sursaut nu », c'est-à-dire sans milieu extérieur (il n'y a donc pas de choc en retour). On trouve alors un sursaut gamma avec pulse unique, qui se termine pas une décroissance rapide, due aux effets de courbure de la surface émettrice (« high latitude emission »). Nous partageons ici le point de vue de la majorité de la communauté, qui attribue à cet effet la décroissance rapide vue au début de la rémanence (première phase de la figure 1.17, qui doit donc être plutôt interprétée comme la fin de l'émission « prompte »). Notons que dans certains sursauts, la pente semble trop rapide pour être expliquée par cet effet qui prévoit  $F_v \propto t_{\text{obs}}^{-(1+\beta)}$ , où  $\beta$  est la pente spectrale (voir annexe G). Pour  $\beta \sim 2 - 3$ , on obtient une pente entre 3 et 4, alors que des pentes de 5 ou plus sont parfois observées. Nous discutons ce point un peu plus loin. Les deux autres cas de la figure 3.26 correspondent à un ejecta en présence d'un milieu extérieur, soit un milieu uniforme, soit un vent stellaire. L'émission du choc en retour se superpose donc à la queue d'émission des chocs internes pour produire une courbe complexe en trois phases. Dans le cas du vent stellaire, la phase intermédiaire s'apparente clairement à un plateau. Comme d'habitude le passage de cette courbe de lumière « bolométrique » à l'émission observée dans différentes bandes spectrales nécessite le choix de paramètres microphysiques. Pour les raisons déjà mentionnées à plusieurs reprises dans ce mémoire, nous adoptons des paramètres identiques pour le choc en retour et les chocs internes, à savoir  $\epsilon_e = \epsilon_B = 1/3$  et  $\zeta = 0.01$ . Le résultat obtenu dans la bande spectrale du télescope X de Swift (XRT) est montré figure 3.27 pour différents milieux extérieurs. L'intensité, les échelles de temps et la forme générale (en trois étapes) sont très évocatrices des courbes de lumière réelles des rémanences observées par XRT (figure 1.14 et 1.17), à l'exception des « flares ». Par ailleurs l'accord est parti-

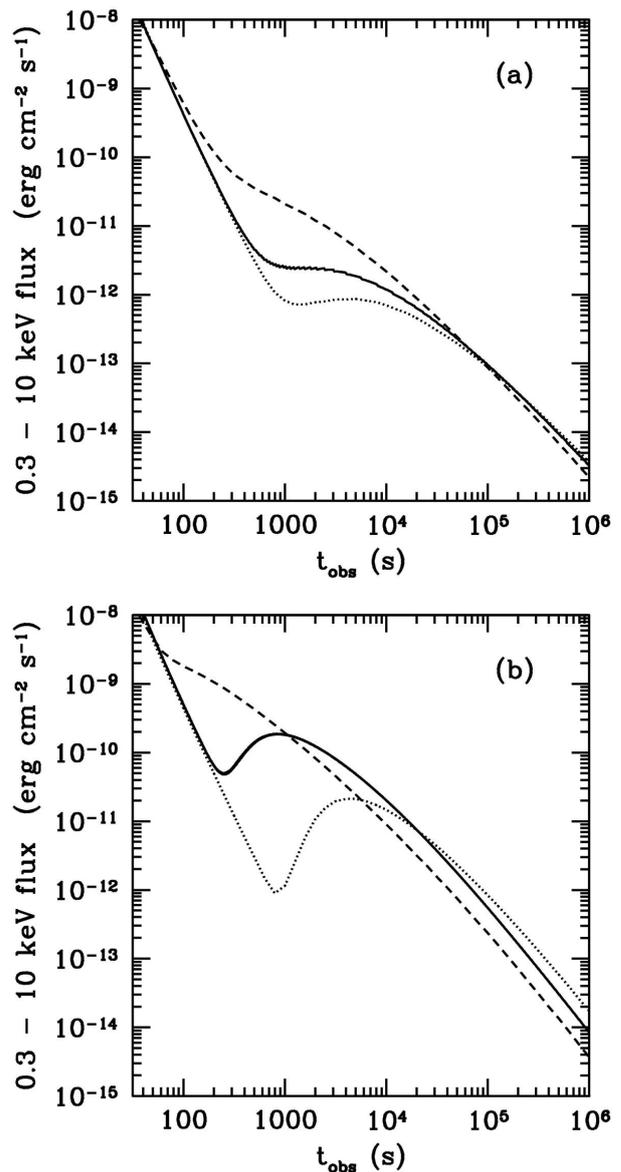


FIG. 3.27: La rémanence produite par le choc en retour : courbe de lumière de la rémanence entre 0.3 - 10 keV (Swift/XRT). Deux types de milieu extérieur sont envisagés. Haut : vent stellaire avec  $A_* = 0.05$  (pointillés), 0.1 (trait plein) et 0.5 (tirets). Bas : milieu uniforme avec  $n = 0.1$  (pointillés), 10 (trait plein) et 1000  $\text{cm}^{-3}$  (tirets). (figure tirée de Genet et al. (2007b)).

culièrement bon (avec en particulier la possibilité d'obtenir un vrai plateau) dans le cas d'un vent stellaire, c'est-à-dire dans le cas de l'environnement a priori attendu pour les sursauts longs. La courbe de lumière dans le visible peut également être calculée. Elle se révèle assez sensible à la valeur de la fraction accélérée des électrons,  $\zeta$ , comme montré sur la figure 3.29. Des cassures chromatiques assez proches de celles observées sont présentes vers 1 jour. Ceci est dû au fait que les électrons qui rayonnent dans le domaine X

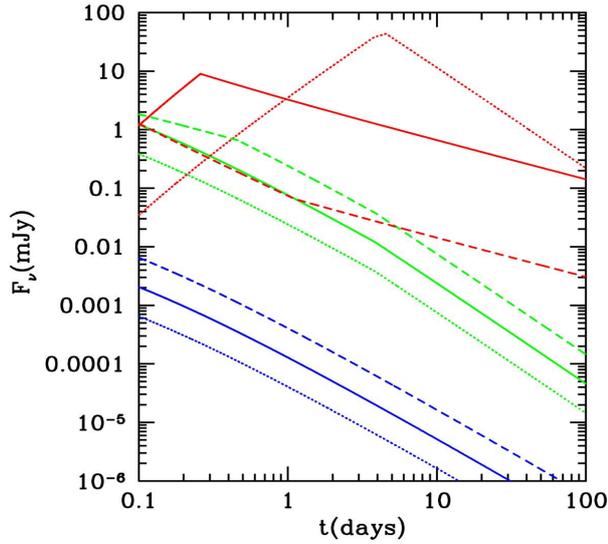


FIG. 3.28: **La rémanence produite par le choc en retour : évolution tardive.** Dans le même cas que figure 3.29, les courbes de lumière de la rémanence dans les domaines X (bleu), visible (vert) et radio (rouge) entre 0.1 et 100 jours sont montrées pour trois valeurs de la fraction accélérée des électrons :  $\zeta = 0.003$  (pointillés), 0.03 (trait gras) et 0.3 (trait fin).

sont en mode de rayonnement efficace (« fast cooling »), la courbe de lumière suit la puissance bolométrique, alors que les électrons de plus basse énergie qui rayonnent dans le visible sont en mode de rayonnement inefficace (« slow cooling »), ils continuent à rayonner longtemps après avoir été choqués, la courbe de lumière ne suit plus la puissance bolométrique. La courbe radio (n'incluant pas l'émergence tardive du choc avant) est également montrée figure 3.28. On constate qu'elle est très sensible à  $\zeta$ . Pour des valeurs de  $\zeta$  très petites, la décroissance tardive en radio peut être moins rapide que dans le visible, comme observée dans certains sursauts.

Ces premiers résultats sont très encourageants. *Le scénario proposé – un choc avant radiativement inefficace et un choc en retour de longue durée responsable de la rémanence – semble capable de reproduire la forme générale des rémanences X observées par Swift, les cassures chromatiques entre la rémanence X et la rémanence visible et enfin l'évolution tardive de la rémanence radio. Les meilleurs résultats sont obtenus avec un milieu extérieur de type vent stellaire, comme attendu pour les sursauts longs.* La forme générale de la rémanence dans ce nouveau paradigme est avant tout déterminée par la distribution de facteur de Lorentz dans la queue, et par la position du rayon de décélération. Des formules analytiques pour la dernière phase (évolution tardive) ont été développées et données en annexe de Genet et al. (2007b).

**Les « flares ».** Par rapport à la distribution de facteur de Lorentz de l'exemple représenté figure 3.25, un cas plus réaliste montrerait beaucoup plus de variabilité dans la partie ultra-relativiste, de manière à ce que les chocs internes produisent un sursaut à plusieurs pulses. Nous pensons que de la variabilité doit aussi être présente dans la « queue lente ». Dans ce cas, des chocs internes vont s'y produire (sans forcément de signature observable, car dans la partie la plus lente de la queue, ces collisions ont lieu alors que l'ejecta n'est pas transparent). La queue va se structurer en plusieurs couches massives de facteur de Lorentz quasi-constant. A chaque fois que le choc en retour atteint l'un de ces « paquet de matière » un choc se produit qui conduit à l'émission d'un « flare ». Ceci est illustré par l'exemple de la figure 3.30. Suivant la variabilité initiale, il semble que l'on puisse générer des « flares » à différentes époques de la rémanence et d'intensité variable. Il est aussi possible de produire de la variabilité moins marquée dans la rémanence (« wiggles ») et nous voulons donc également utiliser ce mécanisme pour interpréter dans notre nouveau paradigme la variabilité observée dans la rémanence de GRB 030329.

Cette explication est séduisante puisque les temps de montée très rapides des « flares », leur intensité et leur position sont reproduits de manière simple, sans aucune contrainte supplémentaire sur le moteur central (par exemple, l'échelle de temps de la variabilité dans la « queue lente » est comparable à celle dans la partie ultra-relativiste, et la durée totale de l'éjection dans l'exemple de la figure 3.30 est toujours de 10 secondes). Notons cependant que le problème déjà rencontré pour la phase de décroissance rapide du début de la rémanence se pose à nouveau pour les « flares » dans ce scénario : la pente de la décroissance est dominée par l'émission de haute latitude qui prédit  $F_v \propto t_{\text{obs}}^{-(1+\beta)}$  ( $\beta$  étant la pente spectrale, voir annexe G) et ceci donne une pente trop faible pour expliquer certaines observations (pour  $\beta \sim 2-3$ , la pente vaut  $\sim 3-4$  alors que des pentes de 5 ou plus sont observées). Le mécanisme conduisant à cette pente étant exactement le même pour le début de la rémanence et les « flares », nous pouvons raisonnablement penser que la solution physique à ce problème s'appliquera à ces deux émissions à la fois. Notre proposition est que le rayonnement dans le référentiel en comouvement avec la matière émettrice n'est pas isotrope (par exemple à cause d'une géométrie particulière du champ magnétique). Dans ce cas l'expression du flux doit être corrigée par rapport au calcul standard fait dans le cas isotrope (cf. annexe G)

$$F_{\text{bol}}(t_{\text{obs}}) \simeq \frac{1}{4\pi D_L^2} \frac{2E_{\text{rad}} \times f(\theta')}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3}. \quad (3.29)$$

Afin de simplifier la discussion, le flux est ici le flux bolométrique pour un ejecta sphérique. Ceci se généralise bien

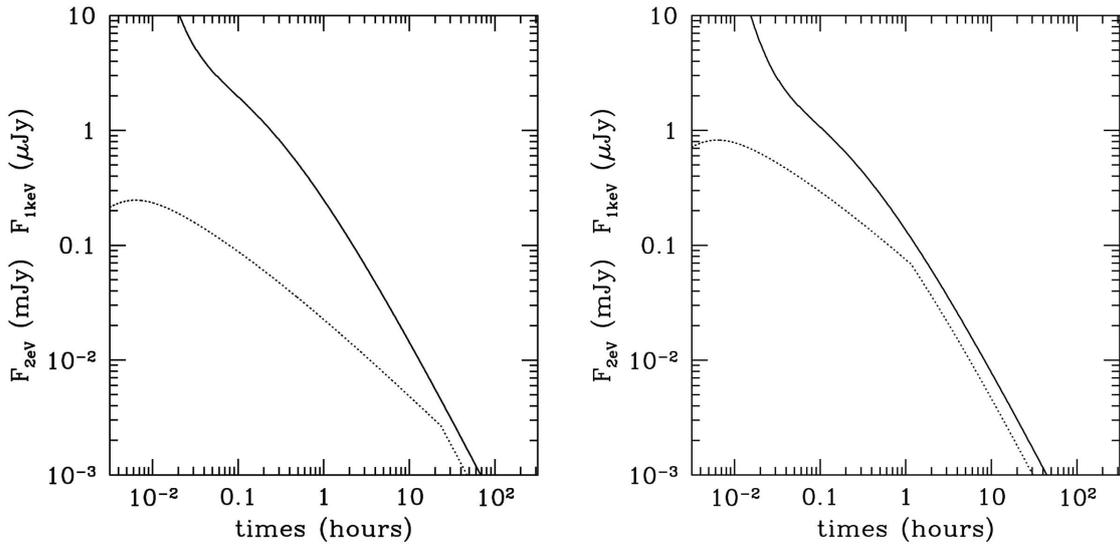


FIG. 3.29: **La rémanence produite par le choc en retour : cassures chromatiques.** Deux rémanences produites par le choc en retour dans des ejecta proches de celui présenté figure 3.25 (avec un milieu extérieur de type vent avec  $A_* = 0.1$ ) sont montrées dans les domaines X (trait plein) et visible (trait pointillé) pour deux valeurs différentes du paramètre microphysiques  $\zeta$  (fraction des électrons accélérés) : 0.003 (gauche) et 0.03 (droite). Dans les deux cas une cassure chromatique est observée. On peut comparer le cas de gauche à GRB 050802 et celui de droite à GRB 050922C, tous deux représentés figure 1.16.

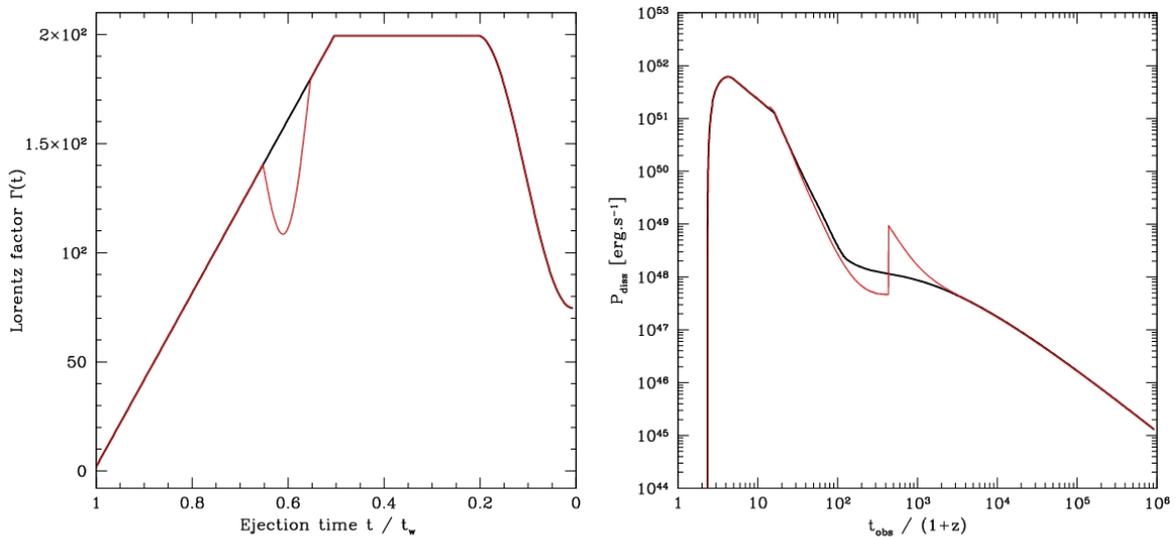


FIG. 3.30: **La rémanence produite par le choc en retour : « flares » X.** *Gauche* : distribution initiale du facteur de Lorentz dans l'ejecta. La courbe en noir correspond au cas représenté figure 3.25. La courbe en rouge correspond au même cas, avec en plus de la variabilité dans la « queue lente ». *Droite* : puissance bolométrique correspondante. L'énergie cinétique initiale de l'ejecta relativiste et la densité du milieu extérieur (profil de type vent stellaire avec  $s = 2$ ) sont les mêmes que dans l'exemple des figures 3.25 et 3.26. La courbe en rouge montre un « flare » vers 1000 s avec une montée très rapide et une descente dont la pente vaut  $-3$  (émission de haute latitude).

sûr sans difficulté à un ejecta collimaté et au flux à une fréquence donnée (cf. annexe G). La fonction  $f(\theta')$  est une correction pour l'anisotropie de l'émissivité  $j'_{\nu}$ , qui dépend de l'angle  $\theta'$  entre la direction du mouvement et la ligne de visée, dans le référentiel en comouvement. Nous avons (transformée de Lorentz)

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta_*}{1 - \beta_* \cos \theta}, \quad (3.30)$$

où  $\beta_* = 1 - 1/2\Gamma_*^2$  est la vitesse du milieu choqué de facteur de Lorentz  $\Gamma_*$  et  $\theta$  est l'angle entre la direction du mouvement et la ligne de visée, cette fois dans le référentiel fixe. Cet angle évolue avec  $t_{\text{obs}}$  pour aller vers les « hautes latitudes » aux temps longs :

$$\cos \theta = 1 - \frac{1 - \beta_*}{\beta_*} \frac{t_{\text{obs}}/(1+z) - (t_* - r_*/c)}{\frac{r_*}{2\Gamma_*^2 c}}, \quad (3.31)$$

où  $r_*$  et  $t_*$  sont le rayon et la date de la collision. On retrouve que pour  $t_{\text{obs}}/(1+z) = t_* - r_*/c$ , date d'arrivée des premiers photons, l'angle de visée vaut  $\theta = 0$  (on observe exactement sur la ligne de visée), et que pour  $t_{\text{obs}}$  qui augmente, cet angle  $\theta$  augmente également. Dans le cas d'une émission isotrope dans le référentiel en comouvement  $f(\theta') = 1$  et on obtient une pente -3 pour le flux bolométrique aux temps longs. Dans le cas anisotrope,  $f(\theta')$  diminue avec  $\theta'$  et la pente peut donc être plus forte, en accord avec les observations. Nous détaillons ces idées et donnons des exemples de géométrie du champ magnétique pouvant conduire à une anisotropie du rayonnement synchrotron dans un article en préparation, co-écrit avec nos collègues de Columbia.

**Beaucoup de questions en suspens.** Cette première étude nous ouvre un programme de recherche important pour les mois à venir : (1) le mécanisme proposé ci-dessus reproduit-il correctement les « flares » observés ? Est-il capable d'expliquer également les bosses de la rémanence optique de GRB 030329 ; (2) comment le même scénario s'applique-t-il aux sursauts courts et peut-il reproduire les bosses plus longues observées dans le domaine des X mous après certains d'entre eux (« soft X-ray bumps ») ? Il n'y a a priori pas de réelle différence, sinon que l'énergie totale de l'ejecta est plus faible dans le cas des sursauts courts, et que l'environnement attendu est cette-fois (si l'événement initial est la coalescence de deux étoiles à neutrons) un milieu uniforme de faible densité. La partie droite de la figure 3.27 est donc évocatrice de ce que nous devrions obtenir ; (3) ce scénario peut-il expliquer l'absence de « jet breaks » ? Il est probable que oui. En effet notre scénario privilégie nettement un vent stellaire comme environnement des sursauts courts. La loi de décélération est différente de celle obtenue avec un milieu uniforme et la date attendue pour le « jet break » est également modifiée. Cet instant du « jet break »

varie comme

$$t_{\text{obs, jet}} \propto \left(\frac{E}{n}\right)^{1/3} \Delta\theta^{8/3}$$

dans le cas d'un milieu uniforme ( $s = 0$ ) et comme

$$t_{\text{obs, jet}} \propto \left(\frac{E}{A_*}\right) \Delta\theta^4$$

dans le cas d'un vent stellaire. Nous constatons que la dépendance aux paramètres initiaux est beaucoup plus grande dans le second cas, en particulier  $t_{\text{obs, jet}} \propto \Delta\theta^4$ . Nous pensons donc que pour des valeurs réalistes de  $E$  et  $A_*$  et pour des angles d'ouverture géométrique de l'ejecta  $\Delta\theta$  qui correspondent bien à un ejecta collimaté et non sphérique, la date du « jet break » peut aisément être repoussée à une époque tardive, et donc ne pas être observée ; (4) Peut-on détecter l'émergence du choc avant, par exemple dans la rémanence très tardive en radio ? Une telle signature serait un test intéressant de notre modèle ; (5) Que devient la signature dans la rémanence de l'interface entre le vent stellaire et son environnement ? Nous devons simuler la propagation du choc en retour dans le cas d'un environnement réaliste tel que décrit dans Eldridge et al. (2006) ; (7) Ce nouveau scénario permet-il de rendre compte d'un jeu complet d'observations du sursaut et de la rémanence comme dans le cas de GRB 050820a ? (8) la nature du choc responsable de l'émission étant assez différente dans le modèle du choc externe et le modèle du choc en retour que nous proposons, nous pouvons imaginer que l'émission gamma de haute énergie soit assez différente. Nous prévoyons donc d'adapter les outils développés pour l'émission des chocs internes afin de calculer l'émission rémanente à haute énergie et déterminer s'il est possible de tester notre modèle avec les futures observations de GLAST.

# Annexes

## Annexe A. Le problème de la compacité : facteur de Lorentz minimum.

Cette annexe s'inspire de Piran (2000) et Lithwick & Sari (2001).

Dans tous les modèles de sursauts gamma, l'émission est produite par un écoulement relativiste. C'est en effet le seul moyen de résoudre le problème de la compacité (« compactness problem ») : dans un contexte non relativiste, la faible échelle de temps de la variabilité,  $t_{\text{var}}$ , dans les profils de sursauts gamma implique une petite taille de la zone d'émission ( $ct_{\text{var}}$ ). L'énergie libérée sous forme de photons gamma étant au contraire très élevée, on obtient une densité de photons très grande : le milieu devrait donc être très opaque (vis à vis de la création de paires par annihilation photon-photon en particulier), ce qui est en contradiction avec la forme des spectres observés (pas de coupure à haute énergie dans le domaine BATSE). Si le milieu émetteur est en mouvement relativiste avec un facteur de Lorentz  $\Gamma$ , deux effets vont résoudre ce problème : à cause de la focalisation vers l'avant, l'observateur ne voit qu'une fraction de la zone émettrice qui est donc plus grande (taille  $\Gamma^2 ct_{\text{var}}$ ) et les photons dans le référentiel en comouvement de la matière émettrice sont des photons X ; pour ces raisons, le nombre de photons au-dessus du seuil de création de paires est fortement diminué. On considère généralement que l'ordre de grandeur du facteur de Lorentz nécessaire pour être en accord avec les spectres observés est de l'ordre de 100. Il est cependant intéressant de chercher à préciser cette contrainte, d'une part pour limiter l'espace des paramètres du modèle des chocs internes (voir page 49) et pour pouvoir intégrer ces limitations dans notre modèle des « couches solides » et d'autre part pour tester les résultats du calcul spectral détaillé décrit page 47 (ce calcul intègre en particulier la création de paires et doit donc naturellement reproduire les résultats énoncés ici). J'ai donc trouvé utile de redonner le détail de ce calcul dans cette annexe. Trois contraintes sont prises en compte : non seulement l'annihilation photon-photon, mais aussi l'opacité Thomson due aux paires créées, et l'opacité Thomson due aux électrons ambiants. Pour simplifier les expressions, les effets cosmologiques ne sont pas inclus. Je suppose dans la suite que le spectre observé est de la forme

$$N(E) \text{ [ph.keV}^{-1}] = \frac{1}{I} \frac{E_{\gamma,\text{iso}}}{E_p^2} \mathcal{B}\left(\frac{E}{E_p}\right), \quad (3.32)$$

où  $E_{\gamma,\text{iso}}$  est l'énergie équivalente isotrope totale rayonnée,

$E_p$  l'énergie de pic observée (maximum de  $E^2 N(E)$ ) et  $\mathcal{B}(x)$  la forme du spectre, avec  $\int_0^{+\infty} x \mathcal{B}(x) dx = I$ . Dans le domaine BATSE (25 keV – 1 MeV), cette forme est généralement bien représentée par la fonction de Band et al. (1993) :

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(x) &= x^\alpha \exp(-(2+\alpha)x) \text{ si } x \leq x_b, \\ &= x^\beta x_b^{\alpha-\beta} \exp(-(2+\alpha)x_b) \text{ si } x \geq x_b \end{aligned} \quad (3.33)$$

avec  $x_b = (\alpha - \beta) / (2 + \alpha)$ . On suppose que ces photons sont émis par une couche relativiste (facteur de Lorentz  $\Gamma$ ), à la distance  $R$  de la source centrale. La densité de photons dans le référentiel en comouvement est alors

$$n'(E') = \frac{1}{I} \frac{\Gamma E_{\gamma,\text{iso}}}{4\pi R^2 E_p^2 \Delta'} \mathcal{B}\left(\frac{E'}{E_p}\right), \quad (3.34)$$

où  $\Delta'$  est l'épaisseur de la couche dans le référentiel en comouvement ( $\Delta = \Delta' / \Gamma$  est donc l'épaisseur dans un référentiel fixe lié à la source). On a bien sûr  $4\pi R^2 \Delta' \int n'(E') dE' = \int N(E) dE$  (conservation du nombre de photons).

## Opacité due à l'annihilation photon-photon

Dans le spectre d'un sursaut gamma, aucune coupure due à l'annihilation photon-photon n'est détectée, jusqu'à une énergie  $E_{\text{max}}$  (typiquement  $\sim 1$  MeV pour BATSE). L'épaisseur optique pour la création de paires à l'énergie  $E_{\text{max}}$  vaut

$$\begin{aligned} \tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{max}}) &\simeq \int_0^{+\infty} dE' n'(E') \sigma_{\gamma\gamma}\left(E'_{\text{max}} = \frac{E_{\text{max}}}{\Gamma}; E'\right) \Delta' \\ &\simeq \int_0^{+\infty} dE' n'(E') \sigma_T \delta\left(\frac{E_{\text{max}} E'}{\Gamma (m_e c^2)^2}\right) \Delta' \\ &\simeq \sigma_T \Delta' \frac{\Gamma (m_e c^2)^2}{E_{\text{max}}} n' \left(\frac{\Gamma (m_e c^2)^2}{E_{\text{max}}}\right), \end{aligned}$$

où la section efficace de l'annihilation photon-photon est approchée par une fonction de Dirac au seuil de production de paires. L'absence de coupure observée se traduit par  $\tau_{\gamma\gamma}(E_{\text{max}}) < 1$ , soit

$$\frac{\sigma_T E_{\gamma,\text{iso}}}{4\pi R^2 E_p} \frac{1}{I} \left( \frac{\Gamma m_e c^2}{E_p E_{\text{max}}} \mathcal{B}\left(\frac{\Gamma m_e c^2}{E_p E_{\text{max}}}\right) \right) < 1.$$

Ceci se réécrit

$$\frac{1}{I} \frac{\sigma_T E_{\gamma,\text{iso}}}{4\pi R^2 E_p} \left( \frac{x_e^2}{x_{\text{max}}} \mathcal{B}\left(\frac{x_e^2}{x_{\text{max}}}\right) \right) < 1, \quad (3.35)$$

avec  $x_{\text{max}} = E_{\text{max}} / E_p$  et  $x_e = (\Gamma m_e c^2) / E_p$ .

## Opacité due aux paires électron-positron

La densité de paires électron-positron formées par annihilation photon-photon vaut

$$N_{\pm} \simeq \int_0^{+\infty} dE N(E) \tau_{\pm}(E). \quad (3.36)$$

L'épaisseur optique due à la diffusion Thomson des photons sur ces paires vaut donc

$$\begin{aligned} \tau_{\pm} &\simeq \sigma_T \frac{N_{\pm}}{4\pi R^2 \Delta'} \Delta' \\ &\simeq \frac{\sigma_T}{4\pi R^2} \int_0^{+\infty} dE N(E) \tau_{\pm}(E) \\ &\simeq \left( \frac{1}{I} \frac{\sigma_T E_{\gamma, \text{iso}}}{4\pi R^2 E_p} \right)^2 \int_0^{+\infty} dx \mathcal{B}(x) \frac{x_e^2}{x} \mathcal{B}\left(\frac{x_e^2}{x}\right). \end{aligned}$$

L'ejecta est transparent vis à vis de l'opacité Thomson due aux paires si  $\tau_{\pm} < 1$ .

## Opacité due aux électrons ambiants

L'ejecta doit également être transparent vis à vis de la diffusion Thomson des photons sur les électrons ambiants (les électrons présents dans l'ejecta avec les baryons). Si on suppose que le processus de conversion de l'énergie cinétique de l'ejecta en rayonnement gamma a une efficacité  $f_{\gamma}$  (quelques pourcents dans le cas des chocs internes), le nombre de ces électrons est

$$N_e \simeq \frac{E_{\gamma, \text{iso}}}{f_{\gamma} \Gamma m_p c^2}. \quad (3.37)$$

L'épaisseur optique pour la diffusion Thomson vaut donc<sup>1</sup>

$$\begin{aligned} \tau_e &\simeq \frac{\sigma_T N_e}{4\pi R^2} \\ &\simeq \frac{1}{f_{\gamma}} \frac{\sigma_T E_{\gamma, \text{iso}}}{4\pi R^2 \Gamma m_p c^2} \\ &\simeq \frac{1}{f_{\gamma}} \frac{\sigma_T E_{\gamma, \text{iso}}}{4\pi R^2 E_p} \frac{1}{x_e} \frac{m_e}{m_p}. \end{aligned}$$

La condition de transparence s'écrit  $\tau_e < 1$ .

## Discussion

Les trois conditions ci-dessus sont écrites en toute généralité. En supposant que la fonction  $\mathcal{B}(x)$  correspond au spectre de Band (Band et al. 1993), elles permettent de déterminer le facteur de Lorentz minimum pour un sursaut gamma caractérisé par une énergie rayonnée  $E_{\gamma, \text{iso}}$ , un spectre d'énergie de pic  $E_p$  et de pentes  $\alpha$  et  $\beta$  à basse et haute énergie, et une durée caractéristique  $T$ . La

<sup>1</sup>Par rapport au calcul de la photosphère présenté dans la section 3.1, nous faisons dans toute cette annexe l'hypothèse implicite que l'ejecta se situe – au moment de l'émission du sursaut – à grande distance de la source et que le rayon  $R$  est donc grand devant  $\Gamma^2 \Delta$ , ou au moins comparable.

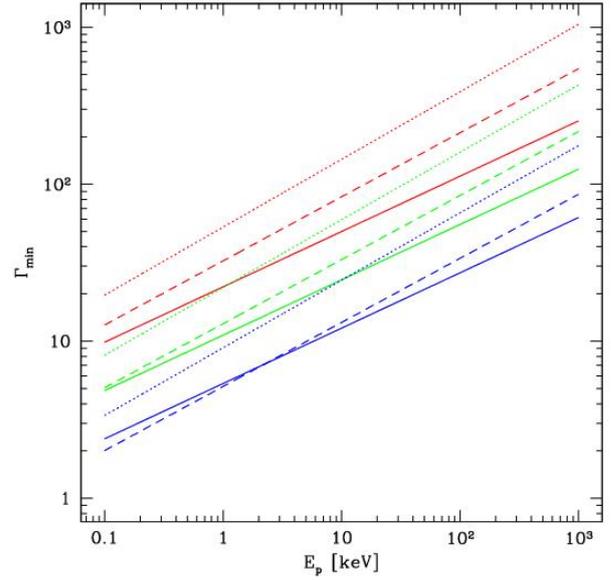


FIG. 3.31: **Facteur de Lorentz minimum des sursauts.** Ce facteur de Lorentz minimum pour être transparent vis à vis de l'annihilation  $\gamma\gamma$  à  $E_{\text{max}} = 1$  MeV (trait plein), de l'opacité Thomson due aux paires (trait pointillé) et de l'opacité Thomson due aux électrons ambiants (tirets) est représentée en fonction de l'énergie de pic  $E_p$ . Des pentes spectrales typiques ont été adoptées :  $\alpha = -1.1$  et  $\beta = -2.25$ . L'énergie totale rayonnée a été calculée à partir de la «relation d'Amati» (Amati 2006). Les couleurs correspondent à trois durées différentes :  $T = 0.1$  s (rouge), 1 s (vert) et 10 s (bleu).

taille de la région émettrice est reliée à  $T$ . Le rayon ne vaut pas  $cT$  mais  $R \sim \Gamma^2 cT$  en raison de la focalisation relativiste vers l'avant du rayonnement (voir annexe page 88). La figure 3.31 montre la valeur du facteur de Lorentz minimum obtenu. On constate que (1) la limite due à l'opacité Thomson des électrons ambiants n'est jamais dominante ; (2) c'est presque toujours la limite due à l'annihilation photon-photon qui domine ; (3) le facteur de Lorentz minimum correspond toujours à un écoulement ultra-relativiste.

D'un point de vue plus théorique, l'ensemble de ces trois contraintes doit a priori être vérifié par tout modèle de sursaut gamma. Dans le cas des chocs internes, les limites à droite des figures 3.14, 3.15 et 3.16 sont obtenues à partir des trois conditions de transparence développées ci-dessus, appliquées aux estimations de  $E_{\gamma, \text{iso}}$  et  $E_p$  données par le modèle simplifié développé dans la section 3.2.1 en fonction des paramètres dynamiques de l'éjection relativiste.

## Annexe B. Le modèle de la « boule de feu »

Le modèle de la boule de feu (« fireball model ») désigne souvent abusivement le modèle « standard » des sursauts gamma : (1) éjection relativiste par une source compacte ; (2) émission du sursaut gamma par l'ejecta à grande distance de la source, sans doute via des chocs internes ; (3) freinage de l'ejecta par l'environnement de la source et émission de la rémanence par le milieu extrérior choqué (choc avant dit choc externe). En fait le modèle de la boule de feu désigne un modèle très simple (« toy model ») de la première phase : accélération d'un ejecta relativiste jusqu'à des facteurs de Lorentz de l'ordre de 100 ou plus (cf. annexe précédente). Ce modèle prend en compte une accélération purement thermique : une énergie thermique  $E$  est injectée dans une masse  $M \ll E/c^2$  et accélère jusqu'à un facteur de Lorentz terminal de l'ordre de  $E/Mc^2$ . Dans la version initiale du modèle (Paczynski 1986; Goodman 1986), l'ejecta est purement leptonique. Le sursaut gamma est donc produit lorsque l'ejecta devient transparent, et a donc un spectre thermique. Pour cette raison, la version actuelle du modèle considère un ejecta dans lequel la masse est portée par des baryons. Ce modèle servant de point de référence pour tous les modèles d'accélération plus réalistes, il me paraît intéressant d'en rappeler ici les principaux résultats, et en particulier de redéfinir quelques rayons caractéristiques. Cette annexe s'inspire de la revue de Piran (2000).

### Hydrodynamique relativiste

L'énergie initiale  $E$  est injectée par la source centrale dans une région de taille  $R_0$ . Quelle que soit la forme sous laquelle l'énergie est libérée (photons, paires, ...), le milieu est initialement très optiquement épais (voir l'annexe précédente). L'expansion va donc initialement être purement adiabatique. Les équations de l'hydrodynamique relativiste s'écrivent à une dimension en symétrie sphérique

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho\Gamma] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho\Gamma v] = 0, \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \frac{h}{c^2} \Gamma^2 v \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \rho \frac{h}{c^2} \Gamma^2 v^2 \right] = -\frac{\partial P}{\partial r}, \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho h \Gamma^2 - P] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho h \Gamma^2 v] = 0, \quad (3.40)$$

où  $r$  et  $t$  sont le rayon et le temps dans un référentiel fixe lié à la source centrale,  $v$  et  $\Gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$  la vitesse et le facteur de Lorentz de la matière dans ce même référentiel,  $\rho$ ,  $P$  et  $h$  sont la masse volumique, la pression et l'enthalpie spécifique dans le référentiel en comouvement avec la matière située en  $r$  à  $t$ . Ces trois équations expriment respectivement la conservation de la masse, de la quantité de

mouvement et de l'énergie. L'enthalpie spécifique  $h$  est reliée à la densité spécifique d'énergie interne  $\varepsilon$  par

$$h = c^2 + \varepsilon + \frac{P}{\rho}. \quad (3.41)$$

Pour un fluide parfait d'exposant adiabatique  $\gamma$ , l'énergie interne spécifique vaut

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma-1} \frac{P}{\rho}, \quad (3.42)$$

avec  $\gamma = 4/3$  pour un fluide ultra-relativiste et  $\gamma = 5/3$  pour un fluide non-relativiste. L'équation de conservation de l'énergie peut alors se réécrire

$$\frac{\partial}{\partial t} [P^{1/\gamma} \Gamma] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 P^{1/\gamma} \Gamma v] = 0. \quad (3.43)$$

Si la matière en  $r$  à l'instant  $t$  émet un photon, celui-ci est détecté par l'observateur au temps d'arrivée  $t_a = t - r/c$  (à une constante  $D/c$  près, où  $D$  est la distance de la source). On peut ré-écrire les équations du fluide en variables  $(r, t_a)$  :

$$\frac{\partial}{\partial t_a} [\rho\Gamma (1 - \frac{v}{c})] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 \rho\Gamma v] = 0, \quad (3.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t_a} \left[ \rho \frac{h}{c^2} \Gamma^2 v (1 - \frac{v}{c}) \right] \\ + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \rho \frac{h}{c^2} \Gamma^2 v^2 \right] = \frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t_a} - \frac{\partial P}{\partial r}, \end{aligned} \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial t_a} [P^{1/\gamma} \Gamma (1 - \frac{v}{c})] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 P^{1/\gamma} \Gamma v] = 0. \quad (3.46)$$

### Equations de la « boule de feu »

Dans la limite où  $\Gamma \gg 1$ , la vitesse devient très proche de  $c$  et  $1 - \frac{v}{c} \simeq \frac{1}{2\Gamma^2} \ll 1$ . Tant que le rayon est faible ( $r \ll R_{\text{spread}}$  défini ci-dessous, équation 3.63), les termes dominants dans ce système d'équations sont les dérivées spatiales. On se ramène alors à trois équations de conservation le long de l'écoulement :

$$r^2 \rho \Gamma c \simeq \text{constante} = \dot{M}/4\pi, \quad (3.47)$$

$$r^2 \rho h \Gamma^2 c \simeq \text{constante} = \dot{E}/4\pi, \quad (3.48)$$

$$r^2 P^{1/\gamma} \Gamma \simeq \text{constante}, \quad (3.49)$$

où  $\dot{M}$  et  $\dot{E}$  sont respectivement les flux de masse et d'énergie totale dans l'ejecta. Le flux d'énergie se décompose en  $\dot{E} = \dot{E}_{\text{kin}} + \dot{E}_{\text{int}}$ , avec  $\dot{E}_{\text{kin}} = 4\pi r^2 \rho \Gamma^2 c^3 = \Gamma \dot{M} c^2$  le flux d'énergie cinétique et  $\dot{E}_{\text{int}} = 4\pi r^2 \frac{\gamma}{\gamma-1} P \Gamma^2 c$  le flux d'énergie interne. Ces équations sont valides pour chaque couche dans l'ejecta, qui évoluent indépendamment les unes des autres dans cette phase, puisque ces équations ne dépendent que de la position  $r$ . Si l'ejecta part de  $R_0$  avec un facteur de Lorentz  $\Gamma_0$  et une densité et une pression  $\rho_0$  et  $P_0$ , la solution

générale de ces trois équations de conservation s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{R}{R_0} &\simeq \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma_0} - 1 \right)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma} - 1 \right)^{-\frac{1}{2(\gamma-1)}} \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^{-1/2}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &\simeq \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma_0} - 1 \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma} - 1 \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \\ &\simeq \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2} \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^{-1}, \\ \frac{P}{P_0} &\simeq \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma_0} - 1 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma} - 1 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \end{aligned} \quad (3.50)$$

où le facteur de Lorentz terminal vaut

$$\Gamma_\infty = \frac{h_0}{c^2} \Gamma_0 \quad \text{avec} \quad h_0 = c^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0}. \quad (3.51)$$

Les réservoirs d'énergie interne et cinétique valent

$$\frac{\dot{E}_{\text{kin}}}{\dot{E}} \simeq \frac{\Gamma}{\Gamma_\infty} \quad \text{et} \quad \frac{\dot{E}_{\text{int}}}{\dot{E}} \simeq 1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_\infty}. \quad (3.52)$$

La température de la « boule de feu » est un paramètre important, et vaut  $T' = (3P/a)^{1/4}$  dans le référentiel en mouvement avec la matière et  $T = \Gamma T'$  dans le référentiel fixe lié à la source centrale. Son évolution est donnée par

$$\frac{T}{T_0} = \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma_0} - 1 \right)^{-1} \left( \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma} - 1 \right) \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right) = \left( \frac{P/\rho}{P_0/\rho_0} \right) \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right). \quad (3.53)$$

Initialement, l'énergie est entièrement dominée par l'énergie interne,  $\dot{E} \simeq 16\pi R_0^2 P_0 \Gamma_0^2 c$  ( $\gamma = 4/3$  dans l'état initial), ce qui permet de déterminer la pression initiale dans la « boule de feu » et donc sa température initiale :

$$\begin{aligned} T'_0 &\simeq \left( \frac{3\dot{E}}{16\pi a c R_0^2 \Gamma_0^2} \right)^{1/4} \\ &\simeq 2.0 \Gamma_0^{-1/2} \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/4} \left( \frac{R_0}{30 \text{ km}} \right)^{-1/2}, \\ T_0 &\simeq 2.0 \Gamma_0^{1/2} \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/4} \left( \frac{R_0}{30 \text{ km}} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (3.54)$$

Nous constatons que l'évolution de la « boule de feu » dépend principalement du paramètre  $\Gamma_\infty/\Gamma_0$ . Fixer sa valeur est équivalent à fixer l'enthalpie spécifique initiale  $h_0$ , c'est-à-dire la quantité d'énergie initialement déposée par unité de masse, ou encore à fixer le rapport  $\dot{E}/\dot{M}c^2 = \Gamma_\infty/\Gamma_0$ . On retrouve bien qu'un facteur de Lorentz terminal  $\Gamma_\infty$  élevé n'est possible que si la pollution baryonique est faible ( $\dot{M}c^2/\dot{E} \ll 1$ ), ce qui en pratique est une condition difficile à respecter (cf. chapitre 2.2).

La solution générale est représentée figure 3.32 pour  $\gamma = 4/3$  et  $\Gamma_\infty/\Gamma_0 = 400$ . Nous constatons que l'évolution de la « boule de feu » passe par deux phases successives.

**Phase dominée par le rayonnement.** L'énergie interne domine sur l'énergie de masse. Le fluide est ultra-relativiste avec un exposant adiabatique  $\gamma = 4/3$  et l'évolution suit

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} \simeq \frac{R}{R_0}, \quad (3.55)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} \simeq \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-3} \quad \text{et} \quad \frac{P}{P_0} \simeq \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-4}, \quad (3.56)$$

$$\frac{T'}{T'_0} \simeq \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-1} \quad \text{et} \quad \frac{T}{T_0} \simeq 1. \quad (3.57)$$

Il y a accélération puisque le facteur de Lorentz augmente proportionnellement à  $R$ . L'énergie interne est convertie en énergie cinétique. Cette phase s'arrête lorsque le facteur de Lorentz atteint sa valeur finale  $\Gamma_\infty$ , ce qui correspond au rayon où l'énergie interne et l'énergie de masse sont du même ordre. Ce rayon s'appelle rayon de saturation et vaut

$$R_{\text{sat}} \simeq R_0 \frac{\Gamma_\infty}{\Gamma_0} \simeq 3 \times 10^8 \left( \frac{\Gamma_\infty/\Gamma_0}{100} \right) \text{ cm}. \quad (3.58)$$

Ce rayon est important car il donne l'ordre de grandeur du rayon où le processus d'accélération est terminé. La « boule de feu » entame alors une seconde phase.

**Phase dominée par la matière.** L'énergie de masse domine sur l'énergie interne. L'évolution devient

$$\Gamma \simeq \Gamma_\infty, \quad (3.59)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} \simeq \frac{1}{\Gamma_\infty/\Gamma_0} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2}, \quad (3.60)$$

$$\frac{P}{P_0} \simeq \frac{1}{(\Gamma_\infty/\Gamma_0)^\gamma} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2\gamma}, \quad (3.61)$$

$$\frac{T}{T_0} \simeq \frac{\Gamma_\infty T'}{T_0} \simeq \frac{1}{(\Gamma_\infty/\Gamma_0)^{\gamma-2}} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{-2(\gamma-1)} \quad (3.62)$$

L'ejecta évolue à facteur de Lorentz constant. L'évolution de sa masse volumique implique que l'épaisseur de l'ejecta est aussi constante pendant cette phase.

## Evolution tardive de la « boule de feu »

**Rayon d'étalement.** L'évolution qui vient d'être déterminée est valable jusqu'au « rayon d'étalement » (« spreading radius »), où on ne peut plus négliger les dérivées temporelles dans les équations hydrodynamiques ci-dessus. Cela correspond également au moment où les différentes couches de l'ejecta n'évoluent plus indépendamment les unes des autres (des ondes de pression se propagent) et où la largeur de l'ejecta se met à augmenter. Ce rayon vaut

$$R_{\text{spread}} \simeq \frac{\Gamma_\infty^2}{\Gamma_0} \Delta \simeq 3.0 \times 10^{15} \text{ cm} \Gamma_0 \left( \frac{\Gamma_\infty/\Gamma_0}{100} \right)^2 \left( \frac{\Delta/c}{10 \text{ s}} \right), \quad (3.63)$$

où  $\Delta$  est la largeur initiale de l'ejecta relativiste, de l'ordre de  $ct_w$  où  $t_w$  est la durée de l'éjection.

**Rayon de la photosphère.** Nous pouvons évaluer jusqu'à quelle distance de la source l'ejecta reste opaque. Au-delà de ce rayon, l'hypothèse d'une évolution adiabatique n'est en théorie plus valide. Dans les faits, les paramètres des « boules de feu » considérées pour les sursauts gamma sont toujours choisis de manière à ce que le rayon de la photosphère soit plus grand que le rayon de saturation de manière à avoir une accélération efficace (dans le cas contraire, une fraction de l'énergie interne déposée initialement dans la « boule de feu » risque d'être rayonnée au lieu d'être convertie en énergie interne). La position de la photosphère a été évaluée, y compris dans le cas d'un ejecta variable, dans l'article Daigne & Mochkovitch (2002b) dont les résultats sont décrits au chapitre 3.1. Au-delà du rayon de saturation, l'opacité est dominée par les diffusions Thomson sur les électrons ambiants qui accompagnent les baryons. L'épaisseur optique est donnée par

$$\tau(R) \simeq \int_R^{R+2\Gamma^2\Delta} \frac{\sigma_T \rho}{m_p} dr \simeq \frac{\sigma_T \dot{M} (\Delta/c)}{4\pi m_p R (R+2\Gamma_\infty^2 \Delta)}. \quad (3.64)$$

On obtient donc le rayon photosphérique suivant

$$\begin{aligned} R_{\text{ph}} &\simeq \frac{\sigma_T \dot{M}}{8\pi m_p c \Gamma_\infty^2} \text{ si } \Delta/c \gg \frac{\sigma_T \dot{M}}{16\pi m_p c^2 \Gamma_\infty^4} \\ &\simeq \left( \frac{\sigma_T \dot{M} \Delta/c}{4\pi m_p R^2} \right)^{1/2} \text{ sinon.} \end{aligned} \quad (3.65)$$

On se trouve généralement dans le premier cas, soit

$$R_{\text{ph}} \simeq 5.9 \times 10^{12} \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg.s}^{-1}} \right) \left( \frac{\Gamma_\infty}{100} \right)^{-3} \text{ cm}. \quad (3.66)$$

**Chocs internes.** Les chocs internes se produisent à une distance

$$R_{\text{is}} \simeq \Gamma_\infty^2 c \left( t_{\text{var}} \rightarrow t_w \simeq \frac{\Delta}{c} \right), \quad (3.67)$$

où  $t_{\text{var}}$  est la plus petite échelle de temps de la variabilité au cours de l'éjection (qui fixe le rayon où démarrent les chocs internes) et  $t_w$  est la durée totale de l'éjection. Le facteur de Lorentz  $\Gamma_\infty$  est la valeur typique du facteur de Lorentz dans l'ejecta à la fin de l'accélération, mais bien sûr les chocs internes ne se produisent que si  $\Gamma_\infty(t) = \dot{E}(t)/\dot{M}(t)c^2$  est variable pendant l'éjection. On constate donc que les chocs internes ont lieu au-delà de la photosphère pour toutes les échelles de temps de variabilité telles que

$$t_{\text{var}} \gtrsim 0.02 \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg.s}^{-1}} \right) \left( \frac{\Gamma_\infty}{100} \right)^{-5} \text{ s}. \quad (3.68)$$

L'essentiel de la phase des chocs internes a donc lieu alors que l'ejecta est transparent vis à vis de l'opacité Thomson due aux électrons ambiants. Nous constatons également que  $R_{\text{spread}}$  est de l'ordre de grandeur du rayon de la fin des chocs internes : ceux-ci ont donc lieu avant que l'ejecta ne commence à s'étaler.

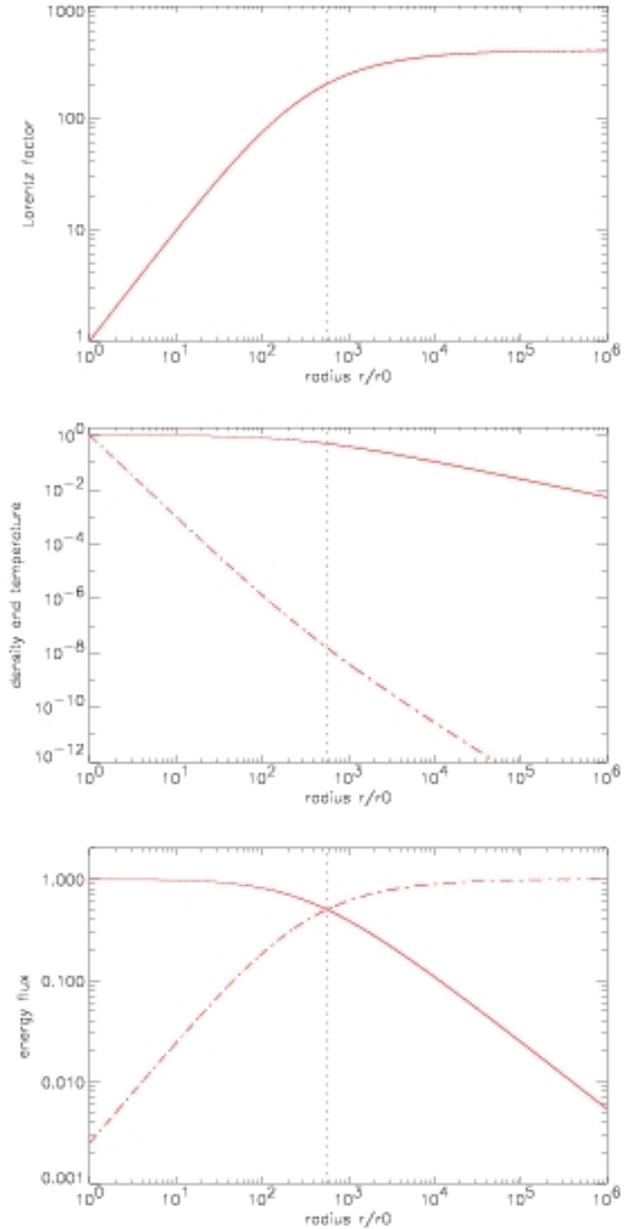


FIG. 3.32: **Evolution dynamique de la « boule de feu ».** L'exposant adiabatique est fixé à  $\gamma = 4/3$  et le facteur de Lorentz terminal vaut  $\Gamma_\infty/\Gamma_0 = 400$ . La ligne verticale pointillée indique la position du rayon de saturation  $R_{\text{sat}}$ . *Haut* : évolution du facteur de Lorentz. *Milieu* : évolution de la masse volumique (tirets) et de la température dans le référentiel fixe (trait continu). *Bas* : évolution du flux d'énergie cinétique (tirets) et du flux d'énergie interne (trait continu).

Bien évidemment, toute l'évolution de la « boule de feu » décrite dans cette annexe néglige la présence du milieu extérieur. Celui-ci se fait sentir à partir du rayon de décélération (équation 3.79). L'évolution dynamique qui en résulte est décrite dans l'annexe suivante.

## Annexe C. Le choc externe

A grande distance de la source centrale, l'ejecta relativiste ressent l'effet du milieu dans lequel il se propage. Le milieu extérieur est caractérisé par un profil de masse volumique  $\rho(r)$ . On se contente généralement d'une distribution en loi de puissance,

$$\rho(r) = \frac{A}{r^s}, \quad (3.69)$$

avec en particulier  $s = 0$  et  $A = nm_p$  pour un milieu uniforme de densité  $n$  et  $s = 2$  et  $A = \dot{M}/4\pi v_\infty = A_* 5 \times 10^{11} \text{ g.cm}^{-1}$  pour un vent stellaire. La valeur  $A = 5 \times 10^{11} \text{ g.cm}^{-1}$  correspond au flux de masse  $\dot{M}$  et à la vitesse terminale  $v_\infty$  typiques d'une étoile de type Wolf-Rayet dans notre Galaxie. Un environnement plus réaliste est discuté page 57. Nous considérons également que ce milieu est froid (énergie interne petite devant l'énergie de masse, ce qui est vrai même dans un vent stellaire), et au repos (vitesse très petite devant la vitesse de la lumière). Au tout début de l'évolution, il est possible que ceci ne soit pas vrai, dû à l'interaction di milieu extérieur avec le rayonnement gamma émis par l'ejecta relativiste. Le milieu est en effet mis en mouvement et chauffé, ce qui retarde un peu la décélération (Beloborodov 2002). Nous ne prenons pas en compte cet effet ici.

Deux chocs se forment, le choc en retour qui se propage dans l'ejecta et le choc avant, dit choc externe, qui se propage dans le milieu extérieur (figure 3.33). Cette annexe décrit la décélération de l'ejecta relativiste une fois qu'il a été traversé par le choc en retour. Dans le cas sphérique, une solution analytique – auto-similaire – est connue (Blandford & McKee 1976). Nous en donnons ici une version approchée, mais dans un formalisme qui inclut la possibilité d'un ejecta non sphérique.

L'ejecta relativiste est caractérisé par une distance initiale  $R_0$  (de l'ordre du rayon d'accélération obtenu dans l'annexe B.), une énergie cinétique  $E_0$ , un facteur de Lorentz  $\Gamma$  (valeur initiale  $\Gamma_0$ ) et un angle d'ouverture  $\Delta\theta$  (valeur initiale  $\Delta\theta_0$ ). Sa masse vaut donc  $M_0 = E_0/\Gamma_0 c^2$ . Les valeurs « équivalentes isotropes » de l'énergie cinétique et de la masse sont simplement  $E_0$  et  $M_0$  divisées par

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 1 - \cos\Delta\theta. \quad (3.70)$$

La géométrie sphérique correspond à  $\Delta\theta = \pi/2$ . Le choc externe est ultra-relativiste pendant la majeure partie de l'évolution. Les conditions de choc s'écrivent donc

$$\varepsilon_* \simeq \Gamma_* c^2, \quad (3.71)$$

$$\rho_* \simeq 4\Gamma_* \rho, \quad (3.72)$$

$$\Gamma_{\text{FS}} \simeq \sqrt{2}\Gamma_*, \quad (3.73)$$

où  $\Gamma_*$ ,  $\rho_*$  et  $\varepsilon_*$  sont le facteur de Lorentz, la densité et la densité spécifique d'énergie interne du milieu choqué, et

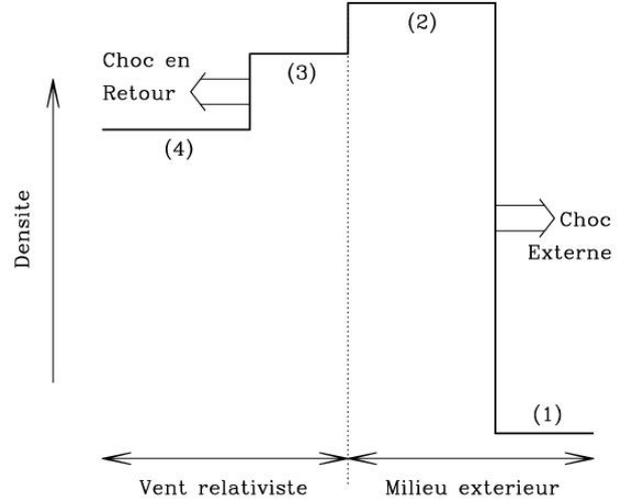


FIG. 3.33: **Décélération par le milieu extérieur : vue schématique du profil de densité.** On distingue de droite à gauche 4 régions : (1) le milieu extérieur non choqué ; (2) le milieu extérieur choqué ; (3) l'ejecta relativiste choqué ; (4) l'ejecta relativiste non choqué. Les régions (1) et (2) sont séparées par le choc avant (choc externe), les régions (3) et (4) par le choc en retour ; les régions (2) et (3) par une discontinuité de contact. Une fois que le choc en retour a entièrement traversé l'ejecta, la région (4) n'existe plus.

$\Gamma_{\text{FS}}$  le facteur de Lorentz du choc externe. Lorsque le choc avant est en  $R$ , la conservation de l'énergie s'écrit donc approximativement

$$E_0 + M_{\text{ext}}(R)c^2 \simeq \Gamma(R)M_0c^2 + \Gamma^2(R)M_{\text{ext}}c^2, \quad (3.74)$$

où  $M_{\text{ext}}$  est la masse de milieu extérieur balayée

$$M_{\text{ext}}(R) = \int_{R_0}^R 4\pi(1 - \cos\Delta\theta)r^2\rho(r)dr. \quad (3.75)$$

Nous constatons que la loi de décélération est entièrement contrôlée par la masse balayée :

$$\Gamma(R) \simeq \Gamma_0 \frac{-1 + \sqrt{1 + 4 \frac{M_{\text{ext}}(R)}{M_0/\Gamma_0} \left(1 + \frac{1}{\Gamma_0^2} \frac{M_{\text{ext}}(R)}{M_0/\Gamma_0}\right)}}{2 \frac{M_{\text{ext}}(R)}{M_0/\Gamma_0}}. \quad (3.76)$$

### Cas d'un ejecta sphérique ou d'un ejecta sans expansion latérale

Ce cas correspond à  $\Delta\theta(R) = \text{constante} = \Delta\theta_0$ . La masse balayée vaut alors simplement

$$M_{\text{ext}}(R) = \frac{4\pi(1 - \cos\Delta\theta_0)}{3-s} AR^{3-s}. \quad (3.77)$$

Ceci permet de définir le rayon de décélération, comme le rayon pour lequel  $M_{\text{ext}}(R) = M_0/\Gamma_0$  :

$$R_{\text{dec}} \simeq \left( \frac{3-s}{4\pi} \frac{E_0/(1-\cos\Delta\theta_0)}{A\Gamma_0^2 c^2} \right)^{\frac{1}{3-s}}. \quad (3.78)$$

Ce rayon vaut typiquement

$$\begin{aligned} R_{\text{dec}} &\simeq 1.2 \times 10^{17} \text{ cm} \left( \frac{E_0/(1-\cos\Delta\theta_0)}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \\ &\quad \left( \frac{n}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left( \frac{\Gamma_0}{100} \right)^{-2/3} \quad \text{pour } s=0, \\ &\simeq 1.8 \times 10^{16} \text{ cm} \left( \frac{E_0/(1-\cos\Delta\theta_0)}{10^{53} \text{ erg}} \right) \\ &\quad \left( \frac{A_*}{0.1} \right)^{-1} \left( \frac{\Gamma_0}{100} \right)^{-2} \quad \text{pour } s=2. \end{aligned} \quad (3.79)$$

La décélération s'effectue en trois phases :

$$\Gamma(R) \simeq \Gamma_0 \frac{\sqrt{1 + 4 \left( \frac{R}{R_{\text{dec}}} \right)^{3-s} \left( 1 + \frac{1}{\Gamma_0^2} \left( \frac{R}{R_{\text{dec}}} \right)^{3-s} \right) - 1}}{2 \left( \frac{R}{R_{\text{dec}}} \right)^{3-s}}, \quad (3.80)$$

$$\simeq \Gamma_0 \text{ si } R \ll R_{\text{dec}}, \quad (3.81)$$

$$\simeq \Gamma_0 \left( \frac{R}{R_{\text{dec}}} \right)^{-\frac{3-s}{2}} \text{ si } R_{\text{dec}} \ll R \ll \Gamma_0^{2/(3-s)} R_{\text{dec}}, \quad (3.82)$$

$$\simeq 1 \text{ si } R \gg \Gamma_0^{2/(3-s)} R_{\text{dec}}. \quad (3.83)$$

Nous constatons que la décélération ne commence réellement que lorsque  $R$  devient de l'ordre de  $R_{\text{dec}}$  et qu'elle est ensuite plus rapide pour un milieu uniforme que pour un vent stellaire. La décélération est terminée lorsque l'ejecta devient non relativiste pour  $R \simeq \Gamma_0^{2/(3-s)} R_{\text{dec}}$ .

### Cas d'un ejecta avec expansion latérale

Si l'éjection n'est pas sphérique, l'évolution à ouverture constante du cas précédent néglige un effet important, l'expansion latérale de l'ejecta. Celle-ci est fixée par la vitesse du son  $c_s$  dans le référentiel en comouvement :

$$R d\Delta\theta \simeq \frac{c_s}{\Gamma} \frac{dR}{c}. \quad (3.84)$$

La vitesse  $c_s/\Gamma$  est la vitesse du son dans le référentiel fixe (transformation de Lorentz pour la composante transverse). On pose  $f = c_s/c$ . Suivant l'énergie interne dans l'ejecta,  $f$  se situe entre 0 et  $1/\sqrt{3}$ , cette dernière valeur correspondant au cas ultra-relativiste ( $\epsilon_*/c^2 \gg 1$ ), donc a priori au milieu extérieur choqué. Dans la suite, on suppose  $f$  constant.

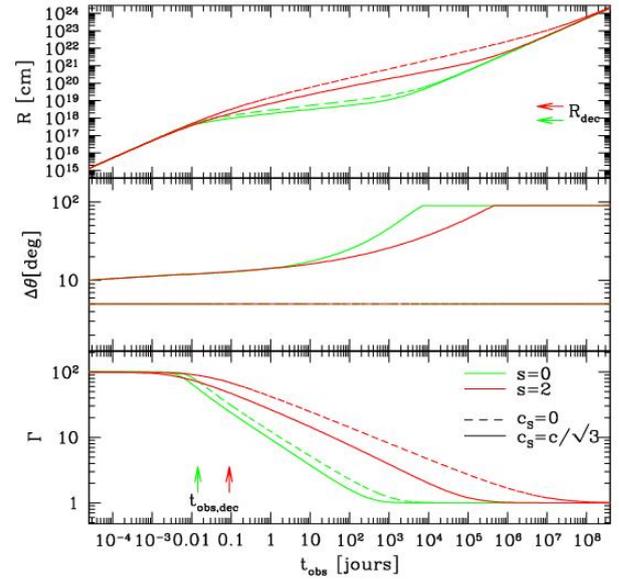


FIG. 3.34: **Choc externe : effet de l'expansion latérale.**

L'évolution du choc externe est donné pour un ejecta caractérisé par  $\Gamma_0 = 100$ ,  $E_{0,iso} = 10^{53}$  erg et  $\Delta\theta_0 = 5^\circ$ . Deux environnements sont envisagés  $s=0$  avec  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$  et  $s=2$  avec  $A_* = 0.1$ . L'évolution est calculée en l'absence d'expansion latérale ( $c_s = 0$ ) et avec une expansion latérale maximum ( $c_s = c/\sqrt{3}$ ).

L'évolution dynamique est maintenant régie par le système

$$1 + \frac{1}{\Gamma_0^2} \frac{M_{\text{ext}}}{M_0/\Gamma_0} \simeq \frac{\Gamma(R)}{\Gamma_0} + \left( \frac{\Gamma(R)}{\Gamma_0} \right)^2 \frac{M_{\text{ext}}}{M_0/\Gamma_0} \quad (3.85)$$

$$\frac{dM_{\text{ext}}}{dR} \simeq 4\pi (1 - \cos\Delta\theta(R)) AR^{2-s}, \quad (3.86)$$

$$\frac{d\Delta\theta}{dR} \simeq \frac{f}{\Gamma(R)R}. \quad (3.87)$$

La solution numérique est représentée figure 3.34 pour  $f=0$  (pas d'expansion latérale) et  $f=1/\sqrt{3}$  (expansion latérale maximum). On peut à nouveau distinguer trois phases :  
– Pour  $M_{\text{ext}}(R) \ll M_0/\Gamma_0$ , la décélération est négligeable. On obtient

$$\Gamma(R) \simeq \Gamma_0, \quad (3.88)$$

$$\Delta\theta(R) \simeq \Delta\theta_0 + \frac{f}{\Gamma_0} \ln \frac{R}{R_0}. \quad (3.89)$$

Du fait de cette expansion latérale lente, le rayon de décélération tel qu'il a été défini précédemment reste une bonne estimation pour le démarrage du freinage.

– Pour  $M_{\text{ext}}(R) \gtrsim M_0/\Gamma_0$ , la décélération a lieu. Comme le facteur de Lorentz diminue, l'expansion latérale devient plus rapide. Au total, le freinage est plus brutal que dans le cas sphérique.

– A très grande distance, l'ejecta devient non relativiste : la décélération est terminée.

## Annexe D. Un modèle cohérent des chocs internes, du choc en retour et du choc externe

Cette annexe décrit le modèle développé à l'IAP depuis 1996, qui inclut aujourd'hui de manière cohérente les chocs internes, le choc en retour et le choc externe. Ce modèle se décompose en plusieurs étapes, dont les aspects techniques sont détaillés dans les annexes suivantes.

**1. Etat initial : paramètres du modèle.** Pour simuler l'évolution dynamique de l'éjecta relativiste, il faut spécifier son état à la fin de la phase d'accélération (rayon  $R_{\text{sat}}$  donné équation 3.58). Si on veut simuler également la phase de décélération, il faut de plus préciser la distribution de la densité dans le milieu extérieur. Les paramètres dynamiques du modèle sont donc :

- Durée totale de l'éjection relativiste  $t_w$ ,
- Evolution du facteur de Lorentz  $\Gamma(t)$  au cours de l'éjection<sup>2</sup>,
- Evolution du flux d'énergie cinétique injecté  $\dot{E}(t)$ . Le plus souvent, nous adoptons  $\dot{E}(t) = \dot{E} = \text{cst}$ .
- Profil de densité dans le milieu extérieur  $\rho(r)$ . Le plus souvent, nous adoptons la forme simple donnée équation 3.69.

**2. Evolution dynamique.** Le modèle développé à l'IAP n'est pas un modèle hydrodynamique. La matière est discrétisée en un grand nombre de « couches solides », qui interagissent par des collisions directes. La propagation d'une onde de choc est donc modélisée par une succession de collisions. La mise en œuvre de cette méthode est décrite dans l'annexe suivante. Cette approche a été validée par comparaison avec un modèle hydrodynamique dans le cas des chocs internes (Daigne & Mochkovitch 2000) et par comparaison avec la solution de Blandford-McKee pour le choc externe.

Pour chaque onde de choc (un choc interne, le choc en retour ou le choc externe), on obtient donc une liste de collisions avec les quantités suivantes :

- rayon  $R$  et date  $t$  de la collision,
- facteur de Lorentz de la matière choquée  $\Gamma_*$ ,
- masse volumique  $\rho'_*$  et énergie interne spécifique  $\epsilon'_*$  dans la matière choquée,
- énergie totale dissipée  $E_{\text{diss}}$  dans la collision.

**3. Microphysique.** Pour pouvoir calculer l'émission produite par la matière choquée, il faut prendre en compte des processus mal connus : accélération des électrons et amplification du champ magnétique. Nous adoptons des prescriptions très simples, qui nécessitent de définir quatre paramètres supplémentaires pour la microphysique :

- Fraction  $\zeta$  des électrons qui sont accélérés jusqu'à des vi-

tesse relativistes,

- Fraction  $\epsilon_e$  de l'énergie dissipée qui est injectée dans les électrons relativistes,

- Pente  $p$  de la distribution des électrons relativistes à la fin du processus d'accélération,

- Fraction  $\epsilon_B$  de l'énergie dissipée qui est injectée dans le champ magnétique.

On suppose de plus que les processus d'accélération et de génération du champ magnétique sont terminés sur une échelle de temps courte devant les autres échelles de temps (dynamique et radiative). Ces hypothèses permettent de calculer dans la matière choquée le champ magnétique

$$B' = \sqrt{8\pi\epsilon_B\rho_*\epsilon_*}, \quad (3.90)$$

et la distribution initiale des électrons relativistes

$$n'(\Gamma'_e) = \frac{(p-1)n'_e}{\Gamma'_m} \left( \frac{\Gamma'_e}{\Gamma'_m} \right)^{-p} \quad \text{pour } \Gamma'_e \geq \Gamma'_m \quad (3.91)$$

où la densité totale initiale vaut

$$n'_e = \zeta \frac{\rho'_*}{m_p} \quad (3.92)$$

et le facteur de Lorentz minimum initial est donné par

$$\Gamma'_m = \frac{p-2}{p-1} \frac{\alpha_e m_p \epsilon'_*}{\zeta m_e c^2}. \quad (3.93)$$

Il est important de noter que les paramètres microphysiques  $\epsilon_B$ ,  $\epsilon_e$ ,  $\zeta$  et  $p$  sont a priori différents dans l'éjecta relativistes (chocs internes et choc en retour) et dans le milieu extérieur (choc externe). L'hypothèse la plus simple consiste à les prendre constants dans chacun de ces milieux mais il est possible d'envisager des évolutions de ces paramètres : ceci est discuté page 45. Enfin, le champ magnétique dans l'éjecta peut être dominé par un champ à grande échelle ancré dans la source centrale. Cette nouvelle prescription est donnée par l'équation 3.23.

### 4. Emission dans le référentiel de la matière choquée.

L'évolution des électrons relativistes dans le milieu choqué dépend de deux processus en compétition : (i) le rayonnement, qui se fait sur une échelle caractéristique  $t'_{\text{rad}}$  ; (ii) le refroidissement adiabatique, lié à l'expansion sphérique de la couche choquée, qui se fait sur une échelle caractéristique

$$t'_{\text{ex}} = \frac{R}{\Gamma c}. \quad (3.94)$$

Dans sa version actuelle, le modèle permet soit de faire un calcul simplifié dans lequel le rayonnement synchrotron est le seul processus radiatif (le spectre émis est alors donné analytiquement par Sari & Piran (1999)) ou désormais un calcul complet prenant les processus radiatifs suivants : rayonnement synchrotron, auto-absorption synchrotron, diffusions Compton inverse, annihilation photon-photon et création de paires électron-positron (le spectre émis est

<sup>2</sup>Les quantités  $\Gamma(t)$  et  $\dot{E}$  doivent donc être données pour  $t = 0$  à  $t_w$ . Le flux de masse injecté se déduit facilement par  $\dot{M}(t) = \dot{E}(t)/\Gamma(t)c^2$ .

alors calculé avec le modèle développé avec Guillaume Dubus dans le cadre de l'ANR «émission gamma des jets relativistes»). Ce modèle spectral complet nécessite un temps de calcul nettement plus long que le cas du rayonnement synchrotron seul. L'évolution des électrons relativistes, et le spectre émis correspondant, sont décrits dans l'annexe F. On obtient à l'issue de cette étape une quantité supplémentaire pour chaque collision, l'émissivité dans le référentiel de la matière choquée,  $j'_{\nu}$ .

**5. Emission mesurée par un observateur distant.** Pour calculer le flux détecté par un observateur, il faut prendre en compte deux effets : (i) pour chaque collision, il faut calculer l'émission dans le référentiel fixe lié à la source, en tenant compte du caractère relativiste de la couche émettrice, et de la courbure de sa surface ; (ii) il faut de plus prendre en compte les corrections cosmologiques liées au décalage vers le rouge de la source. Ceci fait, on somme les contributions de chaque collision pour obtenir l'émission complète d'une onde de choc. Dans le cas des chocs internes, on somme les contributions de toutes les ondes de choc pour obtenir le sursaut synthétique complet. Les détails techniques des étapes (i) et (ii) de ce calcul sont donnés dans l'annexe G. Dans la version actuelle du modèle, il est possible de générer des courbes de lumière à fréquence fixée ou dans une bande spectrale, des spectres à une date fixée, et un spectre intégré en temps sur la durée du sursaut. On peut noter que dans la plupart des domaines spectraux (à l'exception notable des rayons X durs et des rayons gamma mous, c'est-à-dire le domaine principal d'observation des sursauts), il faut prendre en compte l'absorption le long de la ligne de visée, qui atténue l'intensité de cette prédiction théorique et éventuellement affecte sa forme spectrale.

## Annexe E. La dynamique des chocs internes, du choc en retour et du choc externe : le modèle des « couches solides »

Un modèle hydrodynamique complet de l'évolution de l'ejecta relativiste, qui incluerait à la fois la phase des chocs internes et la phase de décélération, n'existe pas encore. Il s'agit d'un problème délicat du point de vue numérique. La résolution de la grille doit être de l'ordre de  $ct_{\text{var}} = 3 \times 10^8$  cm ( $t_{\text{var}}/10$  ms) et il faut suivre l'évolution jusqu'à au moins  $10R_{\text{dec}}$  qui est de l'ordre de  $10^{17} - 10^{18}$  cm (cf. équation 3.79). Il y a donc environ dix ordres de grandeur entre les plus petites échelles et les plus grandes. Ceci est difficile à gérer, même avec les techniques modernes de grilles adaptatives, d'autant plus qu'il peut y avoir à un instant donné de nombreuses régions contenant des gradients forts. Pour cette raison, le modèle développé à l'IAP est simplifié par rapport à l'approche hydrodynamique : l'ejecta et le milieu extérieur sont modélisés par des « couches solides » qui n'interagissent que par des collisions directes. Les ondes de pression sont donc négligées. Ceci est justifié lorsque la densité d'énergie interne est faible devant la densité d'énergie cinétique, ce qui est le cas dans l'ejecta relativiste que nous voulons suivre. Dans le milieu extérieur choqué, cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée et un traitement particulier est nécessaire, qui sera explicité plus loin.

### Description de l'ejecta relativiste et de son environnement

L'ejecta est discrétisé en  $N$  couches. La couche  $i$  est caractérisée par un rayon  $R_i$  et une énergie-impulsion

$$\begin{pmatrix} \beta_i \Gamma_i \Gamma_i^{\text{int}} M_i c^2 \\ \Gamma_i \Gamma_i^{\text{int}} M_i c^2 \end{pmatrix}$$

(on considère un mouvement purement radial donc à une dimension), où  $M_i$  est la masse,  $\beta_i$  et  $\Gamma_i$  la vitesse (en unité de  $c$ ) et le facteur de Lorentz, et  $\Gamma_i^{\text{int}}$  le facteur de Lorentz de l'agitation interne. La densité spécifique d'énergie interne est reliée à  $\Gamma_i^{\text{int}}$  par

$$\varepsilon_i = \left( \Gamma_i^{\text{int}} - 1 \right) c^2 .$$

La couche émise en premier par la source centrale (avant de l'ejecta) correspond à  $i = 1$  et la dernière couche à l'arrière de l'ejecta correspond à  $i = N$ . A cause de la manière dont nous traitons les chocs internes, le nombre de couches  $N$  n'est pas constant au cours de l'évolution.

L'évolution est suivie à partir de la fin de la phase d'accélération (rayon  $R_{\text{sat}}$  défini équation 3.58). Nous nous plaçons toujours dans la limite des grands facteurs de Lorentz, soit  $\beta_i \simeq 1 - 1/2\Gamma_i^2$ . Entre deux collisions, une couche se propage à vitesse constante, ce qui revient à négliger le processus d'accélération résiduelle liée à

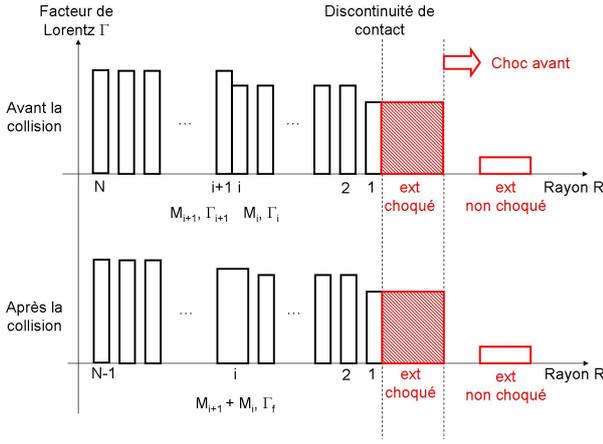


FIG. 3.35: **Modélisation de la propagation d'une onde de choc dans l'ejecta relativiste (choc interne ou choc en retour)** : collision entre les deux couches solides  $i + 1$  et  $i$ .

la conversion adiabatique d'énergie interne en énergie cinétique en raison de l'expansion sphérique (voir annexe B).

A cette description de l'ejecta relativiste s'ajoute celle de l'environnement. La région non choquée est considérée comme froide, au repos, et est donc caractérisée uniquement par un profil de densité  $\rho(R)$ . La région choquée est décrite dans notre modèle par une couche unique de masse  $M_{\text{ext}}$ , de facteur de Lorentz  $\Gamma_{\text{ext}}$  et de facteur de Lorentz de l'agitation interne  $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}}$ .

### Traitement des chocs internes

La propagation d'une onde de choc dans l'ejecta (choc interne) est modélisée par une succession de collisions entre deux couches solides. La collision entre la couche  $i + 1$  et la couche  $i$  au rayon  $R = R_{i+1} = R_i$  (pour  $i > 1$  car la première couche nécessite un traitement spécial décrit plus loin) est traitée comme une fusion des deux couches (voir figure 3.35). Les caractéristiques de la couche finale s'obtiennent par conservation de l'énergie-impulsion :

$$\begin{pmatrix} \beta_{i+1} \Gamma_{i+1} \Gamma_{i+1}^{\text{int}} M_{i+1} c^2 \\ \Gamma_{i+1} \Gamma_{i+1}^{\text{int}} M_{i+1} c^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_i \Gamma_i \Gamma_i^{\text{int}} M_i c^2 \\ \Gamma_i \Gamma_i^{\text{int}} M_i c^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_f \Gamma_f \Gamma_f^{\text{int}} M_f c^2 \\ \Gamma_f \Gamma_f^{\text{int}} M_f c^2 \end{pmatrix},$$

avec (conservation de la masse)

$$M_f = M_{i+1} + M_i.$$

A la fin de la phase d'accélération, l'ejecta est « froid » c'est à dire que  $\Gamma_i^{\text{int}} \simeq 1$  pour toutes les couches. On suppose que pendant la phase des chocs internes, le mode de rayonnement est efficace et que l'énergie interne produite

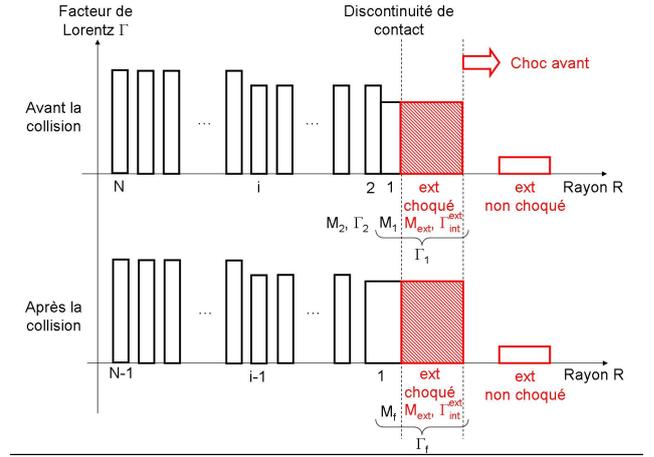


FIG. 3.36: **Modélisation de la propagation d'une onde de choc dans l'ejecta relativiste (choc interne ou choc en retour)** : cas particulier de la collision entre les deux couches solides 2 et 1.

lors de la collision est rayonnée entièrement<sup>3</sup>. La condition  $\Gamma_f^{\text{int}} \simeq 1$  reste donc valide pendant toute l'évolution. Dans la limite des grands facteurs de Lorentz, les caractéristiques de la couche finale juste après la collision sont donc

$$\Gamma_f \simeq \sqrt{\Gamma_i \Gamma_{i+1}} \sqrt{\frac{M_i \Gamma_i + M_{i+1} \Gamma_{i+1}}{M_i \Gamma_{i+1} + M_{i+1} \Gamma_i}}, \quad (3.95)$$

et

$$\begin{aligned} \Gamma_f^{\text{int}} &\simeq \sqrt{\left(\frac{M_i}{M_i + M_{i+1}}\right) \sqrt{\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{i+1}}} + \left(\frac{M_{i+1}}{M_i + M_{i+1}}\right) \sqrt{\frac{\Gamma_{i+1}}{\Gamma_i}}} \\ &\times \sqrt{\left(\frac{M_{i+1}}{M_i + M_{i+1}}\right) \sqrt{\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{i+1}}} + \left(\frac{M_i}{M_i + M_{i+1}}\right) \sqrt{\frac{\Gamma_{i+1}}{\Gamma_i}}}. \end{aligned} \quad (3.96)$$

L'énergie dissipée pendant la collision vaut

$$E_{\text{diss}} = \Gamma_{i+1} M_{i+1} c^2 + \Gamma_i M_i c^2 - \Gamma_f M_f c^2 = (\Gamma_f^{\text{int}} - 1) \Gamma_f M_f c^2. \quad (3.97)$$

Pour le calcul de l'émission des chocs internes, on considère que la fraction  $\epsilon_e$  de cette énergie qui est transmise aux électrons est entièrement rayonnée. Le facteur de Lorentz de la matière choquée est  $\Gamma_* = \Gamma_f^4$ , la densité est

$$\rho'_* \simeq \frac{\dot{M}}{\Gamma_* 4\pi R^2 c}$$

<sup>3</sup>Comme expliqué dans les chapitres précédents, pour des raisons énergétiques, nous supposons que (1) le processus d'accélération est efficace : toute l'énergie interne est convertie en énergie cinétique ; (2) la phase des chocs internes est radiativement efficace : la totalité de l'énergie injectée dans les électrons relativistes est rayonnée.

<sup>4</sup>En pratique, la comparaison des résultats du modèle des couches solides avec un modèle hydrodynamique dans le cas où seuls les chocs internes sont pris en compte conduit à introduire une petite subtilité pour améliorer les résultats : les quantités  $\Gamma_*$ ,  $\rho_*$  et  $\epsilon_e$  représentatives de l'état de la matière choquée sont évaluées en considérant que seule la masse  $\min(M_{i+1}, M_i)$  est impliquée dans le choc. Pour plus de détails, voir ma thèse de doctorat.

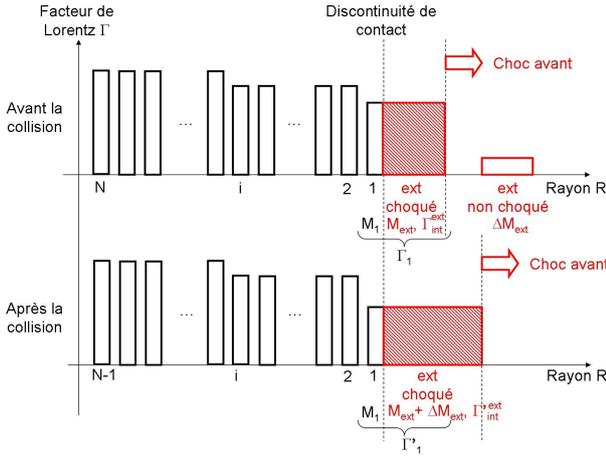


FIG. 3.37: **Modélisation de la propagation du choc avant** : collision entre le milieu extérieur déjà choqué et le milieu extérieur non choqué.

et la densité spécifique d'énergie interne est

$$\varepsilon'_* = \left( \Gamma_f^{\text{int}} - 1 \right) c^2 .$$

Notons que la densité est la quantité la plus mal suivie dans cette approche. L'expression utilisée est très approximative et utilise le flux de masse moyen  $\dot{M}$  pendant l'éjection relativiste initiale. Pour le calcul de l'évolution dynamique, le reste de l'énergie – la fraction  $(1 - \varepsilon_e)$  qui n'est pas rayonnée – est négligé : le résultat final de la collision entre les deux couches  $i + 1$  et  $i$  est donc une couche « froide » ( $\Gamma^{\text{int}} = 1$ ) de masse  $M_f$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_f$ . Elle se voit attribuer l'indice  $i$  et toutes les couches situées à l'arrière (indice  $i + 2$  à  $N$  avant la collision) sont renumérotées jusqu'à  $N - 1$  qui est le nouveau nombre de couches.

## Traitement de la décélération

### Discontinuité de contact

Le milieu extérieur choqué est séparé de l'ejecta par une discontinuité de contact (cf. figure 3.33). Dans notre modèle, ceci se traduit par la condition d'égalité des vitesses

$$\Gamma_1 = \Gamma_{\text{ext}} . \quad (3.98)$$

On suppose de plus que le milieu extérieur est très comprimé et que la couche formée est donc fine, située approximativement au même rayon  $R_1$  que la couche avant de l'ejecta relativiste.

### Choc avant

La propagation du choc avant dans le milieu extérieur est modélisée par une succession de collisions entre la couche

de milieu extérieur choquée et le milieu extérieur non choqué (voir figure 3.37). Une collision est prise en compte à chaque fois que la masse de milieu extérieur balayée vaut

$$\Delta M_{\text{ext}} = q \frac{M_1}{\Gamma_1} .$$

La conservation de l'énergie-impulsion s'écrit alors

$$\begin{pmatrix} \beta_1 \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ \Delta M_{\text{ext}} c^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta'_1 \Gamma'_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} M'_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma'_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} M'_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix} ,$$

où la nouvelle masse de milieu extérieur choquée vaut (conservation de la masse)

$$M'_{\text{ext}} = M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}} .$$

Le facteur de Lorentz au niveau de la discontinuité de contact après la collision est  $\Gamma'_1$  et le nouveau facteur de Lorentz de l'agitation interne dans le milieu extérieur choqué est  $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'}$ . Dans la limite des grands facteurs de Lorentz, nous obtenons

$$\Gamma'_1 \simeq \sqrt{\Gamma_1} \sqrt{\frac{\Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) + \Delta M_{\text{ext}}}{(M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) + 2\Gamma_1 \Delta M_{\text{ext}}}} \quad (3.99)$$

et

$$\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} \simeq \frac{M_1}{M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}}} \left( \frac{\Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) + \Delta M_{\text{ext}}}{\Gamma'_1 M_1} - 1 \right) . \quad (3.100)$$

Notons que dans la limite  $q \ll 1$ , le nouveau facteur de Lorentz après la collision vaut  $\Gamma'_1 \simeq \Gamma_1 (1 - q / (1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}} / M_1))$ . En pratique, nous adoptons généralement  $q \sim 0.01$ , ce qui assure un nombre de collisions discrètes suffisant pour reproduire correctement la décélération (qui est un processus continu). Nous avons testé que nos résultats étaient indépendants de cette valeur tant que  $q \lesssim 0.05 - 0.1$ .

On considère deux évolutions possibles pour le milieu extérieur choqué. Si celui-ci est radiativement efficace, le facteur de Lorentz de l'agitation interne  $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}}$  vaut 1 avant la collision. L'énergie dissipée pendant la collision vaut

$$\begin{aligned} E_{\text{diss}} &= \Gamma_1 (M_1 + M_{\text{ext}}) c^2 + \Delta M_{\text{ext}} c^2 \\ &\quad - \Gamma'_1 (M_1 + M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}}) c^2 \\ &= \left( \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'} - 1 \right) \Gamma'_1 (M_{\text{ext}} + \Delta M_{\text{ext}}) c^2 \end{aligned} \quad (3.101)$$

et cette énergie est entièrement rayonnée si bien que l'évolution dynamique continue en attribuant la nouvelle valeur  $\Gamma'_1$  au facteur de Lorentz de la discontinuité de contact mais en maintenant  $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} = 1$  dans le milieu extérieur choqué. Cette évolution est a priori attendue au début de la

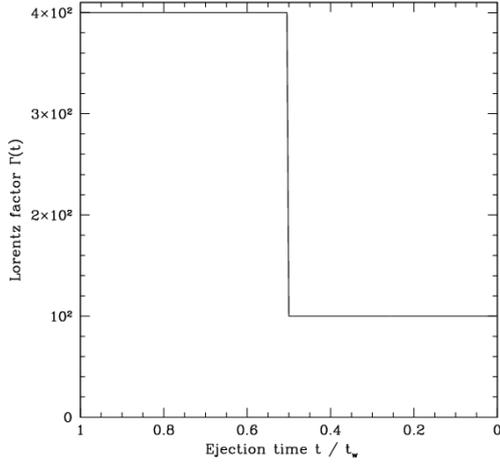


FIG. 3.38: Un exemple de simulation dynamique complète avec le modèle des « couches solides » : distribution initiale du facteur de Lorentz.

décélération, à condition que l'accélération des électrons est efficace (si  $\epsilon_c$  est petit, le rayonnement, même efficace, n'a pas d'influence sur la dynamique). Si le choc avant est radiativement inefficace, l'évolution dynamique continue simplement en attribuant  $\Gamma'_1$  comme nouveau facteur de Lorentz de la discontinuité de contact et  $\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}'}$  comme nouveau facteur de Lorentz de l'agitation interne dans le milieu extérieur choqué.

Dans les deux cas, le calcul de l'émission du choc avant se fait en considérant que le facteur de Lorentz du milieu extérieur choqué est  $\Gamma_* = \Gamma_1$ . La densité et la densité spécifique d'énergie interne sont évaluées en utilisant les conditions de choc fort donnée équation 3.73.

### Choc en retour

La propagation de l'onde de choc en retour est modélisée par une nouvelle succession de collisions directes entre couches dans l'ejecta (comme pour les chocs internes). Cette succession est provoquée par le ralentissement de la première couche à l'avant de l'ejecta (couche  $i = 1$ ).

L'égalité des vitesses à la discontinuité de contact conduit à un traitement un peu particulier lorsqu'une collision a lieu entre les couches 2 et 1 de l'ejecta (voir figure 3.36). La conservation de l'énergie-impulsion s'écrit en effet dans ce cas

$$\begin{pmatrix} \beta_2 \Gamma_2 M_2 c^2 \\ \Gamma_2 M_2 c^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \beta_1 \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_f \Gamma_f (\Gamma_f^{\text{int}} M_f + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ \Gamma_f (\Gamma_f^{\text{int}} M_f + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \end{pmatrix},$$

où l'indice  $f$  désigne les quantités dans la nouvelle couche

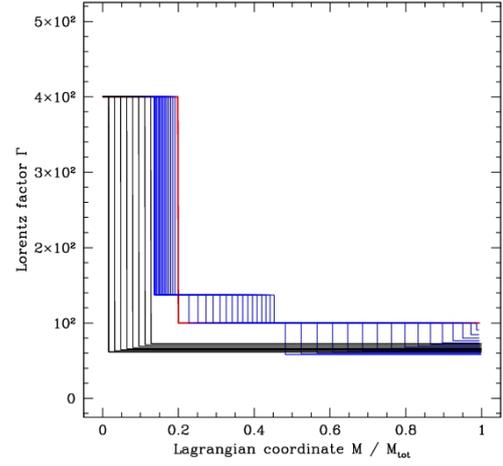


FIG. 3.39: Un exemple de simulation dynamique complète avec le modèle des « couches solides » : évolution temporelle de la distribution du facteur de Lorentz dans l'ejecta. Le facteur de Lorentz est représenté en fonction d'une variable de masse  $M/M_{\text{tot}}$ , où  $M$  est la masse intégrée de l'arrière de l'ejecta jusqu'à la couche considérée et  $M_{\text{tot}}$  est la masse totale. L'état initial est en rouge. La distribution est ensuite représentée toutes les 800 collisions directes entre couches. En bleu, la phase initiale où deux chocs internes se propagent (à gauche de la figure) ainsi que le choc en retour dû au freinage par le milieu extérieur (à droite sur la figure). En noir, la seconde phase, une fois que le choc en retour a rattrapé les chocs internes.

$i = 1$  après la collision, résultat de la fusion des anciennes couches 1 et 2. La conservation de la masse implique que

$$M_f = M_2 + M_1. \quad (3.102)$$

Nous obtenons dans la limite des grands facteurs de Lorentz

$$\Gamma_f \simeq \sqrt{\Gamma_1 \Gamma_2} \sqrt{\frac{(M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) \Gamma_1 + M_2 \Gamma_2}{(M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) \Gamma_2 + M_2 \Gamma_1}}, \quad (3.103)$$

et

$$\Gamma_f^{\text{int}} \simeq \frac{\Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}}{M_f} \left( \frac{\Gamma_2 M_2 + \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}})}{\Gamma_f \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}} - 1 \right). \quad (3.104)$$

L'énergie dissipée est donc

$$\begin{aligned} E_{\text{diss}} &= \Gamma_2 M_2 c^2 + \Gamma_1 (M_1 + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ &\quad - \Gamma_f (M_f + \Gamma_{\text{ext}}^{\text{int}} M_{\text{ext}}) c^2 \\ &= (\Gamma_f^{\text{int}} - 1) \Gamma_f M_f c^2. \end{aligned} \quad (3.105)$$

La suite du traitement est strictement identique à celle décrite pour les chocs internes.

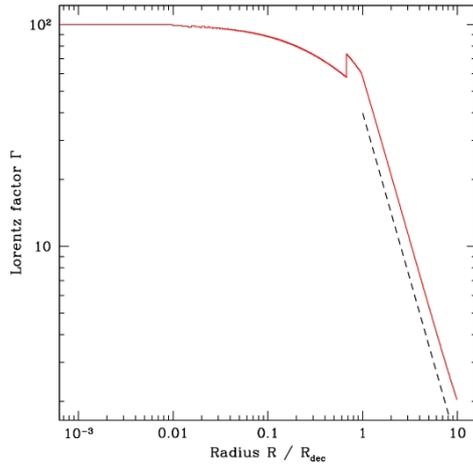


FIG. 3.40: **Un exemple de simulation dynamique complète avec le modèle des « couches solides » : dynamique du choc externe.** Le facteur de Lorentz du milieu extérieur choqué est représenté en rouge en fonction du rayon. La droite en pointillés noirs au-delà du rayon de décélération montre la pente  $-3/2$  prédite par la solution de Blandford-McKee.

## Evolution complète

L'évolution complète dans le modèle des couches solides est effectuée de la manière suivante. On considère que la source centrale éjecte régulièrement des couches relativistes au niveau du rayon d'accélération. Deux éjections sont séparées de  $t_{\text{var}}$  et la durée totale de cette phase est  $t_w$ . On part à  $t = 0$ .

1. Si  $t \leq t_w$ , calcul de l'intervalle  $\Delta t_1$  avant la prochaine éjection relativiste.
2. Si  $N > 1$ , calcul de l'intervalle  $\Delta t_2$  avant la prochaine collision entre deux couches relativistes.
3. Calcul de l'intervalle  $\Delta t_3$  avant la prochaine collision entre le milieu extérieur choqué et le milieu extérieur non choqué.
4. On se place à  $t + \Delta t$  avec  $\Delta t = \min(\Delta t_1, \Delta t_2, \Delta t_3)$ . Chaque couche de l'ejecta se déplace de  $\Delta R_i = \beta_i c \Delta t$ . La masse extérieur balayée est augmentée de

$$\delta \Delta M_{\text{ext}} = \int_{R_1}^{R_1 + \Delta R_1} 4\pi R^2 \rho(R) dR .$$

5. Si cette date correspond à une éjection, on ajoute une couche en fin d'ejecta, avec une masse et un facteur de Lorentz correspondant aux hypothèses de la simulation. Sinon, on traite la collision correspondante à la date en utilisant les formules développées dans les paragraphes précédents. Si nécessaire, les couches de l'ejecta sont renumérotées.
6. Si l'évolution est terminée ( $N = 1$  et  $\Gamma_1 < 2$  : entrée

dans la phase de décélération non-relativiste), on sort de la boucle, sinon on repart à l'étape 1.

Cette approche a été testée : (1) la comparaison de la dynamique des chocs internes obtenue par le modèle des « couches solides » est en bon accord avec les résultats plus précis d'un calcul hydrodynamique complet (Daigne & Mochkovitch 2000); (2) la loi de décélération  $\Gamma_{\text{ext}}(R)$  est en bon accord avec la solution de Blandford-McKee (cf. annexe C).

Illustrons le modèle par un exemple complet. On considère une éjection relativiste par la source centrale durant  $t_w = 20$  s, avec une distribution initiale de facteur de Lorentz  $\Gamma(t)$  représentée figure 3.38 (cette distribution a été choisie pour les besoins de cet exemple car elle donne deux ondes de choc internes bien identifiées) et un flux d'injection de l'énergie cinétique  $\dot{E}$  constant (mais qui n'a pas besoin d'être précisé tant qu'on ne calcule que la dynamique). Le facteur de Lorentz moyen de l'ejecta (moyenne en masse) vaut donc  $\bar{\Gamma} = 100$ . Le milieu extérieur a une densité constante ( $s = 0$ ) telle que le rapport du rayon de décélération au rayon de fin des chocs internes vaut

$$\frac{R_{\text{dec}}}{\bar{\Gamma}^2 c t_w} = 1 .$$

L'ejecta est initialement discrétisé en 10000 couches solides. La figure 3.39 montre l'évolution temporelle de la distribution du facteur de Lorentz dans l'ejecta relativiste : l'état initial est en rouge. Cette évolution est conforme à ce qui est attendu. Dans une première phase (trait bleu), deux chocs internes se forment à l'emplacement de la discontinuité initiale. L'un se propage vers l'avant de l'ejecta, l'autre vers l'arrière. Pendant cette phase, l'avant de l'ejecta est décéléré par le milieu extérieur et un choc en retour se propage vers l'intérieur de l'ejecta. Vers la fin de l'évolution le choc en retour rejoint le choc interne qui se propage vers l'avant. Commence alors une nouvelle phase (trait noir) dominée par la propagation du choc en retour qui finit par balayer entièrement l'ejecta, rattrapant au passage le deuxième choc interne. Cet exemple, bien que fondé sur une distribution initiale de facteur de Lorentz extrêmement simple, montre bien que l'on ne peut dissocier l'étude des chocs internes de celle de la décélération dès lors que le rayon de décélération est comparable à celui des chocs internes. La figure 3.40 illustre quant à elle la dynamique du choc externe. Le facteur de Lorentz de la couche avant de l'ejecta, qui est aussi égal au facteur de Lorentz du milieu extérieur choqué, est représenté en fonction du rayon. Les pointillés indiquent la pente  $-3/2$  prédite au-delà du rayon de décélération par la solution de Blandford-McKee : l'accord est excellent.

A partir de cette évolution dynamique, on peut déduire pour chaque onde de choc les conditions physiques dans la matière choquée. Un exemple est montré figure 3.11

## Annexe F. Emission dans le référentiel de la matière choquée

Cette annexe décrit le calcul de l'émission dans le référentiel de la matière choquée, que ce soit dans le cadre des chocs internes, du choc en retour ou du choc externe.

### Echelles de temps

Il y a deux échelles de temps principales à prendre en compte :

- L'échelle de temps du refroidissement adiabatique  $t'_{\text{ex}}$ , donnée par l'évolution dynamique (équation 3.94).
- L'échelle de temps radiative  $t'_{\text{rad}}$  définie comme l'échelle de temps nécessaire pour que les électrons relativistes perdent toute leur énergie sous forme de rayonnement.

Deux cas sont donc possibles :

- Les électrons rayonnent rapidement la majeure partie de leur énergie (« fast cooling regime ») :  $t'_{\text{rad}} \ll t'_{\text{ex}}$ . C'est le cas rencontré dans les chocs internes et au début de l'évolution du choc en retour et du choc externe. Cette situation est la plus simple à modéliser. La propagation d'une onde de choc est modélisée par une succession de collisions séparées par une échelle de temps du même ordre de grandeur que  $t'_{\text{ex}}$ . Quand la collision  $n$  a lieu, les électrons choqués pendant la collision  $n - 1$  ont donc fini de rayonner. On somme alors des contributions indépendantes, collision par collision.
- Les électrons rayonnent plus lentement que l'évolution dynamique (« slow cooling regime ») :  $t'_{\text{rad}} \gg t'_{\text{ex}}$ . Ce cas est rencontré pour le choc en retour et le choc externe. Le calcul est ici plus délicat car pendant la propagation d'une onde de choc, lorsque la collision  $n$  a lieu, les électrons de la collision  $n - 1$  rayonnent encore. Suivant la méthode développée par Beloborodov (2005), nous calculons alors l'émission des électrons choqués sur une succession d'intervalles de durée  $\sim t'_{\text{ex}}$  pendant lesquels les quantités dynamiques (densité, champ magnétique, ...) sont considérés comme constants et égaux à la valeur donnée par la collision la plus récente.

### Géométrie

Le milieu choqué est une couche à courbure sphérique, de rayon  $R$ , d'ouverture angulaire  $\Delta\theta$  et de largeur  $\sim ct'_{\text{ex}}$  dans son référentiel en comouvement. Il s'agit de calculer l'émission produite pendant une durée  $t'_{\text{ex}}$ . La taille d'une région causale est donc  $\sim ct'_{\text{ex}}$ , petite devant l'extension latérale de la couche  $R\Delta\theta$  (tant que  $\Delta\theta \gg 1/\Gamma$ ). Dans le référentiel de la matière choquée, on peut donc considérer que la couche est plane et infinie, d'épaisseur  $\sim ct'_{\text{ex}}$ .

Dans le cas où  $t'_{\text{rad}} \ll t'_{\text{ex}}$ , l'essentiel de l'évolution se fait sur une échelle de temps très courte, correspondant à une région causale de taille  $ct'_{\text{rad}}$  petite devant l'épaisseur de la couche. Il est donc tout à fait légitime de supposer que si la couche est initialement homogène, elle le reste durant

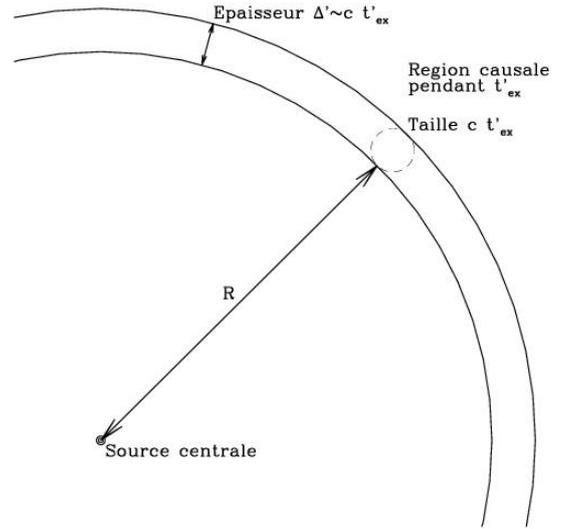


FIG. 3.41: Vue schématique de la couche de matière choquée dont on veut calculer l'émission.

toute l'évolution : la densité et la distribution des électrons relativistes ne dépend que du temps et pas de la position, et il en est de même pour la distribution des photons, qui de plus apparaît isotrope. En toute rigueur, ceci n'est pas parfaitement vrai à une distance  $ct'_{\text{rad}}$  du bord de la couche, mais cet effet est négligeable (puisque  $ct'_{\text{rad}} \ll ct'_{\text{ex}}$ ).

Dans le cas où  $t'_{\text{rad}} \gg t'_{\text{ex}}$ , la situation est plus compliquée. Les distributions des électrons et des photons devraient à priori dépendre d'une coordonnée radiale à cause des effets de bords (au temps  $t'$ , la région d'épaisseur  $ct'$  au bord ne voit pas un champ de rayonnement isotrope). Cette difficulté est cependant artificielle et liée à la discrétisation. Dans une vision continue, « les bords bougent » sur une échelle de temps elle aussi égale à  $t'_{\text{ex}}$ , puisque de nouveaux électrons relativistes sont accélérés en permanence par une onde de choc qui se propage dans le milieu. Il est donc correct en première approximation de continuer à ne prendre en compte que l'évolution temporelle, comme si la distribution des électrons et des photons dans le référentiel en comouvement était parfaitement homogène et isotrope.

Nous nous ramenons donc à devoir calculer l'émission d'une région de taille  $ct'_{\text{ex}}$  pendant une durée  $t'_{\text{ex}}$  avec un champ magnétique constant  $B'$  donné par l'équation 3.90 et une population initiale d'électrons donnée par l'équation 3.91. Il faut pour cela suivre l'évolution de deux quantités, la distribution des électrons relativistes  $n'(\Gamma'_e, t')$  et la distribution des photons  $n'_\nu(t')$ . Cette dernière quantité est

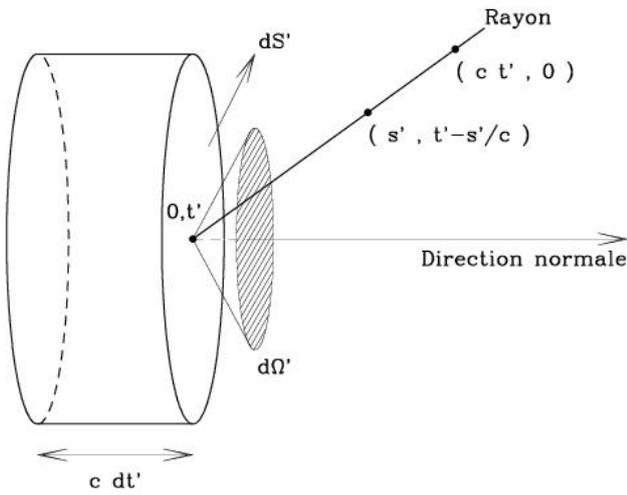


FIG. 3.42: Vue schématique d'un rayon lumineux pour le calcul du transfert radiatif.

donnée par

$$\begin{aligned} n'_{\nu'} \text{ (ph.cm}^{-3}\text{.Hz}^{-1}) &= \int d\Omega' \frac{dn'_{\nu'}}{d\Omega'} \\ &= 4\pi \frac{dn'_{\nu'}}{d\Omega'} \text{ (isotropie).} \end{aligned} \quad (3.106)$$

La contribution des photons venant de l'angle solide  $d\Omega'$  est estimée de la manière suivante : si on considère un élément de surface  $dS'$  et un volume  $dS' \times c dt'$ , le nombre de photons présent dans ce volume élémentaire en provenance de la direction  $d\Omega'$  pendant l'intervalle  $dt'$  vaut

$$(dS' \times c dt') \frac{dn'_{\nu'}}{d\Omega'} = \frac{I'_{\nu'}}{h\nu'} dS' dt', \quad (3.107)$$

où  $I'_{\nu'}$  est l'intensité spécifique ( $\text{erg.s}^{-1}\text{.cm}^{-2}\text{.sr}^{-1}\text{.Hz}^{-1}$ ). Nous obtenons donc

$$n'_{\nu'} = 4\pi \frac{I'_{\nu'}}{ch\nu'}. \quad (3.108)$$

L'intensité spécifique se détermine à partir de l'équation du transfert radiatif le long d'un rayon lumineux. On note  $s'$  la coordonnée le long de ce rayon, avec  $s' = 0$  à l'endroit où la densité de photons est calculée : voir figure 3.42.

$$\frac{dI'_{\nu'}}{ds'} = j'_{\nu'}, \quad (3.109)$$

où nous négligeons pour l'instant les termes d'absorption. L'émissivité  $j'_{\nu'}$  ( $\text{erg.s}^{-1}\text{.cm}^{-3}\text{.sr}^{-1}\text{.Hz}^{-1}$ ) est reliée au détail des processus radiatifs à l'œuvre, que nous ne précisons pas pour l'instant. En raison de l'isotropie, nous avons  $j'_{\nu'} = \frac{P'_{\nu'}}{4\pi}$ , où  $P'_{\nu'}$  ( $\text{erg.s}^{-1}\text{.cm}^{-3}\text{.Hz}^{-1}$ ) est la puissance rayonnée par le milieu, par unité de fréquence et de volume.

Le coefficient  $P'_{\nu'}$  est une fonction du temps  $t'$  uniquement. A cause de la vitesse  $c$  de la lumière, l'intensité spécifique doit être intégrée de  $s' = 0$  à  $s' = ct'$  :

$$\begin{aligned} I'_{\nu'} &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{ct'} P'_{\nu'} \left( s', t' - \frac{s'}{c} \right) ds' \\ &= \frac{c}{4\pi} \int_0^{t'} P'_{\nu'}(t') dt' \end{aligned} \quad (3.110)$$

Nous obtenons donc pour la densité de photons

$$\begin{aligned} n'_{\nu'} \text{ (ph.cm}^{-3}\text{.Hz}^{-1}) &= \int_0^{t'} \frac{P'_{\nu'}}{h\nu'}(t') dt', \\ n'_{\text{ph}} \text{ (ph.cm}^{-3}) &= \int_0^{t'} \left( \int_0^{+\infty} \frac{P'_{\nu'}}{h\nu'} d\nu' \right) (t') dt', \end{aligned}$$

et pour la densité d'énergie des photons

$$\begin{aligned} u'_{\nu'} \text{ (erg.cm}^{-3}\text{.Hz}^{-1}) &= h\nu' n'_{\nu'} = \int_0^{t'} P'_{\nu'}(t') dt', \\ u'_{\text{ph}} \text{ (erg.cm}^{-3}) &= \int_0^{t'} \left( \int_0^{+\infty} P'_{\nu'} d\nu' \right) (t') dt'. \end{aligned}$$

Le taux volumique d'émission de photons est alors donné par

$$\dot{n}'_{\text{ph}} = \int_0^{+\infty} \frac{P'_{\nu'}}{h\nu'} d\nu' \text{ (ph.cm}^{-3}\text{.s}^{-1}). \quad (3.111)$$

## Evolution des électrons et des photons

Avec les hypothèses qui viennent d'être décrites, l'évolution des électrons et des photons est donnée par deux équations couplées (par rapport à la discussion précédente du transfert radiatif, on ajoute ici l'effet des processus d'absorption) : nous prenons en compte pour l'instant les processus physiques suivants : (i) refroidissement adiabatique des électrons ; (ii) rayonnement synchrotron ; (iii) auto-absorption synchrotron ; (iv) diffusions Compton inverses des photons sur les électrons ; (v) annihilation photon-photon et création de paires  $e^+e^-$ . Nous devons alors résoudre le système

$$\begin{aligned} \frac{\partial n'_e}{\partial t'}(\Gamma'_e, t') &= \\ &- \frac{\partial}{\partial \Gamma'_e} \left[ \left( \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \Big|_{\text{syn}} + \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \Big|_{\text{ic}} + \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \Big|_{\text{ad}} \right) n'_e(\Gamma'_e, t') \right] \\ &+ \frac{dn'_e}{dt'} \Big|_{\gamma\gamma}(\Gamma'_e, t') \end{aligned} \quad (3.112)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial n'_{\nu'}}{\partial t'} &= \frac{1}{h\nu'} \int_{\text{elec.}} d\Gamma'_e n'_e(\Gamma'_e, t') \left( P'^{\text{syn}}_{\nu'}(\Gamma'_e) + P'^{\text{ic}}_{\nu'}(\Gamma'_e, t') \right) \\ &- n'_{\nu'} \left\{ \int_{\text{elec.}} d\Gamma'_e n'_e(\Gamma'_e, t') c\sigma_{\text{sa}}(\Gamma'_e, \nu') \right. \\ &\left. + \int_{\text{phot.}} d\tilde{\nu}' n'_{\tilde{\nu}'} c\sigma_{\gamma\gamma}(\nu', \tilde{\nu}') \right\} \end{aligned} \quad (3.113)$$

Le détail de chaque terme est le suivant :

– **Refroidissement adiabatique** : les électrons se refroidissent sous l'effet de l'expansion sphérique de l'ejecta, selon la loi

$$\left. \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \right|_{\text{ad}} = -\frac{\Gamma'_e}{t'_{\text{ex}}}. \quad (3.114)$$

– **Rayonnement synchrotron** : les électrons relativistes dans un champ magnétique rayonnent et se refroidissent selon

$$P'_{\text{syn}}(\Gamma'_e) = -m_e c^2 \left. \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \right|_{\text{syn}} = \frac{\sigma_{\text{T}} c \sin^2 \alpha}{4\pi} B'^2 \Gamma_e'^2, \quad (3.115)$$

où en pratique on adopte pour l'angle  $\alpha$  entre la vitesse de l'électron et le champ magnétique (« pitch angle ») la valeur  $\sin^2 \alpha = 2/3$ , c'est-à-dire la valeur moyenne pour une distribution isotrope. Le spectre rayonné correspondant est donné par

$$P'_{\nu'}^{\text{syn}}(\Gamma'_e) = \frac{\sigma_{\text{T}} m_e c^2 \sin \alpha}{3e} B \Phi \left( \frac{\nu'}{\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_e)} \right), \quad (3.116)$$

où la fréquence synchrotron vaut

$$\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_e) = \frac{3e \sin \alpha}{4\pi m_e c} B \Gamma_e'^2 \quad (3.117)$$

et la forme du spectre est donnée par

$$\Phi(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} F(x) \text{ soit } \int_0^{+\infty} \Phi(x) dx = 1, \quad (3.118)$$

avec

$$F(x) = x \int_x^{+\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi.$$

– **Auto-absorption synchrotron** : le processus inverse du rayonnement synchrotron conduit à l'absorption d'un photon au cours de son interaction avec un électron relativiste dans un champ magnétique. La section efficace est

$$\sigma_{\text{sa}}(\Gamma'_e, \nu') = \frac{1}{8\pi m_e \nu'^2} \frac{P'_{\nu'}^{\text{syn}}(\Gamma'_e)}{\Gamma'_e} \left[ 2 - \frac{d \ln n'(\Gamma'_e, t')}{d \ln \Gamma'_e} \right]. \quad (3.119)$$

Le photon absorbé transmet son énergie à l'électron mais nous négligeons le terme correspondant dans l'équation 3.112 puisque seuls les photons de très basse énergie (radio) sont absorbés de manière notable.

– **Diffusions Compton inverses** : les photons peuvent être diffusés par les électrons relativistes. Nous ne prenons pas en compte le calcul exact de ce processus mais nous utilisons le noyau approché dérivé par Jones (1968), qui est une excellente approximation, même dans le régime Klein-Nishina. Nous avons alors pour le refroidissement des électrons

$$\left. \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \right|_{\text{ic}} = -\frac{3}{4} \frac{h\sigma_{\text{T}}}{m_e c} \frac{1}{\Gamma_e'^2} \int d\nu' \nu' \int \frac{d\nu'_0}{\nu'_0} n'_{\nu'_0}(t') K(\Gamma'_e, \nu', \nu'_0). \quad (3.120)$$

La puissance rayonnée correspondante vaut

$$P'_{\nu'}^{\text{ic}}(\Gamma'_e, t') = \frac{3}{4} h\sigma_{\text{T}} c \frac{\nu'}{\Gamma_e'^2} \int \frac{d\nu'_0}{\nu'_0} n'_{\nu'_0}(t') K(\Gamma'_e, \nu', \nu'_0). \quad (3.121)$$

Pour calculer le noyau  $K(\Gamma'_e, \nu', \nu'_0)$  de Jones (1968), on définit

$$q = \frac{h\nu'}{4\Gamma_e' h\nu'_0 \left( \Gamma_e' - \frac{h\nu'}{m_e c^2} \right)}. \quad (3.122)$$

On a alors pour  $\nu'_0 < \nu' < 4\Gamma_e'^2 \nu'_0 / (1 + 4\Gamma_e' h\nu'_0 / m_e c^2)$

$$K(\Gamma'_e, \nu', \nu'_0) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(4\Gamma_e' h\nu'_0 q)^2}{m_e c^2 (m_e c^2 + 4\Gamma_e' h\nu'_0 q)} \quad (3.123)$$

et pour  $h\nu'_0 / 4\Gamma_e'^2 < \nu' < \nu'_0$

$$K(\Gamma'_e, \nu', \nu'_0) = \frac{\nu'}{\nu'_0} - \frac{1}{4\Gamma_e'^2}. \quad (3.124)$$

Notons que ce terme d'émission de photons à haute énergie devrait être accompagné d'un terme de perte à basse énergie dans l'équation 3.113. Ce terme est négligé car nous sommes toujours dans une situation où l'épaisseur optique Thomson  $\sigma_{\text{T}} n'_e c t'_{\text{ex}}$  est très petite : la fraction des photons diffusés est très faible (mais chaque photon diffusé emporte une grande quantité d'énergie donc les deux termes inclus dans les équations 3.112 et 3.113 ne sont pas négligeables).

– **Annihilation photon-photon et création de paires** : la section efficace est très piquée : les photons de fréquence  $\nu'_1$  s'annihilent principalement avec des photons de fréquence  $\nu'_2$  tels que  $h\nu'_1 h\nu'_2 = 2(m_e c^2)^2$ . Nous utilisons donc l'approximation de Gould & Schröder (1967), sous la forme d'une fonction de Dirac :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\nu'_1, \nu'_2) \simeq \frac{1}{5} \sigma_{\text{T}} \nu'_2 \delta \left( \nu'_2 - \frac{(m_e c^2)^2}{h^2 \nu'_1} \right). \quad (3.125)$$

L'intégrale correspondante dans l'équation 3.113 se simplifie alors pour donner

$$\int d\tilde{\nu}' n'_{\tilde{\nu}'} c \sigma_{\gamma\gamma}(\nu', \tilde{\nu}') \simeq \frac{c\sigma_{\text{T}}}{5} (\tilde{\nu}' n'_{\tilde{\nu}'})_{\tilde{\nu}' = \frac{(m_e c^2)^2}{h^2 \nu'}}. \quad (3.126)$$

Le terme de création de paires s'écrit

$$\left. \frac{dn'}{dt'} \right|_{\gamma\gamma}(\Gamma'_e, t') = \int d\nu'_1 n'_{\nu'_1}(t') \int d\nu'_2 n'_{\nu'_2}(t') c \sigma_{\gamma\gamma}(\nu'_1, \nu'_2) \times P(\Gamma'_e; \nu'_1, \nu'_2). \quad (3.127)$$

La distribution du facteur de Lorentz des paires  $e^+ e^-$  produites par l'annihilation des photons de fréquence  $\nu'_1$  et  $\nu'_2$  est très piquée autour de  $\Gamma_e' = (h\nu'_1 + h\nu'_2) / 2m_e c^2$ . Nous utilisons donc l'approximation de Bonometto & Rees (1971)

pour la probabilité de produire un lepton de facteur de Lorentz  $\Gamma'_e$  lors de l'annihilation de deux photons de fréquence  $\nu'_1$  et  $\nu'_2$  :

$$P(\Gamma'_e; \nu'_1, \nu'_2) \simeq \delta\left(\Gamma'_e - \frac{h\nu'_1 + h\nu'_2}{2m_e c^2}\right). \quad (3.128)$$

Le terme de création de paires se simplifie alors pour donner

$$\begin{aligned} \left. \frac{dn'}{dt'} \right|_{\gamma\gamma}(\Gamma'_e, t') &\simeq \frac{2}{5} c \sigma_T \left(\frac{m_e c^2}{h}\right)^3 \\ &\times \left( \frac{n'_{\nu'_1} n'_{\nu'_2}}{\nu'_1 \left(1 - \left(\frac{h\nu'_2}{m_e c^2}\right)^2\right)} \right)_{\nu'_1 = \frac{m_e c^2}{h} (\Gamma'_e + \sqrt{\Gamma'^2_e - 1}); \nu'_2 = \frac{(m_e c^2)^2}{h^2 \nu'_1}}. \end{aligned} \quad (3.129)$$

Notons que le processus inverse, annihilation  $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , est négligé en raison d'une section efficace très faible dans le domaine d'énergie considéré ici. Notons également que le processus de création de paires par annihilation photon-photon conduit à une augmentation du nombre total de leptons dans la couche. Cette augmentation peut être conséquente et il convient donc d'en tenir compte pour évaluer la transparence de la couche pour le processus de diffusion Thomson par des leptons non relativistes.

## Solution approchée

Dans le cas général, le système d'équations 3.112–3.113 doit être résolu numériquement. Un exemple de l'évolution temporelle de la distribution des électrons relativistes et du spectre des photons émis est donné en figure 3.10. Dans le cas particulier où le seul processus radiatif est le rayonnement synchrotron, il existe une solution analytique, conduisant au spectre décrit par Sari et al. (1998). Cette solution peut ensuite être corrigée approximativement pour prendre en compte les autres processus.

## Rayonnement synchrotron seul

Si le seul processus radiatif présent est le rayonnement synchrotron, l'équation d'évolution des électrons devient

$$\frac{\partial n'}{\partial t'}(\Gamma'_e, t') = \frac{\partial}{\partial \Gamma'_e} \left[ \left( \frac{\sigma_T}{6\pi m_e c} B'^2 \Gamma'^2_e + \frac{\Gamma'_e}{t'_{\text{ex}}} \right) n'(\Gamma'_e, t') \right] \quad (3.130)$$

Définissons le facteur de Lorentz  $\Gamma'_c$  comme le facteur de Lorentz d'un électron pour lequel l'échelle de temps radiative (ici l'échelle de temps synchrotron) est égale à l'échelle de temps dynamique  $t'_{\text{ex}}$ . L'échelle de temps synchrotron vaut

$$t'_{\text{syn}}(\Gamma'_e) = -\frac{\Gamma'_e}{\left. \frac{d\Gamma'_e}{dt'} \right|_{\text{syn}}} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T} \frac{1}{B'^2 \Gamma'^2_e}. \quad (3.131)$$

Le facteur de Lorentz  $\Gamma'_c$  vaut donc

$$\Gamma'_c = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T} \frac{1}{B'^2 t'_{\text{ex}}}. \quad (3.132)$$

Des électrons relativistes avec  $\Gamma'_e > \Gamma'_c$  ont le temps de rayonner toute leur énergie en un temps  $t'_{\text{ex}}$  (on dit alors qu'ils sont en «fast cooling») alors que des électrons tels que  $\Gamma'_e < \Gamma'_c$  ne rayonnent pas efficacement pendant  $t'_{\text{ex}}$  (ils sont en «slow cooling»). Si initialement  $\Gamma'_c < \Gamma'_m$ , c'est l'ensemble des électrons qui rayonnent efficacement : on est globalement en «fast cooling regime». C'est le cas rencontré par exemple dans les chocs internes. Si au contraire  $\Gamma'_c > \Gamma'_m$ , on est en «slow cooling regime» puisque la majorité des électrons rayonnent peu efficacement. Cependant, les électrons de très haute énergie ( $\Gamma'_e > \Gamma'_c$ ) restent en «fast cooling» même dans ce cas.

Avec cette définition, l'équation 3.130 se réécrit

$$\frac{\partial n'}{\partial t'}(\Gamma'_e, t') = \frac{1}{t'_{\text{ex}}} \frac{\partial}{\partial \Gamma'_e} \left[ \left( \frac{\Gamma'^2_e}{\Gamma'_c} + \Gamma'_e \right) n'(\Gamma'_e, t') \right]. \quad (3.133)$$

La solution exacte est donnée par

$$n'(\Gamma'_e, t') = \left( \frac{\Gamma'_{e,0}(\Gamma'_e, t')}{\Gamma'_e} \right)^2 n'(\Gamma'_{e,0}(\Gamma'_e, t'); t' = 0) e^{-t'/t'_{\text{ex}}}, \quad (3.134)$$

où le facteur de Lorentz initial d'un électron de facteur de Lorentz  $\Gamma'_e$  à  $t'$  est donné par

$$\Gamma'_{e,0}(\Gamma'_e, t') = \frac{\Gamma'_c}{\left(1 + \frac{\Gamma'_c}{\Gamma'_e}\right) e^{-t'/t'_{\text{ex}}} - 1}. \quad (3.135)$$

À l'instant  $t'$ , les électrons initialement à  $\Gamma'_e \geq \Gamma'_m$  ont refroidi jusqu'à

$$\Gamma'_m(t') = \frac{\Gamma'_c}{\left(1 + \frac{\Gamma'_c}{\Gamma'_m}\right) e^{t'/t'_{\text{ex}}} + 1} \leq \Gamma'_e \leq \Gamma'_M(t') = \frac{\Gamma'_c}{e^{t'/t'_{\text{ex}}} + 1}. \quad (3.136)$$

En «fast cooling regime», on retrouve bien que  $\Gamma'_m(t'_{\text{ex}}) \sim \Gamma'_M(t'_{\text{ex}}) = \Gamma'_c/(1+e)$  : tous les électrons refroidissent pendant  $t'_{\text{ex}}$  et finissent au facteur de Lorentz  $\sim \Gamma'_c$ . En définissant la distribution d'électrons relativistes moyenne pendant la durée  $t'_{\text{ex}}$  par

$$\bar{n}'(\Gamma'_e) = \frac{1}{t'_{\text{ex}}} \int_0^{t'_{\text{ex}}} n'(\Gamma'_e; t') dt' \quad (3.137)$$

et en prenant la distribution initiale des électrons en loi de puissance comme donnée par l'équation 3.91, on obtient approximativement la distribution moyenne suivante :

– Si  $\Gamma'_c \ll \Gamma'_m$  («fast cooling») :

$$\bar{n}'(\Gamma'_e) \simeq \begin{cases} 0 & \text{si } \Gamma'_e \leq \Gamma'_c, \\ \frac{n'_e}{\Gamma'_c} \left(\frac{\Gamma'_e}{\Gamma'_c}\right)^{-2} & \text{si } \Gamma'_c \ll \Gamma'_e \ll \Gamma'_m, \\ \frac{n'_e}{\Gamma'_c} \left(\frac{\Gamma'_c}{\Gamma'_m}\right)^2 \left(\frac{\Gamma'_e}{\Gamma'_m}\right)^{-(p+1)} & \text{si } \Gamma'_e \gg \Gamma'_m. \end{cases} \quad (3.138)$$

– Si  $\Gamma'_c \gg \Gamma'_m$  (« slow cooling ») :

$$\bar{n}'(\Gamma'_e) \simeq \begin{cases} 0 & \text{si } \Gamma'_e \leq \Gamma'_m, \\ \frac{n'_e}{\Gamma'_m} \left(\frac{\Gamma'_e}{\Gamma'_m}\right)^{-p} & \text{si } \Gamma'_m \leq \Gamma'_e \ll \Gamma'_c, \\ \frac{n'_e}{\Gamma'_m} \frac{\Gamma'_c}{\Gamma'_m} \left(\frac{\Gamma'_e}{\Gamma'_m}\right)^{-(p+1)} & \text{si } \Gamma'_e \gg \Gamma'_c. \end{cases} \quad (3.139)$$

Les électrons dont l'évolution est donnée par l'équation 3.134 émettent des photons pour produire une distribution  $u'_{\nu'}(\text{erg.cm}^{-3}.\text{Hz}^{-1})$  finale donnée par

$$\begin{aligned} u'_{\nu'}(t'_{\text{ex}}) &= \int_0^{t'_{\text{ex}}} dt' \int_{\Gamma'_m(t')}^{\Gamma'_M(t')} d\Gamma'_e n'(\Gamma'_e, t') P'^{\text{syn}}_{\nu'}(\Gamma'_e) \\ &= t'_{\text{ex}} \int_{\Gamma'_m(t'_{\text{ex}})}^{+\infty} d\Gamma'_e \bar{n}'(\Gamma'_e) P'^{\text{syn}}_{\nu'}(\Gamma'_e) \end{aligned} \quad (3.140)$$

Nous constatons que cette intégrale est effectuée sur une distribution d'électrons donnée approximativement par une succession de lois de puissance (expression approchée de  $\bar{n}'(\Gamma'_e)$  donnée par les équations 3.138 et 3.139). A partir de la fonction  $\Phi(x)$  définie équation 3.118, il est facile de montrer que le spectre synchrotron instantané d'une distribution d'électrons en loi de puissance  $n'(\Gamma'_e) = (A/\Gamma'_*) (\Gamma'_e/\Gamma'_*)^{-p}$  pour  $\Gamma'_e \geq \Gamma'_*$  est donné approximativement par

$$\begin{aligned} P'^{\text{syn}}_{\nu'} &= \int_{\Gamma'_*}^{+\infty} d\Gamma'_e \bar{n}'(\Gamma'_e) P'^{\text{syn}}_{\nu'}(\Gamma'_e), \\ &= A \frac{P'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)}{\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)} \left(\frac{\nu'}{\nu'(\Gamma'_*)}\right)^{-\frac{p-1}{2}} \\ &\quad \times \frac{1}{2} \int_0^{\nu'/\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)} dx x^{(p-3)/2} \Phi(x), \\ &\simeq A \frac{P'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)}{\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)} \\ &\quad \times I_p \begin{cases} \left(\frac{\nu'}{\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)}\right)^{1/3} & \text{si } \nu' \ll \nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*), \\ \left(\frac{\nu'}{\nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*)}\right)^{-\frac{p-1}{2}} & \text{si } \nu' \gg \nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_*), \end{cases} \end{aligned} \quad (3.141)$$

où la constante numérique  $I_p$  dépend de la pente  $p$  de la loi de puissance et est de l'ordre de l'unité. Ce calcul simplifié du spectre instantané permet de déduire le spectre synchrotron obtenu sur une échelle de temps  $t'_{\text{ex}}$  :

– Si  $\Gamma'_c \ll \Gamma'_m$  (« fast cooling ») :

$$u'_{\nu'}(t'_{\text{ex}}) \simeq \frac{n'_e \Gamma'_c m_e c^2}{\nu'_c} \times \begin{cases} \left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right)^{1/3} & \text{si } \nu' \ll \nu'_c, \\ \left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right)^{-1/2} & \text{si } \nu'_c \ll \nu' \ll \nu'_m, \\ \left(\frac{\nu'_m}{\nu'_c}\right)^{-1/2} \left(\frac{\nu'}{\nu'_m}\right)^{-p/2} & \text{si } \nu' \gg \nu'_m. \end{cases} \quad (3.142)$$

– Si  $\Gamma'_c \gg \Gamma'_m$  (« slow cooling ») :

$$u'_{\nu'}(t'_{\text{ex}}) \simeq \frac{\Gamma'_m}{\Gamma'_c} \frac{n'_e \Gamma'_m m_e c^2}{\nu'_m} \times \begin{cases} \left(\frac{\nu'}{\nu'_m}\right)^{1/3} & \text{si } \nu' \ll \nu'_m, \\ \left(\frac{\nu'}{\nu'_m}\right)^{-(p-1)/2} & \text{si } \nu'_m \ll \nu' \ll \nu'_c, \\ \left(\frac{\nu'_c}{\nu'_m}\right)^{-(p-1)/2} \left(\frac{\nu'}{\nu'_c}\right)^{-p/2} & \text{si } \nu' \gg \nu'_c. \end{cases} \quad (3.143)$$

Nous avons défini ici deux fréquences caractéristiques

$$\nu'_m = \nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_m) \text{ et } \nu'_c = \nu'_{\text{syn}}(\Gamma'_c). \quad (3.144)$$

L'efficacité radiative de chacun dans ces deux régimes est facilement estimée :

$$\frac{\int_0^{+\infty} d\nu' u'_{\nu'}(t'_{\text{ex}})}{\frac{p-1}{p-2} \Gamma'_m n'_e m_e c^2} \simeq \begin{cases} 1 & \text{si } \Gamma'_m \gg \Gamma'_c, \\ \left(\frac{\Gamma'_m}{\Gamma'_c}\right)^{p-2} & \text{si } \Gamma'_m \ll \Gamma'_c. \end{cases} \quad (3.145)$$

où le dénominateur représente l'énergie initiale déposée dans la distribution d'électrons relativistes. en « fast cooling regime ».

Le spectre synchrotron en « fast » et « slow cooling regime » a été obtenu pour la première fois par Sari & Piran (1999) et est extensivement utilisé pour modéliser la rémanence. Cette annexe permet de mieux cerner le domaine de validité de cette approximation.

### Corrections dues aux autres processus

La solution exacte que nous venons d'obtenir dans le cas synchrotron seul peut être corrigée de manière approximative pour prendre en compte les autres processus radiatifs.

**Auto-absorption synchrotron.** On suppose que la coupure due à cette absorption se situe à basse fréquence, dans un spectre entièrement dominé par le rayonnement synchrotron. L'équation 3.140 montre que le spectre synchrotron est le même que celui qui serait obtenu pendant  $t'_{\text{ex}}$  par une distribution d'électrons constante dans le temps donnée par  $\bar{n}'(\Gamma'_e)$ . En adoptant cette distribution d'électrons, l'équation d'évolution des photons à basse énergie (l'émission due aux diffusions Compton inverse et l'annihilation  $\gamma\gamma$  sont négligeables) devient

$$\frac{\partial u'_{\nu'}}{\partial t'} \simeq \dot{u}'_{\nu'}|_{\text{syn}} - \frac{u'_{\nu'}}{t'_a(\nu')}, \quad (3.146)$$

où le premier terme correspond à l'émission synchrotron que nous venons de calculer,

$$\dot{u}'_{\nu'}|_{\text{syn}} \simeq \int_{\Gamma'_m(t'_{\text{ex}})}^{+\infty} d\Gamma'_e \bar{n}'(\Gamma'_e) P'^{\text{syn}}_{\nu'}(\Gamma'_e), \quad (3.147)$$

et où l'échelle de temps à la fréquence  $\nu'$  de l'auto-absorption synchrotron vaut

$$t'_a(\nu') \simeq \frac{8\pi m_e \nu'^2}{c} \times \left( \int_{\Gamma'_m(t'_{ex})}^{+\infty} \frac{d\Gamma'_e}{\Gamma'_e} \bar{n}'(\Gamma'_e) P'^{\text{syn}}(\Gamma'_e) \left[ 2 - \frac{d \ln \bar{n}'(\Gamma'_e)}{d \ln \Gamma'_e} \right] \right)^{-1}. \quad (3.148)$$

la solution de l'équation d'évolution est donnée par

$$\begin{aligned} u'_{\nu'}(t'_{ex}) &\simeq u'_{\nu'}|_{\text{syn}} t'_a(\nu') \left( 1 - e^{-t'_{ex}/t'_a(\nu')} \right) \\ &\simeq u'_{\nu'}|_{\text{syn}} t'_{ex} \begin{cases} 1 & \text{si } t'_{ex} \ll t'_a, \\ t'_a(\nu')/t'_{ex} & \text{si } t'_{ex} \gg t'_a. \end{cases} \end{aligned} \quad (3.149)$$

On définit la fréquence critique  $\nu'_a$  pour laquelle  $t'_a(\nu'_a) = t'_{ex}$ . Pour  $\nu' \gg \nu'_a$ , l'échelle de temps pour le processus d'auto-absorption est très long devant  $t'_{ex}$  et le spectre synchrotron seul, donné par  $u'_{\nu'}|_{\text{syn}} t'_{ex}$ , n'est pas affecté. Par contre, pour  $\nu' \ll \nu'_a$ , le spectre de Sari et al. (1998) doit être corrigé par un facteur  $t'_a(\nu')/t'_{ex}$ .

L'échelle de temps associée au processus d'auto-absorption synchrotron peut être calculée à partir de l'expression de  $\bar{n}'(\Gamma'_e)$  dans chacun des deux régimes :

– Si  $\Gamma'_c \ll \Gamma'_m$  (« fast cooling ») :

$$\frac{t'_a(\nu')}{t'_{ex}} \simeq \frac{1}{2} \frac{8\pi \nu'^3}{n'_e c^3} \times \begin{cases} (\nu'/\nu'_c)^{5/3} & \text{si } \nu' \ll \nu'_c, \\ (\nu'/\nu'_c)^3 & \text{si } \nu'_c \ll \nu' \ll \nu'_m, \\ (\nu'_m/\nu'_c)^3 (\nu'/\nu'_m)^{(p+5)/2} & \text{si } \nu' \gg \nu'_m. \end{cases} \quad (3.150)$$

– Si  $\Gamma'_c \gg \Gamma'_m$  (« slow cooling ») :

$$\frac{t'_a(\nu')}{t'_{ex}} \simeq \frac{3p+2}{4(p+2)} \frac{8\pi \nu'_m^3}{n'_e c^3} \frac{\Gamma'_c}{\Gamma'_m} \times \begin{cases} (\nu'/\nu'_m)^{5/3} & \text{si } \nu' \ll \nu'_c, \\ (\nu'/\nu'_m)^{(p+4)/2} & \text{si } \nu'_c \ll \nu' \ll \nu'_m, \\ (\nu'_c/\nu'_m)^{(p+4)/2} (\nu'/\nu'_c)^{(p+5)/2} & \text{si } \nu' \gg \nu'_m. \end{cases} \quad (3.151)$$

A partir de cette échelle de temps, nous pouvons estimer la fréquence de coupure  $\nu'_a$  et la pente du spectre absorbé :

– Si  $\Gamma'_c \ll \Gamma'_m$  (« fast cooling ») :

$$\frac{\nu'_a}{\nu'_c} \simeq \begin{cases} \left( \frac{t'_a(\nu'_c)}{t'_{ex}} \right)^{-3/5} & \text{si } \frac{t'_a(\nu'_c)}{t'_{ex}} > 1, \\ \left( \frac{t'_a(\nu'_c)}{t'_{ex}} \right)^{-1/3} & \text{si } 1 > \frac{t'_a(\nu'_c)}{t'_{ex}} > \left( \frac{\nu'_m}{\nu'_c} \right)^{-3}, \\ \left( \frac{\nu'_m}{\nu'_c} \right)^{\frac{p-1}{p+5}} \left( \frac{t'_a(\nu'_c)}{t'_{ex}} \right)^{-\frac{2}{p+5}} & \text{si } \frac{t'_a(\nu'_c)}{t'_{ex}} < \left( \frac{\nu'_m}{\nu'_c} \right)^{-3}. \end{cases} \quad (3.152)$$

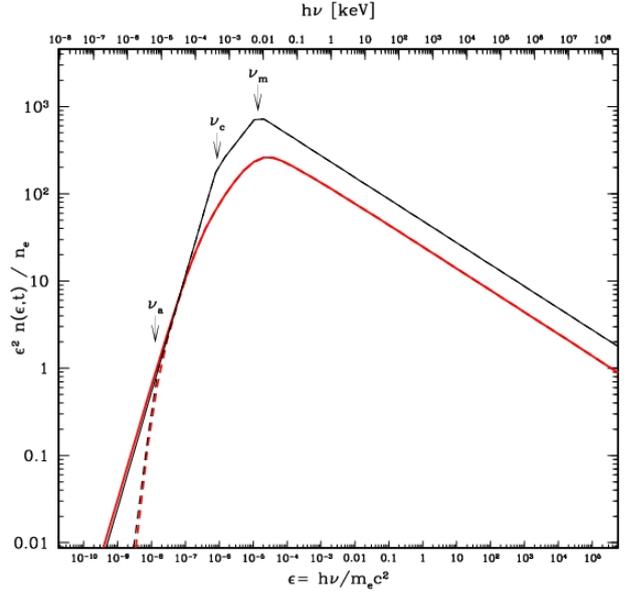


FIG. 3.43: **Le spectre synchrotron.** La solution de Sari et al. (1998) dans le cas du rayonnement synchrotron seul est représentée ici pour  $\Gamma'_m = 80$  et  $\Gamma'_c = 200$ , ce qui correspond au cas « fast cooling ». La pente de la distribution des électrons est  $p = 2.5$ . La solution approchée en succession de lois de puissance est en noir et la solution exacte en rouge. On constate qu'elles ne diffèrent qu'au niveau de la normalisation à haute énergie. Les courbes en pointillés représentent le même cas en tenant compte de l'auto-absorption synchrotron. Les paramètres adoptés sont  $t'_{ex} = 10$  s et  $n'_e = 5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  ce qui correspond à  $\tau_T = 10^{-5}$ .

La pente de la partie absorbée ( $\nu' \ll \nu'_a$ ) du spectre dépend donc de la branche considérée : (i) pour  $\nu' \ll \nu'_c$ , la pente vaut  $1/3 + 5/3 = 2$ ; (ii) pour  $\nu'_c \ll \nu' \ll \nu'_m$ , la pente vaut  $-1/2 + 3 = 2.5$ ; (iii) pour  $\nu' \gg \nu'_m$ , la pente vaut  $-p/2 + (p+5)/2 = 2.5$ .

– Si  $\Gamma'_c \gg \Gamma'_m$  (« slow cooling ») :

$$\frac{\nu'_a}{\nu'_m} \simeq \begin{cases} \left( \frac{t'_a(\nu'_m)}{t'_{ex}} \right)^{-3/5} & \text{si } \frac{t'_a(\nu'_m)}{t'_{ex}} > 1, \\ \left( \frac{t'_a(\nu'_m)}{t'_{ex}} \right)^{-\frac{2}{p+4}} & \text{si } 1 > \frac{t'_a(\nu'_m)}{t'_{ex}} > \left( \frac{\nu'_c}{\nu'_m} \right)^{-\frac{p+4}{2}}, \\ \left( \frac{\nu'_c}{\nu'_m} \right)^{\frac{1}{p+5}} \left( \frac{t'_a(\nu'_m)}{t'_{ex}} \right)^{-\frac{2}{p+5}} & \text{si } \frac{t'_a(\nu'_m)}{t'_{ex}} < \left( \frac{\nu'_c}{\nu'_m} \right)^{-\frac{p+4}{2}}. \end{cases} \quad (3.153)$$

(i) pour  $\nu' \ll \nu'_c$ , la pente vaut  $1/3 + 5/3 = 2$ ; (ii) pour  $\nu'_c \ll \nu' \ll \nu'_m$ , la pente vaut  $-(p-1)/2 + (p+4)/2 = 2.5$ ; (iii) pour  $\nu' \gg \nu'_m$ , la pente vaut  $-p/2 + (p+5)/2 = 2.5$ .

Nous constatons que la pente du spectre absorbé est simplement 2 pour  $\nu' \ll \min(\nu'_c, \nu'_m)$  et 2.5 sinon.

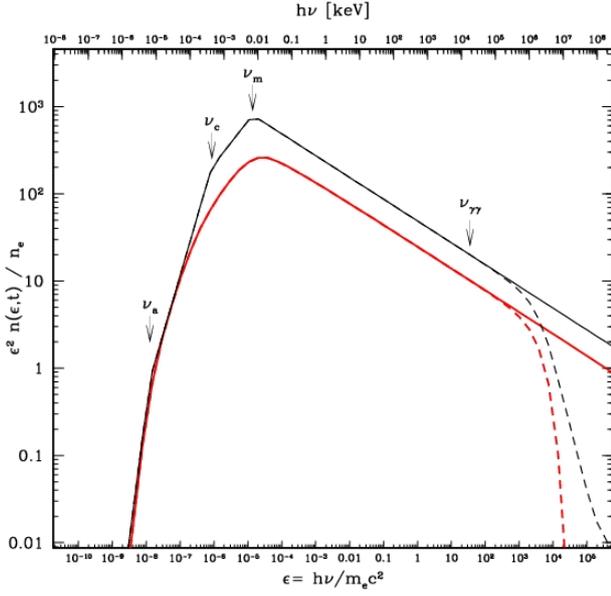


FIG. 3.44: Le spectre synchrotron avec coupure due à l'annihilation photon–photon. Le cas représenté est le même spectre synchrotron auto-absorbé que figure 3.43 (rouge : calcul exact, noir : solution approchée). Les courbes en pointillés montrent le même cas en prenant en compte l'annihilation photon–photon. On constate que le calcul approché est de qualité moyenne et que la valeur de  $\nu'_{\gamma\gamma}$  sous-estime la véritable fréquence de coupure.

**Annihilation photon–photon et création de paires.** L'annihilation photon-photon n'est efficace qu'à haute énergie, où l'auto-absorption synchrotron est négligeable. En adoptant à nouveau une distribution d'électrons approchée, constante dans le temps et égale à  $\bar{n}'(\Gamma'_e)$ , l'équation d'évolution des photons devient

$$\frac{\partial u'_{\nu'}}{\partial t'} \simeq \dot{u}'_{\nu'}|_{\text{syn+ic}} - \frac{u'_{\nu'}}{t'_{\gamma\gamma}(\nu')}, \quad (3.154)$$

où l'échelle de temps associée au processus  $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$  s'écrit approximativement

$$\begin{aligned} \frac{t'_{\gamma\gamma}(\nu')}{t'_{\text{ex}}} &\simeq \frac{1}{t'_{\text{ex}}} \left( \int_{\text{phot.}} d\tilde{\nu}' n'_{\tilde{\nu}'} c \sigma_{\gamma\gamma}(\nu', \tilde{\nu}') \right)^{-1} \\ &\simeq \frac{5h}{c \sigma_T t'_{\text{ex}}} \left[ \frac{u'_{\tilde{\nu}'}}{u'_{\nu'}} \right]_{\tilde{\nu}' = \frac{(m_e c^2)^2}{h^2 \nu'}}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.155)$$

Par un raisonnement comparable à celui effectué pour l'auto-absorption synchrotron, on définit une fréquence de coupure  $\nu'_{\gamma\gamma}$  par  $t'_{\gamma\gamma}(\nu'_{\gamma\gamma}) = t'_{\text{ex}}$ . En dessous de cette fréquence, le spectre n'est pas affecté, alors qu'au-dessus, il est atténué par un facteur  $t'_{\gamma\gamma}(\nu')/t'_{\text{ex}}$ . Ce facteur est dominé par le spectre à basse énergie. On l'estime donc en prenant en compte uniquement le spectre synchrotron

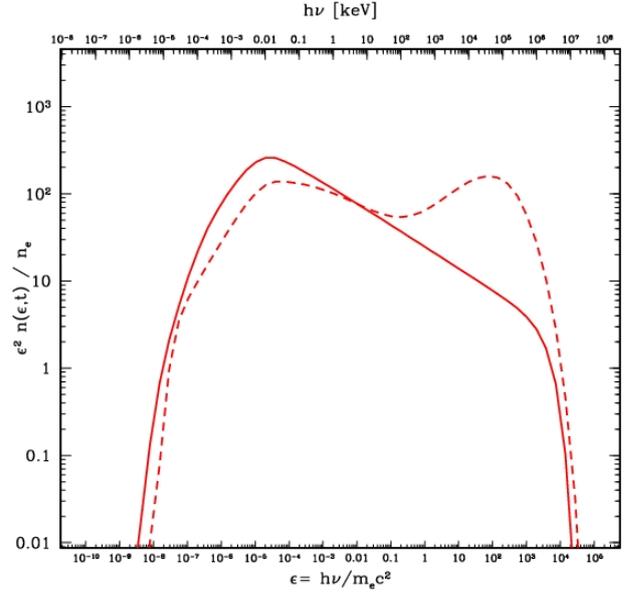


FIG. 3.45: Le spectre synchrotron avec coupure due à l'annihilation photon–photon et diffusions Compton inverse. Le cas représenté est le même spectre synchrotron auto-absorbé avec annihilation  $\gamma\gamma$  que figure 3.44. La courbe en pointillés montre le même cas en prenant en compte les diffusions Compton inverse. Nous sommes ici en régime Thomson et le processus est efficace.

auto-absorbé. Ceci restera correct tant que la coupure est à suffisamment haute énergie ( $h\nu'_{\gamma\gamma} > m_e c^2$ , ce qui a priori toujours le cas dans les sursauts gamma puisque la coupure n'est pas observée dans les spectres BATSE) et que la composante Compton inverse est négligeable dans le domaine  $h\nu' < m_e c^2$ . Si cette deuxième condition n'est pas vérifiée, notre calcul sur-estimera l'échelle de temps  $t'_{\gamma\gamma}(\nu')$  et donc sur-estimera la valeur de  $\nu'_{\gamma\gamma}$ .

Nos expériences numériques montrent que le calcul d'une solution approchée en loi de puissance au-delà de la coupure (du type du calcul approché effectué précédemment pour l'auto-absorption synchrotron) donne un résultat peu satisfaisant. Nous adoptons donc en pratique une solution approchée qui est simplement la solution en lois de puissance obtenue pour le spectre synchrotron auto-absorbé, multipliée par le facteur correctif

$$t'_{\gamma\gamma}(\nu') \left( 1 - e^{-t'_{\text{ex}}/t'_{\gamma\gamma}(\nu')} \right) \quad (3.156)$$

calculé à l'aide de l'expression approchée de  $t'_{\gamma\gamma}(\nu')$  donnée ci-dessus. Ceci est illustré figure 3.44.

**Diffusions Compton inverse.** La figure 3.45 illustre un calcul complet avec le rayonnement synchrotron, l'auto-absorption synchrotron, l'annihilation photon–photon et les diffusions Compton inverse (en régime Thomson sur

cet exemple). Nous n'avons pas été en mesure de trouver une solution approchée satisfaisante pour l'instant. Une approche que nous allons tester consisterait à calculer la composante diffusée en prenant en compte la distribution moyenne des électrons donnée par les équations 3.138-3.139 et la distribution des photons  $u'_v(t'_{\text{ex}})$  approchée obtenue avec uniquement le rayonnement synchrotron auto-absorbé.

En attendant d'avoir une solution approchée satisfaisante, il reste possible d'évaluer dans quelle situation les diffusions Compton inverse vont jouer un rôle important. Il faut a priori être en régime Thomson (la section efficace est sino trop faible). Le rapport entre la puissance rayonnée par le processus Compton inverse et la puissance synchrotron est généralement noté  $Y$  (paramètre Compton) et vaut (en régime Thomson)

$$Y(t') = \frac{u'_{\text{ph}}(t')}{u'_B}, \quad (3.157)$$

où  $u'_B = B'^2/8\pi$  est la densité d'énergie magnétique. A partir de la solution exacte obtenue pour le rayonnement synchrotron, il est possible – après un peu d'algèbre – d'obtenir l'expression suivante du paramètre Compton

$$Y(t') = \frac{4}{3}(p-1) (\sigma_T n'_e c t'_{\text{syn}}(\Gamma'_m)) \Gamma'_m{}^2 \left(\frac{\Gamma'_m}{\Gamma'_c}\right)^{p-2} \times \int_0^{\Gamma'_c/\Gamma'_m} dy y^{p-2} \left[ \ln \frac{y e^{t'/t'_{\text{ex}}}}{(1+y) e^{t'/t'_{\text{ex}}} - 1} + \frac{(1+y)(e^{t'/t'_{\text{ex}}} - 1)}{y((1+y)e^{t'/t'_{\text{ex}}} - 1)} \right]. \quad (3.158)$$

Dans le cas « fast cooling » qui correspond à l'émission du sursaut gamma proprement dit, nous obtenons alors la valeur asymptotique suivante

$$Y \simeq \frac{4}{3} \frac{p-1}{p-2} (\sigma_T n'_e c t'_{\text{syn}}(\Gamma'_m)) \Gamma'_m{}^2. \quad (3.159)$$

Nous constatons donc que l'épaisseur optique Thomson effective vaut  $(t'_{\text{syn}}(\Gamma'_m)/t'_{\text{ex}}) \tau_T$  car à un instant donné, les électrons relativistes ne peuplent qu'une fine région derrière leur site d'accélération (ils se refroidissent ensuite très rapidement). Ce résultat avait été obtenu par un calcul très simplifié dans Daigne & Mochkovitch (1998). Nous le justifions donc ici de manière plus rigoureuse. En injectant dans l'équation ci-dessus les expressions du facteur de Lorentz  $\Gamma'_m$  et de l'échelle de temps synchrotron associée, nous obtenons une expression très simple pour le paramètre Compton dans ce régime

$$Y \simeq \frac{4}{3} \frac{p-1}{p-2} \tau_T (\Gamma'_c \Gamma'_m) \simeq \frac{p-1}{p-2} \frac{\epsilon_c}{\epsilon_B}. \quad (3.160)$$

Un faible champ magnétique (petit  $\epsilon_B$ ) favorise donc un paramètre Compton élevé. A partir de la définition de  $Y$ ,

nous déduisons qu'une fraction  $1/(1+Y)$  de l'énergie totale rayonnée est dans la composante synchrotron et qu'une fraction  $Y/(1+Y)$  est dans la composante Compton inverse. Ceci se vérifie sur l'exemple de la figure 3.45 pour lequel  $Y \simeq 6.4$  soit 14 % de l'énergie dans la composante synchrotron et 86 % dans la composante Compton inverse.

Assez grossièrement, ce résultat se généralise au cas « slow cooling » en remplaçant  $t'_{\text{syn}}(\Gamma'_m)$  par  $t'_{\text{ex}}$  dans l'expression de  $Y$  (les électrons relativistes peuplent cette fois toute la couche). Si on sort du régime Thomson, la section efficace  $\sigma_T$  doit être corrigée (effet Klein-Nishina) et le gain d'énergie des photons (qui se traduit par un facteur  $\Gamma'_m{}^2$  dans l'expression de  $Y$  ci-dessus) est lui aussi atténué (saturation de l'énergie des photons diffusés à  $\Gamma'_m m_e c^2$ ). Nous ne donnons pas ces différentes expressions car la qualité de l'approximation dans ces régimes est assez moyenne.

## Annexe G. Les effets dus à la courbure de la surface émettrice et à la distance cosmologique de la source

La modélisation des sursauts gamma implique de pouvoir calculer le flux reçu par un observateur dans le cas où le rayonnement est émis par un ejecta ultra-relativiste, placé à distance cosmologique. Cette annexe précise ce calcul, en partant des résultats généraux donnés dans Woods & Loeb (1999) et en les adaptant aux situations rencontrées dans ce mémoire.

**Géométrie.** On considère dans cette annexe que la source centrale est située au décalage cosmologique vers le rouge  $z$ , ce qui correspond à une distance en luminosité  $D_L(z)$ . Cette source émet un ejecta relativiste d'angle d'ouverture  $\Delta\theta$  le long d'un axe formant un angle  $\theta_0$  avec la ligne de visée (angle de visée) : voir figure 3.46. L'angle solide couvert par l'ejecta vaut alors

$$\Omega = 4\pi(1 - \cos\theta) . \quad (3.161)$$

Le cas limite d'un ejecta sphérique (éjection isotrope) correspond à  $\Delta\theta = \pi/2$ . L'angle  $\theta_0$  est alors indifférent. Dans le cas général, on dira que l'observation est faite « dans l'axe » (« on-axis ») si  $0 \leq \theta_0 \leq \Delta\theta$  et qu'elle est faite « hors axe » (« off-axis ») dans le cas contraire où  $\Delta\theta \leq \theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$ . Dans la suite je donne les expressions du flux reçu à la fois de la composante de l'ejecta qui se propage vers l'observateur (le « jet »), et de la composante qui s'en éloigne (le « contre-jet »). Naturellement, dans le cas des sursauts gamma, du fait du facteur de Lorentz élevé et de la distance cosmologique, le contre-jet est indétectable. La situation est différente par exemple pour un micro-quasar (facteur de Lorentz plus petit et distance beaucoup plus faible).

Il est utile de définir dans le référentiel fixe un système de coordonnées sphériques centrées sur la source centrale et utilisant la ligne de visée comme axe des pôles (figure 3.46). La matière émettrice est alors repérée par le rayon  $r$ , l'angle  $\theta$  avec la ligne de visée (on pose  $\mu = \cos\theta$ ) et un angle  $\phi$  autour de cette axe. L'intérieur du jet conique est défini par

$$\begin{cases} \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\max} & \text{pour le jet ,} \\ -\mu_{\max} \leq \mu \leq -\mu_{\min} & \text{pour le contre-jet ,} \end{cases} \quad (3.162)$$

avec

$$\begin{aligned} \mu_{\min} &= 0 \text{ dans le cas sphérique ,} \\ &= \cos(\Delta\theta + \theta_0) \text{ dans le cas général ,} \end{aligned} \quad (3.163)$$

$$\begin{aligned} \mu_{\max} &= 1 \text{ dans le cas sphérique ,} \\ &= \begin{cases} 1 & \text{si } \theta_0 \leq \Delta\theta \text{ (dans l'axe) ,} \\ \cos(\theta_0 - \Delta\theta) & \text{si } \theta_0 > \Delta\theta \text{ (hors axe) ,} \end{cases} \\ &\text{dans le cas général.} \end{aligned} \quad (3.164)$$

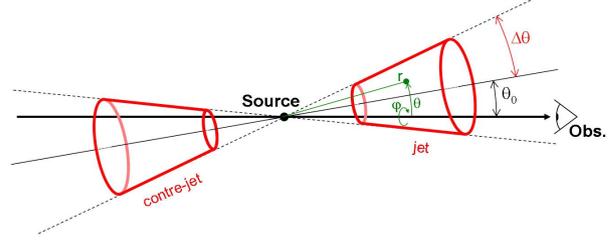


FIG. 3.46: Géométrie de l'émission par un ejecta relativiste.

Pour une « latitude »  $\theta$  fixée, l'intérieur du jet est défini par un intervalle de « longitudes »  $\phi$  de longueur  $\Delta\phi(\mu)$  valant pour le jet ( $\mu \geq 0$ ) :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\phi}{2\pi}(\mu) &= 1 \text{ dans le cas sphérique ,} \\ &= \begin{cases} 1 & \text{si } \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\max} = 1 \\ \Phi(\mu) & \text{si } \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\min} \\ 0 & \text{si } 0 \leq \mu \leq \mu_{\min} \end{cases} \\ &\text{si } \theta_0 \leq \Delta\theta \text{ (dans l'axe) ,} \end{aligned} \quad (3.165)$$

$$\begin{aligned} &= \begin{cases} \Phi(\mu) & \text{si } \mu_{\min} \leq \mu \leq \mu_{\max} \\ 0 & \text{si } 0 \leq \mu \leq \mu_{\min} \end{cases} \\ &\text{si } \theta_0 > \Delta\theta \text{ (hors axe) ,} \end{aligned} \quad (3.166)$$

et avec  $\Delta\phi(\mu) = \Delta\phi(-\mu)$  pour le contre-jet. Dans le cas « dans l'axe », une « latitude » utile est définie par

$$\mu_{\text{mid}} = \cos(\Delta\theta - \theta_0) . \quad (3.167)$$

Dans tous les cas, la fonction  $\Phi(\mu)$  est donnée par<sup>5</sup>

$$\Phi(\mu) = \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{\cos\Delta\theta - \mu\cos\theta_0}{\sin\theta_0\sqrt{1-\mu^2}}\right) . \quad (3.169)$$

Elle est tracée sur la figure 3.47. On note que  $\Phi(\mu_{\min}) = 0$  et  $\Phi(\mu_{\text{mid}}) = 1$  dans le cas « dans l'axe » (respectivement  $\Phi(\mu_{\min}) = 0$  et  $\Phi(\mu_{\max}) = 0$  dans le cas « hors-axe »). Dans le cas limite où  $\theta_0 = \Delta\theta$ ,  $\Phi(\mu_{\text{mid}} = \mu_{\max}) = 1/2$ .

**Temps d'arrivée des photons dans le référentiel de l'observateur.** Les photons émis à l'instant  $t$  par de la matière en  $(r, \theta, \phi)$  sont reçus par l'observateur au temps

$$t_{\text{obs}} = (1+z) \left( t - \mu \frac{r}{c} \right) , \quad (3.170)$$

en prenant l'origine des temps observateur telle que  $t_{\text{obs}} = 0$  pour un photon émis à  $t = 0$  par la source centrale ( $r = 0$ ).

<sup>5</sup>La dérivée de  $\Phi(\mu)$  est donnée par

$$\frac{d\Phi}{d\mu} = \frac{1}{\pi} \frac{\cos\theta_0 - \mu\cos\Delta\theta}{(1-\mu^2)\sqrt{(\mu - \cos(\Delta\theta + \theta_0))(\cos(\Delta\theta - \theta_0) - \mu)}} . \quad (3.168)$$

**Flux observé.** Le flux observé à l'instant  $t_{\text{obs}}$  est donné par une intégrale sur tout l'ejecta, où chaque point  $(r, \theta, \phi)$  est pris à un instant  $t$  différent pour maintenir  $t_{\text{obs}}$  fixé (« hyper-surface équi-temps d'arrivée ») :

$$F_{V_{\text{obs}}}(t_{\text{obs}}) = \frac{1+z}{4\pi D_L^2} \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{+\infty} r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi \left( 4\pi j_{\nu=(1+z)\nu_{\text{obs}}}(r, \theta, \phi, t = \frac{t_{\text{obs}}}{1+z} + \mu \frac{r}{c}) \right). \quad (3.171)$$

La fréquence  $\nu$  et l'émissivité  $j_\nu$  dans le référentiel fixe sont reliées aux quantités correspondantes  $\nu'$  et  $j'_{\nu'}$  dans le référentiel en comouvement avec la matière par :

$$\nu = \frac{\nu'}{\Gamma(1 - \beta \cos\theta)}, \quad (3.172)$$

$$j_\nu = \frac{j'_{\nu'}}{[\Gamma(1 - \beta \cos\theta)]^2}. \quad (3.173)$$

La vitesse  $\beta c$  et le facteur de Lorentz  $\Gamma$  sont bien sûr pris en  $(r, \theta, \phi)$  à l'instant  $t$  considéré.

Si l'histoire de l'émissivité dans le référentiel en comouvement de la matière est connue, il suffit donc de calculer l'intégrale ci-dessus pour connaître le flux observé. En pratique, en ce qui concerne les sursauts gamma, il est possible de simplifier cette intégrale triple en tenant compte de ce que l'on sait de la dynamique de l'émission. Ceci est fait dans la suite de cette annexe, avec deux hypothèses supplémentaires : (1) l'émission est isotrope dans le référentiel en comouvement avec la matière émettrice (cette hypothèse est déjà faite implicitement dans les équations ci-dessus car l'émissivité ne dépend pas de la direction) ; (2) le mouvement est ultra-relativiste, soit  $\beta \simeq 1 - 1/2\Gamma^2$ .

## Emission instantanée

Un premier cas rencontré correspond à une émission instantanée dans le référentiel de la source (un « flash »). Ceci correspond à une couche infiniment fine de rayon  $r_0$  qui s'illumine à l'instant  $t_0$  pour une durée infiniment courte. Le facteur de Lorentz de cette couche est  $\Gamma_0$ . L'émissivité (en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ ) dans le référentiel en comouvement avec la couche vaut

$$j'_{\nu'} = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{I} \frac{E_{\text{rad}}/\Gamma_0}{\Omega r_0^2 \nu_p'} \mathcal{B}\left(\frac{\nu'}{\nu_p'}\right) \times \delta(r - r_0) \delta(t - t_0), \quad (3.174)$$

où  $E_{\text{rad}}$  est l'énergie totale rayonnée<sup>6</sup>, mesurée dans le référentiel de la source,  $\nu_p'$  la fréquence de pic du spectre dans le référentiel en comouvement avec la matière et  $\mathcal{B}(x)$  la

<sup>6</sup>Dans toutes les expressions de cette annexe,  $E_{\text{rad}}/\Omega$  (ou  $L_{\text{rad}}/\Omega$ ) peut être remplacé par  $E_{\text{rad},4\pi}/4\pi$  (ou  $L_{\text{rad},4\pi}/4\pi$ ) où  $E_{\text{rad},4\pi}$  (respectivement  $L_{\text{rad},4\pi}$ ) est l'énergie (respectivement la luminosité) rayonnée « équivalente isotrope ».

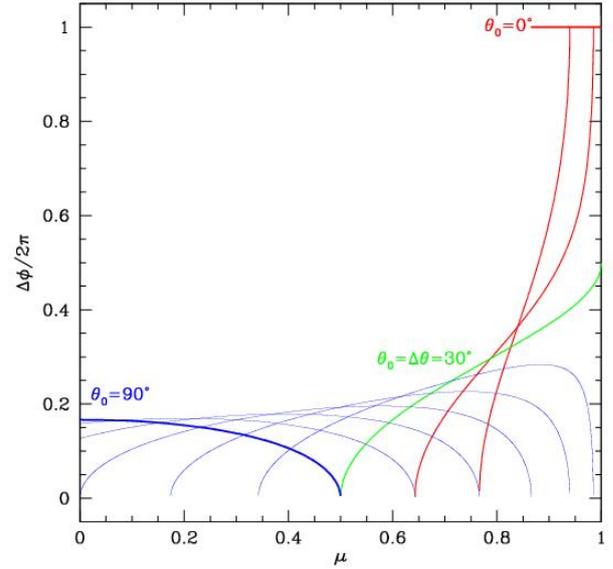


FIG. 3.47: **La fonction  $\Delta\phi(\mu)/2\pi$ .** Cette fonction est tracée en fonction de  $\mu$  pour un jet d'ouverture  $\Delta\theta = 30^\circ$  et un angle de visée  $\theta_0$  varie de  $0$  à  $90^\circ$  par pas de  $10^\circ$ .

forme du spectre, avec  $\int_0^{+\infty} \mathcal{B}(x) dx = I$ . Les deux fonctions de Dirac sont là pour marquer le caractère instantané de l'émission et le fait que la couche est infiniment fine. La division de l'énergie  $E_{\text{rad}}$  par le facteur de Lorentz  $\Gamma_0$  vient de la conservation du nombre de photons entre le référentiel en comouvement avec la couche émettrice et le référentiel fixe lié à la source centrale. Il est commode de définir un nouvel axe des temps pour le temps observateur, par<sup>7</sup>

$$T = \frac{t_{\text{obs}}}{1+z} - \left(t_0 - \frac{r_0}{c}\right), \quad (3.176)$$

et de définir une durée typique par

$$\Delta T = \left(\frac{1 - \beta_0}{\beta_0}\right) \frac{r_0}{c} \simeq \frac{r_0}{2\Gamma_0^2 c}. \quad (3.177)$$

A partir des équations 3.163, 3.164 et 3.170, on peut déduire l'intervalle de temps  $[t_{\text{obs,min}}; t_{\text{obs,max}}]$  (de manière équivalente  $[T_{\text{min}}; T_{\text{max}}]$ ) pendant lequel l'observateur détecte des

<sup>7</sup>Avec ces définitions, le facteur Doppler qui apparaît dans les équations 3.172 et 3.173 devient

$$\frac{1}{\Gamma_0(1 - \beta_0\mu)} = \frac{1}{\Gamma_0(1 - \beta_0)\left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)} \simeq \frac{2\Gamma_0}{1 + \frac{T}{\Delta T}}. \quad (3.175)$$

photons :

$$\frac{t_{\text{obs,min}}}{1+z} = \begin{cases} t_0 - \frac{r_0}{c} & (\text{jet}), \\ t_0 & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.178)$$

$$\frac{t_{\text{obs,max}}}{1+z} = \begin{cases} t_0 & (\text{jet}), \\ t_0 + \frac{r_0}{c} & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.179)$$

$$T_{\text{min}} = \begin{cases} 0 & (\text{jet}), \\ \frac{r_0}{c} & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.180)$$

$$T_{\text{max}} = \begin{cases} \frac{r_0}{c} & (\text{jet}), \\ 2\frac{r_0}{c} & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.181)$$

dans le cas sphérique et

$$\frac{t_{\text{obs,min}}}{1+z} = \begin{cases} t_0 - \frac{r_0}{c} \mu_{\text{max}} & (\text{jet}), \\ t_0 + \frac{r_0}{c} \mu_{\text{min}} & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.182)$$

$$\frac{t_{\text{obs,max}}}{1+z} = \begin{cases} t_0 - \frac{r_0}{c} \mu_{\text{min}} & (\text{jet}), \\ t_0 + \frac{r_0}{c} \mu_{\text{max}} & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.183)$$

$$T_{\text{min}} = \begin{cases} \frac{r_0}{c} (1 - \mu_{\text{max}}) & (\text{jet}), \\ \frac{r_0}{c} (1 + \mu_{\text{min}}) & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.184)$$

$$T_{\text{max}} = \begin{cases} \frac{r_0}{c} (1 - \mu_{\text{min}}) & (\text{jet}), \\ \frac{r_0}{c} (1 + \mu_{\text{max}}) & (\text{contre-jet}), \end{cases} \quad (3.185)$$

dans le cas général. A chaque instant  $t_{\text{obs}}$  (ou de manière équivalente  $T$ ), l'observateur détecte les photons émis à la latitude

$$\mu(T) = 1 - \left( \frac{1 - \beta_0}{\beta_0} \right) \frac{T}{\Delta T} \simeq 1 - \frac{1}{2\Gamma_0^2} \frac{T}{\Delta T} \quad (3.186)$$

et voit un spectre avec la même forme  $\mathcal{B}(x)$  que dans le référentiel en comouvement, mais une fréquence de pic qui évolue selon l'équation 3.172 :

$$v_{p,\text{obs}}(T) = \frac{1}{1+z} \frac{v_p'}{\Gamma_0(1-\beta_0)\left(1+\frac{T}{\Delta T}\right)} \simeq \frac{1}{1+z} \frac{2\Gamma_0 v_p'}{1+\frac{T}{\Delta T}}. \quad (3.187)$$

A partir de l'expression de l'émissivité donnée équation 3.174, de l'expression du flux observé donnée équation 3.171, et des définitions ci-dessus, on obtient le formulaire suivant.

**Flux observé à une fréquence fixée.** Le flux observé à l'instant  $t_{\text{obs}}$  à la fréquence  $v_{\text{obs}}$  (en  $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$ )

vaut

$$\begin{aligned} F_{V_{\text{obs}}}(t_{\text{obs}}) &= \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{1}{2\Gamma_0^4 \beta_0 (1-\beta_0)^2} \frac{1}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \\ &\times \frac{E_{\text{rad}}}{v_{p,\text{obs}}(T)} \frac{1}{I} \mathcal{B}\left(\frac{v_{\text{obs}}}{v_{p,\text{obs}}(T)}\right) \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(T)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \\ &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{E_{\text{rad}}}{v_{p,\text{obs}}(T)} \\ &\times \frac{1}{I} \mathcal{B}\left(\frac{v_{\text{obs}}}{v_{p,\text{obs}}(T)}\right) \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(T)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.188)$$

Si on observe à une longueur d'onde où le spectre est une loi de puissance de pente  $-\beta$  en nombre de photons (soit  $\mathcal{B}(x) = x^{1-\beta}$ ), le flux devient

$$\begin{aligned} F_{V_{\text{obs}}}(t_{\text{obs}}) &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2E_{\text{rad}}}{\Delta T \left(\frac{2\Gamma_0 v_p'}{(1+z)}\right)} \frac{1}{I} \left(\frac{v_{\text{obs}}}{\frac{2\Gamma_0 v_p'}{(1+z)}}\right)^{1-\beta} \\ &\times \frac{1}{\left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^{1+\beta}} \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(T)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.189)$$

A la correction  $\Delta\phi(|\mu(T)|)/2\pi$  près, le flux observé varie donc comme  $\left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^{-(1+\beta)}$ , c'est-à-dire aux temps longs  $F_{V_{\text{obs}}} \propto t_{\text{obs}}^{-(1+\beta)}$ . Pour  $\beta \simeq 2-3$ , la pente temporelle de l'« émission de haute latitude » est donc de l'ordre de  $3-4$ , soit une décroissance assez rapide peut-être observée dans les observations précoces effectuées par SWIFT/XRT.

**Flux observé dans une bande spectrale fixée.** Le flux observé à l'instant  $t_{\text{obs}}$  dans la bande spectrale  $[v_{1,\text{obs}}; v_{2,\text{obs}}]$  (en  $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) vaut

$$\begin{aligned} F_{12,\text{obs}}(t_{\text{obs}}) &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2E_{\text{rad}}}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \\ &\times \frac{1}{I} \int_{v_{1,\text{obs}}/v_{p,\text{obs}}(T)}^{v_{2,\text{obs}}/v_{p,\text{obs}}(T)} \mathcal{B}(x) dx \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(T)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.190)$$

De même, le taux de photons reçus au même instant dans la même bande spectrale (en  $\text{ph.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) vaut

$$N_{12,\text{obs}}(t_{\text{obs}}) \simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{E_{\text{rad}}}{h v_{\text{p,obs}}(T)} \times \frac{1}{I} \int_{v_{1,\text{obs}}/v_{\text{p,obs}}(T)}^{v_{2,\text{obs}}/v_{\text{p,obs}}(T)} \frac{\mathcal{B}(x)}{x} dx \times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(T)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \quad (3.191)$$

Si on observe à nouveau dans une bande spectrale où le spectre est une loi de puissance de pente  $-\beta$ , le flux et le taux de photons varient aux temps longs (émission de « haute latitude ») comme  $F_{12,\text{obs}}(t_{\text{obs}}) \propto t_{\text{obs}}^{-(1+\beta)}$  et  $N_{12,\text{obs}}(t_{\text{obs}}) \propto t_{\text{obs}}^{-(1+\beta)}$ , à la correction  $\Delta\phi/2\pi$  près. Pour  $\beta \simeq 2-3$ , la pente temporelle attendue est donc également de l'ordre de 3-4.

**Flux observé bolométrique.** Le flux bolométrique observé à l'instant  $t_{\text{obs}}$  (en  $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) vaut

$$F_{\text{bol}}(t_{\text{obs}}) \simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2E_{\text{rad}}}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(T)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \quad (3.192)$$

**Fluence bolométrique.** La fluence bolométrique observée (en  $\text{erg.cm}^{-2}$ ) vaut

$$\mathcal{F}_{\text{bol}} = \int F_{\text{bol}}(t_{\text{obs}}) dt_{\text{obs}} = \frac{(1+z)E_{\text{rad}}}{\Omega D_L^2} \times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ f(\theta_0, \Delta\theta, \Gamma_0) \leq 1 & \text{dans le cas général.} \end{cases}$$

La fraction  $f(\theta_0, \Delta\theta, \Gamma_0)$  est donnée par<sup>8</sup>

$$f(\theta_0, \Delta\theta, \Gamma_0) = \int_{\mu_{\text{min}}}^{\mu_{\text{max}}} d\mu \frac{(1+3\mu^2)\Gamma_0^2 - 3\mu^2 \Delta\phi}{((1-\mu^2)\Gamma_0^2 + \mu^2)^3} \frac{\Delta\phi}{2\pi}(\mu) \quad (3.193)$$

Cette fraction est constituée de deux termes, l'un pour le « jet » et l'autre pour le « contre-jet » donnés par

$$f_{\text{jet/contre-jet}}(\theta_0, \Delta\theta, \Gamma_0) = \frac{1}{2\Gamma_0^4} \int_{\mu_{\text{min}}}^{\mu_{\text{max}}} \frac{d\mu}{(1 \mp \beta_0 \mu)^3} \frac{\Delta\phi}{2\pi}(\mu). \quad (3.194)$$

<sup>8</sup> En pratique, pour calculer cette fraction, il est utile de noter que

$$\frac{(1+3\mu^2)\Gamma_0^2 - 3\mu^2}{((1-\mu^2)\Gamma_0^2 + \mu^2)^3} = \frac{d}{d\mu} \left[ \frac{\mu}{((1-\mu^2)\Gamma_0^2 + \mu^2)^2} \right].$$

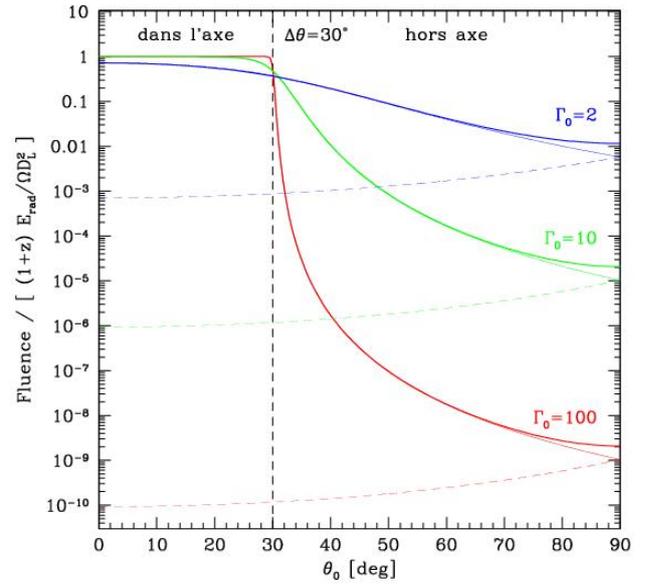


FIG. 3.48: **Variation de la fluence observée avec l'angle de visée.** La fluence est montrée en fonction de l'angle de visée  $\theta_0$  pour un jet d'ouverture  $\Delta\theta = 30^\circ$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma = 100$  (rouge), 10 (vert) et 2 (bleu). Les contributions du jet (trait continu) et du contre-jet (trait pointillé) sont indiquées en trait fin et la fluence totale correspond à la courbe en gras. On constate que la fluence s'écroule très rapidement dès que l'observation est effectuée « hors axe ». On constate également que même pour  $\Gamma = 2$ , la contribution du contre-jet est négligeable devant celle du jet.

La fraction  $f(\theta_0, \Delta\theta, \Gamma_0)$  est tracée sur la figure 3.48 : on constate que la contribution du « contre-jet » à la fluence totale est négligeable pour  $\Gamma_0 \gg 1$ .

## Emission continue

Dans le scénario théorique pour les sursauts gamma présenté dans ce mémoire, l'émission – que ce soit dans le cas des chocs internes, du choc en retour ou du choc externe – n'est pas un « flash », mais se déroule de manière continue puisqu'associée à la propagation d'une onde de choc. On considère que le choc se propage selon la loi  $r(t)$ , avec une vitesse  $\beta(t)c$  et un facteur de Lorentz  $\Gamma(t)$ . L'émissivité dans le référentiel en comouvement avec la matière choquée s'écrit maintenant

$$j'_V(t) = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{I} \frac{L_{\text{rad}}(t)/\Gamma(t)}{\Omega r^2 v'_p(t)} \mathcal{B} \left( \frac{v'}{v'_p(t)} \right) \times \delta(r - r(t)), \quad (3.195)$$

où  $L_{\text{rad}}(t)$  est la luminosité du choc (dans le référentiel fixe) à l'instant  $t$ . Pour généraliser le cas du « flash » instantané,

on définit

$$T(t) = \frac{t_{\text{obs}}}{1+z} - \left( t - \frac{r(t)}{c} \right), \quad (3.196)$$

$$\Delta T(t) \simeq \frac{r(t)}{2\Gamma^2(t)c}, \quad (3.197)$$

$$\mu(t) \simeq 1 - \frac{1}{2\Gamma^2(t)} \frac{T(t)}{\Delta T(t)}, \quad (3.198)$$

$$v_{p,\text{obs}}(t) \simeq \frac{1}{1+z} \frac{2\Gamma(t)v_p'(t)}{1 + \frac{T(t)}{\Delta T(t)}}. \quad (3.199)$$

On obtient les expressions suivantes pour les flux :

$$\begin{aligned} F_{v_{\text{obs}}}(t_{\text{obs}}) &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \int dt \frac{2}{\Delta T(t) \left(1 + \frac{T(t)}{\Delta T(t)}\right)^3} \frac{L_{\text{rad}}(t)}{v_{p,\text{obs}}(t)} \\ &\times \frac{1}{I} \mathcal{B} \left( \frac{v_{\text{obs}}}{v_{p,\text{obs}}(t)} \right) \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(t)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.200)$$

$$\begin{aligned} F_{12,\text{obs}}(t_{\text{obs}}) &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \int dt \frac{2L_{\text{rad}}(t)}{\Delta T(t) \left(1 + \frac{T(t)}{\Delta T(t)}\right)^3} \\ &\times \frac{1}{I} \int_{v_{1,\text{obs}}/v_{p,\text{obs}}(t)}^{v_{2,\text{obs}}/v_{p,\text{obs}}(t)} \mathcal{B}(x) dx \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(t)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.201)$$

$$\begin{aligned} N_{12,\text{obs}}(t_{\text{obs}}) &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \int dt \frac{2}{\Delta T(t) \left(1 + \frac{T(t)}{\Delta T(t)}\right)^3} \frac{L_{\text{rad}}(t)}{hv_{p,\text{obs}}(t)} \\ &\times \frac{1}{I} \int_{v_{1,\text{obs}}/v_{p,\text{obs}}(t)}^{v_{2,\text{obs}}/v_{p,\text{obs}}(t)} \frac{\mathcal{B}(x)}{x} dx \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(t)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.202)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{bol}}(t_{\text{obs}}) &\simeq \frac{1}{\Omega D_L^2} \int dt \frac{2L_{\text{rad}}(t)}{\Delta T(t) \left(1 + \frac{T(t)}{\Delta T(t)}\right)^3} \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ \frac{\Delta\phi(|\mu(t)|)}{2\pi} & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.203)$$

La fluence bolométrique devient

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{\text{bol}} &= \frac{1+z}{\Omega D_L^2} \int dt L_{\text{rad}}(t) \\ &\times \begin{cases} 1 & \text{dans le cas sphérique,} \\ f(\theta_0, \Delta\theta, \Gamma(t)) \leq 1 & \text{dans le cas général.} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.204)$$

## **Deuxième partie**

# **Les sursauts gamma comme traceurs de l'Univers lointain**



# Chapitre 1

## Histoire des baryons dans l'Univers : des premières étoiles à aujourd'hui

### 1.1 Scénario cosmologique

#### 1.1.1 La formation hiérarchique des structures

Le travail présenté dans cette partie se situe dans le cadre du modèle cosmologique standard, dit  $\Lambda$ -CDM, c'est-à-dire un modèle où le contenu en matière de l'Univers est dominé par une composante de matière noire froide, et dans lequel est également présente une composante d'énergie noire influant sur la dynamique de l'expansion. Ce modèle cosmologique standard rend compte de nombreuses observations : l'expansion de l'Univers (mesuré par exemple par les supernovae de type Ia), le fond de rayonnement cosmologique fossile (les mesures les plus récentes ont été effectuées par le satellite WMAP) et l'abondance des éléments légers (éléments produits par la nucléosynthèse primordiale). Après l'époque de la recombinaison (les protons et noyaux alpha capturent les électrons pour former des atomes d'hydrogène et d'hélium et le rayonnement fossile est émis) commence une période de l'Univers baptisée « âges sombres ». Il n'y a en effet aucune source de lumière dans l'Univers (les seuls photons présents sont ceux du rayonnement fossile et ceux émis par le gaz froid, hydrogène et hélium). De plus, le gaz étant neutre, l'Univers est très opaque pour les photons UV (caractéristiques de l'émission stellaire).

Pendant les âges sombres, le principal processus physique intéressant est celui de la formation progressive des structures, par effondrement gravitationnel. Ce processus est dominé par la dynamique de la matière noire non baryonique, la matière baryonique ne faisant essentiellement que suivre celle-ci. Le scénario standard prévoit une formation hiérarchique : des petites structures se forment en premier, puis de plus grosses par fusions successives. Les premières structures formées sont donc des mini-halos de matière noire de masse  $\sim 10^4 - 10^6 M_\odot$  vers  $z = 40 - 100$ . C'est dans ces structures que se forment probablement les premières étoiles (pour une revue récente sur la formation

des premières structures, voir Ciardi & Ferrara 2005).

#### 1.1.2 Les premières étoiles et l'époque de ré-ionisation

A un certain stade, les structures deviennent assez denses pour qu'il s'y forme des étoiles. Cette toute première génération d'étoiles (dite population III) a vraisemblablement une distribution de masse différente de celle des étoiles actuelles. En effet la masse des étoiles est principalement fixée par les processus de refroidissement du gaz, qui lui permettent de s'effondrer en se fragmentant. Les étoiles de population III sont formées à partir de gaz primordial (hydrogène et hélium) dans lequel les processus de refroidissement dominants à l'époque actuelle ne sont pas possibles (les molécules concernées n'existent pas). L'agent refroidissant principal est sans doute la molécule  $H_2$ . En théorie, la formation d'étoiles à partir de gaz primordial est un problème plus simple que la formation d'étoiles à l'époque actuelle (moins d'espèces chimiques en jeu, quasi-absence des champs magnétiques, ...). De nombreuses incertitudes subsistent pourtant (sur les processus de refroidissement impliquant  $H_2$  par exemple) et pour cette raison, les estimations du domaine de masse des étoiles de population III vont de  $\sim 500$  à  $\sim 40$  masses solaires ! La majorité des études préfère cependant le domaine au-delà de 100 masses solaires. Nous verrons plus loin que l'évolution chimique peut nous aider à lever cette incertitude.

Cette première génération d'étoiles signe doublement la fin des âges sombres. En effet, il y a désormais des sources de lumière dans l'Univers, et cette lumière comporte une fraction importante de photons UV, qui vont progressivement ioniser les structures puis le milieu intergalactique : c'est ce qu'on appelle l'époque de ré-ionisation. Une fois entièrement ionisé, l'Univers devient essentiellement transparent pour les photons UV. Notons que la fin de la ré-ionisation bénéficie de sources de rayonnement UV supplémentaires : les quasars (sans doute à partir de  $z \sim 7 - 8$ ).

Dès que la métallicité du gaz protostellaire augmente, de nouveaux agents de refroidissement deviennent disponibles (en particulier les molécules CO, O<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O). La masse typique des étoiles formées évolue en conséquence pour rejoindre l'intervalle observé dans notre Galaxie ( $\sim 0.1 - 100 M_{\odot}$ ). Les calculs théoriques semblent montrer que la transition entre les deux modes de formation d'étoiles s'effectue à très faible métallicité ( $Z/Z_{\odot} \sim 10^{-4}$ , Bromm & Loeb (2003); Yoshida et al. (2004); Fang & Cen (2004)). La transition entre les deux domaines de masse n'est pas forcément brutale. Certains auteurs envisagent une population III/2 entre les étoiles formées à partir de gaz strictement primordial (population III) et les étoiles « normales » observées localement (Greif & Bromm 2006). Notons qu'en raison de la faible valeur de  $Z_c$ , les étoiles de population III ne peuvent dominer la formation d'étoiles globale que dans un univers très jeune. Cependant en raison du mode de formation hiérarchique des structures, il peut exister dans un univers plus âgé ( $z \lesssim 6$ ) des régions encore très peu enrichies en métaux dans lesquelles des étoiles de population III se forment encore. De telles étoiles, et les supernovae qui leur sont associées, devraient devenir observables dans l'avenir.

## 1.2 Contraintes observationnelles

L'étude de l'évolution de l'univers depuis l'époque de formation des premières étoiles jusqu'à aujourd'hui doit s'appuyer sur de nombreuses contraintes observationnelles de natures assez différentes. Nous listons les principales dans les paragraphes suivants. Nous ne discutons pas la valeur des paramètres cosmologiques pour lesquels nous utilisons systématiquement les valeurs les plus récentes déterminées par WMAP (voir figure 1.1).

### 1.2.1 Epoque de réionisation

Il est actuellement impossible d'observer directement l'époque de formation des premières étoiles. Au mieux avec les quasars les plus distants ( $z \sim 6 - 7$ ) nous observons la fin de la réionisation. Il existe cependant une contrainte observationnelle, donnée indirectement par le rayonnement fossile. En effet, les photons qui se propagent dans le gaz ionisé subissent des diffusions Thomson sur les électrons libres, ce qui polarise la lumière. La mesure de la polarisation du rayonnement fossile permet donc de mesurer la quantité d'électrons libres intégrée sur la ligne de visée. Plus cette quantité est élevée, plus l'époque de réionisation doit être précoce. WMAP a pour la première fois mesuré l'épaisseur optique Thomson de l'univers entre  $z = 0$  et  $z = z_{\text{CMB}}$  en utilisant ce processus. Avec les trois premières années de données WMAP, Spergel et al. (2007) obtiennent

$$\tau_e = 0.089 \pm 0.030,$$

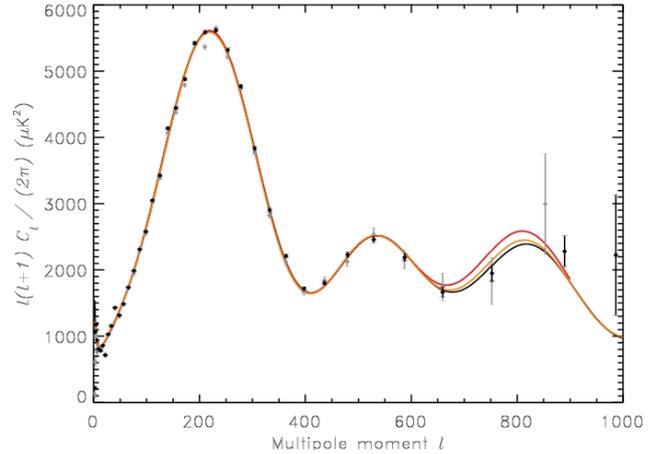


FIG. 1.1: **Détermination des paramètres cosmologiques par WMAP.** Cette figure montre l'ajustement du spectre de puissance des fluctuations de température du rayonnement fossile par le meilleur modèle d'univers  $\Lambda$ -CDM plat (données en noir, ajustement en orange au bout d'un an, en rouge après trois ans de données). La qualité de l'ajustement est impressionnante. Les paramètres du meilleur modèle sont  $\Omega_m h^2 \simeq 0.13$  pour la densité de matière noire,  $\Omega_b h^2 \simeq 0.022$  pour la densité de matière baryonique,  $h = 0.73$  pour la constante de Hubble en unité de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $n_s = 0.96$  pour la pente du spectre de puissance primordial,  $\tau = 0.089$  pour l'épaisseur optique Thomson entre l'époque de recombinaison et aujourd'hui et  $\sigma_8 = 0.76$  pour l'amplitude des fluctuations à  $8h^{-1} \text{ Mpc}$ . Dans ce mémoire, ce sont ces paramètres qui sont utilisés chaque fois que nécessaire (figure tirée de Spergel et al. (2007)).

révisant à la baisse la valeur publiée par Kogut et al. (2003) avec une année de données seulement ( $\tau_e = 0.17 \pm 0.04$ ). Convertir cette épaisseur optique en une époque de réionisation dépend du scénario adopté (réionisation instantanée, progressive, ...). Grossièrement, la valeur de  $\tau_e$  obtenue par WMAP correspond à une réionisation entre  $z = 15$  et  $z = 8$ . Notons que dans l'avenir, l'observation de l'émission à 21 cm de l'hydrogène neutre à grand décalage vers le rouge est potentiellement un outil puissant pour explorer cette région de l'univers.

### 1.2.2 Evolution chimique globale

Un autre traceur indirect de l'histoire de la formation d'étoiles est donné par la composition chimique du gaz. En effet les métaux sont synthétisés par les étoiles massives et restent dans le gaz comme des fossiles une fois l'étoile disparue. Les progrès observationnels en ce domaine sont très rapides, liés à l'émergence des grands télescopes comme le VLT au Chili. On mesure maintenant l'abondance de nombreux éléments chimiques aussi bien localement ( $z = 0$ ) qu'à grande distance ( $z = 3 - 4$  voire plus), dans des sites allant du gaz intergalactique très peu dense (étude de la fo-

rêt Lyman  $\alpha$ , Songaila 2001; Simcoe et al. 2004; Aguirre et al. 2004) au milieu interstellaire des galaxies (Shapley et al. 2004), en passant par des structures intermédiaires, déjà denses mais n'ayant pas encore formé d'étoiles (étude des «damped Lyman  $\alpha$  systems», Pettini et al. 2002; Ledoux et al. 2003; Prochaska et al. 2003). Une contrainte supplémentaire un peu particulière est donnée par la métallicité des étoiles vieilles dans le halo de notre Galaxie. En effet, bien que locale, cette mesure nous informe sur la composition du gaz dans un univers encore très jeune (époque de formation de ces étoiles). En particulier, plusieurs étoiles ultra-pauvres en fer sont maintenant connues : citons HE 1327-2326 avec  $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -5.4$  (Frebel et al. 2005), HE 0107-5240 avec  $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -5.3$  (Christlieb et al. 2004), H2 0557-4840 avec  $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -4.75$  (Norris et al. 2007), CS 22949-037 (Depagne et al. 2002), G77-61 (Plez & Cohen 2005) et HE 1424-0241 (Cohen et al. 2007) avec  $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -4$ . Notons que si ces étoiles sont ultra-pauvres en fer, elles sont par contre généralement riches en carbone et en oxygène. La dénomination «ultra metal poor stars» n'est donc pas entièrement justifiée.

### 1.2.3 Taux de formation d'étoiles

L'histoire de la formation d'étoiles est mesurée jusque vers  $z \simeq 5$  (les données commencent à apparaître jusque vers  $z = 7 - 8$  mais avec actuellement des incertitudes très grandes, voir par exemple Le Fèvre et al. (2005)) en utilisant des traceurs indirects variés : raies  $[\text{OII}]$ ,  $\text{H}\alpha$ ,  $\text{H}\beta$ , flux UV, X, infra-rouge lointain, sub-millimétrique, radio. Une synthèse récente a été publiée par Hopkins (2004). Il en ressort que le taux de formation d'étoiles augmente jusque vers  $z = 3$  et que l'évolution est ensuite incertaine (les corrections pour l'absorption sont en particulier délicates). L'histoire des explosions stellaires peut aussi être mesurée, jusque vers  $z = 1.5$  pour les supernovae de type Ia, dues à l'explosion d'une naine blanche et donc reliées aux étoiles de petite masse (Cappellaro et al. 1999; Reiss 1999; Hardin et al. 2000; Pain et al. 2002; Madgwick et al. 2003; Tonry et al. 2003; Strolger et al. 2004; Blanc et al. 2004; Dahlen et al. 2004) et jusque vers  $z \sim 0.8$  pour les supernovae de type II, dues à l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive ( $\gtrsim 8 M_{\odot}$ ) (Cappellaro et al. 1999; Dahlen et al. 2004).

### 1.2.4 Répartition actuelle des baryons

Une dernière contrainte est constituée par la répartition locale ( $z = 0$ ) des baryons. Cet inventaire a été effectué par Fukugita & Peebles (2004). On trouve en particulier qu'aujourd'hui,  $61 \pm 18\%$  des baryons sont dans des structures qui forment des étoiles et que  $6 \pm 6\%$  des baryons sont dans les étoiles (qui représentent donc environ  $10\%$  de la masse baryonique des structures).

## 1.3 Les sursauts gamma, sonde cosmologique ?

### 1.3.1 Observer des sursauts gamma distants

Nous voyons que de nombreuses questions restent ouvertes : où et quand se forment exactement les premières étoiles, quelle est leur masse ? Quand l'univers est-il entièrement réionisé ? Quelle est l'évolution chimique globale de l'univers, dans les structures mais aussi dans le milieu intergalactique ? Pour pouvoir répondre à la plupart de ces questions, il faut pouvoir repousser l'horizon observationnel actuel ( $z \sim 6 - 7$  si l'on oublie le rayonnement fossile). Peu de possibilités existent pour cette exploration. Les sursauts gamma semblent particulièrement prometteurs. Deux raisons pour cela :

– Comme beaucoup d'auteurs l'ont remarqué (voir par exemple Lamb & Reichart 2000, cf. figure 1.2), les sursauts gamma sont très brillants dans un domaine spectral (keV-MeV) où l'absorption est négligeable : on peut donc les observer jusqu'à très grande distance ( $z > 10$  pour les plus brillants). L'identification du décalage vers le rouge nécessite cependant de pouvoir détecter la rémanence (même si l'estimation donnée par les pseudo-redshifts fondés uniquement sur les corrélations observées entre les propriétés gamma est un outil complémentaire dont l'utilisation est appelée à se développer, Atteia (2003); Firmani et al. (2006)). Celle-ci est également suffisamment brillante pour pouvoir être détectée jusqu'à  $z \gtrsim 8$  dans un grand nombre de cas. L'absorption élevée dans le visible nécessite par contre d'observer dans l'infrarouge si on veut aller à  $z \gtrsim 7$  (cf. figure 3.1). Notons que la dilatation cosmologique des temps joue en faveur de l'observateur : une rémanence observée 10 minutes après le sursaut correspond à un intervalle intrinsèque de 5 minutes dans le référentiel de la source si celle-ci est située à  $z = 1$  mais de seulement 55 secondes si  $z = 10$ . Comme la luminosité de la rémanence décroît avec le temps, on observe donc dans le deuxième cas une source intrinsèquement plus brillante, ce qui compense partiellement la diminution du flux due à l'augmentation de la distance.

– Les sursauts gamma longs semblent associés aux étoiles massives (voir l'introduction de la première partie de ce mémoire). Les premiers sursauts gamma sont donc vraisemblablement contemporains des premières étoiles. Ce point doit être pondéré par les incertitudes qui règnent sur les conditions nécessaires à l'obtention d'un sursaut gamma. La masse de l'étoile parent n'est sans doute pas le seul critère. Ceci sera discuté plus loin dans cette partie.

Les sursauts gamma sont donc des sources à très grand décalage vers le rouge qui sont observables moyennant un effort instrumental qui semble réalisable : (1) détection du sursaut gamma, localisation et transmission de la position

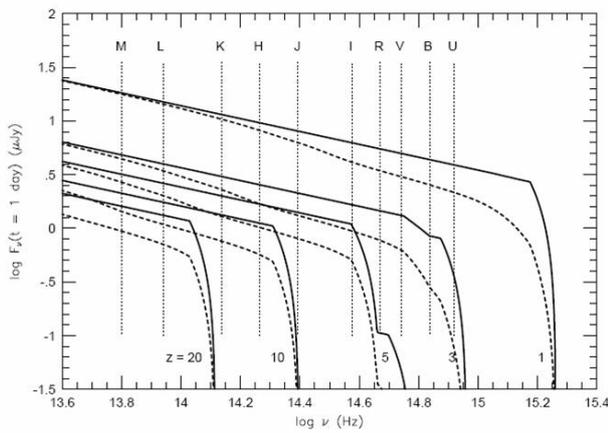


FIG. 1.2: **Evolution de la rémanence avec le décalage cosmologique vers le rouge de la source.** Le spectre de la rémanence à  $t_{\text{obs}} = 1$  jour de GRB 970228 ( $z = 0.835$ ) est représenté en déplaçant la source à des décalages cosmologiques vers le rouge plus élevés. L'absorption est calculée à partir d'un modèle de la forêt Lyman- $\alpha$ . La courbe en tirets prend également en compte l'extinction dans la galaxie hôte ( $A_V = 1/3$  mag) et dans notre Galaxie (figure tirée de Lamb & Reichart (2000)). On constate que la rémanence reste détectable à grand  $z$  à condition d'observer suffisamment dans le rouge.

au sol en temps réel : ceci a déjà été réalisé par HETE2, INTEGRAL et Swift ; (2) réponse quasi-instantanée par un petit télescope robotisé pour détecter la rémanence. Ceci se fait de plus en plus couramment (TAROT, ROTSE, ...) mais doit être développé dans l'infrarouge (REM est le seul exemple actuellement) ; (3) observation de la rémanence dans les minutes qui suivent par un grand télescope. Ceci fonctionne déjà au VLT, mais la question de l'infrarouge reste posée. Des progrès sont attendus dans les années à venir (voir page 123).

### 1.3.2 Faire de la cosmologie avec les sursauts gamma

Le sursaut gamma le plus distant jamais observé est à  $z = 6.3$ . Parmi les 83 sursauts de Swift dont le redshift a été mesuré, 9 sont au-delà de  $z = 4$ . L'effort instrumental en cours devrait augmenter ces chiffres et repousser la distance maximum. Les sursauts gamma s'affirment donc de plus en plus comme un nouvel outil pour la cosmologie. Que peuvent-ils permettre de faire ?

– Une première application évidente et absolument indépendante de toute compréhension physique des sursauts est la spectroscopie de la rémanence. De manière analogue à ce qui est fait depuis des années avec les quasars, de telles études renseignent sur l'état du gaz (température, composition chimique, degré d'ionisation, ...) dans le

milieu interstellaire de la galaxie hôte du sursaut et dans le milieu intergalactique traversé le long de la ligne de visée. Un exemple d'une telle observation pour GRB 050730 à  $z = 3.969$  est donné figure 1.3. Une différence notable par rapport aux quasars est que la rémanence d'un sursaut gamma décroît rapidement avec le temps. On ne peut donc pas utiliser des temps de pose aussi longs. Ceci est compensé par le fait que les rémanences sont intrinsèquement plus brillantes que les quasars au même décalage vers le rouge. Ainsi la spectroscopie de GRB 050904 à  $z = 6.3$  a pu être faite puisque sa magnitude initiale (détection par TAROT 86 secondes après le sursaut) était  $I \sim 16$ , à comparer avec  $I > 23$  pour un quasar à la même distance. Les sursauts gamma peuvent donc jouer un rôle important dans le futur en particulier pour étudier l'évolution chimique globale de l'univers. Bien que comparables aux quasars du point de vue de cette application cosmologique, les sursauts gamma présentent quelques différences : une distribution en décalage vers le rouge différente (allant sans doute à plus grande distance), un effet sur l'environnement différent (caractère transitoire de la source) et une taille angulaire plus petite.

– Par ailleurs, les sursauts gamma fournissent un échantillon de galaxies à grand décalage vers le rouge sélectionné d'une manière très différente des méthodes habituelles. Les biais ne sont donc a priori pas les mêmes et les sursauts gamma peuvent ainsi dans le futur contribuer de manière intéressante à l'étude des galaxies.

– Une application plus délicate consiste à utiliser les sursauts gamma pour mesurer le taux de formation d'étoiles à grand décalage vers le rouge. Ceci nécessite de comprendre de manière précise quelles sont les étoiles parents des sursauts, pour pouvoir déduire du taux de sursaut gamma observé (corrigé de l'efficacité de détection, ce qui est une autre opération délicate) le taux de formation d'étoiles. Comme discuté plus loin dans cette partie, nous verrons que nous sommes sans doute encore assez loin de pouvoir réaliser cet objectif.

– De manière générale, la détection de sursauts gamma au-delà de  $z = 7$  serait extrêmement intéressante puisque qu'elle permettrait d'atteindre pour la première fois l'époque de la réionisation. Il serait en particulier possible de suivre l'histoire de la fraction d'hydrogène neutre (voir par exemple McQuinn et al. 2007). La détection à encore plus grand décalage vers le rouge apporterait des informations directes sur les premières étoiles.

– Une dernière application cosmologique est plus controversée. Elle consiste à utiliser les corrélations observées entre certaines propriétés des sursauts gamma (voir première partie : relation d'Amati entre l'énergie de pic  $E_p$  du spectre gamma et l'énergie équivalente isotrope rayonnée  $E_{\gamma,4\pi}$  ; relation de Ghirlanda entre  $E_p$  et l'énergie rayonnée

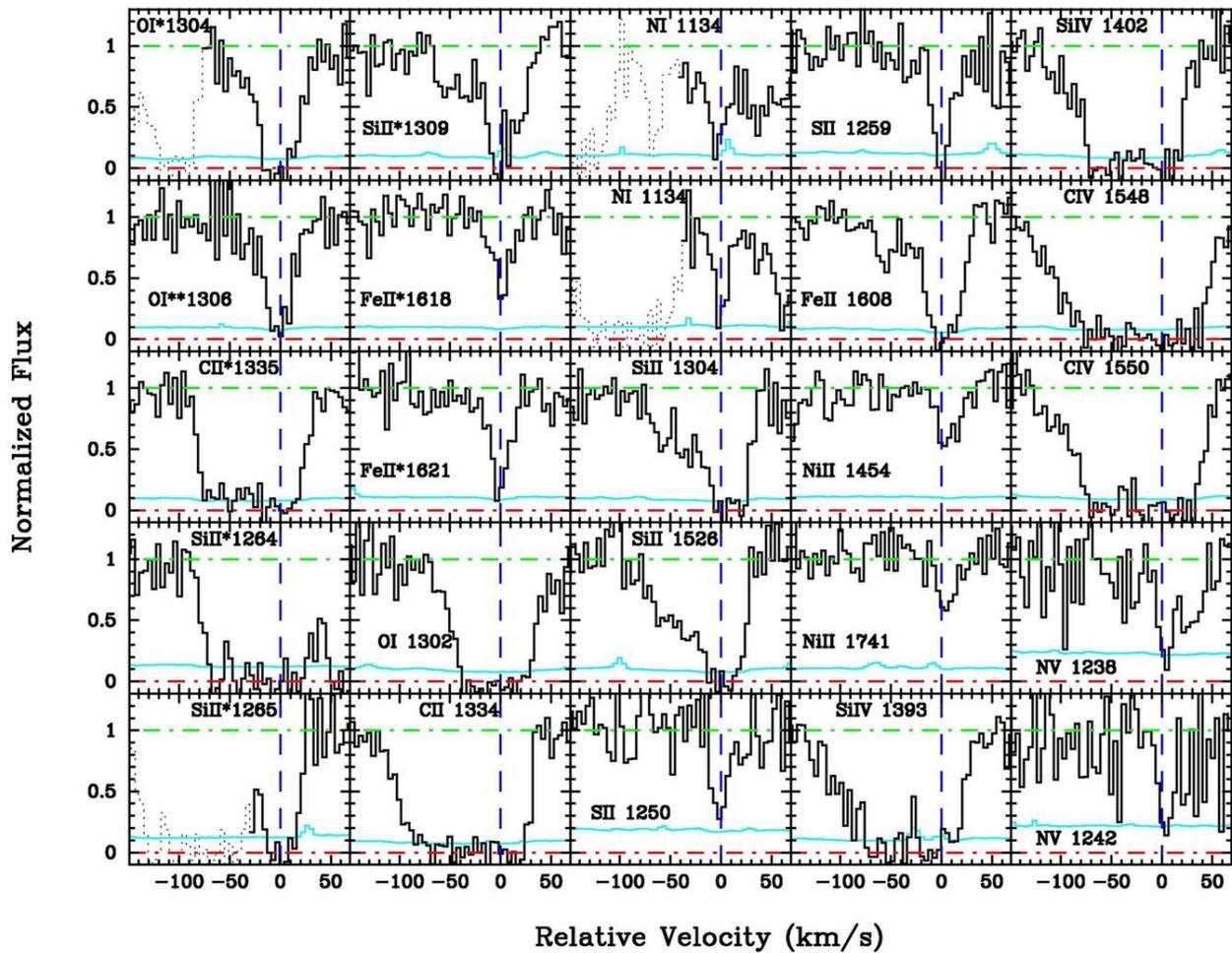


FIG. 1.3: Un exemple d'étude spectroscopique de la ligne de visée d'un sursaut gamma. GRB 050730 à  $z = 3.969$  a été observé par Chen et al. (2005) 4 heures après le sursaut alors qu'il était encore à magnitude  $R = 17.7$ . L'absorption due au milieu interstellaire de la galaxie hôte permet de déterminer une densité colonne d'hydrogène  $N(\text{HI}) = 22.15$  et une métallicité  $Z/Z_{\odot} = 10^{-2}$ . Plusieurs systèmes absorbants sont trouvés le long de la ligne de visée dont un DLA à  $z = 3.564$ .

vraie  $E_{\gamma}$ ) pour «standardiser» les sursauts gamma et les utiliser pour construire un diagramme de Hubble et mesurer les paramètres cosmologiques de manière analogue à ce qui est fait avec les supernovae de type Ia (Ghirlanda et al. 2006). Ceci serait particulièrement utile en raison du décalage vers le rouge plus élevé des sursauts qui permettrait de lever la dégénérescence entre plusieurs modèles cosmologiques indistinguables avec les supernovae. Cette application est cependant remise en question par beaucoup d'auteurs dans la communauté pour essentiellement deux types de raisons : (1) la correction nécessaire pour «standardiser» les sursauts gamma est beaucoup plus importante que pour les supernovae (dispersion de plusieurs ordres de grandeur contre 10-15 %) et doit donc être particulièrement bien maîtrisée ; (2) la réalité observationnelle

des corrélations utilisées est encore débattue et leur origine physique est fort mal comprise. La relation de Ghirlanda en particulier utilise les «jet breaks» dans la courbe de lumière, dont l'interprétation traditionnelle (signature de la collimation du jet relativiste) est remise en question par les observations de Swift (voir la première partie de ce mémoire). De nombreux progrès restent donc à faire pour pouvoir évaluer le potentiel de cette technique.



## Chapitre 2

# Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique

### Articles publiés en rapport avec le chapitre :

Daigne, Olive, Vangioni-Flam, Silk, & Audouze (2004); Daigne, Olive, Sandick, & Vangioni (2005); Daigne, Olive, Silk, Stoehr, & Vangioni (2006a); Sandick, Olive, Daigne, & Vangioni (2006).

gaz interstellaire. La taille de ces réservoirs évolue au cours du temps sous l'action de différents processus physiques (cf. schéma figure 2.1).

## 2.1 Description du modèle

J'ai entrepris avec E. Vangioni (IAP), K.A. Olive (Université du Minnesota), J. Silk (Université d'Oxford), et plus récemment Emmanuel Rollinde (IAP), le développement d'un modèle cohérent de l'évolution cosmique des baryons, depuis l'époque des premières étoiles jusqu'à aujourd'hui. Plusieurs groupes dans le monde traitent en grand détail la formation des structures, via des simulations hydrodynamiques intégrant la matière noire et la matière baryonique. Ces modèles intègrent désormais dans une certaine mesure le processus de formation des étoiles et d'enrichissement chimique du gaz (voir par exemple le projet GALICS, Hatton et al. (2003) ou le projet GADGET, Springel (2005)). Cependant, les temps de calcul de ces simulations ne permettent pas de suivre un très grand nombre d'éléments chimiques, et surtout ne permettent pas d'explorer méthodiquement les différents scénarios possibles. Nous considérons donc une approche moins sophistiquée. Notre modèle simplifie à l'extrême les aspects géométriques et dynamiques et privilégie la chimie. Il est décrit en détail dans deux articles : Daigne et al. (2004) et Daigne et al. (2006a). Le principe est le suivant : par généralisation des modèles classiques d'évolution chimique développés pour notre Galaxie (Tinsley 1980), les baryons dans l'Univers sont regroupés dans le modèle en deux réservoirs, l'un représentant les structures capables de former des étoiles (c'est à dire les mini-halos de matière noire dans le passé et les galaxies à l'époque actuelle) et l'autre le reste du gaz (milieu intramas, milieu intergalactique). Le réservoir « structures » est lui même divisé en deux sous-réservoirs : les étoiles et le

### 2.1.1 Echanges de matière entre les structures et le milieu intergalactique

Le processus dominant est celui de la formation des structures, que nous traitons par une fonction phénoménologique dans Daigne et al. (2004), et de manière plus satisfaisante dans Daigne et al. (2006a) en utilisant le formalisme de Press & Schechter (1974) avec les modifications de Sheth & Tormen (1999). Ce modèle donne l'évolution de la distribution en masse des halos de matière noire  $f_{PS}(M, z)$  et est en bon accord avec les résultats des simulations hydrodynamiques. Nous utilisons une prescription simple : toutes les structures dont le halo de matière noire est supérieur à une masse  $M_{\min}^1$  forment des étoiles. Le flux de masse  $a_b(t)$  (voir figure 2.1) correspondant à la formation des structures est donc directement relié à l'évolution de  $f_{PS}(M, z)$ . Il existe également un flux de matière des structures vers le milieu intergalactique, relié aux vents galactiques, poussés par l'énergie cinétique des explosions stellaires. Dans Daigne et al. (2004), nous envisageons deux composantes : (i) des vents galactiques globaux, à la métallicité du gaz galactique ; (ii) des « cheminées », c'est à dire des éjecta de supernovae individuels qui réussissent à sortir directement de la structure. Ces éjecta sont plus enrichis que les précédents (composition chimique d'un éjecta de supernova, sans effet de dilution). Nous avons montré que cette deuxième composante jouait un rôle mineur dans le bilan global. Aussi, dans Daigne et al. (2006a), nous ne considérons que la composante globale. Nous la calculons en tenant compte de la diminution de son efficacité avec la croissance des structures. En effet la masse typique des structures augmente au cours de l'évolution et la vitesse de

<sup>1</sup> Cette masse minimum est prise constante. Une hypothèse plus réaliste consisterait à la faire évoluer, pour tenir compte du changement des processus de refroidissement dominants quand la métallicité dans les structures augmente.

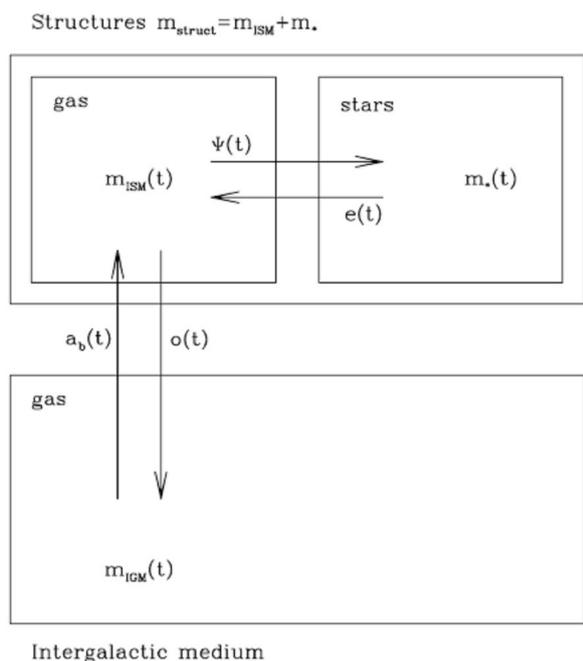


FIG. 2.1: **Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique : les différents réservoirs de baryons.** Les baryons sont divisés en deux réservoirs : les structures (masse  $m_{\text{struct}}$ ) et le milieu extra-structures (milieu intergalactique, de masse  $m_{\text{IGM}}$ ). Les structures sont elles-mêmes constituées de gaz (milieu interstellaire de masse  $m_{\text{ISM}}$ ) et d'étoiles (masse  $m_*$ ) avec  $m_{\text{struct}} = m_* + m_{\text{ISM}}$ . Ces réservoirs de baryons évoluent sous l'effet de différents échanges (flux de masse) :  $a_b(t)$  qui rend compte du processus de formation des structures,  $o(t)$  pour la matière éjectée des structures (vents galactiques),  $\Psi(t)$  pour le processus de formation stellaire et  $e(t)$  pour la matière éjectée par les étoiles dans le milieu interstellaire (figure tirée de Daigne et al. (2004)).

libération augmente donc (voir figures 2.2 et 2.4). Le flux de masse  $o(t)$  correspondant à ce processus est donc simplement estimé en considérant que  $\frac{1}{2}o(t)v_{\text{esc}}^2$  est une fraction  $\epsilon$  du flux d'énergie cinétique produit par les explosions stellaires.

### 2.1.2 Echanges de matière au sein des structures

Deux processus sont à prendre en compte : (i) la formation stellaire et (ii) les vents et explosions stellaires qui éjectent une partie de la matière piégée dans les étoiles vers le gaz interstellaire. C'est ce qui conduit au processus d'enrichissement chimique puisqu'entre leur formation et la fin de leur vie, les étoiles ont synthétisé de nouveaux noyaux. Le premier terme est calculé de manière différente pour les étoiles primordiales et les étoiles du mode normal.

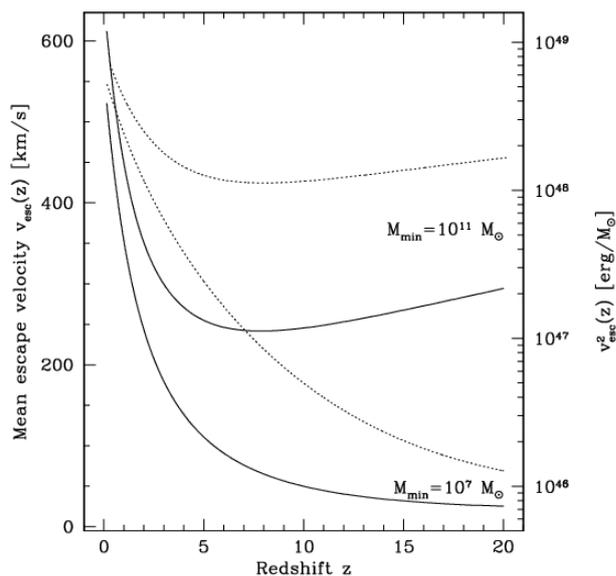


FIG. 2.2: **Evolution de la vitesse d'échappement typique des structures.** Les courbes en trait plein sont calculées en adoptant une masse minimum  $M_{\text{min}} = 10^7 M_{\odot}$  pour le halo de matière noire des structures capables de former des étoiles et le trait pointillé correspond au cas plus extrême de  $M_{\text{min}} = 10^{11} M_{\odot}$  (figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

Dans les deux cas, il est proportionnel à la taille du réservoir de gaz disponible (la masse de gaz dans le milieu interstellaire  $M_{\text{ISM}}$ ). Pour les étoiles « normales », le taux de formation (flux de masse  $\Psi(t)$  sur la figure 2.1) suit une loi exponentielle

$$\Psi(t) = v_1 M_{\text{ISM}} \exp(-t/\tau_1) \quad (2.1)$$

alors que pour les étoiles de population III, nous adoptons

$$\Psi(t) = v_2 M_{\text{ISM}} \exp(-Z_{\text{IGM}}/Z_{\text{crit}}). \quad (2.2)$$

Cette deuxième loi est gouvernée par la métallicité du milieu intergalactique. En effet, ces étoiles ne peuvent se former que dans des nouvelles structures encore non enrichies. Le traitement du processus de rejet de matière par les étoiles se fait de manière précise : la masse et la métallicité initiale sont prises en compte pour calculer le temps de vie, la quantité de matière rejetée, et la composition chimique de cet éjecta. Le calcul repose donc sur les résultats des modèles stellaires, pour lesquels les incertitudes sont encore malheureusement relativement importantes. Nous avons divisé le domaine de masse des étoiles en trois : (a) les étoiles de faible masse et de masse intermédiaire avec  $M \lesssim 8 M_{\odot}$ , pour lesquelles nous utilisons les temps de vie de Maeder & Meynet (1989). Le produit final de ces étoiles est une naine blanche, dont la masse est donnée par van den Hoek & Groenewegen (1997). Ce même article est utilisé pour la composition chimique de la

matière rejetée dans le milieu interstellaire ; (b) les étoiles massives avec  $8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 140 M_{\odot}$ , pour lesquelles nous adoptons les temps de vie de Schaerer (2002). La nature du reste de l'étoile (étoile à neutrons ou trou noir) est donnée dans Heger et al. (2003) et la composition chimique de la matière rejetée est prise dans Woosley & Weaver (1995) ; (c) les étoiles très massives, c'est à dire au-delà de  $\sim 140 M_{\odot}$ , pour lesquelles nous suivons les prescriptions de Schaerer (2002) pour le temps de vie et de Heger & Woosley (2002) pour la composition des éjecta. Notons que dans ce domaine de masse, les experts envisagent deux scénarios d'évolution très différents. Le cœur des étoiles de masse  $140 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 260 M_{\odot}$  produit des photons gamma si énergétiques qu'ils sont susceptibles de produire des paires  $e^+e^-$  lors de l'interaction avec un noyau atomique. L'énergie utilisée pour créer ces paires conduit à une diminution de la pression centrale de l'étoile et donc un début de collapse gravitationnel. Les réactions thermonucléaires dans le cœur s'emballent et l'étoile est finalement entièrement détruite. Ces « supernovae à instabilité de paires » (PISN) ne laissent aucun reste stellaire : l'intégralité de la matière est rejetée dans le milieu interstellaire. Les étoiles au-delà de  $\sim 260 M_{\odot}$  se comportent de manière très différente. En l'absence de rotation, les calculs d'évolution montrent que l'étoile s'effondre entièrement, pour donner un trou noir sans aucun rejet de matière. Notons que la modélisation des étoiles massives et très massives est soumise à de nombreuses incertitudes, telles que l'évolution de la perte de masse avec la métallicité ou encore le rôle de la rotation (voir par exemple Vázquez et al. 2007).

Les articles pris en référence utilisent un échantillonnage satisfaisant aussi bien pour la masse et que la métallicité initiale, à une exception près : Woosley & Weaver (1995) ne donnent aucun résultat pour les étoiles de plus de  $40 M_{\odot}$ , ce qui oblige à des extrapolations délicates entre  $40$  et  $100 M_{\odot}$ . Nous verrons cependant que la pente adoptée pour la fonction initiale de masse des étoiles minimise l'impact de ces extrapolations. Précisons finalement que le modèle procède également à l'estimation du flux ionisant produit par les étoiles, en se fondant sur les prescriptions de Schaerer (2002).

### 2.1.3 Equations d'évolution et paramètres du modèle

Le modèle consiste finalement en un système d'équations différentielles qui régissent l'évolution de la masse (voir figure 2.1) et de la composition chimique des différents réservoirs de baryons. Le détail de ces équations est donné par Daigne et al. (2004, 2006a). La résolution est effectuée par la méthode de Runge-Kutta à l'ordre 4, en utilisant un pas de temps adapté à la durée de vie des étoiles massives. Le redshift se déduit directement de l'âge par une relation simple qui ne dépend que des paramètres cosmologiques. La simulation débute à

$z_{\text{init}} = 30$ , c'est à dire à une époque où la formation stellaire affecte une fraction des baryons tout à fait négligeable.

Au total, nous sommes capables de suivre l'évolution des quantités suivantes, en fonction de l'âge de l'Univers et du redshift : taux de formation d'étoiles, taux d'explosions stellaires (en distinguant les supernovae de type Ia), fraction des baryons dans les structures, dans les étoiles, composition chimique dans les structures et dans le milieu intergalactique et enfin le flux ionisant produit par les étoiles. Avant de montrer les résultats obtenus, il convient de préciser les paramètres du modèle :

1. *La masse minimum des halos de matière noire des structures capables de former des étoiles.* Nous avons considéré plusieurs valeurs possibles :  $M_{\text{min}} = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9 M_{\odot}$  et même un cas extrême avec  $M_{\text{min}} = 10^{11} M_{\odot}$  a priori exclus (la formation stellaire commence trop tard dans l'histoire de l'Univers) mais intéressant pour la compréhension du modèle.

2. *L'efficacité des vents issus des structures (« outflows »).* Il s'agit de la fraction  $\epsilon$  de l'énergie cinétique des supernovae qui peut servir de moteur à ces éjections. Elle est prise constante au cours de l'évolution.

3. *Le taux de formation d'étoiles (SFR).* Le taux de formation utilisé pour le mode normal nécessite deux paramètres :  $v_1$  ( $\text{Gyr}^{-1}$ ) et  $\tau_1$  (Gyr), alors que le taux de formation du mode massif en nécessite un supplémentaire :  $v_2$  ( $\text{Gyr}^{-1}$ ). La métallicité critique  $Z_{\text{crit}}$  au-dessus de laquelle le processus de formation stellaire est « normal » est donnée par les études des processus de refroidissement dans le gaz à très faible métallicité. Nous adoptons  $Z_{\text{crit}}/Z_{\odot} = 10^{-4}$  (Bromm & Loeb 2003; Yoshida et al. 2004).

4. *La fonction de masse initiale des étoiles (IMF).* Celle-ci est prise différente pour le mode normal et le mode massif (étoiles de population III). Dans les deux cas, la fonction initiale de masse  $\Phi(m)$  (le nombre d'étoiles formées entre  $m$  et  $m + dm$  est proportionnel à  $\Phi(m)dm$ ) est une loi de puissance de pente  $1 + x$ . Le mode normal s'étend de  $0.1$  à  $100 M_{\odot}$  avec une pente  $x$  laissée libre. Pour le mode massif, la pente de l'IMF est la même que celle du mode normal et trois scénarios sont étudiés pour le domaine de masse. Nous verrons qu'ils conduisent à des évolutions chimiques très différentes. Le premier cas, « modèle 1 », considère des étoiles massives « normales » entre  $40$  et  $100 M_{\odot}$ . Le modèle 2a est plus massif, avec des étoiles entre  $140$  et  $260 M_{\odot}$  qui produisent des supernovae à instabilité de paires, et le modèle 2b encore plus extrême, avec des étoiles entre  $270$  et  $500 M_{\odot}$  qui finissent en trous noirs. Nous appelons modèle 0 le cas où le mode massif est tout simplement absent.

5. *Supernovae de type Ia.* La prise en compte de ces supernovae nécessite une paramétrisation spécifique : domaine de masse des étoiles parents, fraction de ces étoiles qui produisent une SN Ia et délai  $\Delta t_{\text{SN Ia}}$  entre la formation de la naine blanche et l'explosion (la durée entre la formation de l'étoile parent et la supernova est donc ce délai augmenté

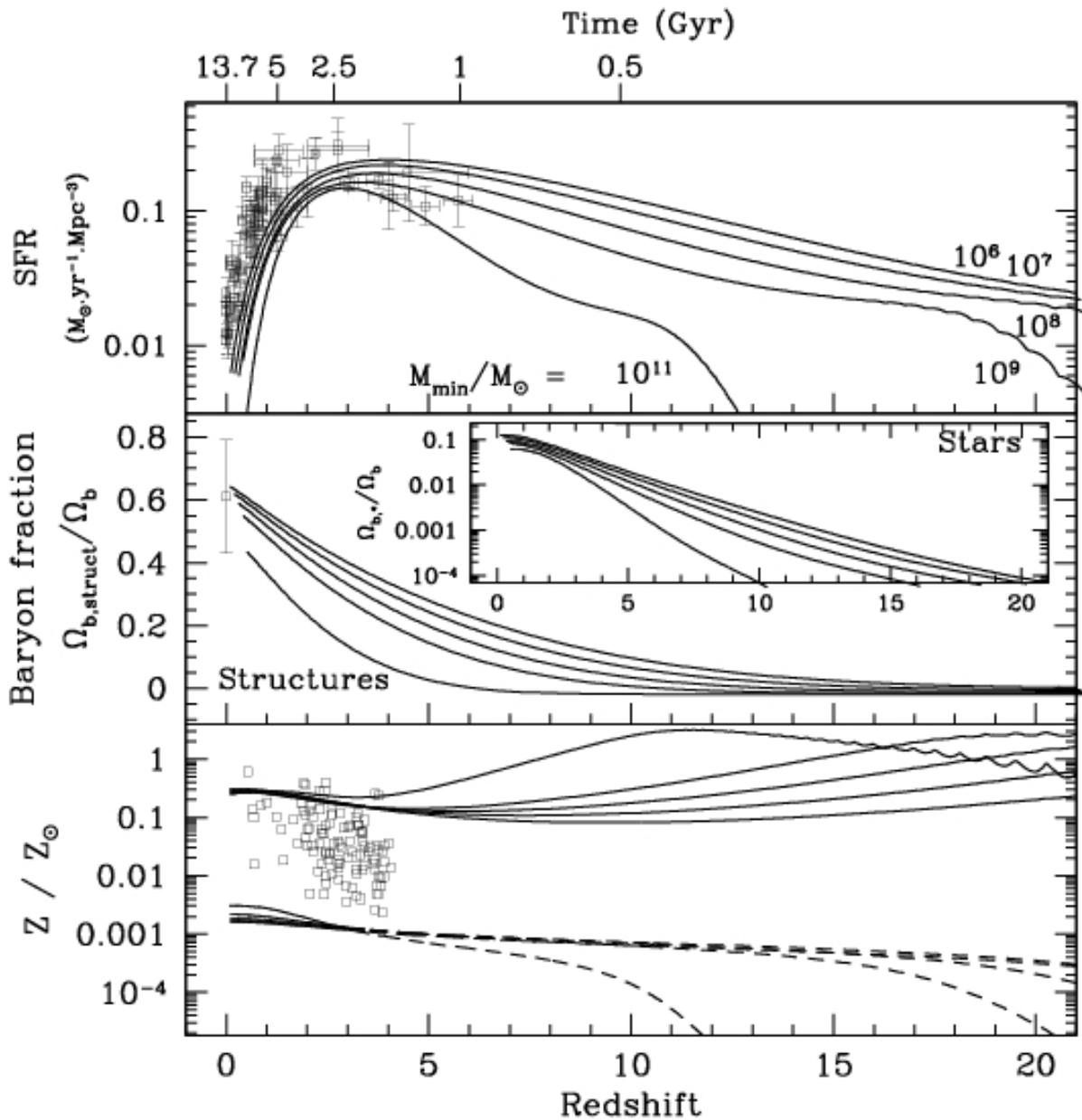


FIG. 2.3: **Comparaison du modèle aux observations.** Cette figure montre le meilleur ajustement aux observations du modèle 1 (étoiles de population III entre 40 et 100  $M_{\odot}$ ) : voir Daigne et al. (2006a) pour les valeurs des paramètres utilisés. L'évolution est donnée en fonction du redshift (haut) et de l'âge de l'Univers (bas). *Haut* : taux de formation d'étoiles cosmique. Les données de Hopkins (2004) sont indiquées. *Milieu* : fraction de baryon dans les structures et dans les étoiles (la valeur actuelle donnée par Fukugita & Peebles (2004) est indiquée). *Bas* : évolution de la métallicité dans le milieu intergalactique (pointillés) et dans les structures (trait plein). Les deux courbes encadrent les mesures effectuées dans les DLAs par Prochaska et al. (2003). Cette population comprend en effet aussi bien des objets qui ont juste commencé à s'effondrer que des structures plus denses capables de former des étoiles (figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

de la durée de vie de l'étoile parent).

## 2.2 Résultats

Daigne et al. (2006a) décrivent une exploration détaillée de l'espace des paramètres du modèle qui vient d'être présenté, et la méthode suivie pour ajuster au mieux les ob-

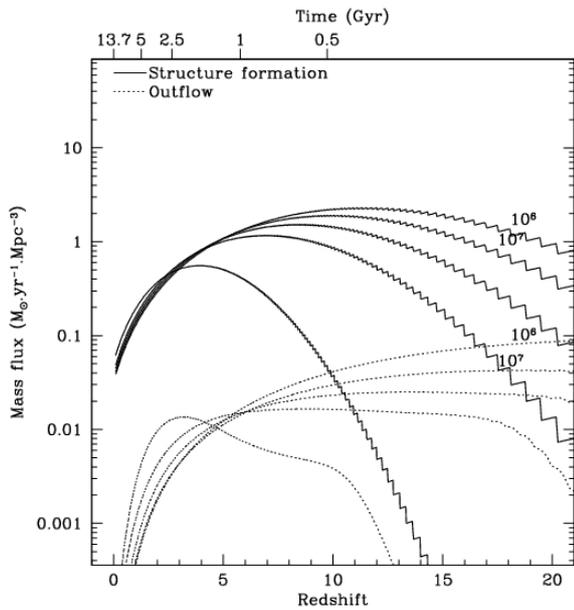


FIG. 2.4: **Ejection de matière par les structures.** Le modèle représenté est le modèle 1. Les courbes en trait plein indiquent le flux de masse rendant compte de la formation des structures et les courbes en pointillés le flux de masse modélisant l'éjection de matière par les structures (vents galactiques). Chaque jeu de courbe correspond à un paramètre  $M_{\min}$  différent. On note que l'éjection est beaucoup plus efficace dans le passé, quand les structures sont plus petites (cf. figure 2.2) (Figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

servations. Un exemple d'évolution obtenue est donné figure 2.3 pour le meilleur ajustement du modèle 1 aux contraintes observationnelles qui ont été listées dans le chapitre d'introduction de la présente partie. Nous présentons maintenant les principaux résultats obtenus.

### 2.2.1 Le mode normal de formation d'étoiles

Un premier résultat important de notre étude est que le mode normal de formation stellaire suffit à lui seul à rendre compte de la majorité des observations, à l'exception notable du flux ionisant dans l'Univers jeune, qui n'est pas assez intense pour conduire à une réionisation précoce en accord avec les observations de WMAP. Nous trouvons qu'avec une masse minimum du halo de matière noire des structures capables de former des étoiles de l'ordre de  $10^6 - 10^7$  masses solaires, une efficacité modérée de l'éjection par les structures ( $\epsilon \lesssim 2\%$ , voir figure 2.4), et une formation d'étoiles caractérisée par une IMF entre 0.1 et  $100 M_{\odot}$  de pente  $x = 1.3$  et un SFR exponentiel de temps caractéristique  $\tau_1 \sim 2.8 - 3$  Gyr qui correspond à une formation stellaire dominée par les galaxies elliptiques, sauf à bas redshift, il est possible de reproduire l'enrichissement précoce de l'IGM (voir figure 2.6), la fraction actuelle des baryons dans les structures et les étoiles, le taux de

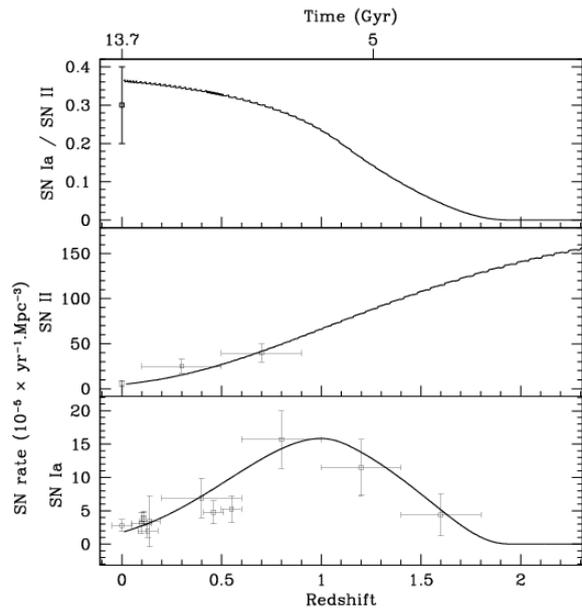


FIG. 2.5: **Taux de supernovae (II et Ia).** Les données représentées sont prises dans Cappellaro et al. (1999); Dahlen et al. (2004); Reiss (1999); Hardin et al. (2000); Pain et al. (2002); Madgwick et al. (2003); Tonry et al. (2003); Strolger et al. (2004); Blanc et al. (2004). Le modèle représenté est le modèle 0 (les modèles 1,2a et 2b donneraient des résultats identiques car seule l'évolution à petit redshift est représentée) avec  $M_{\min} = 10^7 M_{\odot}$  (figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

formation d'étoiles observé et le taux de supernova de type II, et enfin l'évolution chimique globale des structures. Le taux de supernovae de type Ia peut lui aussi être reproduit. En se basant sur les observations de GOODS (Dahlen et al. 2004), nous trouvons que  $\sim 1\%$  des étoiles entre 2 et  $8 M_{\odot}$  suffisent à reproduire le taux de SNIa observé, en adoptant un délai entre la formation de la naine blanche et l'explosion  $\Delta t_{\text{SNIa}} \sim 3$  Gyr (voir figure 2.5).

Il est remarquable que malgré sa simplicité d'approche, ce modèle soit capable – avec un petit nombre de paramètres ajustés – de reproduire un vaste jeu d'observations très variées. Le mode normal étant ainsi bien contraint, le modèle permet d'étudier la question plus spéculative des étoiles de première génération.

### 2.2.2 La masse des premières étoiles.

Outre les arguments théoriques en faveur d'un mode de formation stellaire différent dans l'Univers jeune, en raison d'une métallicité plus faible (voir le chapitre d'introduction de cette partie), l'étude du mode normal seul n'arrive pas à reproduire certaines observations. Il est donc nécessaire d'introduire un mode massif initial. En particulier, la mesure de l'épaisseur optique entre  $z = 0$  et la recombinaison

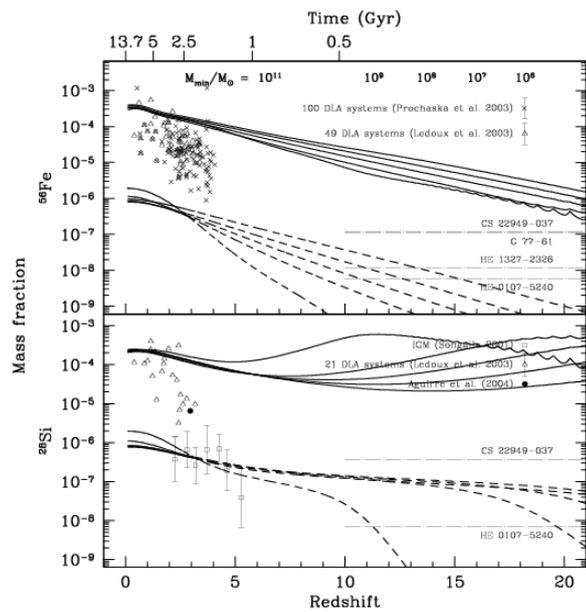


FIG. 2.6: **Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique : évolution des abondances de fer et de silicium.** L'évolution de l'abondance du fer et du silicium dans les structures (trait plein) et dans le milieu intergalactique (pointillés) est représenté pour le modèle 1. Les observations correspondent aux mesures d'abondances effectuées par Prochaska et al. (2003); Ledoux et al. (2003) dans les DLAs et subDLAs et par Songaila (2001); Aguirre et al. (2004) dans le milieu intergalactique. Sont également montrées les abondances dans les étoiles du halo ultra-pauvres en fer citées dans le chapitre d'introduction. Ces étoiles apparaissent comme des témoins de la formation stellaire dans un Univers encore très jeune (figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

effectuée par WMAP, qui favorise une réionisation précoce, nécessite un flux UV stellaire plus important que ce que le mode normal prédit.

Nous avons étudié successivement trois domaines de masse représentatifs de ceux discutés dans la littérature à propos des premières étoiles. Nous recherchons à chaque fois une solution qui ne modifie pas l'accord avec les données déjà obtenu avec le modèle 0 et qui rend compte en plus de la réionisation. Il s'agit donc de trouver un compromis pour l'intensité de ce mode de formation initial. Une intensité élevée augmente le flux ionisant mais modifie également l'évolution chimique globale (en particulier dans le milieu intergalactique) qui est assez contrainte. Notre modèle mettant justement l'accent sur cette évolution chimique et la nucléosynthèse des étoiles étant très sensible à leur masse, nous voyons que nous disposons d'un outil bien adapté à cette étude. Nous obtenons ainsi un résultat important : c'est le modèle 1 qui est préféré (voir figure 2.3)

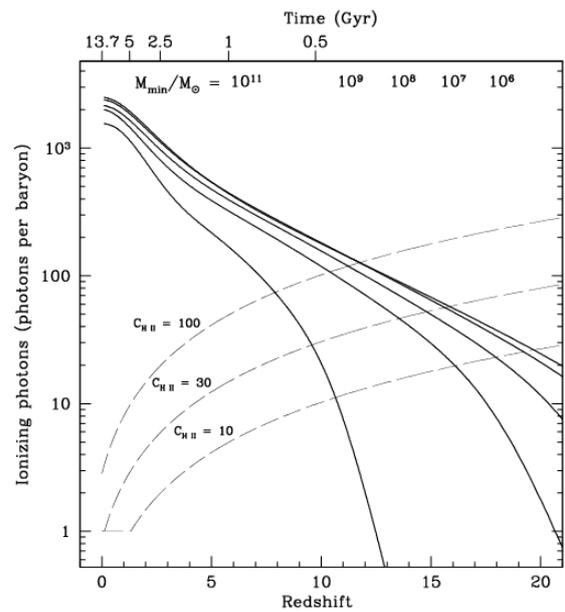


FIG. 2.7: **Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique : la réionisation.** Cette figure montre pour le modèle 1 le nombre de photons ionisants par baryon accumulé au cours de l'évolution. Une fraction  $f_{\text{esc}}$  mal connue de ces photons peut s'échapper des structures et contribuer à l'ionisation du milieu intergalactique. Les courbes en pointillés montrent le nombre minimum de photons UV par baryon nécessaire pour ioniser entièrement le milieu intergalactique. Ce nombre dépend du degré d'inhomogénéité de ce milieu, mesurée ici par le « clumpiness factor »  $C_{\text{H II}}$ . On constate qu'à part dans le cas  $M_{\text{min}} = 10^{11} M_{\odot}$  de toute façon peu réaliste, la réionisation complète vers  $z = 10 - 12$  est possible pour des valeurs raisonnables de  $f_{\text{esc}} \lesssim 0.25$  (figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

car il rend compte de la réionisation (figure 2.7) en maintenant un bon accord avec les mesures d'abondances. Les premières étoiles doivent donc être massives, mais rester dans le domaine « normal », c'est à dire typiquement entre 30-40 et 100 masses solaires. Le modèle 2a (étoiles plus massives, donnant des supernovae à instabilité de paires) correspond à une nucléosynthèse stellaire assez différente et donc à une composition chimique actuelle de l'IGM qui serait en contradiction avec les observations. Le modèle 2b (étoiles encore plus massives qui s'effondrent en trous noirs) a l'avantage d'être strictement identique au modèle 0 du point de vue de la chimie et peut donc servir à augmenter encore le flux ionisant. Cependant le modèle 1 reste préféré car il est le seul à rendre compte de la composition chimique très particulière des étoiles très pauvres en fer du halo (voir page 96 et figure 2.8). Lorsque ce résultat a été publié en 2004, il était en contradiction avec les toutes premières simulations de l'effondrement du gaz primordial

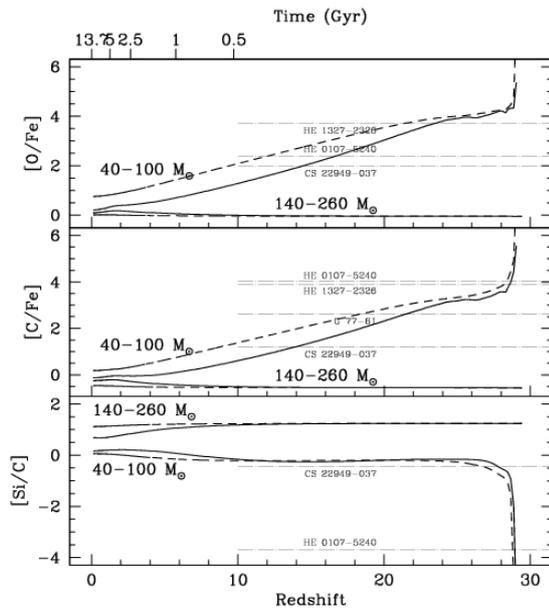


FIG. 2.8: **Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique : la composition chimique particulière des étoiles ultra-pauvres en fer du halo.** L'évolution des rapports d'abondance  $[O/Fe]$ ,  $[C/Fe]$  et  $[Si/C]$  est montrée pour les modèles 1 et 2a et comparée aux observations des étoiles ultra-pauvres en fer du halo. On constate que l'accord est bien meilleur pour le modèle 1 (figure tirée de Daigne et al. (2006a)).

et de la formation d'étoiles de population III. En effet, les masses prédites étaient très importantes : 150, 200, voire 500 masses solaires. Depuis, la qualité et la résolution de ces simulations évolue très vite et la masse typique des premières étoiles a été revue à la baisse, et tend vers un accord avec nos résultats. Précisément la toute première génération d'étoiles (à métallicité nulle) peut être très massive mais ne concerne qu'une fraction de baryons très faible. Dès les étoiles suivantes, le petit enrichissement chimique produit par les premières étoiles suffit à déjà faire évoluer l'IMF. On tend donc vers une transition progressive des étoiles de population III aux étoiles normales, ce qui conduit certains auteurs à parler d'étoiles de population II.5 (Greif & Bromm 2006).

### 2.2.3 Les fonds cosmiques

Notre modèle, malgré sa simplicité, est capable de rendre compte d'un grand nombre d'observations très variées. Ses paramètres sont finalement très bien contraints. A partir de ce modèle de départ, de nombreuses extensions sont possibles. Nous nous sommes intéressés dans un premier temps aux fonds cosmiques produits par l'intégrale de l'activité stellaire non résolue (donc plutôt à grand redshift). Je donne ici brièvement nos principales conclusions.

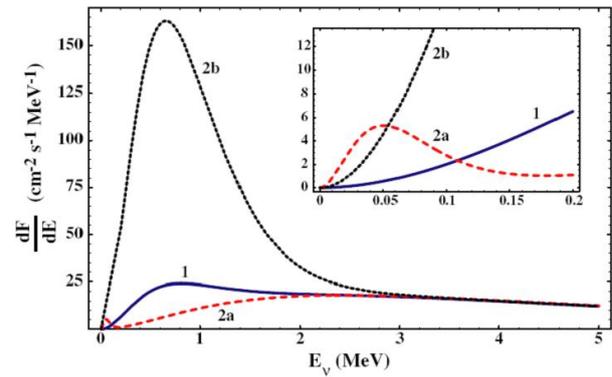


FIG. 2.9: **Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique : le fond cosmique de neutrinos.** Flux attendu pour les modèles 1, 2a et 2b. C'est au-delà de 1 MeV que la détection est envisageable (figure tirée de Daigne et al. (2005)).

#### Le fond de neutrinos

Les étoiles produisent des neutrinos à la fois pendant les phases de fusion thermonucléaire, et pendant les phases explosives (supernovae). Dans ce deuxième cas, les calculs théoriques prédisent des différences importantes pour l'émission neutrinique des supernovae de type II (modèle 1) ou à instabilité de paires (modèle 2a) (Balantekin & Yüksel 2005; Woosley et al. 1986). Nous avons évalué dans les deux cas le fond de neutrinos attendu. Les incertitudes sont bien sûr grandes, en particulier sur le mécanisme des explosions, mais nous trouvons néanmoins un résultat très encourageant pour l'avenir : le modèle 1, favorisé comme nous l'avons vu par les observations, produit un fond plus intense que le modèle 2a (figure 2.9). Ce fond peut être encore plus intense si une composante de type modèle 2b (étoiles au-delà de 270 masses solaires, qui s'effondrent en trous noirs et donc aident à la réionisation sans affecter la chimie) est présente. Au total, nous obtenons un flux au-delà du MeV (domaine spectral où la détection est possible) qui est assez proche du seuil actuel de Super Kamiokande : il devient donc envisageable de contraindre à partir du fond de neutrinos l'histoire de la formation stellaire (Daigne et al. 2005).

#### Le fond gravitationnel

Selon le même principe, nous avons estimé le fond d'ondes gravitationnelles dû à l'activité stellaire. Ces ondes gravitationnelles sont émises pendant l'explosion mais les incertitudes sont grandes quant à l'intensité de l'émission, en raison du rôle joué par le paramètre de non-sphéricité du collapse, difficile à estimer. Nous trouvons que deux pics sont présents, l'un vers 360 Hz pour le mode normal et l'autre à plus basse fréquence pour le mode massif. Le fond prédit est cependant nettement plus faible que la sensibilité des instruments actuels (voir figure 2.10) et ne semble pas

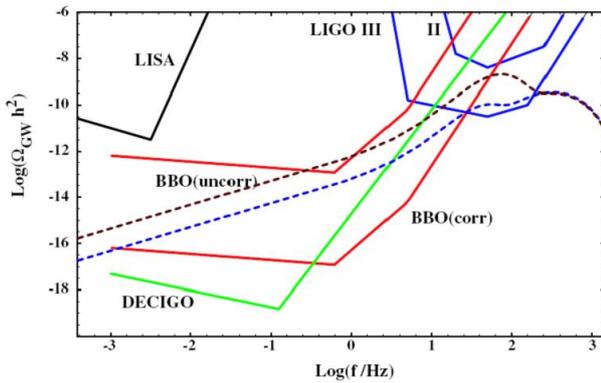


FIG. 2.10: **Généralisation cosmologique du modèle classique d'évolution chimique : le fond cosmique d'ondes gravitationnelles.** Flux attendu pour les modèles 1 et 2b, comparé à la sensibilité d'expériences présentes ou futures (figure tirée de Sandick et al. (2006)).

pouvoir être détecté avant la réalisation de projets très ambitieux comme BBO ou DECIGO. Il est un peu plus faible que l'estimation - basée sur un modèle moins réaliste - effectuée par Buonanno et al. (2005). Cette étude donne donc au total des résultats intéressants mais moins prometteurs que pour le fond de neutrinos (Sandick et al. 2006).

### Les fonds lumineux

Nous venons de voir avec ces deux exemples qu'à partir de notre modèle d'évolution cosmique des baryons, il suffit pour calculer un « fond » de connaître la production d'une étoile de masse et métallicité donnée, puis d'intégrer sur toute l'évolution. Il est donc tentant d'effectuer ce calcul pour le fond lumineux dans différentes bandes spectrales, les observations étant beaucoup plus nombreuses que pour les neutrinos ou les ondes gravitationnelles. Une difficulté supplémentaire surgit cependant : il faut tenir compte de l'absorption le long de la ligne de visée, ainsi éventuellement que de sources indirectes (émission des poussières dans l'infrarouge). Ceci explique que ce programme ait avancé moins rapidement. Nous concentrons actuellement nos efforts sur le fond infrarouge. En effet le satellite Spitzer a apporté récemment une meilleure estimation du fond à 24, 70 et 160 microns (Dole et al. 2006). Les observations de sources distantes par HESS dans le domaine du TeV permettent également de mieux contraindre ce fond (HESS Collaboration: F. Aharonian 2007), puisque les photons d'énergie  $E_1$  s'annihilent préférentiellement avec des photons d'énergie  $E_2$  telle que

$$E_2 \simeq \frac{(m_e c^2)}{E_1}, \quad (2.3)$$

c'est à dire des photons de longueur d'onde

$$\lambda_2 \simeq 5 \mu\text{m} \left( \frac{E_1}{1 \text{ TeV}} \right). \quad (2.4)$$

Les sources distantes montrent donc une coupure dans le spectre au TeV d'autant plus importante que le fond de rayonnement infrarouge est intense.

## 2.3 Conclusion

Ce chapitre présente un modèle d'évolution cosmique des baryons des premières étoiles à aujourd'hui, fondé sur une extension du modèle classique d'évolution chimique développé pour notre Galaxie. Il est remarquable de noter que ce modèle très simple est capable de rendre compte d'un grand nombre d'observations très variées et que ses paramètres, peu nombreux, sont très bien contraints. Il est donc possible de développer une description physique cohérente du cycle de la matière baryonique. De nombreux résultats ont déjà été obtenus : en particulier sur le domaine de masse des premières étoiles, mais aussi sur les fonds cosmiques de neutrinos et d'ondes gravitationnelles. Nous développerons dans le chapitre de « conclusions et perspectives » page 119 les travaux en cours ou à venir dans cette thématique très riche, ainsi que les extensions envisagées pour dépasser certaines limitations du modèle, liées principalement au traitement « homogène » de chaque réservoir de baryons.

## Chapitre 3

# Evolution cosmique du taux de sursaut gamma

Articles publiés en rapport avec le chapitre :  
Daigne, Rossi, & Mochkovitch (2006b).

---

### 3.1 Les sursauts gamma comme traceurs de l'Univers lointain

Comme mentionné dans le chapitre d'introduction de cette partie, les sursauts gamma sont considérés comme étant potentiellement d'excellents traceurs de l'Univers lointain. En effet (i) les sursauts longs sont associés aux étoiles massives donc il y a sans doute des sursauts gamma dans l'Univers dès la formation de la première génération d'étoiles<sup>1</sup> ; (ii) les sursauts gamma sont intrinsèquement extrêmement brillants ( $E_{\gamma, \text{iso}} \simeq 10^{51} - 10^{54}$  erg) dans le domaine gamma (keV-MeV), où par ailleurs l'absorption le long de la ligne de visée est négligeable. Si des sursauts à  $z \gtrsim 7$  existent, les plus brillants d'entre eux sont sans aucun doute détectables avec les instruments actuels (Lamb & Reichart 2000) ; (iii) pour une grande fraction des sursauts (plus de la moitié), la rémanence est également très brillante (au moins dans l'heure qui suit le sursaut), et ce dans un domaine spectral (visible) où la sensibilité des instruments est bien meilleure. C'est ce domaine qui peut faire des sursauts gamma de véritables traceurs, puisque une étude spectroscopique fine est en théorie possible, à condition de pointer l'instrument adéquat vers la source en un délai très court.

<sup>1</sup>Ceci doit être pondéré en raison des incertitudes qui demeurent sur les conditions précises qui sont nécessaires pour qu'une étoile massive produise un sursaut gamma (voir les chapitres 1 & 2 de la première partie de ce mémoire). Dans le chapitre précédent, nous avons donné des arguments en faveur de la présence très tôt dans le passé d'étoiles massives entre 40 et 100  $M_{\odot}$ , ce qui est a priori le domaine des collapsars. Les étoiles plus massives qui finissent en une supernova à instabilité de paires sont de bien moins bons candidats pour les sursauts gamma puisqu'elles sont entièrement détruites sans laisser d'objet compact. Les étoiles encore plus massives produisent un trou noir mais en l'absence de rotation, ce trou noir est isolé (pas de disque d'accrétion), ce qui n'est pas non plus favorable à la production d'un sursaut.

Le défi semble donc actuellement plutôt technologique. Il faut pouvoir transmettre la position d'un sursaut gamma en temps quasi-réel au sol. Le satellite Swift a montré que c'était possible de manière courante, avec une précision de la minute d'arc. Cette position doit être affinée à la seconde d'arc, grâce à la détection de la rémanence par un petit télescope robotique réagissant immédiatement à l'alerte. Ceci fonctionne désormais (ROTSE, TAROT) et le nombre de télescopes disponibles devrait augmenter dans l'avenir. Enfin, un grand télescope équipé d'un spectromètre doit réagir dans les minutes qui suivent la détection de la rémanence pour observer celle-ci et mesurer son spectre avec précision. Notons que les télescopes au sol doivent forcément observer dans le rouge ou l'infrarouge pour détecter les rémanences les plus lointaines (cf. figure 3.1). En ce qui concerne les grands télescopes, le VLT avec le futur instrument XSHOOTER et la mise en place d'un mode de réponse automatique en 15 minutes va répondre aux besoins qui viennent d'être exprimés. A l'exception du télescope REM, il n'y a par contre encore aucun télescope robotique capable d'aller dans l'infrarouge, ce qui serait pourtant nécessaire pour tirer le meilleur parti du nouvel instrument XSHOOTER.

Le sursaut GRB 060904, avec  $z = 6.37$ , est très illustratif des succès de cette approche et des limitations qui restent à combler : détecté et localisé par Swift (Cusumano et al. 2007), ses échelles de temps sont très dilatées (facteur  $1 + z \simeq 7.4$ ) et il apparaît donc peu contrasté. C'est grâce au « mode image » (mode non présent sur les satellites qui ont précédé Swift), qui teste une augmentation de la fluence reçue sur une longue durée (64 s dans le cas de GRB 060904), que la détection a été possible. Le déclenchement en « mode flux » (détection d'une augmentation brutale du flux reçu sur une petite échelle de temps,  $\lesssim 1$  s) n'est pas adapté à des sursauts aussi distants. La rémanence de GRB 060904 a été découverte par le télescope robotique français TAROT (Boër et al. 2006) 86 secondes seulement après le déclenchement du détecteur gamma de Swift. Au moment de la découverte, cette rémanence a la magnitude  $I \sim 16$  là où un quasar au même redshift aurait plutôt

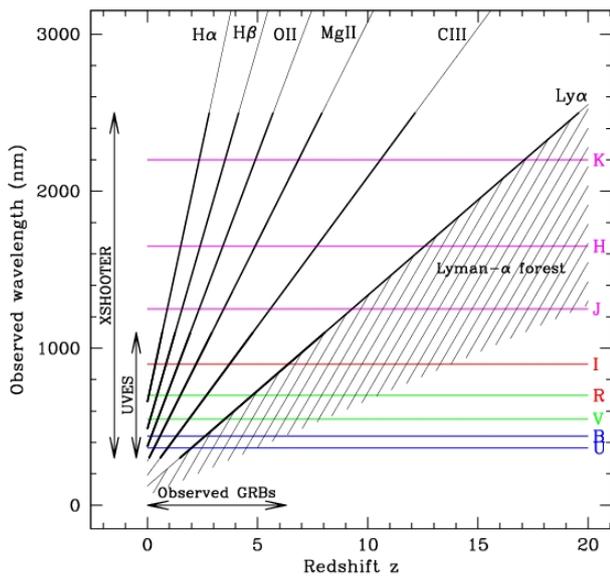


FIG. 3.1: **Identification du décalage cosmologique vers le rouge d'un sursaut distant.** La longueur d'onde observée de quelques raies brillantes est représentée en fonction du décalage cosmologique vers le rouge  $z$ . L'absorption Lyman- $\alpha$  supprime entièrement l'émission visible à partir de  $z \simeq 6$  ce qui oblige à observer dans le rouge ou l'infrarouge pour détecter la rémanence d'un sursaut gamma encore plus distant. La couverture spectrale de UVES et XSHOOTER (bientôt installé sur l'un des quatre VLTs) est donnée à titre indicatif.

$I \sim 23$ . Cette détection se fait cependant à l'extrême limite de la bande spectrale de TAROT qui ne va pas dans l'infrarouge. L'observation de la rémanence par un grand télescope (SUBARU Kawai et al. 2006) ne s'est faite malheureusement que 3.4 jours plus tard. Le spectre obtenu n'est donc pas à très haute résolution. La signature de la coupure Lyman- $\alpha$  est cependant très nette (voir figure 3.2).

Dans ce contexte, il est crucial d'évaluer (i) ce qu'est la distribution intrinsèque en distance des sursauts gamma, (ii) ce que devient cette distribution pour les sursauts détectés par les instruments actuels, et en particulier combien d'alertes sont attendues pour les plus grands décalages vers le rouge. Avec cette information, il devient non seulement possible de quantifier l'impact que les sursauts peuvent avoir dans l'avenir dans les domaines listés page 98 mais aussi de comprendre comment améliorer les techniques de détection pour maximiser le nombre de sursauts détectés à grand  $z$ . Une question supplémentaire surgit pour l'une des applications attendues : le taux de sursauts gamma est-il relié de manière simple à celui des effondrements des étoiles massives ? Cela semble en effet une condition indispensable pour pouvoir mesurer ce taux à grand  $z$  avec les sursauts. Nous présentons dans ce chapitre un outil de modélisation

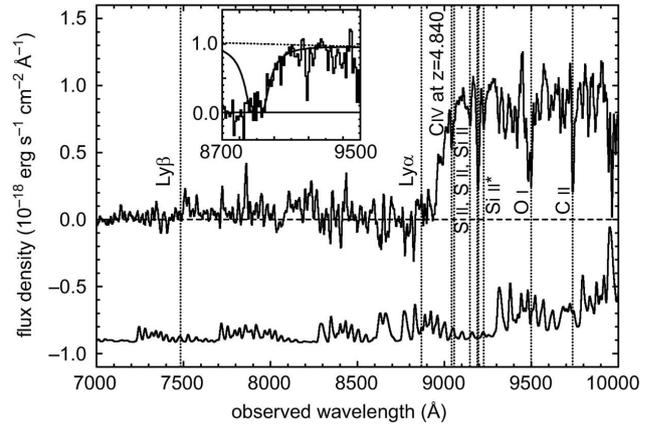


FIG. 3.2: **Le spectre de la rémanence de GRB 060904 à  $z = 6.37$ .** Ce spectre a été obtenu par le télescope SUBARU 3.4 jours après le sursaut (Kawai et al. 2006).

de la population globale des sursauts gamma que nous utilisons pour tenter de répondre à ces questions.

## 3.2 Modéliser la population globale des sursauts gamma

### 3.2.1 Principe de la méthode utilisée

Les rémanences de sursauts courts ayant été détectées sont encore très peu nombreuses. La population globale de ces sursauts est donc encore mal contrainte. Pour cette raison, nous limitons notre étude aux sursauts longs. La population globale peut être modélisée par quelques distributions de probabilité :

- La probabilité  $p(z)$  qu'un sursaut ait lieu au décalage cosmologique vers le rouge  $z$  (distribution intrinsèque en distance) ;
- La probabilité  $p(L)$  d'avoir une luminosité au pic  $L$  (luminosité équivalente isotrope<sup>2</sup>) ;
- Les probabilités  $p(E_p)$ ,  $p(\alpha)$  et  $p(\beta)$  d'avoir un spectre caractérisé par une énergie de pic  $E_p$ , une pente à basse énergie  $\alpha$  et une pente à haute énergie  $\beta$  (voir la première partie de ce mémoire).

En toute rigueur, ceci ne définit la distribution globale des sursauts que du point de vue de leur émission au pic d'intensité. Nous discuterons plus loin comment faire une description plus précise (durée, complexité du profil, ...).

L'approche traditionnelle consiste à (i) faire une hypothèse sur la forme de la distribution  $p(z)$  ; (ii) faire une

<sup>2</sup>La fonction  $p(L)$  est précisément la distribution en luminosité des sursauts gamma qui pointent dans notre direction. Si l'angle d'ouverture de l'éjecta relativiste est indépendant de  $L$ , la distribution intrinsèque de la luminosité est identique. Par contre, dans les modèles où la luminosité et l'angle d'ouverture sont corrélés, ces deux distributions peuvent être assez différentes.

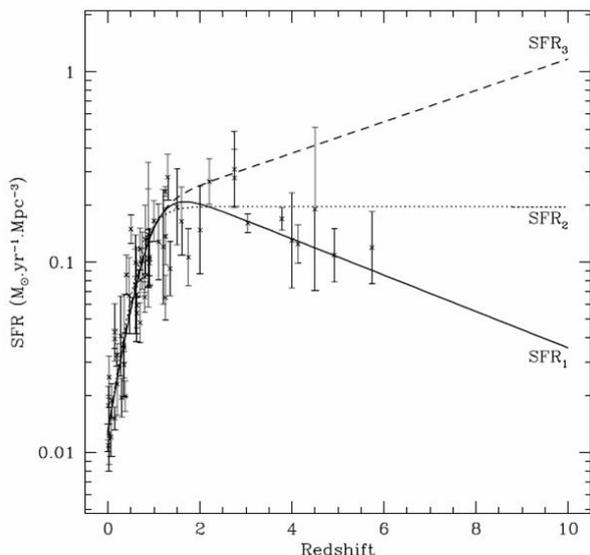


FIG. 3.3: **Trois scénarios pour le taux de formation d'étoiles à grand  $z$ .** Les points observationnels sont tirés de Hopkins (2004). Les trois modèles reproduisent ces données jusque vers  $z \simeq 3$  mais les extrapolent de manière différente à grand  $z$  (figure tirée de Daigne et al. (2006b)).

hypothèse sur la fonction de luminosité  $p(L)$ ; (iii) simplifier les hypothèses spectrales en adoptant pour  $E_p$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  les valeurs moyennes observées dans le catalogue BATSE (Preece et al. 2000). Le modèle a alors un petit nombre de paramètres, que l'on contraint en ajustant ses prédictions à la distribution observée des flux des sursauts BATSE (diagramme  $\log N - \log P$ ). Porciani & Madau (2001) ont en particulier suivi cette approche avec l'hypothèse que le taux de sursauts gamma est proportionnel au taux de formation d'étoiles (SFR). C'est cette approche que nous avons reprise, en utilisant la méthode de Monte Carlo pour l'implémentation, de manière à pouvoir apporter deux améliorations notables : (i) la possibilité de prendre en compte des distributions réalistes, incluant une dispersion statistique (pour les paramètres spectraux en particulier); (ii) la prise en compte d'observations supplémentaires pour mieux contraindre les paramètres du modèle. Par essence, cette méthode est très évolutive et permet d'inclure de nouvelles contraintes au fur et à mesure des progrès des observations. Notre méthode permet en outre un traitement « réaliste » des critères de détection par les différents instruments existants ou à venir.

Nous avons paramétré les distributions intrinsèques de la manière suivante :

- comme dans Porciani & Madau (2001), la distribution en  $z$  est calculée en faisant l'hypothèse que le taux de sursauts gamma est proportionnel au taux de formation d'étoiles (SFR). Cette hypothèse populaire est suggérée par les nombreuses indications observationnelles en faveur de

SFR	$\log L_{\min}$	$\log L_{\max}$	$\delta$	$\log k$
<b>Amati-like relation <math>E_p \propto L^{0.43}</math></b>				
<b>1</b>	$49.9 \pm 0.5$	$53.7 \pm 0.4$	$1.70 \pm 0.08$	$-5.4 \pm 0.3$
<b>2</b>	$50.0 \pm 0.5$	$53.7 \pm 0.5$	$1.68 \pm 0.10$	$-5.5 \pm 0.3$
<b>3</b>	$50.3 \pm 0.7$	$53.5 \pm 0.4$	$1.54 \pm 0.18$	$-6.0 \pm 0.2$
<b>log-normal distribution peak energy distribution</b>				
<b>1</b>	$50.2 \pm 0.9$	$53.6 \pm 0.8$	$1.62 \pm 0.18$	$-5.6 \pm 0.3$
<b>2</b>	$50.2 \pm 1.1$	$53.6 \pm 0.9$	$1.62 \pm 0.27$	$-5.7 \pm 0.3$
<b>3</b>	$50.5 \pm 1.3$	$53.7 \pm 0.9$	$1.52 \pm 0.48$	$-6.2 \pm 0.2$
SFR	$\log E_{p,0}$			
<b>log-normal distribution peak energy distribution</b>				
<b>1</b>	$2.74 \pm 0.08$			
<b>2</b>	$2.73 \pm 0.08$			
<b>3</b>	$2.79 \pm 0.08$			

TAB. 3.1: **Modélisation de la population globale des sursauts gamma : meilleurs modèles.**

l'association des sursauts gamma longs avec l'effondrement d'étoiles massives (voir la première partie de ce mémoire). Pour le SFR, nous adoptons trois modèles possibles, qui tous reproduisent les données à bas redshift (tirées de Hopkins (2004)) mais extrapolent différemment ces données à grand  $z$  (voir figure 3.3) : SFR<sub>1</sub> fait l'hypothèse que le taux de formation d'étoiles décroît au-delà de  $z \simeq 3$ , SFR<sub>2</sub> qu'il reste constant et SFR<sub>3</sub> qu'il continue à augmenter. Une fois le scénario choisi, le seul paramètre est la constante de proportionnalité

$$k = \mathcal{R}_{\text{GRB}} / \mathcal{R}_{\text{collapse}} \quad (3.1)$$

entre le taux de sursaut gamma et le taux d'effondrement d'étoiles massives. Le taux de collapse  $\mathcal{R}_{\text{collapse}}$  est directement proportionnel au taux de formation d'étoiles si on suppose une fonction de masse initiale qui n'évolue pas.

- la distribution de la luminosité  $L$  est prise comme une loi de puissance de pente  $\delta$  entre  $L_{\min}$  et  $L_{\max}$ .

- Deux scénarios ont été étudiés pour la distribution de l'énergie de pic : (i) soit cette distribution est indépendante de la distribution en luminosité. Nous adoptons alors une distribution normale pour  $\log E_p$ , de moyenne  $\log E_{p,0}$  et de dispersion  $\sigma$ ; (ii) soit cette distribution est corrélée à la distribution de luminosité, comme semble l'indiquer certaines observations (voir Amati et al. (2002); Ghirlanda et al. (2004); Yonetoku et al. (2004); Ghirlanda et al. (2005); Amati (2006); Ghirlanda et al. (2007) mais aussi Nakar & Piran (2005); Band & Preece (2005); Butler et al. (2007) pour une critique de ces résultats). Dans ce scénario, aucun paramètre n'est nécessaire pour la distribution de  $E_p$ . L'énergie de pic est calculée par

$$E_p = 380 \text{ keV} \left( \frac{L}{1.6 \times 10^{52} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{0.43} \quad (3.2)$$

avec une dispersion de 0.2 dex autour de cette relation.

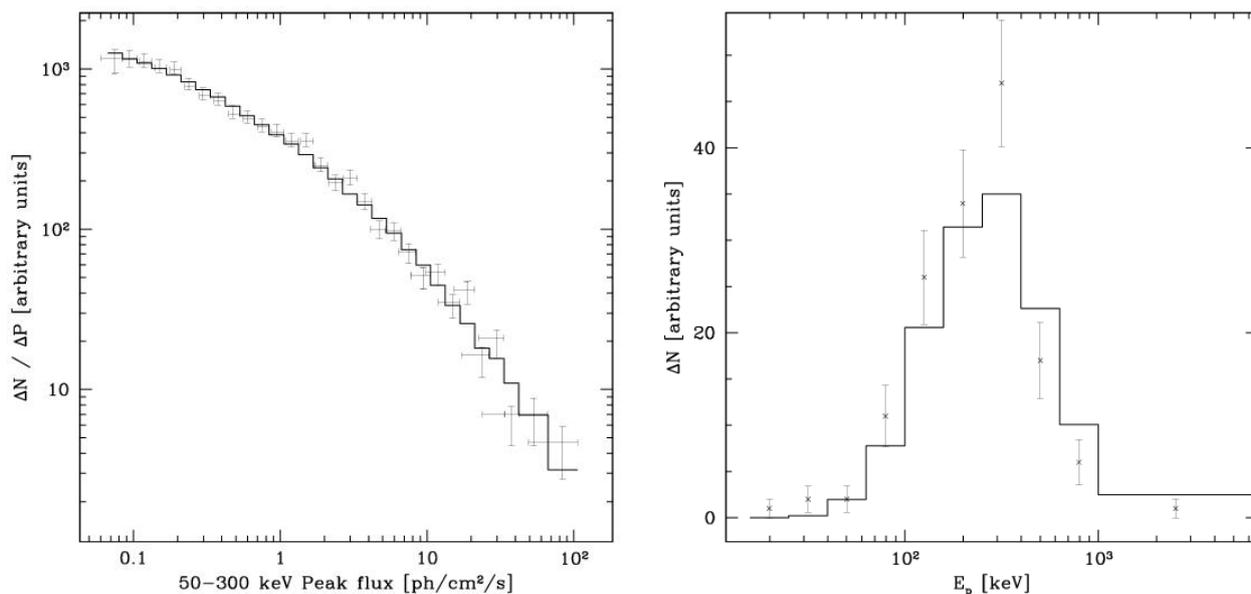


FIG. 3.4: **Exemple de modélisation de la population globale des sursauts gamma longs.** Est représenté ici notre meilleur modèle dans le cas où la formation d'étoiles suit SFR<sub>3</sub> (cf. figure 3.3) et où l'énergie de pic  $E_p$  est corrélée à la luminosité selon l'équation 3.2. Les paramètres sont donnés dans la table 3.1. *Gauche* : diagramme  $\log N - \log P$ . Comparaison entre le résultat du modèle et les données de Stern et al. (2002). *Droite* : distribution des énergies de pic des sursauts brillants de BATSE. Comparaison entre les résultats du modèle et les données de Preece et al. (2000) (figure tirée de Daigne et al. (2006b)).

– Pour les distributions des pentes  $\alpha$  et  $\beta$ , nous adoptons les distributions observées par BATSE (Preece et al. 2000).

Notre modèle de la population globale des sursauts gamma comprend donc 4 ou 5 paramètres : la normalisation  $k$  du taux, les limites  $L_{\min}$ ,  $L_{\max}$  et la pente  $\delta$  de la fonction de luminosité, et dans le cas d'une distribution de  $E_p$  indépendante de la luminosité, la valeur moyenne  $E_{p,0}$  (une dispersion de 0.3 dex est supposée a priori).

A cette paramétrisation de la population globale des sursauts gamma longs, nous ajoutons une description « réaliste » des instruments de détection : BATSE est modélisé comme un instrument de bande spectrale 50-300 keV. Nous adoptons la sensibilité décrite dans Kommers et al. (2000); Stern et al. (2000, 2002). Nous définissons aussi les « sursauts brillants » de BATSE comme ceux ayant un flux

$$P_{50-300 \text{ keV}} \geq 5 \text{ ph/cm}^2/\text{s},$$

ce qui correspond à environ 5-10 % des sursauts considérés par le modèle comme détectés par BATSE, en accord avec les observations (Preece et al. 2000). HETE2 est modélisé comme deux instruments, FREGATE entre 30 et 400 keV et WXM entre 2 et 20 keV, avec un seuil en flux communiqué par Jean-Luc Atteia (OMP). Un sursaut est considéré comme détecté par HETE2 si le flux dans l'un des deux instruments au moins est au-dessus du seuil. Finalement Swift

est modélisé comme un instrument entre 15 et 150 keV (correspondant à BAT) avec un seuil donné par Band & Preece (2005). Nous définissons les « sursauts brillants » de Swift comme ayant un flux

$$P_{15-150 \text{ keV}} \geq 1 \text{ ph/cm}^2/\text{s}.$$

Pour un jeu de paramètre donné, nous générons aléatoirement un grand nombre de sursauts (typiquement quelques centaines de milliers) selon les distributions de probabilité explicitée ci-dessus, nous conservons ceux qui sont « détectés » par BATSE, HETE2 ou Swift d'après les critères que nous venons de donner, et nous en déduisons alors la distribution prédite pour un grand nombre de quantités observées (luminosité, paramètres spectraux, flux, ...).

Ceci nous permet alors de contraindre les paramètres du modèle à partir de plusieurs données observationnelles : (i) la contrainte classique du diagramme  $\log N - \log P$  (observations prises dans Kommers et al. (2000); Stern et al. (2000, 2002)); (ii) la contrainte spectrale donnée par la distribution de  $E_p$  des sursauts brillants de BATSE, obtenue dans Preece et al. (2000); (iii) une seconde contrainte spectrale donnée par la proportion de XRF+XRR dans le catalogue HETE2, donnée par Sakamoto et al. (2005). Lorsque le catalogue HETE2 final sera paru, cette dernière contrainte pourra être remplacée par la distribution de  $E_p$  observée.

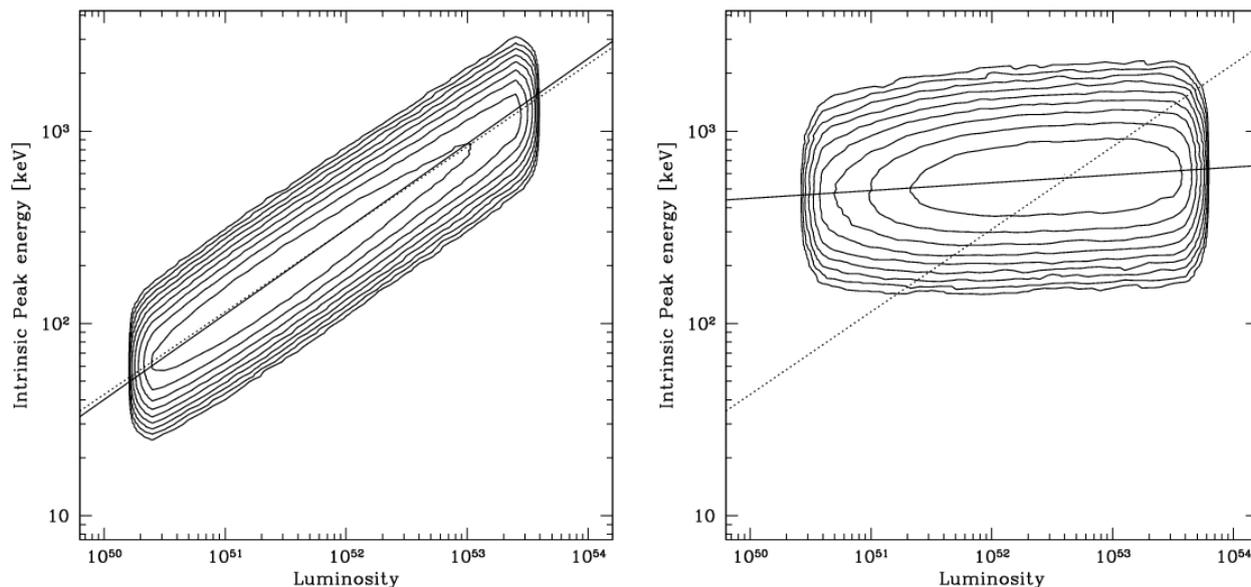


FIG. 3.5: **Corrélation entre la luminosité et l'énergie de pic.** Est représenté ici notre meilleur modèle dans le cas où la formation d'étoiles suit SFR<sub>3</sub> (cf. figure 3.3) et où l'énergie de pic  $E_p$  est corrélée à la luminosité selon l'équation 3.2 (à gauche) ou a une distribution log-normale indépendante de la luminosité (à droite). Les paramètres sont donnés dans la table 3.1 (figure tirée de Daigne et al. (2006b)).

De manière intéressante, nous constatons dans cette approche de type Monte Carlo que le  $\chi^2$  total (incluant toutes les contraintes) présente toujours un minimum clair et que les régions de  $\chi^2$  minimal pour chacune des contraintes ne se superposent pas : l'utilisation des contraintes supplémentaires par rapport au seul diagramme  $\log N - \log P$  est donc tout à fait justifiée et permet une meilleure détermination des paramètres.

### 3.2.2 Résultats

Nous avons testé six cas possibles, correspondant aux deux scénarios spectraux (corrélation intrinsèque avec la luminosité ou distribution log-normale) et aux trois scénarios de formation d'étoiles. Dans chaque cas, un bon accord avec les trois contraintes observationnelles peut être trouvé. Les paramètres des meilleurs modèles sont repris dans la table 3.1 et l'exemple du cas SFR<sub>3</sub> avec une corrélation intrinsèque entre le spectre et la luminosité est représenté figure 3.4. L'ajustement est de la même qualité dans les six cas. Ceux-ci se différencient cependant.

#### Fonction de luminosité

La pente de la distribution des luminosités est le paramètre le mieux contraint dans cette étude. Nous trouvons  $\delta \simeq 1.5 - 1.7$  dans tous les cas. Les limites sont moins bien déterminées, avec  $L_{\min} \simeq 2 \times 10^{49} - 2 \times 10^{50} \text{ erg s}^{-1}$

et  $L_{\max} \simeq (2 - 4) \times 10^{53} \text{ erg s}^{-1}$ . Un travail récent (Zitouni et al. 2007, en préparation) – effectué dans le cadre du sé-jour doctoral de 18 mois de H. Zitouni à l'IAP – montre que d'autres formes de la fonction de luminosité sont compatibles avec les données, sans pouvoir actuellement déterminer si l'une est préférée par les observations. Nous trouvons en particulier que la fonction de luminosité prédite par le modèle des chocs internes comprend à basse luminosité une composante supplémentaire de pente  $-1/2$  et qu'une telle fonction est compatible avec les données.

#### Distribution des paramètres spectraux

Nous trouvons que dans le cas d'une distribution log-normale de  $E_p$ , aucune corrélation apparente  $L-E_p$  n'est obtenue par simple effet de sélection (figure 3.5). Si donc la corrélation observée est confirmée, elle implique obligatoirement une corrélation intrinsèque, dont l'origine physique doit être identifiée (voir page 46 dans la première partie). Dans le cas d'une corrélation intrinsèque, une conséquence importante est alors que la distribution intrinsèque des énergies de pic est centrée sur des valeurs beaucoup plus faibles que la valeur moyenne observée par BATSE (figure 3.6). La majorité des sursauts gamma dans l'Univers seraient alors des sursauts assez mous et peu lumineux, actuellement non détectés. Dans le cas où aucune corrélation n'existe entre les propriétés spectrales et la luminosité, la distribution observée des énergies de pic est représentative de la distribution intrinsèque.

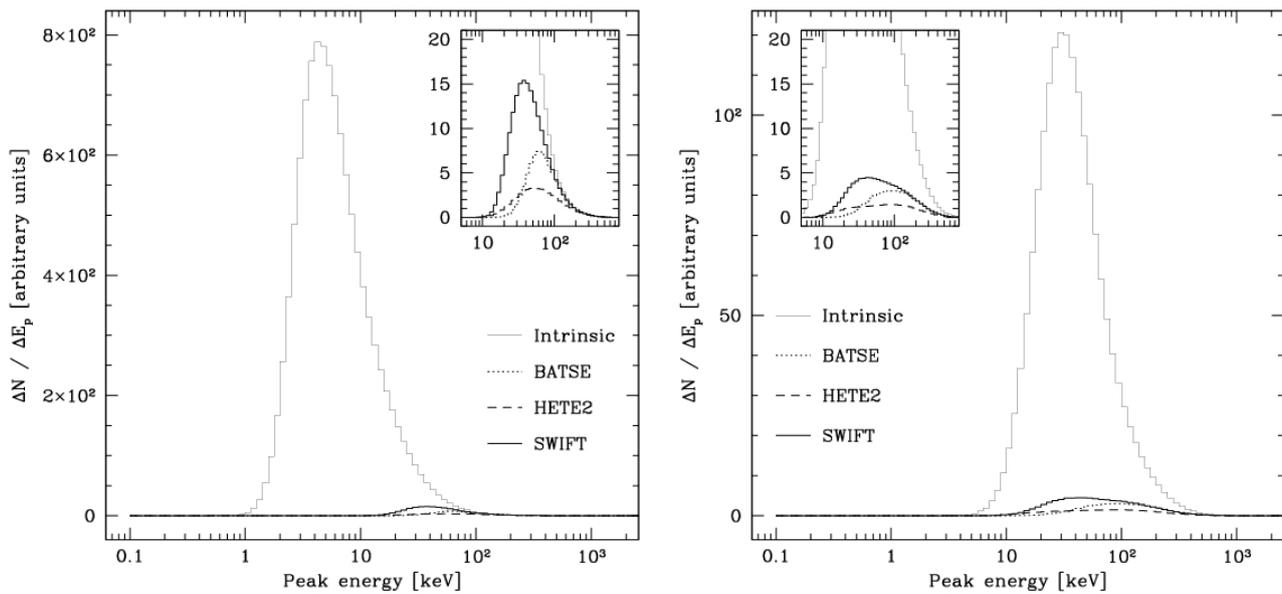


FIG. 3.6: **La distribution des énergies de pic.** Est représenté ici notre meilleur modèle dans le cas où la formation d'étoiles suit  $SFR_3$  (cf. figure 3.3) et où l'énergie de pic  $E_p$  est corrélée à la luminosité selon l'équation 3.2 (à gauche) ou a une distribution log-normale indépendante de la luminosité (à droite). Les paramètres sont donnés dans la table 3.1 (figure tirée de Daigne et al. (2006b)).

### La distribution en distance

Le choix du scénario pour le taux de formation d'étoiles a bien sûr des conséquences sur la distribution en  $z$  des sursauts gamma. La figure 3.7 montre la distribution obtenue dans les six cas étudiés, pour deux échantillons de sursauts synthétiques : tous les sursauts « détectés » par Swift et ceux détectés par Swift et considérés comme brillants. La distribution observée des redshifts des sursauts Swift (Jakobsen et al. 2006) est également représentée. La comparaison n'est pas évidente étant donné que les critères de sélection pour prédire si un sursaut détecté par Swift aura son redshift mesuré sont actuellement impossibles à expliciter. Nous considérons cependant que cette probabilité est très élevée pour les sursauts les plus brillants. La distribution observée devrait donc a priori venir se placer entre les deux courbes théoriques. Selon ce critère, nous constatons que les scénarios  $SFR_1$  et  $SFR_3$  ne produisent pas assez de sursauts à grand  $z$  et que seul le scénario  $SFR_3$  est compatible avec les données de Swift. Ce résultat est très important. En effet, dans l'état actuel de nos connaissances le scénario  $SFR_3$  de formation stellaire est très irréaliste. Une telle quantité d'étoiles à  $z \gtrsim 5 - 6$  conduirait à une métallicité actuelle bien supérieure à ce qu'elle est. Pour la première fois, grâce aux données de Swift, nous avons une indication très forte pour dire que le taux de sursauts gamma n'est pas simplement proportionnel au taux de formation d'étoiles. Les étoiles vers  $z \simeq 6 - 7$  produisent, en proportion, plus de sursauts qu'aujourd'hui. Cet effet pour-

rait être atténué si la fonction de luminosité des sursauts évolue avec  $z$ . Cependant l'effet devrait être très fort pour réconcilier les scénarios  $SFR_1$  ou  $SFR_2$  avec les données, la luminosité typique évoluant comme  $(1+z)^4$ , ce qui paraît peu réaliste (ne serait-ce que pour des raisons de budget énergétique). L'effet est donc bien réel. Sa compréhension fine permettra dans l'avenir de mieux contraindre la sous-population des étoiles massives qui produisent des sursauts gamma. Notons que dès à présent, plusieurs études observationnelles, basées sur les propriétés des galaxies hôtes des sursauts gamma, semble montrer l'existence d'un biais en métallicité, les galaxies trop métalliques ne produisant pas de sursauts gamma (voir par exemple Le Floch et al. 2006)

### 3.3 Conclusion

Les sursauts gamma longs sont associés aux étoiles très massives, ceci semble maintenant un fait observationnel bien établi. Leur taux est donc relié au taux de formation d'étoiles. Notre étude montre cependant que *le taux de sursauts gamma n'est pas directement proportionnel au taux de formation d'étoiles. Ceci a été confirmé depuis par d'autres équipes (Le & Dermer 2007; Guetta & Piran 2007). L'efficacité de la production de sursauts gamma par les étoiles est donc plus élevée dans le passé et nous disposons ainsi d'un nouvel outil pour mieux comprendre les conditions nécessaires pour qu'une étoile massive produise un sursaut gamma.* Ceci rend assez irréaliste la pos-

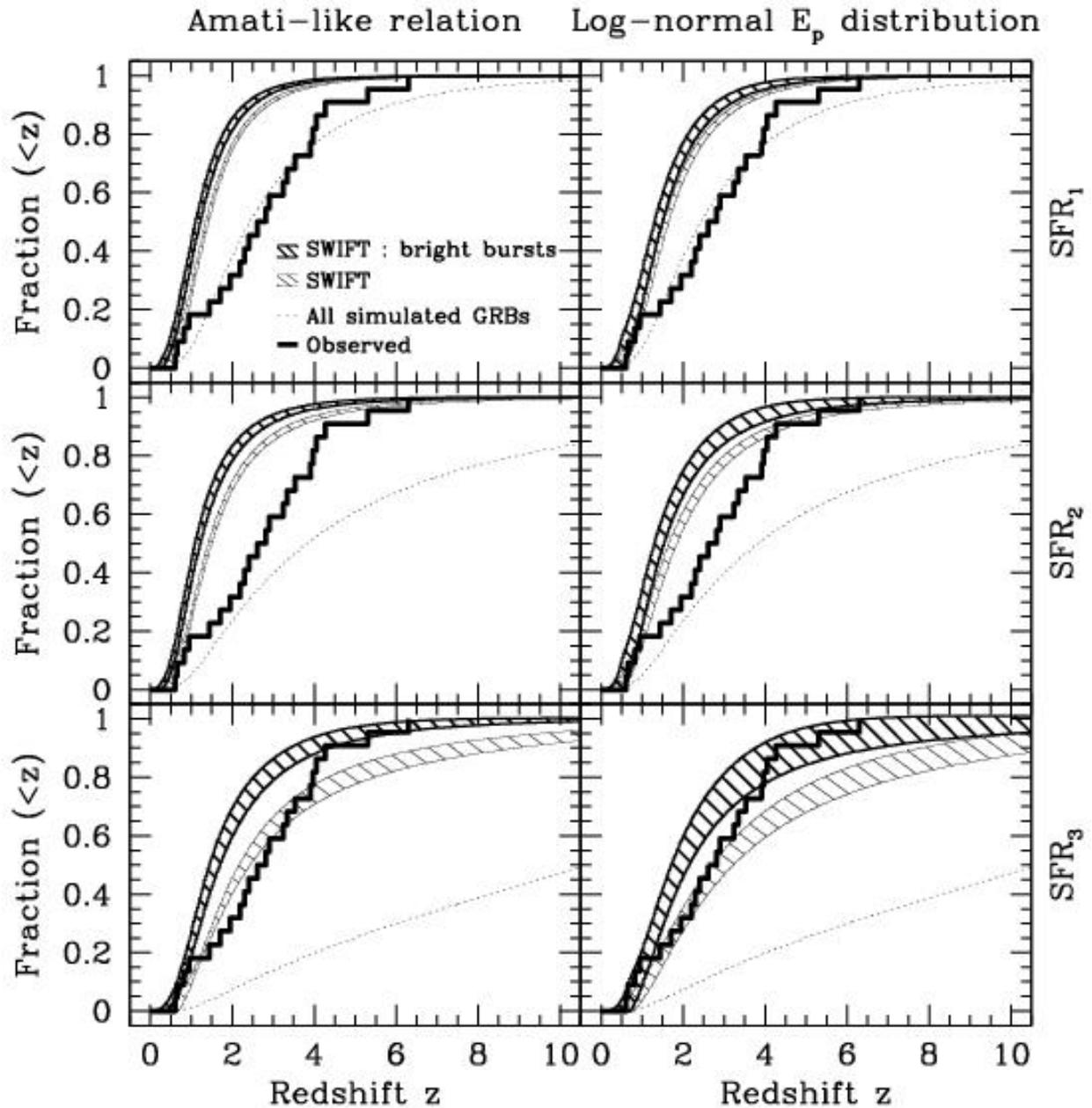


FIG. 3.7: **La distribution en redshift des sursauts gamma.** Les six cas étudiés sont représentés (paramètres donnés dans la table 3.1) : seul le scénario de formation stellaire  $SFR_3$  est compatible avec les données de Swift (figure tirée de Daigne et al. (2006b)).

sibilité dans un avenir proche de mesurer le taux de formation d'étoiles à partir des sursauts gamma. La prochaine étape de ce travail sera d'utiliser le modèle d'évolution cosmique présenté dans le chapitre précédent pour contraindre des scénarios où cette efficacité dépend de la métallicité des étoiles. Une autre étude en cours, en collaboration avec Elena Rossi et Benedetta Ciardi, consiste à regarder si cet effet d'évolution peut être expliqué par une modification de la fonction initiale de masse des étoiles. Récemment, nous avons également utilisé notre modèle pour l'étude du

nombre de rémanences « orphelines » attendues dans des relevés grand champ (Rossi et al. 2007). Ces rémanences « orphelines » n'ont pas encore été découvertes mais correspondraient à des rémanences observées directement, sans détection du sursaut gamma associé (par exemple parce que le sursaut est vu trop sur le côté). Ce travail de modélisation de la population globale des sursauts gamma ne fait donc que commencer et de nombreux développements sont à venir. Il semble en tout cas que notre premier résultat montre de manière assez robuste que la fraction des sursauts au-

delà de  $z \simeq 6 - 7$  est importante et à peine explorée par les missions actuelles. Il y a donc un potentiel de découverte à exploiter. C'est dans cet esprit que nous utilisons actuellement le modèle présenté dans ce chapitre pour obtenir des prédictions de taux de détection par SVOM (futur satellite franco-chinois qui sera présenté dans la conclusion générale de ce mémoire), et essayer d'optimiser ses critères de détection. Ceci nécessite des adaptations. Nous voulons en effet explorer le potentiel d'un mode « image » (détection basée sur la fluence plutôt que le flux au pic). Nous devons donc améliorer la description de la population des sursauts gamma par quelques quantités supplémentaires : la durée et un indicateur de variabilité. Nous comptons utiliser un indicateur simple

$$V = \frac{E}{L\tau}, \quad (3.3)$$

où  $E$  est l'énergie totale rayonnée,  $L$  la luminosité au pic et  $\tau$  la durée de l'émission. Pour aller au-delà de la détection mais être aussi capable de savoir combien de temps après le début du sursaut a lieu le déclenchement de l'instrument (ce qu'il est intéressant de connaître pour le suivi au sol), il faudrait pouvoir générer des profils complets, ce qui demandera des développements plus ambitieux.

## **Conclusion et perspectives**



# L'interprétation physique des sursauts gamma

## La nature de la source centrale

L'étude du moteur central est encore à un stade très simplifié. Les seules simulations disponibles concernent l'événement initial (collapsar ou coalescence d'étoiles à neutrons) et montrent effectivement la formation d'un disque épais autour d'un trou noir. Les premières simulations de la propagation du jet commencent à apparaître. Dans le cas des collapsars, les simulations se concentrent sur la possibilité pour l'ejecta de « percer » l'étoile en effondrement. Le champ magnétique n'est pas inclus dans ces simulations, ni le processus d'accélération (un facteur de Lorentz élevé est « mis à la main » dans l'état initial). Dans le modèle de la coalescence de deux étoiles à neutrons, les simulations commencent à être plus détaillées et prennent en compte l'intégralité du processus d'accélération dans le cas où celui-ci est principalement dû à la luminosité neutrino du disque (voir par exemple Aloy et al. (2005)).

Dans ce contexte, avec mes collègues j'ai apporté plusieurs contributions au scénario qui se dessine : (1) la possibilité pour le disque d'être stable dynamiquement, ce qui rend envisageable une durée de vie de plusieurs secondes, comme demandée pour les sursauts longs par le modèle des chocs internes (voir section 3.2); (2) la possibilité dans la région la plus interne du disque de limiter la pollution baryonique à un niveau très faible, à condition d'avoir des lignes de champ magnétique quasi verticales et à condition aussi que le disque ne soit pas trop chaud; (3) la possibilité qu'existent des géométries de l'écoulement magnétisé qui permettent une conversion non négligeable de l'énergie magnétique en énergie cinétique, ce qui assure une meilleure efficacité pour l'accélération; (4) la possibilité d'avoir de la reconnection à grande distance dans l'ejecta et de contribuer ainsi soit à une accélération supplémentaire tardive, soit à une source de rayonnement précoce. A ce propos, l'étude de l'émission photosphérique (voir section 3.1) apporte des contraintes supplémentaires qui favorisent les scénarios où une grande partie de l'énergie libérée par la source est initialement sous forme magnétique.

Dans l'avenir, ce n'est pas a priori sur la question du moteur central que je pense mettre le plus l'accent. On peut

cependant noter que (1) l'étude des phases d'émission peut apporter des informations sur le moteur central (bilan énergétique, durée d'activité, nécessité ou non de la présence d'un champ magnétique à grande échelle ancré dans la source, distribution des paramètres de l'éjection relativiste ( $\Gamma$ , variabilité,  $\dot{E}_{kin}$ , ...)); (2) que le travail sur la modélisation de la population globale des sursauts gamma peut aussi aider à identifier les étoiles parents, à partir d'une étude précise du taux de sursauts et de son évolution. Un projet qu'il serait intéressant d'initier à l'IAP et qui se situe à la frontière entre plusieurs domaines d'étude du groupe « Cosmologie et Astrophysique des Hautes Energies » consisterait à effectuer l'étude précise de la réponse de l'environnement immédiat de la source à la stimulation que représente le sursaut gamma et la recherche de diagnostics spectroscopiques capables d'apporter des informations sur la nature de cet environnement. Une telle étude pourrait être appliquée aux données futures de l'instrument XSHOOTER au VLT (voir page 123). Dans une version optimiste de ce projet, la mesure de la densité et de la composition chimique du milieu circumstellaire serait possible et donnerait une idée de la masse et de la métallicité initiale de l'étoile parent.

## La dynamique de l'ejecta relativiste et les différentes phases d'émission

L'étude des sursauts gamma a pris un élan en 1997 avec la découverte des rémanences qui – 10 ans plus tard – n'est toujours pas retombé. Le satellite Swift était très attendu en ce qui concerne la mesure des décalages cosmologiques vers le rouge des sursauts et l'utilisation des rémanences comme traceurs de l'Univers lointain. Le premier objectif, mesurer la distribution en distance des sursauts, sera tenu puisque plus de 80 « redshifts » ont déjà été mesurés. En ce qui concerne l'interprétation physique des sursauts gamma, Swift n'est pas bien adapté à l'étude du sursaut proprement dit, en raison d'une couverture spectrale moins bonne que BATSE et HETE2. On savait par contre que la présence à bord des télescopes XRT et UVOT allait enfin rendre possible de manière courante la détection de la transition entre le sursaut et sa rémanence, et l'observation de la rémanence précoce. On pensait que ces nouvelles observations allaient confirmer le scénario élaboré à l'époque de Beppo-SAX et

HETE2 et permettre de résoudre quelques points encore peu clairs (nature de l'environnement de la source par exemple). En pratique, les résultats de Swift se sont révélés beaucoup plus surprenants et ont conduit à poser de nouvelles questions, voire à remettre en cause, au moins partiellement, le modèle « standard ». Les surprises ne sont peut-être pas terminées car Swift va continuer à observer pendant plusieurs années encore. D'autres satellites vont le rejoindre, avec les lancements successifs de AGILE (avril 2007, encore aucun résultat publié) et GLAST (début 2008). Ces deux instruments vont caractériser l'émission gamma de haute énergie (GeV) des sursauts d'une manière beaucoup plus précise que précédemment (moins de 10 sursauts observés par EGRET, plus d'une centaine attendus avec GLAST). A plus long terme, le satellite SVOM permettra de progresser sur le plan de l'émission optique et X simultanée à l'émission gamma (voir page 123).

Dans ce contexte observationnel très riche, nous disposons à l'IAP d'outils de modélisation particulièrement bien adaptés à l'analyse des données présentes et à venir. Avec Robert Mochkovitch, nous avons développé ces dernières années un modèle complet pour simuler la dynamique de l'ejecta relativiste dans les sursauts gamma : chocs internes, choc en retour et choc externe. Nous avons obtenu de nombreux résultats, principalement sur le modèle des chocs internes que nous avons testé de manière approfondie, et plus récemment sur la rémanence, avec le développement du modèle du choc en retour comme alternative au modèle du choc externe.

Les processus de rayonnement dans nos modèles étaient jusqu'à présent traités de manière très simplifiée. Le calcul spectral détaillé que nous sommes maintenant en train de mettre au point avec Guillaume Dubus va donc venir compléter ce modèle dynamique. Cela ouvre de nombreuses perspectives, pour l'étude des sursauts gamma mais aussi celle d'autres sources. En ce qui concerne l'interprétation physique des sursauts, mon programme de recherche pour les mois (années ?) à venir comporte deux axes principaux : (1) la compréhension des processus radiatifs à l'œuvre dans le sursaut proprement dit. Nous mettons pour l'instant l'accent sur l'émission à haute énergie qui va être observée par GLAST. Dans un second temps, je compte également utiliser le calcul spectral détaillé pour étudier l'émission optique simultanée à l'émission gamma. A moyen terme, si cela se justifie par les résultats de Auger et des télescopes neutrinos de type Antarès, le modèle présenté page 47 pourrait être étendu pour inclure l'accélération des protons et l'émission de neutrinos (par interaction des protons avec le rayonnement gamma pour produire des pions, puis des muons et enfin des neutrinos). (2) le développement d'un nouveau paradigme pour la rémanence. Le nouveau scénario, avec un choc en retour dominant (cf. page 60), est très prometteur et semble pouvoir fournir un cadre d'interprétation des données de Swift plus satisfaisant que

le modèle « standard ». Beaucoup de travail reste cependant à faire, comme en témoignent les nombreuses questions posées page 66. Sur le plan de la modélisation, la dynamique est bien comprise mais le calcul de l'émission reste délicat et doit être validé. Nous pouvons là encore bénéficier du modèle spectral détaillé. Il permettra d'ailleurs de calculer l'émission de haute énergie attendue dans ce scénario, sans doute assez différente de celle prédite par le modèle du choc externe. Les futures observations de GLAST pourraient peut-être alors permettre d'apporter de nouveaux arguments en faveur de l'un ou l'autre scénario. Un vaste programme de comparaison du modèle aux données est donc à entamer, puisque toutes les analyses effectuées jusqu'alors avec le modèle du choc externe doivent être reconsidérées dans ce nouveau cadre.

Au-delà de l'étude des sursauts, je vais chercher avec mes collègues du projet ANR « jeunes chercheurs » à appliquer le modèle des chocs internes à d'autres sources astrophysiques comportant un jet relativiste et montrant des phases d'émission à forte variabilité, à savoir les microquasars et les blazars. Beaucoup de données sont là aussi disponibles, dans un intervalle de longueurs d'onde plus vaste que pour les sursauts en raison du caractère persistant des sources. En particulier, l'émission gamma de haute énergie des blazars est dès à présent bien détectée avec le télescope Cerenkov HESS. Cette modélisation nécessite quelques développements supplémentaires du modèle : la possibilité d'inclure une source de photons extérieure au jet (champ de photons ambiant) pour les diffusions Compton inverse sur les électrons accélérés, l'adaptation de notre modèle radiatif au régime « slow cooling » (électrons majoritairement radiativement inefficaces), qui est le plus courant dans ces sources. En appliquant le modèle des chocs internes aux blazars et aux microquasars, nous souhaitons aborder les questions suivantes : (1) le modèle des chocs internes peut-il expliquer l'état actif d'un blazar (tel celui observé pour Mkn 421 en 2004 par HESS) et permet-il de préciser les conditions physiques dans la source au moment de l'éjection relativiste observée. De nombreuses nouvelles observations de cette phase d'activité d'un blazar seront apportées par GLAST et nos outils de modélisation devraient en permettre une analyse détaillée ; (2) les blazars ne sont pas toujours « actifs ». Comme le montrent les observations de PKS 2155-304 par HESS, une variabilité importante est encore présente dans l'état « bas ». Il est intéressant d'étudier si le modèle des chocs internes peut donner une vision cohérente des différentes phases d'activité d'un blazar, en terme d'histoire de l'éjection relativiste (flux de masse et/ou d'énergie cinétique et/ou amplitude de la variabilité du facteur de Lorentz) ; (3) les microquasars rayonnent-ils dans le domaine  $\gamma$  ? L'idée est d'utiliser le modèle des chocs internes – contraint par les observations existantes, en particulier en X – pour prédire le flux attendu et en déduire une stratégie de détection.

# Les sursauts gamma traceurs de l'Univers lointain

## Histoire cosmique des baryons

Je n'ai abordé ce domaine de recherche que depuis 2003. Bien que motivé initialement par l'étude du rôle des sursauts gamma dans un contexte cosmologique, ce projet est maintenant plus ambitieux puisque le modèle développé en collaboration avec E. Vangioni, K. Olive et J. Silk (voir page 101) permet d'étudier de manière globale l'histoire des baryons dans l'Univers, depuis la formation des premières étoiles jusqu'à l'époque actuelle. Les premiers résultats obtenus sont intéressants : nous avons montré que l'étude détaillée de l'évolution chimique des structures et du milieu intergalactique, rendue possible par le développement de la spectroscopie fine de sources distantes, permet de contraindre fortement le domaine de masse des premières étoiles. Ce sont les étoiles de masse « normale » (entre 40 et 100 masses solaires) qui sont favorisées. A partir de notre meilleur scénario de l'histoire cosmique de la formation des étoiles (taux et fonction initiale de masse), nous avons évalué le fond de neutrinos attendu (il est proche de la limite de détection par Super Kamiokande), ainsi que le fond d'ondes gravitationnelles (difficilement détectable). Notre modèle a depuis été utilisé par E. Rollinde, E. Vangioni et K. Olive pour étudier un scénario original pour la production de Lithium 6 par spallation dans le milieu intergalactique à grand  $z$ . Ceci ouvre la voie vers l'étude des rayons cosmiques associés aux premières étoiles.

Dans l'avenir, je vais continuer à travailler sur ce thème dans le cadre de la même collaboration, complétée par la venue d'E. Rollinde. Sur le plan théorique, nous réfléchissons aux possibilités d'amélioration du modèle. Son principal point faible est son caractère homogène, qui représente une simplification excessive de la géométrie réelle. Deux approches sont envisagées pour dépasser cette limitation : la séparation des deux réservoirs principaux de baryons (structures et milieu intergalactique) en plusieurs sous-réservoirs (galaxies elliptiques au centre des amas, galaxies dans les amas, galaxies de champ pour les structures et milieu intra-amas, milieu circum-galactique et milieu intergalactique pour le reste de baryons). Il s'agit d'évaluer si les observations disponibles sont suffisantes pour contraindre les paramètres supplémentaires qui vont inévitablement apparaître. Un tel modèle permettrait de

prendre en compte les temps de transport des métaux depuis les structures jusqu'au milieu intergalactique le moins dense. Une autre approche consiste, en modifiant l'histoire de la formation des structures, à simuler non pas l'Univers dans sa globalité mais une région à une échelle plus petite, telle un amas isolé ou une galaxie comme la Voie Lactée. Le flux de masse représentant la formation des structures ne serait alors plus continu mais comporterait des accidents au moment des fusions. Ces systèmes n'étant pas strictement fermés, la faisabilité reste à étudier. On pourrait en tout cas les contraindre par un jeu cohérent d'observations lié à un amas ou une galaxie réelle bien étudiée.

A l'aide du modèle existant ou de ses développements futurs, nous souhaitons aborder plusieurs questions : (1) nous voudrions étudier les fonds de rayonnement prédits par différents scénarios de formation stellaire pour pouvoir utiliser des contraintes observationnelles nouvelles. Les deux fonds qu'il serait intéressant de calculer seraient le fond infrarouge et le fond gamma, puisque la mesure précise de ces fonds progresse très vite actuellement ; (2) la prédiction de l'évolution du taux des différents types d'explosions stellaires est également à entreprendre. En ce qui concerne les SNIa, l'étude déjà menée pourrait être affinée en prenant en compte des travaux récents qui identifient une voie dans l'évolution stellaire conduisant à des systèmes capables de produire une SNIa en un temps court comparée à la durée de vie des étoiles parents. Ceci sera particulièrement intéressant si nous arrivons à différencier les différents types de galaxies dans le modèle. Le taux de supernovae gravitationnelles (Ib,c et II) est également intéressant car il nous renseigne sur une éventuelle évolution de la fonction de masse initiale. En particulier, nous envisageons une étude de faisabilité de la détection de supernovae associées à des étoiles de population III vers  $z \simeq 2 - 3$  dans les dernières structures formées à partir de gaz primordial. Il s'agit en effet d'une des rares possibilités de détection directe de ces étoiles. Le scénario où celles-ci sont très massives devrait prédire une signature très différente car les supernovae à instabilité de paires (cf. page 103) sont a priori nettement plus lumineuses que les supernovae classiques. La question du taux des sursauts gamma est abordée ci-après ; (3) à partir de notre modèle, nous souhaiterions prédire la distribution

en métallicité des étoiles à l'époque actuelle, puisque plusieurs programmes d'observation – en particulier au VLT – cherchent actuellement à mesurer cette répartition ; (4) un dernier sujet que nous allons étudier est la question des éléments lourds  $r$  et  $s$ , dont l'abondance est mesurée actuellement dans un grand nombre d'étoiles d'âges très différentes dans le cadre d'un grand programme d'observation du VLT. Les mécanismes de nucléosynthèse très particuliers associent ces éléments à des catégories très précises d'étoiles parents. Nous pensons donc qu'ils peuvent fortement contraindre l'histoire de la formation stellaire (taux et fonction initiale de masse).

## Les sursauts gamma dans un contexte cosmologique

La connaissance des sursauts gamma en tant que population est encore très incomplète : la distribution en durée est relativement bien connue, la distribution des redshifts est en train d'être mesurée par Swift, la distribution des énergies de pic du spectre est sans doute déterminée de manière très biaisée par les instruments actuels, la fonction de luminosité est très mal connue. L'échantillon de sursauts avec un  $z$  connu est encore trop petit pour permettre l'étude d'une éventuelle évolution de l'une ou l'autre de ces quantités. Le modèle Monte Carlo présenté page 110 permet de prendre en compte de manière réaliste ces incertitudes observationnelles. Son principal domaine d'application est l'étude du taux de sursauts gamma. Avec E. Rossi et R. Mochkovitch, nous avons été les premiers à montrer un résultat important : le taux de sursaut gamma n'est pas simplement proportionnel au taux de formation d'étoiles, la production de sursauts semble plus efficace dans le passé.

De nombreux travaux sont envisagés dans la lignée de ce premier résultat. Tout d'abord, le même modèle peut être utilisé pour essayer de déterminer la fonction de luminosité des sursauts gamma. C'est l'objet du travail de thèse de H. Zitouni actuellement en séjour doctoral de 18 mois à l'IAP. Ensuite, il est intéressant d'explorer plusieurs scénarios pour expliquer l'effet d'évolution observé dans le taux des sursauts gamma. Le modèle d'évolution cosmique discuté précédemment offre un cadre adapté pour une telle étude. L'étude du taux des sursauts a jusqu'à présent été menée avec une description très simple du taux de formation stellaire (figure 3.3). Il s'agit maintenant d'utiliser un scénario réaliste, contraint par des observations très nombreuses (évolution chimique, réionisation, ...). Il serait intéressant de voir ce que le modèle préféré en terme d'évolution chimique prédit comme taux de sursauts à grand redshift. La connaissance dans le modèle de l'évolution chimique dans les structures permettra également d'examiner la possibilité d'un biais en métallicité dans la production de sursauts gamma.

En parallèle, plusieurs développements sont possibles pour améliorer la modélisation de la population globale des sursauts. Certaines observations ne sont pas encore utilisées, telles la distribution en durée ou en fluence. Par ailleurs, la distribution en redshift prédite par le modèle est actuellement comparée a posteriori avec les données de Swift (cf. figure 3.7) mais l'échantillon des sursauts avec un  $z$  mesuré augmentant rapidement, il va devenir possible d'intégrer cette distribution comme une contrainte directe. Enfin, des développements importants sont entrepris pour permettre l'utilisation de notre modèle dans le cadre de la préparation de la mission SVOM (prédiction du taux de détection et optimisation des critères de déclenchement).

# Le satellite SVOM

La France (CNES) et la Chine se sont mis d'accord pour le lancement d'un satellite – baptisé SVOM pour *space variable object monitor, moniteur spatial multi-longueurs d'onde d'objets variables* – en 2012. SVOM est destiné à l'étude multi-longueurs d'onde des sursauts gamma et à leur utilisation pour la cosmologie. La phase A a lieu pendant toute l'année 2007. La partie française du projet regroupe plusieurs laboratoires : le Service d'Astrophysique du CEA à Saclay, le Centre d'Etudes Spatiales des Rayonnements et l'Observatoire Midi-Pyrénées à Toulouse, l'Observatoire de Haute Provence, le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, le laboratoire Astroparticules et Cosmologie à Paris, et bien sûr l'Institut d'Astrophysique de Paris. Le responsable principal (« P.I. ») est Jacques Paul, au CEA. Ce projet va fédérer la communauté française des sursauts gamma pour plusieurs années et il est donc intéressant de le décrire au moment de conclure ce mémoire.

Le projet SVOM comprend deux composantes : un satellite (SVOM), décrit figure 4.1, et un système de suivi au sol (GFT pour Ground Follow-Up Telescopes). Ce système sera composé de deux télescopes robotiques d'environ 1 m de diamètre (un chinois et un français) pour le suivi rapide des rémanences. Le télescope français ira dans le proche infrarouge jusqu'en bande J, ce qui est bien adapté aux objets les plus distants. Aussi bien les caractéristiques de SVOM que celles des GFT sont susceptibles d'évoluer à l'issue de la phase A, qui se terminera au début de l'année 2008.

En terme d'observations, les principaux objectifs assignés à SVOM sont les suivants :

- Détecter pendant la durée nominale de la mission au moins 200 sursauts gamma de tous types (longs et courts, riches en X, ...).
- Être en mesure d'observer tous ces événements dans le domaine 1 keV - 5 MeV afin de caractériser précisément le spectre du sursaut et son évolution.
- Observer simultanément (y compris dans les 5 minutes qui précèdent afin de rechercher d'éventuels précurseurs) plus de 25% des sursauts dans le domaine visible (magnitude V limite 15).
- Mesurer en moins de 10 secondes la position du sursaut à mieux que 10 minutes d'arc (mieux que 1 minute d'arc dans 50 % des cas) et la transmettre au sol en temps réel de manière à ce que la position soit disponible pour la communauté en moins de 1 minute.

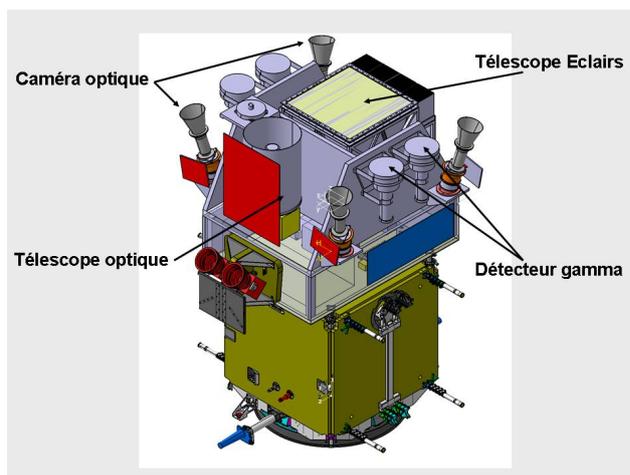


FIG. 4.1: **Le satellite SVOM.** Le satellite SVOM comportera les instruments suivants : (i) télescope  $\gamma$  ECLAIRS : détection et localisation des sursauts. Domaine spectral : 1 à 300 keV ; (ii) moniteur  $\gamma$  (GRM) : émission gamma des sursauts entre 50 keV et 5 MeV ; (iii) caméra visible grand champ (WAC) : émission visible avant (précurseur) et pendant le sursaut proprement dit (4 caméras couvrant un quart du champ de vue du télescope gamma) ; (iv) télescope optique (VT) : télescope pour suivre la rémanence précoce dans le visible, après repointage du satellite.

– Commencer à observer au plus tard 5 min après le sursaut la rémanence dans le visible et le proche infrarouge.

Le relais sera pris ensuite par des grands télescopes pour le suivi de la rémanence (voir la stratégie observationnelle décrite page 109). La France participe en particulier à l'instrument XSHOOTER qui sera mis en place sur l'un des VLT fin 2008. Le VLT sera capable de réagir en mode semi-automatique aux alertes sursauts gamma pour pointer vers la source en environ 15 minutes et utiliser cet instrument – spécialement conçu pour la spectroscopie rapide – afin de mesurer le spectre de la rémanence lorsque celle-ci est encore très brillante. XSHOOTER couvre un domaine spectral qui va jusqu'à la bande K ce qui le rend donc bien adapté à l'étude des sursauts les plus distants (cf. figure 3.1). L'étape intermédiaire des télescopes robotisés est indispensable pour obtenir une position à la seconde d'arc afin de pointer le VLT. Le GFT de SVOM complètera avantageusement le dispositif existant (ROTSE, TAROT, REM).

Le projet SVOM ouvre donc de nombreuses possibilités d'études en lien direct avec les thèmes développés dans ce mémoire. L'étude multi-longueurs d'onde de l'émission du sursaut proprement dit, très difficile à effectuer avant SVOM, devrait faire progresser la connaissance des sites d'émission dans les sursauts et des processus radiatifs à l'œuvre. Notons qu'une partie des sursauts SVOM seront aussi détectés par le LAT de GLAST, ce qui augmente encore la couverture spectrale. Dans le cadre du projet de recherche décrit page 120, je compte bien sûr chercher à tirer le plus grand bénéfice de ces nouvelles contraintes. Par ailleurs, l'optimisation du suivi sol proposée dans le projet SVOM devrait donner une impulsion nouvelle à l'utilisation des sursauts gamma comme traceurs cosmologiques. L'application la plus prometteuse est sans doute l'étude spectroscopique de la ligne de visée des sursauts (association SVOM-XSHOOTER) pour déterminer les conditions physiques du gaz, et sa composition chimique, dans la galaxie hôte du sursaut et dans le milieu intergalactique. Les quasars ont déjà montré le grand intérêt de cette technique. L'équipe «Cosmologie et Astrophysique des Hautes Energies» de l'IAP comprend plusieurs spécialistes (J. Bergeron, P. Petitjean, P. Boissé) susceptibles de développer de tels projets dans notre institut. Une participation possible de ma part concerne l'établissement de diagnostics spectroscopiques pour l'environnement circum-stellaire de l'étoile parent du sursaut (cf. page 119). Par ailleurs, les contraintes apportées par ces mesures spectroscopiques seront bien sûr de première importance pour le projet d'étude de l'évolution cosmique des baryons décrit précédemment. Notons que SVOM doit normalement permettre la détection de quelques sursauts au-delà de  $z = 7$ , domaine non couvert par les quasars. Ces observations apporteront des informations sur une époque de l'Univers encore très mal connue, pendant laquelle la réionisation est sans doute en train de se terminer et des étoiles de population III encore présentes.

Trois chercheurs de l'IAP (R. Mochkovitch, P. Petitjean et moi) sont membres de la collaboration SVOM. Notre premier apport est de l'ordre de l'expertise scientifique, aussi bien dans le domaine de la physique des sursauts que de leur utilisation en cosmologie. Une réalisation concrète que j'ai entreprise avec R. Mochkovitch est d'inclure dans notre modèle de population des sursauts les caractéristiques des différents instruments de SVOM, afin de faire des prédictions de taux de détection. Nous cherchons en particulier à déterminer les paramètres clefs pour optimiser la détection des sursauts gamma les plus distants. Par ailleurs, nous allons participer également à des tâches concrètes de réalisation. Deux ingénieurs informaticiens de l'IAP (L. Domisse et G. Meysonnier) sont déjà impliqués pour une partie de leur temps. Notre participation va concerner la réalisation du site web de SVOM qui sera à la fois la «fenêtre ouverte» de la mission, avec la mise à disposition immédiate de certaines données à l'ensemble de la communauté scientifique,

mais aussi le moyen de rendre l'intégralité des données accessibles à tous les membres de la collaboration. Dans le cadre de la phase A, j'ai rédigé un premier descriptif de ce site, en mettant l'accent sur les outils interactifs d'interrogation de la base de données qui permettront le meilleur retour scientifique.

# Conclusion générale

Quarante ans après leur découverte par les satellites militaires américains VELA, les sursauts gamma continuent à fasciner. Leur caractère extrême (facteur de Lorentz, énergie) en rend la modélisation très délicate, mais passionnante par la richesse de la physique mise en jeu. De plus en plus, l'intérêt pour les sursauts gamma gagne d'autres communautés. Ainsi les résultats récents de Auger qui confirme la présence d'une coupure GZK dans le spectre des rayons cosmiques de ultra-haute énergie montrent que l'origine de ces UHECRs est astrophysique. Très peu de sources cosmiques sont a priori capables d'accélérer des particules à d'aussi haute énergie et les sursauts gamma sont parmi les meilleurs candidats. C'est surtout dans le domaine de la cosmologie que les sursauts gamma vont jouer un rôle grandissant. Leur luminosité extrême en fait en effet un outil privilégié pour explorer l'Univers lointain. Cet intérêt pour les sursauts se traduit par de nombreux projets instrumentaux qui assurent au moins jusqu'en 2015 un apport de nouvelles données originales. Dans ce contexte, même si ce mémoire pose plusieurs pistes vers de nouveaux thèmes de recherche (modélisation des blazars et des microquasars, évolution cosmique des baryons), je compte continuer pendant encore plusieurs années à consacrer une part importante de mon temps de recherche à l'étude des sursauts. Je pense en effet que l'expérience acquise depuis 1996 me met en bonne position pour l'interprétation physique des nombreuses données à venir. Cette interprétation va devenir de plus en plus délicate – comme le montrent déjà les résultats de Swift – et peu d'équipes dans le monde disposent d'outils de modélisation comparables à ceux développés avec R. Mochkovitch à l'IAP. C'est donc avec impatience que j'attends la suite de cette aventure intellectuelle : quelles nouvelles surprises apporteront les observations à haute énergie de GLAST, la spectroscopie des rémanences par XSHOOTER, le premier sursaut à  $z \gtrsim 7$  détecté par SVOM ?



# Bibliographie

- Abramowicz, M. A., Calvani, M., & Nobili, L. 1983, *Nat.*, 302, 597
- Abramowicz, M. A., Novikov, I. D., & Paczynski, B. 1991, *ApJ* , 369, 175
- Achterberg, A., Gallant, Y. A., Kirk, J. G., & Guthmann, A. W. 2001, *MNRAS* , 328, 393
- Aguirre, A., Schaye, J., Kim, T.-S., et al. 2004, *ApJ* , 602, 38
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S., et al. 1999, *Nat.*, 398, 400
- Aloy, M. A., Janka, H.-T., & Müller, E. 2005, *A&A* , 436, 273
- Amati, L. 2006, *MNRAS* , 372, 233
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A* , 390, 81
- Asano, K. & Inoue, S. 2007, *ArXiv e-prints*, 705
- Atteia, J.-L. 2003, *A&A* , 407, L1
- Balantekin, A. B. & Yüksel, H. 2005, *New Journal of Physics*, 7, 51
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ* , 413, 281
- Band, D. L. & Preece, R. D. 2005, *ApJ* , 627, 319
- Barraud, C., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Atteia, J. L. 2005, *A&A* , 440, 809
- Begelman, M. C. & Li, Z.-Y. 1994, *ApJ* , 426, 269
- Beloborodov, A. M. 2002, *ApJ* , 565, 808
- Beloborodov, A. M. 2005, *ApJ* , 627, 346
- Beloborodov, A. M. & Uhm, Z. L. 2006, *ApJ* , 651, L1
- Berger, E., Kulkarni, S. R., Pooley, G., et al. 2003, *Nat.*, 426, 154
- Blanc, G., Afonso, C., Alard, C., et al. 2004, *A&A* , 423, 881
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1976, *Physics of Fluids*, 19, 1130
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., & Frail, D. A. 1998, *ApJ* , 507, L25
- Boër, M., Atteia, J. L., Damerdji, Y., et al. 2006, *ApJ* , 638, L71
- Bonometto, S. & Rees, M. J. 1971, *MNRAS* , 152, 21
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, *ApJ* , 524, 82
- Bromm, V. & Loeb, A. 2003, *Nat.*, 425, 812
- Buonanno, A., Sigl, G., Raffelt, G. G., Janka, H.-T., & Müller, E. 2005, *Phys. Rev. D* , 72, 084001
- Burrows, D. N., Romano, P., Falcone, A., et al. 2005, *Science*, 309, 1833
- Butler, N. R., Kocevski, D., Bloom, J. S., & Curtis, J. L. 2007, *ArXiv e-prints*, 706
- Bykov, A. M. & Meszaros, P. 1996, *ApJ* , 461, L37+
- Camenzind, M. 1986a, *A&A* , 156, 137
- Camenzind, M. 1986b, *A&A* , 162, 32
- Camenzind, M. 1987, *A&A* , 184, 341
- Cappellaro, E., Evans, R., & Turatto, M. 1999, *A&A* , 351, 459
- Chen, H.-W., Prochaska, J. X., Bloom, J. S., & Thompson, I. B. 2005, *ApJ* , 634, L25
- Chevalier, R. A. & Li, Z.-Y. 2000, *ApJ* , 536, 195
- Christlieb, N., Gustafsson, B., Korn, A. J., et al. 2004, *ApJ* , 603, 708
- Ciardi, B. & Ferrara, A. 2005, *Space Science Reviews*, 116, 625
- Cohen, J. G., Christlieb, N., McWilliam, A., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 709
- Cusumano, G., Mangano, V., Chincarini, G., et al. 2007, *A&A* , 462, 73
- Dahlen, T., Strolger, L.-G., Riess, A. G., et al. 2004, *ApJ* , 613, 189
- Daigne, F. & Drenkhahn, G. 2002, *A&A* , 381, 1066
- Daigne, F. & Font, J. A. 2004, *MNRAS* , 349, 841
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1997, *MNRAS* , 285, L15
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1998, *MNRAS* , 296, 275
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 1999, *A&AS* , 138, 523
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2000, *A&A* , 358, 1157
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002a, *A&A* , 388, 189
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2002b, *MNRAS* , 336, 1271
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2003, *MNRAS* , 342, 587
- Daigne, F. & Mochkovitch, R. 2007, *A&A* , 465, 1
- Daigne, F., Olive, K. A., Sandick, P., & Vangioni, E. 2005, *Phys. Rev. D* , 72, 103007(11)
- Daigne, F., Olive, K. A., Silk, J., Stoehr, F., & Vangioni, E. 2006a, *ApJ* , 647, 773
- Daigne, F., Olive, K. A., Vangioni-Flam, E., Silk, J., & Audouze, J. 2004, *ApJ* , 617, 693
- Daigne, F., Rossi, E. M., & Mochkovitch, R. 2006b, *MNRAS* , 372, 1034
- de Pasquale, M., Piro, L., Gendre, B., et al. 2006, *A&A* , 455, 813
- Depagne, E., Hill, V., Spite, M., et al. 2002, *A&A* , 390, 187
- Dole, H., Lagache, G., Puget, J.-L., et al. 2006, *A&A* , 451, 417
- Drenkhahn, G. & Spruit, H. C. 2002, *A&A* , 391, 1141
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, *Nat.*, 340, 126
- Eldridge, J. J., Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2006, *MNRAS* , 367, 186
- Fang, T. & Cen, R. 2004, *ApJ* , 616, L87
- Firmani, C., Ghisellini, G., Avila-Reese, V., & Ghirlanda, G. 2006, *MNRAS* , 370, 185
- Font, J. A. & Daigne, F. 2002a, *ApJ* , 581, L23
- Font, J. A. & Daigne, F. 2002b, *MNRAS* , 334, 383
- Frebel, A., Aoki, W., Christlieb, N., et al. 2005, *Nat.*, 434, 871
- Frontera, F., Amati, L., Costa, E., et al. 2000, *ApJS*, 127, 59
- Fruchter, A. S., Pian, E., Thorsett, S. E., et al. 1999, *ApJ* , 516, 683
- Fukugita, M. & Peebles, P. J. E. 2004, *ApJ* , 616, 643
- Galama, T. J., Wijers, R. A. M. J., Bremer, M., et al. 1998, *ApJ* , 500, L97+
- Galli, A. & Guetta, D. 2007, *ArXiv e-prints*, 709
- Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2006, *A&A* , 457, 737
- Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007a, *A&A*
- Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007b, *MNRAS* , 381, 732
- Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007c, *A&A* , 471, 1
- Ghirlanda, G., Celotti, A., & Ghisellini, G. 2003, *A&A* , 406, 879
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Firmani, C., Celotti, A., & Bosnjak, Z. 2005, *MNRAS* , 360, L45
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., Firmani, C., et al. 2006, *A&A* , 452, 839
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Lazzati, D. 2004, *ApJ* , 616, 331
- Ghirlanda, G., Nava, L., Ghisellini, G., & Firmani, C. 2007, *A&A* , 466, 127
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1970, *ApJ* , 160, 971
- Goodman, J. 1986, *ApJ* , 308, L47

- Gould, R. J. & Schröder, G. P. 1967, *Physical Review*, 155, 1404
- Granot, J., Nakar, E., & Piran, T. 2003, *Nat.*, 426, 138
- Greif, T. H. & Bromm, V. 2006, *MNRAS*, 373, 128
- Guetta, D. & Piran, T. 2007, *Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics*, 7, 3
- Hachisu, I. 1986, *ApJS*, 61, 479
- Hardin, D., Afonso, C., Alard, C., et al. 2000, *A&A*, 362, 419
- Harrison, F. A., Bloom, J. S., Frail, D. A., et al. 1999, *ApJ*, 523, L121
- Hatton, S., Devriendt, J. E. G., Ninin, S., et al. 2003, *MNRAS*, 343, 75
- Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, 591, 288
- Heger, A. & Woosley, S. E. 2002, *ApJ*, 567, 532
- HESS Collaboration : F. Aharonian. 2007, *ArXiv e-prints*, 709
- Hopkins, A. M. 2004, *ApJ*, 615, 209
- Jakobsson, P., Levan, A., Fynbo, J. P. U., et al. 2006, *A&A*, 447, 897
- Jones, F. C. 1968, *Physical Review*, 167, 1159
- Kaneko, Y., Preece, R. D., & Briggs, M. S. 2003, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 203, # 80.04
- Kawai, N., Kosugi, G., Aoki, K., et al. 2006, *Nat.*, 440, 184
- Kennel, C. F., Fujimura, F. S., & Okamoto, I. 1983, *Astrophys. Geophys. Fluid Dyn.*, 26, 147
- Klotz, A., Gendre, B., Stratta, G., et al. 2006, *A&A*, 451, L39
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92
- Kogut, A., Spergel, D. N., Barnes, C., et al. 2003, *ApJS*, 148, 161
- Kommers, J. M., Lewin, W. H. G., Kouveliotou, C., et al. 2000, *ApJ*, 533, 696
- Koshut, T. M., Kouveliotou, C., Paciesas, W. S., et al. 1995, *ApJ*, 452, 145
- Lamb, D. Q. & Reichart, D. E. 2000, *ApJ*, 536, 1
- Lazzati, D. 2005, *MNRAS*, 357, 722
- Le, T. & Dermer, C. D. 2007, *ApJ*, 661, 394
- Le Fèvre, O., Paltani, S., Arnouts, S., et al. 2005, *Nat.*, 437, 519
- Le Floc'h, E., Charmandaris, V., Forrest, W. J., et al. 2006, *ApJ*, 642, 636
- Ledoux, C., Petitjean, P., & Srianand, R. 2003, *MNRAS*, 346, 209
- Lipkin, Y. M., Ofek, E. O., Gal-Yam, A., et al. 2004, *ApJ*, 606, 381
- Lithwick, Y. & Sari, R. 2001, *ApJ*, 555, 540
- Lyutikov, M. & Blandford, R. 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Lyutikov, M., Pariev, V. I., & Blandford, R. D. 2003, *ApJ*, 597, 998
- Lyutikov, M. & Usov, V. V. 2000, *ApJ*, 543, L129
- Madau, P. & Thompson, C. 2000, *ApJ*, 534, 239
- Madgwick, D. S., Hewett, P. C., Mortlock, D. J., & Wang, L. 2003, *ApJ*, 599, L33
- Maeder, A. & Meynet, G. 1989, *A&A*, 210, 155
- Mangano, V., La Parola, V., Troja, E., et al. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- McQuinn, M., Lidz, A., Zaldarriaga, M., Hernquist, L., & Dutta, S. 2007, *ArXiv e-prints*, 710
- Meszáros, P. & Rees, M. J. 1993, *ApJ*, 418, L59+
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 530, 292
- Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, *Nat.*, 387, 878
- Michel, F. C. 1969, *ApJ*, 158, 727
- Milosavljević, M. & Nakar, E. 2006, *ApJ*, 641, 978
- Mochkovitch, R., Hernanz, M., Isern, J., & Martin, X. 1993, *Nat.*, 361, 236
- Murakami, T., Inoue, H., Nishimura, J., van Paradijs, J., & Fenimore, E. E. 1991, *Nat.*, 350, 592
- Murakami, T., Ogasaka, Y., Yoshida, A., & Fenimore, E. E. 1992, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. W. S. Paciesas & G. J. Fishman, 28–31
- Nakar, E. & Piran, T. 2005, *MNRAS*, 360, L73
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ*, 395, L83
- Nishida, S., Lanza, A., Eriguchi, Y., & Abramowicz, M. A. 1996, *MNRAS*, 278, L41
- Norris, J. E., Christlieb, N., Korn, A. J., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 707
- Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, *ApJ*, 642, 389
- Okamoto, I. 1978, *MNRAS*, 185, 69
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- Paczynski, B. 1986, *ApJ*, 308, L43
- Paczynski, B. 1991, *Acta Astronomica*, 41, 257
- Pain, R., Fabbro, S., Sullivan, M., et al. 2002, *ApJ*, 577, 120
- Panaitescu, A. & Kumar, P. 2001, *ApJ*, 554, 667
- Panaitescu, A. & Kumar, P. 2004, *MNRAS*, 350, 213
- Panaitescu, A., Mészáros, P., Burrows, D., et al. 2006a, *MNRAS*, 369, 2059
- Panaitescu, A., Mészáros, P., Gehrels, N., Burrows, D., & Nousek, J. 2006b, *MNRAS*, 366, 1357
- Pettini, M., Ellison, S. L., Bergeron, J., & Petitjean, P. 2002, *A&A*, 391, 21
- Piran, T. 2000, *Physics Reports*, 333, 529
- Piro, L., De Pasquale, M., Soffitta, P., et al. 2005, *ApJ*, 623, 314
- Piro, L., Heise, J., Jager, R., et al. 1998, *A&A*, 329, 906
- Plez, B. & Cohen, J. G. 2005, *A&A*, 434, 1117
- Porciani, C. & Madau, P. 2001, *ApJ*, 548, 522
- Preece, R. D., Briggs, M. S., Mallozzi, R. S., et al. 2000, *ApJS*, 126, 19
- Press, W. H. & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Prochaska, J. X., Gawiser, E., Wolfe, A. M., Castro, S., & Djorgovski, S. G. 2003, *ApJ*, 595, L9
- Ramirez-Ruiz, E., MacFadyen, A. I., & Lazzati, D. 2002, *MNRAS*, 331, 197
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, *ApJ*, 430, L93
- Reiss, D. J. 1999, *PhD thesis*, AA(UNIVERSITY OF WASHINGTON)
- Rhoads, J. E. 1997, *ApJ*, 487, L1+
- Rossi, E., Perna, R., & Daigne, F. 2007, *submitted to MNRAS*
- Ryde, F. 2004, *ApJ*, 614, 827
- Ryde, F. 2005, *ApJ*, 625, L95
- Ryde, F. & Svensson, R. 2002, *ApJ*, 566, 210
- Sakamoto, T., Lamb, D. Q., Kawai, N., et al. 2005, *ApJ*, 629, 311
- Sakurai, T. 1985, *A&A*, 152, 121
- Sandick, P., Olive, K. A., Daigne, F., & Vangioni, E. 2006, *Phys. Rev. D*, 73, 104024
- Sari, R. & Mészáros, P. 2000, *ApJ*, 535, L33
- Sari, R. & Piran, T. 1999, *ApJ*, 520, 641
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17+
- Sazonov, S. Y., Sunyaev, R. A., Terekhov, O. V., et al. 1998, *A&AS*, 129, 1
- Schaerer, D. 2002, *A&A*, 382, 28
- Shapley, A. E., Erb, D. K., Pettini, M., Steidel, C. C., & Adelberger, K. L. 2004, *ApJ*, 612, 108
- Sheth, R. K. & Tormen, G. 1999, *MNRAS*, 308, 119
- Simcoe, R. A., Sargent, W. L. W., & Rauch, M. 2004, *ApJ*, 606, 92
- Songaila, A. 2001, *ApJ*, 561, L153
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, *ApJS*, 170, 377
- Springel, V. 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Spruit, H. C., Daigne, F., & Drenkhahn, G. 2001, *A&A*, 369, 694
- Stanek, K. Z., Matheson, T., Garnavich, P. M., et al. 2003, *ApJ*, 591, L17

- Stern, B. E., Atteia, J.-L., & Hurley, K. 2002, *ApJ* , 578, 304
- Stern, B. E., Tikhomirova, Y., Stepanov, M., et al. 2000, *ApJ* , 540, L21
- Strolger, L.-G., Riess, A. G., Dahlen, T., et al. 2004, *ApJ* , 613, 200
- Tinsley, B. M. 1980, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 5, 287
- Tonry, J. L., Schmidt, B. P., Barris, B., et al. 2003, *ApJ* , 594, 1
- van den Hoek, L. B. & Groenewegen, M. A. T. 1997, *A&AS* , 123, 305
- Vázquez, G. A., Leitherer, C., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 2007, *ApJ* , 663, 995
- Vestrand, W. T., Wren, J. A., Wozniak, P. R., et al. 2006, *Nat.*, 442, 172
- Villasenor, J. S., Lamb, D. Q., Ricker, G. R., et al. 2005, *Nat.*, 437, 855
- Weber, E. J. & Davis, L. J. 1967, *ApJ* , 148, 217
- Wijers, R. A. M. J., Rees, M. J., & Meszaros, P. 1997, *MNRAS* , 288, L51
- Woods, E. & Loeb, A. 1999, *ApJ* , 523, 187
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ* , 405, 273
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
- Woosley, S. E., Wilson, J. R., & Mayle, R. 1986, *ApJ* , 302, 19
- Yamazaki, R., Ioka, K., & Nakamura, T. 2003a, *ApJ* , 593, 941
- Yamazaki, R., Yonetoku, D., & Nakamura, T. 2003b, *ApJ* , 594, L79
- Yonetoku, D., Murakami, T., Nakamura, T., et al. 2004, *ApJ* , 609, 935
- Yoshida, N., Bromm, V., & Hernquist, L. 2004, *ApJ* , 605, 579
- Zitouni, H., Daigne, F., Mochkovitch, R., & Zerguini, T. H., et al. 2007, submitted to *MNRAS*



# **Annexes**



## Curriculum Vitae

### Frédéric Daigne

Institut d'Astrophysique de Paris  
UMR7095 CNRS-Université Pierre et Marie Curie-Paris 6  
98 bis, boulevard Arago 75014 Paris  
Tél. +33 1 44 32 81 89 / Fax. +33 1 44 32 80 01  
e-mail : daigne@iap.fr

Né le 9 février 1972 à Versailles (78).  
Nationalité française.

- 
- Oct. 2007-Sept. 2012    **Membre junior de l'Institut Universitaire de France.**
- Depuis Oct. 2002        **Maître de Conférences, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6.**  
**Affectation à l'Institut d'Astrophysique de Paris.**
- Oct. 2001-Sept. 2002    **Séjour post-doctoral au Service d'Astrophysique du CEA**, Gif-sur-Yvette  
(contrat post-doctoral financé par le CNES).  
*Equipe INTEGRAL, dirigée par Jacques Paul.*
- Oct. 1999-Sept. 2001    **Séjour post-doctoral au Max-Planck-Institut für Astrophysik**, Garching, Allemagne  
(contrat post-doctoral financé par la Max-Planck Gesellschaft).  
*Equipe "Astrophysique des hautes énergies" dirigée par Rashid Sunyaev.*
- Oct. 1996-Sept. 1999    **Doctorat** (Univ. Paris 11) préparé à l'Institut d'Astrophysique de Paris  
Titre : *Etude théorique des sursauts gamma : moteur central et mécanismes d'émission.*  
Directeur de thèse : Robert Mochkovitch.  
Soutenance : 25 juin 1999.  
*Mention très honorable.*
- Sept. 1995-Sept. 1996    **D.E.A.** "Astrophysique et Techniques Spatiales" (Univ. Paris 11), Obs. de Meudon.  
*Mention très bien.*
- 1992-1995                **Ecole Polytechnique**, spécialisation en physique.  
Diplôme d'Ingénieur de l'Ecole Polytechnique obtenu en juin 1995.  
Stage de fin d'étude au Service d'Aéronomie sous la direction de Rosine Lallement.  
*Sujet : Etude du transfert de rayonnement à Ly  $\alpha$  par une méthode de type Monte-Carlo (application à la détection de l'héliopause par Voyager).*  
Prix de l'option d'Astrophysique.
- 1990-1992                Classes préparatoires, lycée Hoche, Versailles.
- 

**Récompense** : médaille de bronze du CNRS (section 17) en 2006.

**Enseignement** : effectué en Licence et en Maîtrise : cf. page 134.

**Encadrement** : voir page 134. *Prime d'Encadrement Doctoral et de Recherche (PEDR)* : oct. 2005- oct. 2009.

**Production scientifiques** : 26 articles dans des revues à comité de lecture, voir page 135.

### Responsabilités diverses :

- membres des Commissions de Spécialistes en Section 34 des Universités Paris 7 (2002–2006) et Paris 6 (2003–).
- membre depuis 2005 du conseil scientifique de l'U.F.R. 924 de l'Université Paris 6.
- membre depuis 2006 du conseil scientifique de l'Institut d'Astrophysique de Paris.
- responsable de l'équipe "*Cosmologie et Astrophysique des Hautes énergies*" de l'Institut d'Astrophysique de Paris.
- responsable de l'ANR "*jeunes chercheurs*" intitulée "*Emission gamma de haute énergie des jets relativistes : des microquasars aux blazars et aux sursauts gamma.*". Contrat de 150 000 euros sur 3 ans (2006-2008). Les autres participants au projet sont trois jeunes chercheurs, Guillaume Dubus (LAOG, Grenoble), Berrie Giebels (LLR, Palaiseau) et Frédéric Piron (LAPT, Montpellier), et une postdoc, Zeljka Bosnjak.
- responsable scientifique de la contribution de l'Institut d'Astrophysique de Paris au projet de satellite franco-chinois SVOM (anciennement ECLAIRS). L'IAP compte au total trois co-investigateurs de ce projet (Frédéric Daigne, Robert Mochkovitch et Patrick Petitjean). Le P.I. du projet est Jacques Paul (SAP, CEA, Saclay).

## Enseignement

Mon enseignement représente environ 200 heures par an et se répartit de la manière suivante :

- **Première année de Licence (L1)** : TD, TP (depuis 2002) et cours (depuis 2004) de physique générale successivement au sein du parcours SCVT (2002-2004) puis PCME (depuis septembre 2004), dans le cadre de l'année de L1 de l'Université Paris 6. Cet enseignement est centré sur le principe de conservation de l'énergie, illustré en mécanique du point et en mécanique des fluides.  
Depuis septembre 2004 et la mise en place du LMD, je suis responsable de l'U.E. LP101 "Matière et énergie" de l'Université Paris 6. C'est la première U.E. de physique en L1 pour les parcours MIME et PCME. Elle concerne environ 1200 étudiants chaque année et une cinquantaine d'enseignants-chercheurs.
- **Première année de Master (M1)** : TD (depuis 2003) et cours (depuis 2004) en Astrophysique Générale dans le cadre des masters "Physique et applications" et "Sciences de l'Univers, Environnement, Ecologie". A partir de l'année universitaire 2007-2008, je serai également chargé (cours et TD) de l'enseignement d'astrophysique de l'année M1 du parcours PHYTEM (ex. magistère) commun à l'ENS Cachan et à l'université Paris 6.
- **Deuxième année de Master (M2)** : cours et TD en informatique, méthodes numériques et traitement d'images, effectués à l'IAP pour l'Ecole Doctorale d'Astrophysique d'Île de France.
- **Ecoles d'été nationales ou internationales** (destinées principalement à des doctorants et post-doctorants). Un cours sur les sursauts gamma (3h, 4h ou 6h) a été donné aux écoles suivantes :
  - Ecole de Cargèse en mai 2003 : "Black holes in the Universe".
  - Ecole de Goutelas en juin 2003 : "Physique et astrophysique du rayonnement cosmique."
  - Ecole des Houches en août 2003 : "Accretion Disks, Jets, and High Energy Phenomena in Astrophysics."
  - Ecole de Cargèse en avril 2006 : "Observing the X- and gamma-ray sky."
  - Ecole à l'OHP en septembre 2007 : "La physique des astroparticules."

J'ai été nommé en septembre 2007 membre junior de l'Institut Universitaire de France, pour une durée de 5 ans. Mon service d'enseignement réduit à 64 heures par an prendra effet à la rentrée 2008. Je ne garderai que mon enseignement d'astrophysique en M1.

## Encadrement

Depuis 1999, j'ai participé à l'encadrement de plusieurs stages de D.E.A. et thèses de doctorat. Voici la liste des principaux étudiants concernés :

### 1. Thèse de Georg Drenkhahn (soutenue en 2002) :

Participation de 40 % à l'encadrement.

Thèse effectuée au MPA sous la direction de H. Spruit.

*Titre* : Magnetically powered gamma-ray bursts.

*Situation actuelle* : emploi dans l'industrie.

*Publications en commun* :

• **Stationary equatorial MHD flows in general relativity**, F. Daigne and G. Drenkhahn, 2002, *A&A*, 381, 1066.

• **Large scale magnetic fields and their dissipation in GRB fireballs**, H.C. Spruit, F. Daigne and G. Drenkhahn, 2001, *A&A*, 369, 694.

### 2. Stage de D.E.A. d'Elisabeth Brion (2002) :

Participation de 25 % à l'encadrement.

Stage effectué sous la direction de A. Goldwurm.

*Titre* : Etude de la source Sgr A\* au Centre Galactique avec XMM-Newton.

*Situation actuelle* : après une thèse effectuée au CENBG de Bordeaux, séjour post-doctoral au Service de Physique des Particules du CEA à Saclay.

*Publication en commun* :

• **A new X-ray flare from the Galactic nucleus discovered with the XMM-Newton Photon Imaging Cameras**, A. Goldwurm, E. Brion, P. Goldoni, P. Ferrando, F. Daigne, A. Decourchelle, R.S. Warwick and P. Predehl, 2003, *ApJ*, 584, 751.

### 3. Thèse de Céline Barraud (soutenue en 2004) :

Participation de 25 % à l'encadrement.

Thèse effectuée au CESR (Toulouse) et à l'IAP, sous la co-direction de J.L. Atteia et R. Mochkovitch.

*Titre* : Etude de l'émission prompt des sursauts gamma – Expérience HETE-2.

*Situation actuelle* : co-direction d'un magasin à Toulouse entièrement dédié à l'astronomie.

*Publication en commun* :

• **On the nature of X-ray flashes**, C. Barraud, F. Daigne, R. Mochkovitch and J.-L. Atteia, 2005, *A&A*, 440, 809.

### 4. Thèse d'Elena Rossi (soutenue en 2004) :

Participation de 25 % à l'encadrement.

Thèse effectuée à l'IoA, Cambridge, sous la direction de M. Rees. Séjour de six mois à l'IAP en cours de thèse dans le cadre du programme d'échange "Marie Curie" de l'Union Européenne (EARASTARGAL-2000-00132).

*Titre* : Testing the content and structure of Gamma-Ray Burst Jets.

*Situation actuelle* : séjour post-doctoral (Chandra Fellowship) à Boulder, Colorado.

*Publications en commun (seule la première est strictement*

issue du travail de thèse. Notre collaboration continue depuis) :

- **The redshift distribution of long Gamma-Ray Bursts**, F. Daigne, E. Rossi and R. Mochkovitch, 2006, MNRAS, 372, 1034.
- **«Orphan» afterglows in the Universal Standard Jet model for  $\gamma$ -ray bursts**, E.M. Rossi, R. Perna and F. Daigne, 2007, submitted to MNRAS.
- **Explaining the density evolution of  $\gamma$ -ray burst progenitors with an evolving initial mass function for stars**, E.M. Rossi, B. Ciardi, F. Daigne and R. Mochkovitch, en cours de rédaction.

#### 5. Thèse de Franck Genet (soutenue le 24 sept. 2007) :

Thèse à l'IAP co-dirigée avec Robert Mochkovitch.

*Titre* : Sursauts gamma, rémanence précoce et test des modèles.

*Situation actuelle* : séjour post-doctoral à l'université de l'Herfordshire (Royaume-Uni).

*Publications en commun* :

- **Can the early X-ray afterglow of GRBs be explained by a contribution from the reverse shock?**, F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2007, 381, 732.
- **The rise of the afterglow in GRB 050820a**, F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2007, A&A, 471, 1-5.
- **Afterglow calculation in the electromagnetic model for Gamma-Ray Bursts**, F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2006, A&A, 457, 737.
- **The circumstellar environment of Wolf-Rayet stars and Gamma-ray burst afterglows**, J.J. Eldridge, F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2006, MNRAS, 367, 186.

#### 6. Thèse de Hannachi Zitouni (soutenance prévue en 2009) :

Thèse effectuée partiellement à l'IAP (co-direction avec R. Mochkovitch) dans le cadre d'un séjour de 18 mois financé par un programme franco-algérien.

*Titre provisoire* : Modélisation de la population globale des sursauts gamma.

*Publication en commun* :

- **The GRB luminosity function : to break or not to break**, H. Zitouni, F. Daigne, R. Mochkovitch and T. H. Zerguini, 2007, submitted to MNRAS.

A cela s'ajoute la participation à l'encadrement de stages de licence, maîtrise, dernière année d'école d'ingénieur effectués dans mon groupe à l'IAP (généralement un binôme chaque année).

## Liste de publications

- 26 articles publiés dans des revues à comité de lecture (et 2 articles soumis).
- 36 contributions publiées dans des actes ou compte-

rendus de colloques.

- 2 articles de vulgarisation scientifique (en français).

## Liste des articles publiés dans des revues à comité de lecture

Les articles 1, 2, 3, 4 et 8 correspondent aux résultats publiés dans ma thèse de doctorat.

### Submitted :

- 28. **The GRB luminosity function : to break or not to break**  
H. Zitouni, F. Daigne, R. Mochkovitch and T. H. Zerguini, 2007, submitted to MNRAS.
- 27. **«Orphan» afterglows in the Universal Standard Jet model for  $\gamma$ -ray bursts**  
E.M. Rossi, R. Perna and F. Daigne, 2007, submitted to MNRAS.

### Published :

- 26. **Can the early X-ray afterglow of GRBs be explained by a contribution from the reverse shock ?**  
F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2007, MNRAS, 381, 732.

**Résumé en anglais de l'article** : We propose to explain the recent observations of GRB early X-ray afterglows with Swift by the dissipation of energy in the reverse shock that crosses the ejecta as it is decelerated by the burst environment. We compute the evolution of the dissipated power and discuss the possibility that a fraction of it can be radiated in the X-ray range. We show that this reverse shock contribution behaves in a way very similar to the observed X-ray afterglows if the following two conditions are satisfied : (i) the Lorentz factor of the material which is ejected during the late stages of source activity decreases to small values  $\Gamma < 10$  and (ii) a large part of the shock dissipated energy is transferred to a small fraction ( $\zeta \lesssim 10^{-2}$ ) of the electron population. We also discuss how our results may help to solve some puzzling problems raised by multiwavelength early afterglow observations such as the presence of chromatic breaks.

- 25. **The rise of the afterglow in GRB 050820a**  
F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2007, A&A, 471, 1-5.

**Résumé en anglais de l'article** : *Context* : The early optical afterglow of GRB 050820a recorded by the RAPTOR telescope shows both a contribution from the prompt emission and the initial rise of the afterglow. *Aims* : It is therefore well suited for the study of the dynamical evolution of the GRB ejecta when it first undergoes the decelerating effect of the environment. This is a complex phase where the internal, reverse and forward shock can be simultaneously present. *Methods* : We have developed a simplified model which can follow these different shocks in an approximate, but self-consistent way. It is applied to the case of GRB 050820a to obtain the prompt and afterglow light curves. *Results* : We show that the rise of the afterglow during the course of the prompt emission has some important consequences. The reverse shock propagates back into the ejecta

before internal shocks are completed which affects the shape of the gamma-ray profile. *Conclusions* : We get the best results when the external medium has a uniform density but obtaining a simultaneous fit of the prompt and afterglow emission is not easy. We discuss a few possibilities which could help to improve this situation.

#### 24. The low-luminosity tail of the GRB population : the case of GRB 980425.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 2007, *A&A*, 564, 1-8.

**Résumé en anglais de l'article** : *Context* : The association of GRB 980425 with the nearby supernova SN 1998bw at  $z = 0.0085$  implies the existence of a population of gamma-ray bursts with an isotropic-equivalent luminosity that is about  $10^4$  times lower than in the standard cosmological case. Apart from its weak luminosity, GRB 980425 appears a «normal» burst based on all its other properties (variability, duration, spectrum), with however a rather low peak energy of  $E_p \simeq 30 - 100$  keV. *Aims* : We investigate two scenarios to explain a weak gamma-ray burst such as GRB 980425 : a normal (intrinsically bright) gamma-ray burst seen off-axis or an intrinsically weak gamma-ray burst seen on-axis. *Methods* : For each of these two scenarios, we first derive the conditions to produce a GRB 980425-like event and then discuss the consequences for the event rate. In the second scenario, this study is done in the framework of the internal shock model. *Results* : If we exclude the possibility that GRB 980425 is an occurrence of an extremely rare event observed by chance during the first eight years of the «afterglow era», the first scenario implies that (i) the local rate of «standard» bright gamma-ray bursts is much higher than what is usually expected ; and (ii) the typical opening angle in gamma-ray bursts ejecta is much narrower than what is derived from observations of a break in the afterglow lightcurve. In addition to this statistical problem, we show that the afterglow of GRB 980425 in this scenario should have been very bright and easily detected. For these reasons the second scenario appears more realistic. We show that the parameter space of the internal shock model indeed allows GRB 980425-like events, in cases where the outflow is only mildly relativistic and mildly energetic. The rate of such weak events in the Universe has to be much higher than the rate of «standard» bright gamma-ray bursts to allow the discovery of GRB 980425 during a short period of a few years. However, it is still compatible with the observations, as the intrinsic weakness of these GRB 980425-like bursts does not allow detection at cosmological redshift with present gamma-ray instruments. We briefly discuss the consequences of such a high local rate of GRB 980425-like events for the future prospects of detecting non-electromagnetic radiation, especially gravitational waves.

#### 23. The redshift distribution of long Gamma-Ray Bursts.

F. Daigne, E. Rossi and R. Mochkovitch, 2006, *MNRAS*, 372, 1034.

**Résumé en anglais de l'article** : We predict the redshift distribution of long Gamma-Ray Bursts (GRBs) with Monte Carlo simulations. Our improved analysis constrains free parameters with three kinds of observation : (i) the  $\log N - \log P$  diagram of BATSE bursts ; (ii) the peak energy distribution of bright BATSE bursts ; (iii) the HETE2 fraction of X-ray rich GRBs and X-ray flashes. The statistical analysis of the Monte Carlo simulation results allow us to carefully study the impact of the uncertainties in the GRB intrinsic properties on the

redshift distribution. The comparison with Swift data then leads to the following conclusions. The Amati relation should be intrinsic, if observationally confirmed by Swift. The progenitor and/or the GRB properties have to evolve to reproduce the high mean redshift of Swift bursts. Our results favor an evolution of the efficiency of GRB production by massive stars, that would be  $\sim 6 - 7$  times higher at  $z \sim 7$  than at  $z \sim 2$ . We finally predict around 10 GRBs detected by Swift at redshift  $z > 6$  for a three year mission. These may be sufficient to open a new observational window over the high redshift Universe.

#### 22. Gravitational waves from first stars.

P. Sandick, K.A. Olive, F. Daigne and E. Vangioni, 2006, *Phys. Rev. D*, 73, 104024.

**Résumé en anglais de l'article** : We consider the stochastic background of gravitational waves produced by an early generation of Population III stars coupled with a normal mode of star formation at lower redshift. The computation is performed in the framework of hierarchical structure formation and is based on cosmic star formation histories constrained to reproduce the observed star formation rate at redshift  $z \lesssim 6$ , the observed chemical abundances in damped Lyman alpha absorbers and in the intergalactic medium, and to allow for an early reionization of the Universe at  $z \sim 10 - 20$  as indicated by the first year results released by WMAP. We find that the normal mode of star formation produces a gravitational wave background which peaks at 300-500 Hz and is within LIGO III sensitivity. The Population III component peaks at lower frequencies (30-100 Hz depending on the model), and could be detected by LIGO III as well as the planned BBO and DECIGO interferometers.

#### 21. Afterglow calculation in the electromagnetic model for Gamma-Ray Bursts.

F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2006, *A&A*, 457, 737.

**Résumé en anglais de l'article** : *Aims* : We compute the afterglow of gamma-ray bursts produced by purely electromagnetic outflows to see if it shows characteristic signatures differing from what is obtained with the standard internal/external shock model. *Methods* : Using a simple approach for the injection of electromagnetic energy to the forward shock we obtain the afterglow evolution both during the period of activity of the central source and after. Our method even applies to a variable source. *Results* : Afterglow light curves in the visible and X-ray bands are computed both for a uniform medium and a stellar wind environment. They are brighter at early times than afterglows obtained with the internal/external shock model but relying on these differences only to discriminate between models will not be easy.

#### 20. Hierarchical growth and cosmic star formation : enrichment, outflows and supernova rates.

F. Daigne, K. Olive, J. Silk, F. Stoehr and E. Vangioni, 2006, *ApJ*, 647, 773.

**Résumé en anglais de l'article** : The cosmic star formation histories are evaluated for different minimum masses of the initial halo structures, with allowance for realistic gas outflows. With a minimum halo mass of  $10^7 - 10^8 M_\odot$  and a moderate outflow efficiency, we reproduce both the current baryon fraction and the early chemical enrichment of the IGM. The intensity of the formation rate of «nor-

mal” stars is also well constrained by the observations : it has to be dominated by star formation in elliptical galaxies, except perhaps at very low redshift. The fraction of baryons in stars is predicted as are also the type Ia and II supernova event rates. Comparison with SN observations in the redshift range  $z = 0 - 2$  allows us to set strong constraints on the time delay of type Ia supernovae (a total delay of  $\sim 4$  Gyr is required to fit the data), the lower end of the mass range of the progenitors ( $2 - 8 M_{\odot}$ ) and the fraction of white dwarfs that reproduce the type Ia supernova (about 1 per cent). The intensity of zero metallicity stars below  $270 M_{\odot}$  must be limited in order to avoid premature overenrichment of the IGM. About 50 % of the metals present in the IGM at  $z = 0$  have been produced by population III stars at very high  $z$ . The remaining 50 % are ejected later by galaxies forming normal stars. We conclude that about  $10^{-3}$  of the mass in baryons must lie in first massive stars in order to produce enough ionizing photons to allow early reionization of the IGM by  $z \sim 15$ .

### 19. The circumstellar environment of Wolf-Rayet stars and Gamma-ray burst afterglows.

J.J. Eldridge, F. Genet, F. Daigne and R. Mochkovitch, 2006, *MNRAS*, 367, 186.

**Résumé en anglais de l'article :** We study the evolution of the circumstellar medium of massive stars. We pay particular attention to Wolf-Rayet stars that are thought to be the progenitors of some long Gamma-Ray Bursts. We detail the mass-loss rates we use in our stellar evolution models and how we estimate the stellar wind speeds during different phases. With these details we simulate the interactions between the wind and the interstellar medium to predict the circumstellar environment around the stars at the time of core-collapse. We then investigate how the structure of the environment might affect the GRB afterglow. We find that when the afterglow jet encounters the free-wind to stalled-wind interface that rebrightening occurs and a bump is seen in the afterglow light curve. However our predicted positions of this interface are too distant from the site of the GRB to reach while the afterglow remains observable. The values of the final-wind density,  $A_*$ , from our stellar models are of the same order ( $\lesssim 1$ ) as some of the values inferred from observed afterglow lightcurves and those from observed Wolf-Rayet stars. We do not reproduce the lowest  $A_*$  values below 0.3 inferred from afterglow observations. For these cases we suggest that the progenitors could have been a WO type Wolf-Rayet star or a very low metallicity star. Finally we turn our attention to the matter of stellar wind material producing absorption lines in the afterglow spectra. We discuss the observational signatures of two Wolf-Rayet stellar types, WC and WO, in the afterglow lightcurve and spectra. We also indicate how it may be possible to constrain the initial mass and metallicity of a GRB progenitor by using the inferred wind density and wind velocity.

### 18. Neutrino Signatures from the First Stars.

F. Daigne, K.A. Olive, P. Sandick and E. Vangioni, 2005, *Phys. Rev. D*, 72, 103007.

**Résumé en anglais de l'article :** Evidence from the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) polarization data indicates that the Universe may have been reionized at very high redshift. It is often suggested that the ionizing UV flux originates from an early population of massive or very massive stars. Depending on their mass,

such stars can explode either as type II supernovae or pair-instability supernovae, or may entirely collapse into a black hole. The resulting neutrino emission can be quite different in each case. We consider here the relic neutrino background produced by an early burst of Population III stars coupled with a normal mode of star formation at lower redshift. The computation is performed in the framework of hierarchical structure formation and is based on cosmic star formation histories constrained to reproduce the observed star formation rate at redshift  $z \lesssim 6$ , the observed chemical abundances in damped Lyman alpha absorbers and in the intergalactic medium, and to allow for an early reionization of the Universe at  $z \sim 10 - 20$ . We find that although the high redshift burst of Population III stars does lead to an appreciable flux of neutrinos at relatively low energy ( $E \simeq 1$  MeV), the observable neutrino flux is dominated by the normal mode of star formation. We also find that predicted fluxes are at the present level of the SuperK limit. As a consequence, the supernova relic neutrino background has a direct impact on models of chemical evolution and/or supernova dynamics.

### 17. On the nature of X-ray flashes.

C. Barraud, F. Daigne, R. Mochkovitch and J.-L. Atteia, 2005, *A&A*, 440, 809.

**Résumé en anglais de l'article :** We discuss the origin of X-Ray Flashes (XRFs), a recently discovered class of Gamma-Ray Bursts (GRBs). Using a simplified model for internal shocks we check if XRFs can be intrinsically soft due to some specific values of the parameters describing the relativistic outflow emerging from the central engine. We generate a large number of synthetic events and find that XRFs are obtained when the contrast  $\Gamma_{\max}/\Gamma_{\min}$  of the Lorentz factor distribution is small while the average Lorentz factor  $\bar{\Gamma}$  is large. A few XRFs may be GRBs at large redshifts but we exclude this possibility for the bulk of the population. If outflows with a small contrast are commonly produced, even a large population of XRFs could be explained. If conversely the Lorentz factor distribution within the wind is broad, one should then rely on extrinsic causes, such as viewing angle effects or high redshift.

### 16. Cosmic star formation, reionization, and constraints on global chemical evolution.

F. Daigne, K. Olive, E. Vangioni-Flam, J. Silk and J. Audouze, 2004, *ApJ*, 617, 693.

**Résumé en anglais de l'article :** Motivated by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) results indicating an early epoch of reionization, we consider alternative cosmic star formation models that are capable of reionizing the early intergalactic medium. We develop models that include an early burst of massive stars (with several possible mass ranges) combined with standard star formation. We compute the stellar ionizing flux of photons, and we track the nucleosynthetic yields for several elements : D,  $^4\text{He}$ , C, N, O, Si, S, Fe, and Zn. We compute the subsequent chemical evolution as a function of redshift, both in the intergalactic medium and in the interstellar medium of forming galaxies, starting with the primordial objects that are responsible for the reionization. We apply constraints from the observed abundances in the Ly $\alpha$  forest and in damped Ly $\alpha$  clouds in conjunction with the ability of the models to produce the required degree of reionization. We also consider possible constraints associated with the observations of the two extremely metal-poor stars HE 0107-5240 and CS 22949-037.

We confirm that an early top-heavy stellar component is required, since a standard star formation model is unable to reionize the early universe and reproduce the abundances of the very metal-poor halo stars. A bimodal (or top-heavy) initial mass function (IMF; 40-100  $M_{\odot}$ ) is our preferred scenario, compared with the extreme mass range ( $\gtrsim 100 M_{\odot}$ ) often assumed to be responsible for the early stages of reionization. A mode of even more extreme stellar masses in the range  $\geq 270 M_{\odot}$  has also been considered. All massive stars in this mode collapse entirely into black holes, and as a consequence, chemical evolution and reionization are decorrelated. The ionizing flux from these very massive stars can easily reionize the universe at  $z \sim 17$ . However, the chemical evolution in this case is exactly the same as in the standard star formation model, and the observed high-redshift abundances are not reproduced. We show that the initial top-heavy mode, which originally was introduced to reionize the early universe, produces rapid initial metal pollution. The existence of old, C-rich halo stars with high [O/Fe] and [C/Fe] ratios is predicted as a consequence of these massive stars. The recently observed abundances in the oldest halo stars could trace this very specific stellar population. The extreme mass range is disfavored, and there is no evidence, nor any need, for a hypothesized primordial population of very massive stars in order to account for the chemical abundances of extremely metal-poor halo stars or of the intergalactic medium. The combined population of early-forming normal (0.1-100  $M_{\odot}$ ) and massive (40-100  $M_{\odot}$ ) stars can simultaneously explain the cosmic chemical evolution and the observations of extremely metal-poor halo stars and also account for early cosmological reionization.

#### 15. The runaway instability of thick discs around black holes. II. Non constant angular momentum discs.

F. Daigne and J.A. Font, 2004, MNRAS, 349, 841.

**Résumé en anglais de l'article :** We present results from a comprehensive number of relativistic, time-dependent, axisymmetric simulations of the runaway instability of non-constant angular momentum thick discs around black holes. This second paper in the series extends earlier results where only constant angular momentum discs were considered. All relevant aspects of the theory of stationary thick discs around rotating black holes, necessary to build the equilibrium initial data used in our simulations, are presented in great detail. The angular momentum of the evolved discs is assumed to increase outwards with the radial distance according to a power law,  $l = Kr^{\alpha}$ , where  $K > 0$  corresponds to prograde discs (with respect to the black hole rotation) and  $K < 0$  to retrograde discs. The main simplifying assumptions of our approach are not to include magnetic fields or self-gravity in the discs (test-fluid approximation). Furthermore, the dynamics of the space-time is accounted for by computing the transfer of mass and angular momentum from the disc to the black hole through the event horizon. In this approximation the evolution of the central black hole, which initially is non-rotating, is assumed to follow a sequence of Kerr black holes of increasing mass and spin. All discs we build slightly overflow the potential barrier at the cusp, departing from equilibrium, so that accretion is possible. In agreement with previous results based on stationary models we find that by allowing the mass and the spin of the black hole to grow, constant angular momentum discs rapidly become unstable on a dynamical time-scale (a few orbital periods).

The comparison with the results of our first paper shows that the effect of the angular momentum transfer from the tori to the black hole is to make constant angular momentum discs less unstable, increasing the time-scale for the runaway instability to grow. However, we find that non-constant angular momentum discs are dramatically stabilized for very small values of the angular momentum slope  $\alpha$ , much smaller than the Keplerian value  $\alpha = 1/2$ . Our fully relativistic and time-dependent simulations thus confirm the predictions of stationary studies concerning the stabilizing effect of non-constant angular momentum distributions. For the various disc-to-hole mass ratios considered, we systematically find that the critical values of  $\alpha$  below which the runaway instability can exist are slightly smaller than those reported previously in the literature based on stationary studies.

#### 14. The physics of pulses in gamma-ray bursts : temporal profiles, time lags and emission processes.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 2003, MNRAS, 342, 587.

**Résumé en anglais de l'article :** We present a simple, semi-analytical model to explain gamma-ray burst temporal and spectral properties in the context of the internal shock model. Each individual pulse in the temporal profiles is produced by the deceleration of fast moving material by a comparatively slower layer within a relativistic wind. The spectral evolution of synthetic pulses is first obtained with standard equipartition assumptions to estimate the post-shock magnetic field and the electron Lorentz factor. We find  $E_p \sim t^{-\delta}$  with  $\delta = 7/2$ , which is much steeper than the observed slopes  $\delta_{\text{obs}} \lesssim 1.5$ . We therefore consider the possibility that the equipartition parameters depend on the shock strength and post-shock density. We then obtain a much better agreement with the observations and our synthetic pulses satisfy both the hardness-intensity and hardness-fluence correlations. We also compute time-lags between profiles in different energy channels and we find that they decrease with increasing hardness. Finally, we compare our predicted time-lag-luminosity relation with the result of Norris, Marani & Bonnell obtained from six bursts with known redshift.

#### 13. A new X-ray flare from the Galactic nucleus discovered with the XMM-Newton Photon Imaging Cameras.

A. Goldwurm, E. Brion, P. Goldoni, P. Ferrando, F. Daigne, A. Decourchelle, R.S. Warwick and P. Predehl, 2003, ApJ, 584, 751.

**Résumé en anglais de l'article :** Sgr A\*, the compact radio source believed to be the counterpart of the massive black hole at the Galactic nucleus, was observed to undergo rapid and intense flaring activity in X-rays with Chandra in 2000 October. We report here the detection with XMM-Newton European Photon Imaging Cameras of the early phase of a similar X-ray flare from this source, which occurred on 2001 September 4. The source 2-10 keV luminosity increased by a factor of 20 to reach a level of  $4 \times 10^{34}$  ergs s<sup>-1</sup> in a time interval of about 900 s, just before the end of the observation. The data indicate that the source spectrum was hard during the flare. This XMM-Newton observation confirms the results obtained by Chandra and suggests that in Sgr A\* rapid and intense X-ray flaring is not a rare event. This can constrain the emission mechanism models proposed for this source and also implies that the crucial multiwa-

velength observation programs planned to explore the behavior of the radio/submillimeter and hard X-ray/gamma-ray emissions during the X-ray flares have a good chance of success.

## 12. Production of Lithium, Beryllium, and Boron by hypernovae and the possible hypernova-gamma-ray burst connection.

B. Fields, F. Daigne, M. Casse and E. Vangioni-Flam, 2002, *ApJ*, 581, 389.

**Résumé en anglais de l'article :** We investigate a possible nucleosynthetic signature of highly energetic explosions of C-O cores ("hypernovae" or HNe) that might be associated with gamma-ray bursts (GRBs). We note that the direct impact of C- and O-enriched hypernova ejecta on the ambient hydrogen and helium leads to spallation reactions that can produce large amounts of the light nuclides lithium, beryllium, and boron (LiBeB). Using analytic velocity spectra of the hypernova ejecta, we calculate the LiBeB yields of different exploding C-O cores associated with observed hypernovae. The deduced yields are much higher than those produced by similar (direct) means in normal Type II supernovae (SNe) and are higher than the commonly used ones arising from shock wave acceleration induced by Type II supernova explosions. To avoid overproduction of these elements in our Galaxy, hypernovae should be rare events, with  $\lesssim 310^{-2}$  hypernovae per supernova, assuming a constant HN/SN ratio over time; this result also implies that the HN production of Be is only a fraction of other sources, e.g., superbubbles. Our limit to the HN/SN ratio is in good agreement with that of long-duration GRBs if we assume that the gamma-ray emission is focussed in a solid angle  $\Omega$  so that  $\langle (\Omega/4\pi)^{-1} \rangle \gtrsim 3 \times 10^4$ . This encouraging result supports the possible HN-GRB association. Thus, Galactic LiBeB abundance measurements offer a promising way to probe the HN rate history and the possible HN-GRB correlation. On the other hand, if hypernovae are associated with massive pregalactic stars (Population III), they would produce an LiBeB pre-enrichment in protogalactic gas, which could show up as a plateau in the lowest metallicities of the Be-Fe relation in halo stars.

## 11. On the stability of thick accretion disks around black holes.

J.A. Font and F. Daigne, 2002, *ApJ*, 581, L23.

**Résumé en anglais de l'article :** Discerning the likelihood of the so-called runaway instability of thick accretion disks orbiting black holes is an important issue for most models of cosmic gamma-ray bursts. To this aim, we investigate this phenomenon by means of time-dependent, hydrodynamical simulations of black hole plus torus systems in general relativity. The evolution of the central black hole is assumed to be that of a sequence of Kerr black holes of increasing mass and spin, whose growth rate is controlled by the transfer of mass and angular momentum from the material of the disk spiraling in through the event horizon of the black hole. The self-gravity of the disk is neglected. We find that when the black hole mass and spin are allowed to increase, constant angular momentum disks undergo a runaway instability on a dynamical timescale (a few orbital periods). However, our simulations show that a slight increase of the specific angular momentum of the disk outward has a dramatic stabilizing effect. Our results, obtained in the framework of general relativity, are in broad agreement with earlier studies based both on stationary models and on time-dependent simulations with

Newtonian and pseudo-Newtonian gravitational potentials.

## 10. The expected thermal precursors of gamma-ray bursts in the internal shock model.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 2002, *MNRAS*, 336, 1271.

**Résumé en anglais de l'article :** The prompt emission of gamma-ray bursts probably comes from a highly relativistic wind which converts part of its kinetic energy into radiation via the formation of shocks within the wind itself. Such 'internal shocks' can occur if the wind is generated with a highly non-uniform distribution of the Lorentz factor. We estimate the expected photospheric emission of such a relativistic wind when it becomes transparent. We compare this thermal emission (temporal profile + spectrum) with the non-thermal emission produced by the internal shocks. In most cases, we predict a rather bright thermal emission that should already have been detected. This favours acceleration mechanisms for the wind where the initial energy input is under magnetic rather than thermal form. Such scenarios can produce thermal X-ray precursors comparable to those observed by Ginga and WATCH/GRANAT.

## 9. The runaway instability of thick discs around black holes. I. The constant angular momentum case.

J.A. Font and F. Daigne, 2002, *MNRAS*, 334, 383.

**Résumé en anglais de l'article :** We present results from a numerical study of the runaway instability of thick discs around black holes. This instability is an important issue for most models of cosmic gamma-ray bursts, where the central engine responsible for the initial energy release is such a system consisting of a thick disc surrounding a black hole. We have carried out a comprehensive number of time-dependent simulations aimed at exploring the appearance of the instability. Our study has been performed using a fully relativistic hydrodynamics code. The general relativistic hydrodynamic equations are formulated as a hyperbolic flux-conservative system and solved using a suitable Godunov-type scheme. We build a series of constant angular momentum discs around a Schwarzschild black hole. Furthermore, the self-gravity of the disc is neglected and the evolution of the central black hole is assumed to be that of a sequence of exact Schwarzschild black holes of varying mass. The black hole mass increase is thus determined by the mass accretion rate across the event horizon. In agreement with previous studies based on stationary models, we find that by allowing the mass of the black hole to grow the disc becomes unstable. Our hydrodynamical simulations show that for all disc-to-hole mass ratios considered (between 1 and 0.05), the runaway instability appears very fast on a dynamical time-scale of a few orbital periods, typically a few 10 ms and never exceeding 1 s for our particular choice of the mass of the black hole ( $2.5M_{\odot}$ ) and a large range of mass fluxes ( $\dot{M} \gtrsim 10^{-3} M_{\odot} \cdot s^{-1}$ ). The implications of our results in the context of gamma-ray bursts are briefly discussed.

## 8. Baryonic pollution in gamma-ray bursts : the case of a magnetically driven wind emitted from a disk orbiting a stellar mass black hole.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 2002, *A&A*, 388, 189.

**Résumé en anglais de l'article :** Most models for the central engine of gamma-ray bursts involve a stellar mass black hole surrounded by a thick disk formed after the merging of a system of com-

pact objects or the collapse of a massive star. Energy released from the accretion of disk material by the black hole or from the rotation of the hole itself extracted by the Blandford-Znajek mechanism powers a relativistic wind along the system axis. Lorentz factors of several hundreds are needed to solve the compactness problem in the wind which implies the injection of a tremendous power into a very small amount of matter. The Blandford-Znajek mechanism, where the outflow follows magnetic field lines anchored to the black hole is probably the best way to prevent baryonic pollution and can even initially produce a purely leptonic wind. In this paper we rather study the wind emitted from the inner part of the disk where the risk of baryonic pollution is much larger since the outflow originates from high density regions. We show that the baryonic load of this wind sensitively depends on the disk temperature and magnetic field geometry and that the outflow can become ultra-relativistic (Lorentz factor  $\Gamma > 100$ ) under quite restrictive conditions only. Conversely, if Gamma remains of the order of unity the dense wind emitted from the inner disk could help to confine the central jet but may also represent a source of baryon contamination for the Blandford-Znajek mechanism.

#### 7. XMM-Newton observation of the bursting pulsar GRO J1744-28 in quiescence.

F. Daigne, P. Goldoni, P. Ferrando, A. Goldwurm, A. Decourchelle and Warwick, R.S., 2002, *A&A*, 386, 531

**Résumé en anglais de l'article :** The XMM-Newton X-ray observatory performed a pointed observation of the bursting pulsar GRO J1744-28 in April 2001 for about 10 ks during a program devoted to the scan of the Galactic center region. After the discovery of this source by BATSE in December 1995 during a very active bursting phase, it has been in quiescence since April 1997. We present here the first detection of GRO J1744-28 in its quiescent state at a position which is consistent with previous high-energy positions (but not consistent with a proposed IR counterpart). The observed luminosity of the source in quiescence is about 6 orders of magnitude weaker than the luminosity in outburst.

#### 6. Stationary equatorial MHD flows in general relativity.

F. Daigne and G. Drenkhahn, 2002, *A&A*, 381, 1066.

**Résumé en anglais de l'article :** We derive a new formulation of the fully general relativistic equations describing a stationary equatorial MHD outflow from a rotating central object. The wind solution appears as a level contour of a "Bernoulli" function fixed by the requirements that it must pass through the slow and fast critical points. This approach is the general relativistic extension to the classical treatment of Sakurai (1985). We discuss in details how the efficiency of the magnetic to kinetic energy conversion depends mainly on the geometry of the flux tubes and show that the magnetic acceleration can work very well under some conditions. We show how this tool can be used for the study of several astrophysical phenomena, among which gamma-ray bursts.

#### 5. Large scale magnetic fields and their dissipation in GRB fireballs.

H.C. Spruit, F. Daigne and G. Drenkhahn, 2001, *A&A*, 369, 694.

**Résumé en anglais de l'article :** We consider possible geometries of magnetic fields in GRB outflows, and their evolution with distance from the source. For magnetically driven outflows, with an assumed ratio of magnetic to kinetic energy density of order unity, the field strengths are sufficient for efficient production of gamma-rays by synchrotron emission in the standard internal shock scenario, without the need for local generation of small scale fields. In these conditions, the MHD approximation is valid to large distances ( $\gtrsim 10^{19}$  cm). In outflows driven by nonaxisymmetric magnetic fields, changes of direction of the field cause dissipation of magnetic energy by reconnection. Much of this dissipation takes place outside the photosphere of the outflow, and can convert a significant fraction of the magnetic energy flux into radiation.

#### 4. Gamma-ray bursts from internal shocks in a relativistic wind : an hydrodynamical study.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 2000, *A&A*, 358, 1157.

**Résumé en anglais de l'article :** The internal shock model for gamma-ray bursts involves shocks taking place in a relativistic wind with a very inhomogeneous initial distribution of the Lorentz factor. We have developed a 1D lagrangian hydrocode to follow the evolution of such a wind and the results we have obtained are compared to those of a simpler model presented in a recent paper (Daigne & Mochkovitch 1998) where all pressure waves are suppressed in the wind so that shells with different velocities only interact by direct collisions. The detailed hydrodynamical calculation essentially confirms the conclusion of the simple model : the main temporal and spectral properties of gamma-ray bursts can be reproduced by internal shocks in a relativistic wind.

#### 3. Theoretical interpretation of the X-ray properties of GRB 960720.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 1999, *A&AS*, 138, 523.

**Résumé en anglais de l'article :** BeppoSAX observations of the single pulse burst GRB 960720 have allowed a detailed study of its X-ray properties : pulse width in different energy bands, spectral evolution from 2 to 700 keV, etc. We show that the early (0-5 s) X-ray emission and the gamma-rays are well explained by internal shocks in a relativistic wind while the late (5-20 s) X-ray emission could come from the reverse shock generated in the wind when it interacts with the external medium. The results for a medium of uniform density are compared to the observations.

#### 2. Gamma-ray bursts from internal shocks in a relativistic wind : temporal and spectral properties.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 1998, *MNRAS*, 296, 275.

**Résumé en anglais de l'article :** We construct models for gamma-ray bursts in which the emission comes from internal shocks in a relativistic wind with a highly non-uniform distribution of the Lorentz factor. We follow the evolution of the wind using a very simplified approach in which a large number of layers interact by direct collisions but all pressure waves have been suppressed. We suppose that the magnetic field and the electron Lorentz factor reach large equipartition values in the shocks. Synchrotron photons emitted by the relativistic electrons have a typical energy in the gamma-ray range

in the observer frame. Synthetic bursts are constructed as the sum of the contributions from all the internal elementary shocks, and their temporal and spectral properties are compared with the observations. We reproduce the diversity of burst profiles, the 'FRED' shape of individual pulses and the short time-scale variability. Synthetic bursts also satisfy the duration-hardness relation and individual pulses are found to be narrower at high energy, in agreement with the observations. These results suggest that internal shocks in a relativistic wind may indeed be at the origin of gamma-ray bursts. A potential problem, however, is the relatively low efficiency of the dissipation process. If the relativistic wind is powered by accretion from a disc to a stellar mass black hole, it implies that a substantial fraction of the available energy is injected into the wind.

### 1. Gamma-ray bursts and the runaway instability of thick discs around black holes.

F. Daigne and R. Mochkovitch, 1997, MNRAS, 285, L15.

**Résumé en anglais de l'article :** In the context of cosmological models for gamma-ray bursts where the energy is extracted from a thick disc orbiting a stellar-mass black hole we discuss the stability of accretion when the specific angular momentum is increasing outwards in the disc. Discs with constant angular momentum are known to lead to a runaway instability, with catastrophic accretion taking place on a dynamical time-scale. We find that even a slight increase of the specific angular momentum outwards has a strong stabilizing effect on the accretion process. We finally comment on the limitations of our results, which are obtained with classical physics and neglecting the disc self-gravity.

Ces articles se répartissent thématiquement de la manière suivante :

- Le moteur central des sursauts gamma : articles 1, 5, 6, 8, 9, 11 et 15.
- Les mécanismes d'émission dans les sursauts gamma (chocs internes et phase de décélération) : articles 2, 3, 4, 10, 14, 17, 19, 21, 24, 25 et 26.
- Evolution cosmique des baryons, des premières étoiles à l'époque actuelle : articles 12, 16, 18, 20, 22.
- L'étude Les sursauts gamma comme traceurs de l'univers lointain : articles 23 et 27.
- Autres travaux (traitement de données XMM pendant mon séjour post-doctoral au Service d'Astrophysique du CEA) : articles 7 et 13.

Les articles 2, 11, 20, 23 et 26 sont insérés en annexe du présent mémoire.