

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île de  
France

Institut d'Astrophysique de Paris

**THÈSE de DOCTORAT  
de l'Université Paris VI**

présentée par

**FRANCK GENET**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université Paris VI

Spécialité : Astrophysique

Directeur de Thèse: Robert MOCHKOVITCH

---

**LES SURSAUTS GAMMA: RÉMANENCE  
PRÉCOCE ET TEST DES MODÈLES**

---

soutenue le 15 - 30 septembre 2007 devant le jury composé de

Patrick BOISSÉ	Président
Jean-Luc ATTEIA	Rapporteur
Gilles HENRI	Rapporteur
Robert MOCHKOVITCH	Directeur de thèse
Frédéric DAIGNE	Directeur de thèse
Guillaume DUBUS	Examineur



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>II</b>	<b>Propriétés et modélisation des sursauts gamma</b>	<b>17</b>
<b>1</b>	<b>Historique</b>	<b>19</b>
1.1	La découverte des sursauts gamma . . . . .	19
1.2	Les premières missions spatiales . . . . .	20
1.3	Isotropie de la distribution sur le ciel des sursauts gamma . . . . .	21
1.4	Découverte des contreparties . . . . .	21
1.5	Les révélations de Swift . . . . .	22
1.6	Les objets parents . . . . .	23
1.7	Aujourd’hui . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Cadre théorique général</b>	<b>25</b>
2.1	Événement initial et éjection d’un vent relativiste . . . . .	25
2.2	Mécanismes d’émission . . . . .	26
2.3	Référentiels et échelles temporelles . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Propriétés globales des sursauts</b>	<b>33</b>
<b>4</b>	<b>Le sursaut, ou émission “prompte”</b>	<b>37</b>
4.1	Observations . . . . .	37
4.1.1	Propriétés temporelles . . . . .	37
4.1.2	Propriétés spectrales . . . . .	39
4.2	Description de la théorie . . . . .	43
4.2.1	Le modèle des chocs internes . . . . .	44
4.2.2	Le modèle électromagnétique . . . . .	45
<b>5</b>	<b>La rémanence</b>	<b>47</b>
5.1	Observations . . . . .	47
5.1.1	Courbes de lumière et spectres . . . . .	47

5.1.2	Cassures dans la courbe de lumière . . . . .	48
5.1.3	Bosses dans la courbe de lumière . . . . .	49
5.1.4	"Flares" : pics observés dans la rémanence . . . . .	49
5.2	Description des modèles pre- <i>Swift</i> . . . . .	50
5.2.1	Le modèle "standard" : le modèle du choc externe . . . . .	50
5.2.2	Le modèle électromagnétique . . . . .	60
5.3	Environnement des sursauts gamma . . . . .	60
<b>6</b>	<b>La rémanence précoce : un effet du choc avant ?</b>	<b>63</b>
6.1	Observations . . . . .	63
6.2	Origine de la rémanence précoce : théories actuelles . . . . .	64
<b>III</b>	<b>Une modélisation cohérente des diverses étape d'émission d'un sursaut gamma</b>	<b>69</b>
<b>7</b>	<b>Le modèle des couches solides</b>	<b>71</b>
7.1	Chocs internes et choc en retour . . . . .	73
7.2	Le choc avant . . . . .	76
7.3	Traitement de la surface de discontinuité . . . . .	78
<b>8</b>	<b>Chocs internes, choc avant et choc retour : définitions et organisation temporelle</b>	<b>81</b>
8.1	Rayon et temps typiques des chocs internes . . . . .	82
8.2	Rayon et temps de décélération . . . . .	82
8.3	Rayon et temps de fin du choc retour . . . . .	83
8.4	Relations entre ces diverses valeurs . . . . .	84
<b>9</b>	<b>Mécanismes d'émission</b>	<b>87</b>
9.1	Chocs internes . . . . .	87
9.2	Choc externe . . . . .	90
<b>10</b>	<b>Effets géométriques</b>	<b>91</b>
10.1	Chocs internes . . . . .	93
10.2	Choc externe . . . . .	97
10.3	Ouverture latérale du jet . . . . .	99
<b>11</b>	<b>Résultats : le modèle standard</b>	<b>101</b>
11.1	Sursauts nus . . . . .	101
11.2	Effet du milieu extérieur . . . . .	103
11.2.1	Choc avant . . . . .	103
11.2.2	Effet de l'angle de vue . . . . .	106

<b>12 Un modèle alternatif : le modèle électromagnétique</b>	<b>109</b>
12.1 Principe de calcul . . . . .	109
12.2 Résultats . . . . .	112
<b>IV L'émission des sursauts gamma, de l'émission prompte à la rémanence</b>	<b>115</b>
<b>13 GRB 050820A</b>	<b>117</b>
13.1 Émission optique pendant le sursaut . . . . .	117
13.2 Modélisation du sursaut . . . . .	117
13.3 Calcul de la rémanence . . . . .	120
13.4 Effet du milieu extérieur sur le profil du sursaut. . . . .	121
13.5 Diverses solutions tentées . . . . .	122
13.5.1 Réduction de la densité du milieu extérieur . . . . .	122
13.5.2 Changement de la distribution de facteur de Lorentz . . . . .	123
13.5.3 Processus de création de paires . . . . .	125
13.5.4 Modèle électromagnétique . . . . .	126
13.6 Conclusion . . . . .	127
<b>14 Rémanence Précoce (<math>\sim 10^2 - 10^4</math> s)</b>	<b>129</b>
14.1 Description détaillée du choc retour . . . . .	130
14.2 Puissance dissipée . . . . .	130
14.3 L'énergie dissipée peut-elle être émise en X? . . . . .	135
14.4 Autres longueurs d'onde . . . . .	135
14.4.1 Calcul du flux dans différents régimes . . . . .	138
14.4.2 Conséquences . . . . .	140
14.5 Rémanence : choc retour et/ou choc avant? . . . . .	143
14.6 Conclusion . . . . .	144
14.7 Modèle électromagnétique . . . . .	148
14.7.1 Régimes d'émission . . . . .	148
14.7.2 Comparaison avec le modèle "standard" . . . . .	148
14.7.3 La rémanence "canonique" peut-elle être expliquée par le modèle électromagnétique? . . . . .	150
14.7.4 Les observations permettraient-elles de distinguer entre les modèles standard et électromagnétique? . . . . .	151
14.7.5 Conclusion . . . . .	151
14.8 "Flares" . . . . .	152
14.8.1 Modélisation et résultats . . . . .	152
14.8.2 Le modèle des couches irrégulières . . . . .	154
14.8.3 Conclusion . . . . .	155

14.9	La rémanence précoce : conclusion générale . . . . .	156
<b>15</b>	<b>La rémanence “classique”</b>	<b>159</b>
15.1	GRB 030329 . . . . .	159
15.1.1	Courbe de lumière de la rémanence et particularités . . . . .	159
15.1.2	Retour sur l’hypothèse des chocs rafraîchis . . . . .	160
15.1.3	Origine de la première bosse de la rémanence de GRB 030329 . . . . .	161
15.1.4	Largeur de la bosse . . . . .	163
15.1.5	Origine de ces contraintes . . . . .	164
15.1.6	Conclusion . . . . .	167
15.2	Environnement réaliste des sursauts . . . . .	168
15.2.1	Description de l’environnement . . . . .	169
15.2.2	Effet d’un tel environnement sur la rémanence . . . . .	171
15.2.3	Conclusion . . . . .	172
15.3	La rémanence “classique” : conclusion générale . . . . .	173
<b>V</b>	<b>Conclusion</b>	<b>175</b>

# Table des figures

2.1	Deux types d'événements initiaux . . . . .	27
2.2	Chocs internes . . . . .	28
2.3	Interaction entre l'éjecta et le milieu extérieur . . . . .	29
2.4	Exemple d'émission prompte optique : GRB 990123 . . . . .	30
2.5	Mécanismes d'émission dans le cadre du modèle "standard" . . . . .	32
3.1	Distribution isotrope des sursauts <i>BATSE</i> . . . . .	34
3.2	Distribution bimodale des durées des sursauts gamma . . . . .	34
3.3	Distribution en redshift . . . . .	35
3.4	Diagramme log $N$ -log $P$ . . . . .	36
4.1	Profil caractéristique : "FRED" . . . . .	38
4.2	Profils temporels avec précurseur . . . . .	39
4.3	GRB 050709 : sursaut court ou long ? . . . . .	40
4.4	Observation optique prompte . . . . .	41
4.5	Spectre de GRB 990123 . . . . .	42
4.6	Distribution des paramètres spectraux des sursauts <i>BATSE</i> . . . . .	43
4.7	Evolution spectrale du dur vers le mou . . . . .	44
4.8	Profils temporels de sursauts . . . . .	46
5.1	Cassures chromatiques dans la rémanence . . . . .	48
5.2	Cassures achromatiques dans la rémanence . . . . .	49
5.3	Bosses dans la rémanence . . . . .	50
5.4	"Flares" dans la rémanence . . . . .	51
5.5	Spectre synchrotron . . . . .	56
5.6	Définition du "jet break" . . . . .	58
5.7	Présence d'une supernova sous jacente dans la rémanence de GRB 970228 . . . . .	61
5.8	Comparaison du spectre de GRB 030329 avec celui de la supernova sous-jacente . . . . .	61
5.9	Schéma d'un milieu extérieur réaliste . . . . .	62
6.1	Observations avant/après <i>Swift</i> . . . . .	64

6.2	Rémanence canonique . . . . .	65
7.1	Interaction de la couche avant avec le milieu extérieur . . . . .	77
10.1	Définition des angles . . . . .	91
10.2	Effet géométrique 1 . . . . .	92
10.3	Effet géométrique 2 . . . . .	93
10.4	Dans l'axe/hors axe . . . . .	94
10.5	Temps d'arrivée . . . . .	98
11.1	Sursauts nus synthétiques . . . . .	102
11.2	Pic unique synthétique et pente temporelle . . . . .	103
11.3	Effet du milieu extérieur sur le sursaut . . . . .	104
11.4	Rémanence synthétique due à un éjecta de facteur de Lorentz variant aléatoirement . . . . .	105
11.5	Effet de l'angle de visée sur l'émission prompte . . . . .	106
11.6	Effet de l'angle de visée sur la rémanence . . . . .	108
12.1	Variations de la source (modèle électromagnétique) . . . . .	112
12.2	Facteurs de Lorentz correspondants (modèle électromagnétique) . . . . .	113
12.3	Rémanences correspondantes (modèle électromagnétique) . . . . .	114
13.1	GRB050820A : profil de facteur de Lorentz . . . . .	118
13.2	GRB050820A : comparaison entre le sursaut observé et le sursaut nu modélisé	119
13.3	Effet de la pente du spectre sur l'émission prompte. . . . .	119
13.4	Effet de la densité du milieu extérieur sur la rémanence . . . . .	121
13.5	Rémanences dans un milieu de type vent et dans un milieu uniforme . . . . .	122
13.6	Comparaison de notre modèle avec les observations . . . . .	123
13.7	Effet du milieu extérieur sur le profil du sursaut . . . . .	124
13.8	Un pic du sursaut du au choc retour ? . . . . .	125
13.9	Rémanence et sursaut synthétiques en présence d'une bulle vide . . . . .	126
13.10	Modèle électromagnétique : rémanence synthétique de GRB 050820A . . . . .	127
14.1	Facteur de Lorentz, profil et pente temporels d'un sursaut à pic unique . . . . .	131
14.2	Puissance dissipée dans le choc retour . . . . .	132
14.3	Courbes de lumière dans le domaine X du choc retour . . . . .	136
14.4	Cassures chromatiques dans le modèle du choc retour . . . . .	141
14.5	Schémas des comportements complets de $\nu_m$ et $\nu_c$ . . . . .	142
14.6	Rémanences radio dans le modèle du choc retour . . . . .	145
14.7	Rémanences radio de divers sursauts . . . . .	146
14.8	Fréquences critiques dans les modèles "standard" et électromagnétique . . . . .	149
14.9	Rémanences dans les modèles "standard" et électromagnétique . . . . .	150



14.10	Facteur de Lorentz donnant lieu à un "flare"	153
14.11	Exemples de "flares" synthétiques	154
14.12	Comparaison à GRB 050502B	155
14.13	Comparaison à GRB 050904	157
15.1	Rémanence optique de GRB 030329	160
15.2	Aspect de la bosse selon l'angle d'ouverture du matériel lent	164
15.3	Aspect de la bosse selon la variation de facteur de Lorentz dans le matériel lent	165
15.4	État de l'éjecta avant et après les chocs internes	166
15.5	Environnement stellaire	169
15.6	Schéma du profil de densité entourant un sursaut long	170
15.7	Effet de $A^*$ et $R_{lc}$ sur la rémanence	172



# Première partie

## Introduction



Les sursauts gamma ont été découverts au cours des années 1960 par les satellites américains de type *VELA*. Ce sont des phénomènes très brefs, durant de quelques millisecondes à quelques centaines de secondes, dont l'énergie est émise principalement en rayonnement gamma, autour de quelques centaines de keV. Leurs spectres sont tous très semblables, non thermiques et présentent un comportement en loi de puissance. En revanche, leurs profils temporels sont très variés, montrant des structures allant d'un pic unique à une multiplicité de pics de tailles et amplitudes variables. La variabilité de ces sursauts, pouvant descendre jusqu'à la milliseconde dans certains cas, implique une source compacte comme origine du phénomène.

La découverte de contreparties optiques en 1997 apporte un nouveau souffle à l'étude des sursauts, ouvrant notamment de nouvelles fenêtres spectrales d'étude, auparavant restreinte aux rayons gamma et X. De plus, la découverte des contreparties optiques confirme ce qui n'était que soupçonné jusqu'alors : les sursauts ont lieu à des distances cosmologiques. La détermination des distances des sursauts a montré que les énergies de ces phénomènes étaient considérables : de l'ordre de  $10^{51}$  à  $10^{53}$  ergs pour une émission isotrope, multipliées par un facteur  $\left(\frac{\Omega}{4\pi}\right) < 1$  si l'émission n'est pas isotrope mais a lieu dans un jet d'angle solide  $\Omega$  : un sursaut en cours d'émission est la source la plus lumineuse de l'univers.

Jusqu'en 2004, année de début de ma thèse, divers satellites et télescopes au sol ont observé les sursauts et leurs contreparties (que nous appelons rémanences), et le redshift (décalage cosmologique vers le rouge) moyen de ces sursauts était 1.2, avec un maximum à 4.5. De plus l'observation du sursaut et celle de sa rémanence étaient séparées par un certain laps de temps où aucune observation n'était disponible. Le lancement de *Swift* en novembre 2004, et l'arrivée de ses premières observations quelques mois après, ont révolutionné les connaissances que l'on pensait avoir sur les sursauts et leur rémanence. Tout d'abord, la sensibilité de ce satellite permet une observation de sursauts plus faibles et/ou plus lointains, et surtout *Swift* peut pivoter pour localiser et étudier les sursauts en moins d'une centaine de secondes : l'observation gamma permet de localiser le sursaut avec une précision de quelques minutes d'arc, mais en pivotant rapidement *Swift* peut localiser plus précisément le sursaut grâce à sa rémanence X avec une précision de quelques secondes d'arc.

Grâce à *Swift*, de nombreuses avancées ont été faites dans les observations de sursauts : en mai 2007, le redshift observé a été repoussé à 2.6, avec un maximum à 6.3 ! Sur 172 sursauts détectés (soit environ 100 par an), 85% ont aussi été détectés en X, 58% en optique, et plusieurs contreparties de sursauts courts ont pu être observées (dont 65% en X, 30% en optique et 8% en radio). En outre, des observations continues ont pu être faites entre le sursaut et sa contrepartie dans de nombreux cas, dévoilant la forme de cette

transition, et la révélant bien plus complexe que l'on avait pu le penser auparavant.

Nous allons dans cette thèse aborder plusieurs points de la modélisation des sursauts gamma dans le cadre du scénario suivant : un événement catastrophique (coalescence de deux objets compacts ou effondrement d'une étoile très massive) ayant lieu à distance cosmologique conduit à la formation d'un trou noir de masse stellaire en rotation entouré d'un disque épais. Une fraction de l'énergie de ce système est injectée, par un mécanisme que nous n'étudierons pas ici, dans un éjecta ultra relativiste. Cet éjecta pourra être de nature baryonique ou électromagnétique, bien que nous ne considérerons la plupart du temps que le cas d'un éjecta baryonique.

Dans ce modèle, une fraction de l'énergie cinétique du vent est convertie en rayonnement de la façon suivante : des inhomogénéités initiales du facteur de Lorentz présentes dans l'éjecta (de telles variations sont envisageables du fait de la courte échelle de temps dynamique du système à l'origine de l'éjecta) mènent à la formation de chocs au sein de la matière, les chocs internes. Les ondes de choc amplifient le champ magnétique et y accélèrent les électrons. Ceux-ci rayonnent alors, émettant des photons gamma par rayonnement synchrotron principalement : c'est le sursaut proprement dit (appelé autrement émission "prompte"). Ensuite, l'éjecta est freiné par l'environnement du sursaut, et deux nouveaux chocs se forment : le choc avant et le choc retour. Dans le modèle "standard", le choc avant est responsable de l'émission de la contrepartie du sursaut, sa rémanence. La luminosité de cette rémanence décroît en loi de puissance et l'énergie typique de ses photons aussi, traversant le spectre des rayons X à la radio en passant par l'optique.

Dans le cas du modèle électromagnétique, le sursaut est produit par des reconnections magnétiques au sein d'une bulle électromagnétique, et la contrepartie de façon similaire au cas du modèle "standard" : la coquille formant la paroi extérieure de cette bulle électromagnétique balaye le milieu extérieur et est donc freinée par ce milieu environnant.

Nous commencerons dans une première partie par rappeler l'histoire des sursauts gamma, de leur découverte à aujourd'hui, puis nous présenterons les principales propriétés temporelles et spectrales observées de l'émission prompte et de la rémanence. Nous décrivons ensuite l'état actuel de la modélisation de ces phénomènes. Du fait de l'importance du satellite *Swift*, nous insisterons sur les observations qu'il a effectuées, et distinguerons l'état des modèles avant leur arrivée et en tenant compte de ces observations. Nous remarquerons que de nombreux points que l'on pensait connus de l'origine du sursaut et de sa rémanence ont ainsi été remis en question, en particulier en ce qui concerne la jonction entre le sursaut et la rémanence, ce que nous appelons la rémanence précoce.

Nous décrirons dans la partie suivante le modèle des "couches solides" que nous utilisons pour étudier les sursauts gamma, ainsi que son application pour synthétiser numériquement les courbes de lumières d'émissions promptes et de rémanences. Nous décrirons quelles améliorations nous avons apportées à l'outil numérique utilisé. **Nous montrons que la transition entre l'émission prompte et la rémanence est une phase complexe où chocs internes, choc retour et choc avant se superposent, et que notre outil numérique est particulièrement adapté à l'étude d'une telle phase.**

La troisième partie sera consacrée à l'étude détaillée des sursauts dans leurs différentes phases : émission prompte, rémanence précoce ( $10^2 - 10^4$  s) et rémanence plus tardive ( $10^4$  s et plus). Nous oublierons dans cette partie la présence de la source : nous partirons du principe qu'elle a émis l'énergie qui sera ultimement rayonnée, que cette énergie soit sous forme baryonique ou électromagnétique. **Nous tâcherons au cours de cette partie de tester et comparer les modèles standard, électromagnétique et un modèle que nous développerons, le modèle du choc retour. Nous chercherons aussi à modéliser la transition entre l'émission prompte et la rémanence.**

Nous commencerons par étudier le sursaut proprement dit, c'est-à-dire l'émission prompte, puis la montée de la rémanence, avec le sursaut GRB 050820A<sup>1</sup>. Nous considérerons pour ce sursaut le modèle "standard" où la rémanence est une contribution du choc avant, ainsi que le modèle électromagnétique. **Nous montrerons que le modèle "standard" présente des difficultés à expliquer un tel sursaut, ce qui laisse à penser que ce n'est pas la meilleure manière de décrire la réalité. Nous montrerons que le modèle électromagnétique, s'il permet d'expliquer certains points, ne peut complètement être confronté aux observations du fait de la complexité de sa modélisation.**

Nous étudierons ensuite la rémanence précoce, en décrivant tout d'abord en détail un modèle que nous proposons, dans lequel elle provient d'une contribution du choc retour. Nous étudions les conditions dans lesquelles ce modèle s'applique. **Nous montrons que ce modèle reproduit la plupart des caractéristiques des rémanences précoces observées par *Swift* dans les bandes X et optiques, ainsi que de la rémanence plus tardive en radio.** Nous tentons dans cette même partie d'expliquer la rémanence précoce par le modèle électromagnétique. **Nous caractérisons les différences entre le modèle "standard" et le modèle électromagnétique. Nous montrons que dans**

---

<sup>1</sup>Les sursauts gamma sont individuellement désignés comme suit : les trois lettres GRB (pour Gamma-Ray Burst) suivies de 6 chiffres, la date de détection écrite année-mois-jour avec deux chiffres pour chaque. Si plusieurs sursauts sont détectés le même jour, une lettre est ajoutée, 'a' pour le premier du jour, 'b' pour le suivant, etc. Par exemple GRB 050820A, premier sursaut détecté le 20 août 2005.

**ce cas encore une fois le modèle électromagnétique n'est pas à écarter mais qu'on ne peut conclure quant à son efficacité à expliquer la rémanence précoce.**

Notre travail sur la rémanence plus tardive visera principalement à étudier une particularité de certaines rémanences, des séries de ré-illumination de la courbe de lumière se présentant sous forme de bosses. Ces études ayant été faites au début de notre thèse, elles sont présentées dans le cadre du modèle standard où la rémanence est une contribution du choc avant. **Nous montrerons par l'étude de GRB 030329 que la présence de ces bosses est un fort indice en faveur des chocs internes dans le cadre du modèle "standard". Nous montrerons comment un milieu environnant plus réaliste que ce qui est habituellement considéré peut être obtenu, et comment un tel milieu peut expliquer un certain type de bosses dans la rémanence, mais pas celles de GRB 030329.**



## Deuxième partie

# Propriétés et modélisation des sursauts gamma



# Chapitre 1

## Historique

### 1.1 La découverte des sursauts gamma

Les sursauts gamma furent découverts par des satellites américains en 1967. Ces satellites, de la classe VELA, avaient été développés à la suite du Nuclear Test Ban Treaty, traité international interdisant les essais nucléaires dans et hors de l'atmosphère. Ayant pour but de vérifier que ce traité était bien respecté, ils disposaient d'instruments capables de détecter des explosions nucléaires, qui émettent entre autres du rayonnement gamma. Une étude des résultats par Klebesadel, indiqua un événement auquel le satellite avait répondu, mais qui ne pouvait pas être un essai nucléaire. Ceci resta une énigme jusqu'à ce qu'on détecte de nouveaux événements du même type et qu'on puisse s'assurer qu'ils étaient produits hors du système solaire.

La découverte ne fut rendue publique par Klebesadel et al.[51] qu'en 1973 par une publication dans la revue *ApJ* et une conférence à la Société Américaine d'Astronomie. Seize sursauts avaient alors été détectés. Ces nouveaux phénomènes astrophysiques présentent les caractéristiques suivantes : une émission autour de 100 keV, très brève, et une apparition aléatoire en position sur le ciel comme en date. Plusieurs missions scientifiques dédiées à l'étude des sursauts gamma suivirent, mais jusqu'aux années 1990 l'interprétation des résultats accumulés resta délicate du fait que ces sursauts n'étaient toujours observés que dans le domaine gamma. En particulier, il était alors impossible de déterminer la distance de ces phénomènes, du fait de la mauvaise localisation spatiale donnée par les différents détecteurs utilisés, et de l'absence de toute contrepartie dans d'autres longueurs d'onde.

## 1.2 Les premières missions spatiales

Parmi les diverses expériences dédiées à l'étude des sursauts gamma on peut citer les expériences américaines sur les sondes *PVO* (*Pioneer Venus Orbiter*, 1978-1992) et *ISEE* (*International Sun Earth Explorer*, 1978-1982), les expériences franco-russes *SIGNE* sur les satellites *Prognoz 6* (1977-1978), *7* (1978-1979) et *9* (1983-1984) et sur les sondes interplanétaires *Venera 11* et *12* (1978-1980) et *Venera 13* et *14* (1981-1983), les expériences américaines sur la mission allemande *Helios 2* (1976-1981). A la fin des années 1980, environ 500 sursauts avaient déjà été détectés et plusieurs missions continuaient de les observer : l'expérience américaine toujours en cours sur la sonde *Pioneer* ainsi que la mission *SMM* (*Solar Maximum Mission*, 1980-1989), l'instrument franco-soviétique *Lilas* sur la sonde *Phobos* (1988) et la mission japonaise *Ginga* (1987-1991).

Dans les années 1990 de nouvelles expériences furent consacrées aux sursauts gamma, dont les principales furent *PHEBUS* (participation française), *KONUS* et *TOURNESOL* à bord du satellite soviétique *GRANAT* (1989-1999), un détecteur gamma sur la sonde *Ulysses* (lancée en 1990), les expériences *TGRS* et *KONUS* sur la sonde américaine *WIND* (lancée en 1994) et enfin l'expérience *BATSE* (*Burst and Transient Source Experiment*) à bord de l'observatoire spatial américain *CGRO* (*Compton Gamma-Ray Observatory*, 1991-2000).

*BATSE* ayant une sensibilité cinq à dix fois plus élevée que les précédentes expériences, de grands espoirs étaient fondés sur ses résultats. En particulier sur la lumière qu'ils apporteraient sur les différents modèles de sursauts proposés dans les années 1980. Ces modèles expliquaient les sursauts par des phénomènes prenant place à la surface d'étoiles à neutrons dans le disque galactique : explosions thermonucléaires (Woosley et Wallace, 1982 [115]; Hameury et Lasota, 1986 [44]), accrétion de matière cométaire (Mitrofanov et Sagdeev, 1990 [75]), tremblements de croûte (Blaes et al., 1989 [10]) ou instabilités du disque d'accrétion (Epstein, 1985 [30]). On attendait notamment que la distribution des sursauts les plus faibles révèle leur localisation dans le disque galactique.

On pensait ces étoiles à neutrons d'origine galactique suite à plusieurs faits observationnels : certains sursauts semblaient présenter des raies cyclotron (détection par *Ginga* et certaines expériences russes), extrême variabilité des profils (conduisant à envisager des sources très compactes) et compatibilité de ces observations avec les estimations faites du nombre de sources et de leur énergie. Les étoiles à neutrons étant de plus invoquées pour expliquer d'autres phénomènes dans les domaines X et gamma, il paraissait logique qu'elles puissent aussi expliquer les sursauts gamma. La fin des années 1980 voit l'existence de plusieurs versions de ce modèle galactique prédisant des propriétés temporelles et spectrales en accord avec les observations de l'époque.

## 1.3 Isotropie de la distribution sur le ciel des sursauts gamma

Les résultats de *BATSE* surprisent donc en révélant une distribution parfaitement isotrope (voir chapitre 3), ce qui suggérerait une distribution cosmologique, ou dans un halo galactique très étendu, (Fenimore et al., 1993 [34]). On observa de plus que cette distribution était inhomogène en distance, avec un déficit de sursauts faibles par rapport à ce que donnerait, une distribution homogène dans un univers euclidien statique. L'hypothèse de l'origine des sursauts gamma dans le disque galactique devenant intenable, d'autres théories reviennent sur le devant de la scène : une première qui associe toujours les sursauts à des étoiles à neutrons, mais situées dans un halo galactique, et une autre proposant une origine cosmologique (Paczynski 1986 [85]). Cette dernière permet de plus d'expliquer simplement la distribution en distance observée des sursauts. Au fur et à mesure de l'accumulation de données, l'hypothèse du halo galactique devint de moins en moins probable, la taille de ce dernier devenant gigantesque ( $> 300$  kpc) pour respecter l'isotropie des sursauts.

D'autres missions sont donc programmées, pouvant cette fois détecter des sursauts dans plusieurs domaines spectraux, afin de les localiser. L'année 1996 voit le lancement de *HETE* (*High Energy Transient Explorer*), qui échoue, puis celui du satellite italo-néerlandais *BeppoSAX*, qui commence à fonctionner à la fin de cette même année. *BeppoSAX* possède des capteurs gamma et X, ce qui lui permet de détecter une éventuelle contrepartie X rapidement, et ainsi de localiser bien plus précisément le sursaut : 3' au lieu de  $\sim 5^\circ$ .

## 1.4 Découverte des contreparties

Le 28 février 1997 se produit une découverte majeure : pour la première fois, des contreparties X et optique sont détectées, grâce au satellite *BeppoSAX*, quelques heures après le sursaut GRB 970228 (van Paradijs et al. 1997 [109]). Cette même année voit la confirmation de l'origine cosmologique des sursauts gamma avec la mesure par le télescope Keck II du spectre optique de la rémanence de GRB 970508, où sont vues des raies d'absorption du fer et du magnésium avec un décalage cosmologique vers le rouge, ou redshift,  $z = 0.835$ . Cette origine cosmologique est à nouveau confirmée par la mesure d'un nouveau redshift en décembre de la même année,  $z = 3.42$  pour GRB 971214. La mesure des distances auxquelles se déroulent ces phénomènes fait prendre conscience de la quantité impressionnante d'énergie libérée par chacun d'eux : de  $10^{51}$  à  $10^{53}$  ergs !

Les observations faites par *BeppoSAX* indiquant qu’il ne fallait pas attendre un important rayonnement UV ou optique des sursauts gamma, mais qu’en revanche le rayonnement X était plus important que prévu, l’équipe *HETE* décida pour la deuxième version de son satellite (les fonds furent accordés par la NASA en juillet 1997) d’ôter les caméras UV et de les remplacer par des caméras sensibles aux rayons X mous. Le lancement du satellite eut lieu en octobre 2000.

Le satellite *HETE-2* apporta deux faits majeurs : la première preuve claire de l’association d’un sursaut long (GRB 030329) avec une supernova de type Ic (SN 2003dh), et la première détection de la rémanence d’un sursaut court (GRB 050709). Il a de plus permis de mieux comprendre la distribution des paramètres spectraux des sursauts, en caractérisant précisément les sursauts “mous” : “X-Ray Rich GRBs” et “X-Ray Flashes” (voir page 42).

Dans les années 1997-2004, un nouveau type d’instrument pour le suivi des sursauts gamma apparaît : les télescopes robotiques au sol, dont les principaux sont *LOTIS* (*Livermore Optical Transcient Imaging System*), *ROTSE* (*Robotic Optical Transcient Search Experiment*), *TAROT* (*Télescope à Action Rapide pour les Objets Transitoires*). Ces télescopes peuvent s’orienter rapidement (quelques dizaines de secondes) suivant les alertes et localisations envoyées par le satellite ayant détecté le sursaut. Le premier grand succès de cette méthode fut la détection en optique par *ROTSE* du sursaut du 23 janvier 1999, GRB 990123 (Akerlof et al., 1999 [1]), alors même que l’émission gamma était toujours en cours (émission dite “prompte”). L’observation de l’émission optique prompte reste cependant un phénomène rare, la détection de GRB 990123 étant due en grande partie au fait qu’il était exceptionnellement brillant.

Aujourd’hui, diverses missions non spécialement dédiées à l’étude des sursauts observent cependant ceux-ci ou leur rémanence : le satellite européen *INTEGRAL* (*INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*), la mission américaine *CHANDRA*, lancé en juillet 1999, et qui possède une résolution huit fois supérieure à tous les satellites X précédents, et la mission européenne *XMM-Newton*, lancée en décembre 1999. Les satellites *CHANDRA* et *XMM-Newton* ne peuvent détecter de nouveaux sursauts, étant donné qu’ils n’ont pas d’instrument gamma, mais sont utilisés pour suivre les rémanences X jusqu’à plusieurs semaines après l’événement.

## 1.5 Les révélations de Swift

Récemment eut lieu le lancement du satellite américain *Swift*, dédié entièrement à l’étude des sursauts gamma (novembre 2004 - peu de temps après le début de ma thèse). Doté d’une sensibilité comparable à celle de *BATSE*, et surtout d’un temps d’orientation

rapide pour pointer des télescopes X et optiques afin de localiser et d'étudier les sursauts détectés, la communauté scientifique attendait beaucoup de ce satellite. Et avec raison.

Le fait qu'il puisse s'orienter rapidement vers le sursaut détecté par l'instrument gamma (*BAT*, *Burst Alert Telescope*, 15 – 150 keV) lui permet de suivre très tôt dans son évolution la rémanence X avec le télescope *XRT* (*X-Ray Telescope*, 0.2 – 10 keV). Les observations réalisées soulevèrent de nombreuses questions sur des points qu'on pensait compris auparavant (ceci sera détaillé au chapitre 6).

Près de deux ans après son lancement, le satellite *Swift* a découvert en moyenne un sursaut tous les deux ou trois jours, dont 85% ont été suivis en X et 58% en optique. Il a permis la mesure de 83 redshifts au 24 septembre 2007. *Swift* a aussi pu observer plusieurs rémanences de sursauts courts, ce qui n'avait jusqu'alors été fait qu'une fois par *HETE-2* pour GRB 050709. Sa sensibilité a aussi permis d'observer des sursauts plus lointains que les précédents satellites, repoussant le redshift moyen de 1.2 à 2.6 (Jakobsson et al., 2006 [50], version révisée du 7 février 2006), et le redshift maximal observé de 4.5 à 6.3.

## 1.6 Les objets parents

Les galaxies hôtes de sursauts longs (de durée supérieure à 2 s, voir chapitre 4) qui ont pu être observées sont de type tardif, souvent des galaxies bleues à fort taux de formation d'étoiles (Bloom et Prochaska, 2005 [13]; Savaglio, Glazebrook et Le Borgne, 2005 [105]; Stanek et al., 2006 [107]). Ceci semblait indiquer que les sursauts longs provenaient de l'effondrement d'étoiles massives, fait confirmé par des observations prouvant que certains sursauts étaient directement associés avec des supernovae de type Ib/Ic (le premier cas d'une telle association fut le sursaut GRB 980425, mais il n'apportait pas de preuve définitive du fait de ses caractéristiques inhabituelles - Kulkarni et al., 1998 [54]; la première preuve formelle fut l'observation de GRB 030329 par *HETE-2*, qui est associé à SN2003dh (Stanek et al., 2003 [106]; Hjorth et al., 2003, [48])). Des études observationnelles récentes ont de plus montré que la métallicité de ces galaxies est inférieure à la métallicité moyenne des galaxies du même type (Le Floch et al., 2003a [61]; Le Floch et al., 2003b [62]; Stanek et al., 2006 [107])

Les galaxies hôtes de sursauts courts n'ont pu être observées que tout récemment : la première rémanence de sursaut court fut détectée par *HETE-2* en 2005 : GRB 050709, et les suivantes par *Swift*. Sur les dix hôtes détectés depuis fin 2005, quatre sont des galaxies elliptiques (GRB 040924, 050509B, 050724 et 050813 ; Gehrels et al., 2005 [39]; Barthelmy et al., 2005 [3]; Berger et al., 2005 [9]), une est une galaxie proche irrégulière (GRB 050709 ; Fox et al., 2005 [36]) et une est une galaxie à fort taux de formation d'étoiles (GRB 050906 ; Jakobsson, 2005 [49]). La présence de galaxies elliptiques comme objets parents va dans

le sens de l'hypothèse la plus souvent invoquée : la coalescence de deux objets compacts (étoile à neutrons - trou noir ou étoile à neutrons - étoile à neutrons) comme source des sursauts courts (Paczynski, 1986 [85]; Eichler et al., 1989 [28]; Barthelmy et al., 2005 [3]; Lee, Ramirez-Ruiz et Granot, 2005 [60]). Ceci est cependant encore incertain, aucune observation directe - comme l'observation d'ondes gravitationnelles en provenance de la source du sursaut - n'étant venu le confirmer comme l'association formelle d'un sursaut long avec une supernova.

## 1.7 Aujourd'hui

Nous vivons aujourd'hui un moment crucial de l'histoire des sursauts gamma, avec l'arrivée régulière de nouvelles observations et parfois des surprises, comme la détection de GRB 050904 qui a repoussé les limites du plus lointain sursaut observé à  $z = 6.3$ , ou l'observation détaillée pour la première fois depuis GRB 990123 d'une émission optique pendant que le sursaut était encore actif en gamma, GRB 050820A (qui sera étudié en détail au chapitre 13.1). J'ai pu aussi au cours de cette thèse suivre les surprises concernant la forme générale des rémanences observées par *Swift*, et les remises en question que cela a progressivement soulevé. Là où la communauté pensait bien comprendre l'origine physique des sursauts gamma, nous en sommes à un point où de nouveaux modèles sont régulièrement proposés, et confrontés aux données.

Ma thèse se situe donc à un moment clé de l'histoire des sursauts gamma où de nombreux points théoriques sont remis en question, et où en particulier la rémanence précoce apparaît sous un jour nouveau révélant toute sa complexité.



# Chapitre 2

## Cadre théorique général

Les sursauts gamma furent, comme on vient de le voir, longtemps d'origine mystérieuse. Aujourd'hui cependant, la communauté scientifique est parvenue à un schéma global de production d'un sursaut gamma, dont voici les grandes lignes. Afin de poser le cadre théorique dans lequel se situent nos travaux, nous esquisserons tout d'abord les mécanismes de production d'un vent relativiste, avant de décrire brièvement les mécanismes d'émission du rayonnement observé (mécanisme qui sera repris en détail dans les chapitres 4 à 6).

### 2.1 Événement initial et éjection d'un vent relativiste

Un événement catastrophique mène à la création d'un trou noir entouré d'un disque. Cet événement catastrophique peut être de deux types :

- coalescence d'un système binaire de deux objets compacts. Ce système peut être composé de deux étoiles à neutrons (Goodman, 1986 [41]; Eichler et al., 1989 [28]; Paczyński, 1991 [86]; Narayan et al., 1992 [80]) ou d'une étoile à neutrons et d'un trou noir (Narayan et al., 1992 [80]; Mochkovitch et al., 1993 [76]).
- “hypernova” ou “collapsar” (ces deux termes désignent tous deux le même phénomène astrophysique mais de deux points de vue différents : l’“hypernova” est le point de vue de l'observateur, puisque ce phénomène ressemble à une supernova mais en plus lumineux, et le “collapsar” est le point de vue du théoricien, puisque ce nom désigne la nature physique du phénomène) : effondrement du cœur d'une étoile massive (par exemple de type Wolf-Rayet) en trou noir.

Étant données les énergies impliquées dans un sursaut gamma, un trou noir de quelques masses solaires entouré d'un tore d'accrétion est une solution naturelle. L'énergie qui sera ensuite disponible pour le sursaut est l'énergie de liaison du disque et l'énergie de rotation du trou noir (énergie qui peut être extraite par effet Blandford-Znajek (1977, [12])). La libération de cette énergie gravitationnelle se fait sur une échelle de temps de l'ordre de

quelques secondes ou centaines de secondes.

Un modèle simple appelé “boule de feu” considère que l’énergie est injectée sous forme purement thermique. En réalité, une partie de l’énergie est aussi injectée sous forme magnétique.

Un point important intervenant dans ce modèle de sursaut est le problème de compacité : étant donné la quantité de photons qui doit être émise dans un si petit volume, la matière est a priori opaque à son propre rayonnement, et ce pour trois raisons (Lithwick et Sari, 2001 [64]) : la coupure à haute énergie causée par l’annihilation  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , possible ici à cause du non parallélisme des trajectoires des photons, la diffusion de photons sur les électrons ou positrons créés par l’annihilation de paires de photons et la diffusion de photons par des électrons associés à des baryons présents dans l’éjecta. Cependant, les spectres des sursauts s’étendent au dessus de 0.5 MeV, c’est-à-dire qu’il n’y a aucune coupure à haute énergie qui serait la signature de l’annihilation  $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ . Ceci implique un très grand libre parcours moyen des photons. Pour l’expliquer il faut invoquer le fait que des photons émis de façon isotrope dans le référentiel de la matière apparaissent focalisés dans un angle solide d’ouverture  $\frac{1}{\Gamma}$  (où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz de la matière) dans le référentiel de l’observateur. Lorsque  $\Gamma$  augmente, la focalisation des photons augmente aussi et les trajectoires de ces derniers sont donc de plus en plus parallèles, diminuant ainsi l’énergie disponible dans le repère du centre de masse et donc augmentant l’énergie de seuil de l’interaction photon photon. Le deuxième phénomène décrit (la diffusion de photons sur les électrons ou positrons créés par l’annihilation de paires de photons) pose lui aussi une contrainte sur le facteur de Lorentz, qui peut être plus importante dans certains cas que celle de l’annihilation photon-photon (la troisième condition est généralement moins contraignante que les deux précédentes). La contrainte finale sur le facteur de Lorentz moyen est  $\bar{\Gamma} \geq 100$  (Harding et Baring, 1994 [45] ; Mészáros, 1995 [71]).

Il y a donc éjection d’un vent relativiste, qui atteint ensuite une période d’expansion libre. Puis viennent les phases d’émission des photons gamma qui parviendront à l’observateur. Ces dernières sont décrites dans la section suivante.

## 2.2 Émissions des photons responsables du sursaut et de la rémanence

Le mécanisme le plus discuté pour expliquer l’origine de l’émission prompte est le modèle des chocs internes. Le facteur de Lorentz du matériel éjecté est variable, sur une échelle de temps comparable à celle des variations de la source, jusqu’à la milliseconde.

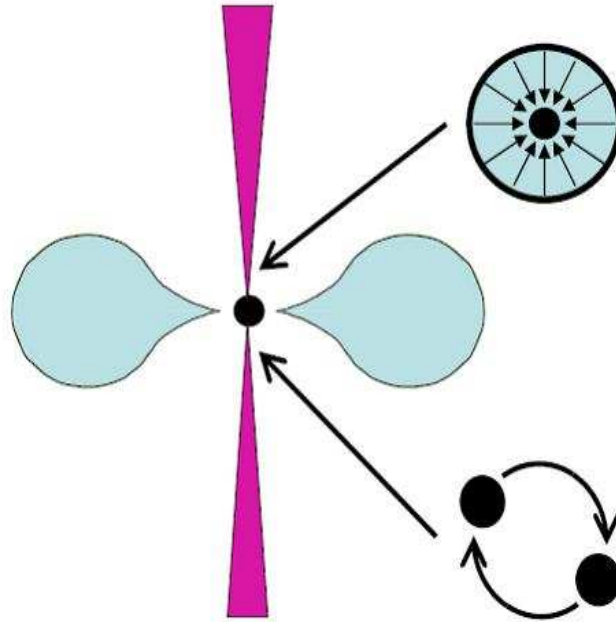


FIG. 2.1 – *Origine des sursauts : un événement catastrophique, qui peut être l'effondrement d'une étoile très massive (en haut) ou la coalescence de deux objets compacts (en bas), mène à la création d'un trou noir entouré d'un disque, d'où sont éjectés deux jets de matière relativiste.*

Au sein de l'éjecta se trouvent donc des parties plus lentes et d'autres plus rapides<sup>1</sup>. Les parties plus rapides rattrapent donc au cours du temps les parties plus lentes (figure 2.2). Au moment du rattrapage, il y a choc, au sein duquel sont émis les rayons gamma responsables du sursaut (voir chapitre 4).

La rémanence est quant à elle généralement expliquée par le modèle du choc externe, qui intervient lorsque l'effet du milieu extérieur (milieu interstellaire ou vent éjecté par l'étoile massive) commence à se faire sentir à plus grande distance de la source : le jet relativiste éjecté par le trou noir balaye la matière de ce milieu extérieur et est freiné. Nous avons donc un choc avant se propageant dans le milieu extérieur, et un choc retour se propageant dans la matière du jet, la matière étant divisée en quatre zones distinctes (par ordre de rayon croissant ; voir figure 2.3) : l'éjecta non choqué (par le choc retour ;

<sup>1</sup>Nous désignerons par la suite ces parties sous les termes “parties lentes” et “parties rapides”, même si ces termes ne sont pas vraiment appropriés, puisque dans les deux cas le facteur de Lorentz est grand devant un, de l'ordre de la centaine.

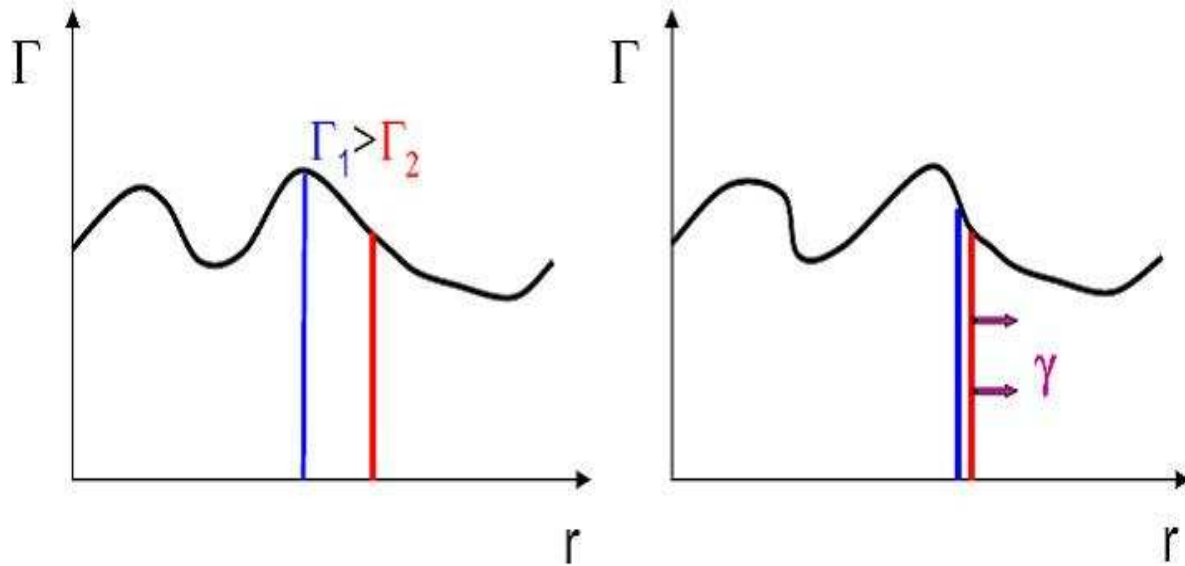


FIG. 2.2 – Mécanisme causant l'émission des rayons gamma dans le modèle des chocs internes : les parties plus rapides de l'éjecta rattrapent les plus lentes, causant un choc au cours duquel sont émis les photons gamma.

des chocs internes ont pu avoir lieu auparavant, ou même être encore en cours), l'éjecta choqué (séparé du précédent par le choc retour), le milieu extérieur choqué (séparé du précédent par la surface de discontinuité) et le milieu extérieur non choqué (séparé du précédent par le choc avant). Vient ensuite le moment où, sous l'influence du milieu extérieur, le facteur de Lorentz de la matière baissant, le jet s'ouvre (voir section 10.3).

Dans le modèle "standard", le choc avant est responsable de l'émission de la rémanence (ceci sera discuté au chapitre 5). La contribution du choc retour est incertaine, parfois considérée comme responsable d'un flash optique, qui n'a cependant été observé qu'une seule fois, pour le sursaut GRB 990123, dont on peut voir les observations figure 2.4 (nous ne parlerons pas plus dans cette thèse de cette hypothèse du flash optique, mais nous invoquerons le choc retour pour expliquer la rémanence au chapitre 14).

## 2.3 Référentiels et échelles temporelles

Plusieurs référentiels sont utilisés dans cette thèse :

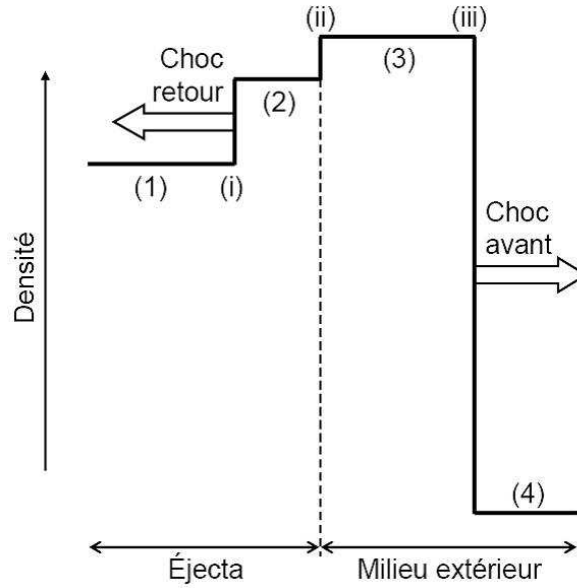


FIG. 2.3 – Interaction entre l'éjecta et le milieu extérieur. Nous montrons sur ce schéma le profil de densité en fonction du rayon. Nous pouvons distinguer quatre régions (indiquées par des chiffres arabes), séparées par trois surfaces de discontinuité (indiquées par des chiffres romains) : (1) l'éjecta non choqué, (i) le choc retour, (2) l'éjecta choqué, (ii) la surface de discontinuité, (3) le milieu extérieur choqué, (iii) le choc avant, et (4) le milieu extérieur non choqué.

**Le référentiel fixe :** ce référentiel est un référentiel fixe lié à la source. Pour toute cette thèse, c'est le référentiel utilisé par défaut.

Dans le référentiel fixe tous les facteurs de Lorentz considérés sont grands devant 1 (de l'ordre de 100 ou plus), nous ferons donc toujours l'approximation  $\beta = \frac{v}{c} \sim 1 - \frac{1}{2\Gamma^2}$ .

**Le référentiel en comouvement :** ce référentiel est celui dans lequel une couche de matière, de facteur de Lorentz  $\Gamma$  dans le référentiel fixe, est au repos. Le passage du référentiel fixe à ce référentiel se fait par une transformation de Lorentz de vitesse correspondant à  $\Gamma$ . Donc, par rapport au référentiel fixe, les distances sont dilatées d'un facteur  $\Gamma$ , et les durées comme les énergies sont divisées par ce même facteur (il faut donc produire des photons  $X$  dans ce référentiel pour obtenir un sursaut gamma dans le référentiel fixe). Les variables considérées dans ce repère seront notées avec un prime (exemple  $t'$ , temps dans le référentiel en comouvement).

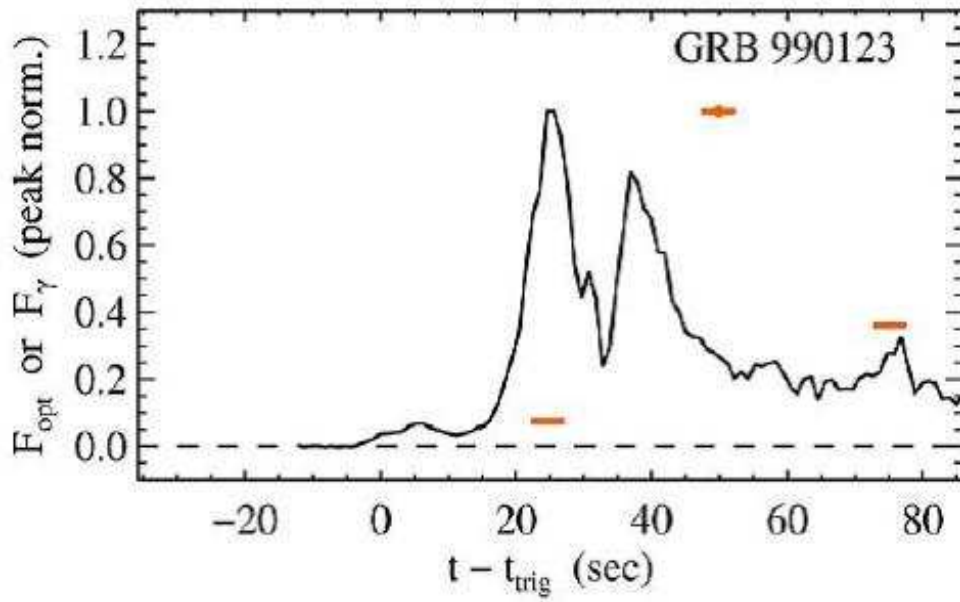


FIG. 2.4 – Courbe gamma de GRB 990123 observée par BATSE, ainsi que les points optiques observés par ROTSE. C’est l’exceptionnelle brillance de ce flash optique - magnitude 9 à un redshift  $z = 1.6$  - qui a permis son observation.

**Le point de vue de l’observateur :** il s’agit d’un référentiel lié au détecteur de sursauts gamma. De ce point de vue, les temps observés sont les temps du référentiel fixe lié à la source modifiés par le temps mis par les photons pour parcourir la distance entre leur source et le détecteur (les variables observateur seront repérées par l’indice “obs” (exemple  $t_{obs}$ , temps observateur) :

Considérons un rayonnement émis au rayon  $R_0$  au temps  $t_0$  au sein d’une couche de matière se déplaçant avec un facteur de Lorentz  $\Gamma$  dans le référentiel fixe lié à la source. Nous appelons  $D$  la distance de l’observateur à la source, et nous nous plaçons dans le cas simple où la ligne de visée et l’axe du jet sont confondus (nous verrons comment est introduit le changement d’angle de visée au chapitre 10). L’observateur reçoit le rayonnement au temps

$$t_{obs}^s \simeq t_0 + \frac{D - R_0}{c} \quad (2.1)$$

soit, en changeant l’origine des temps pour l’observateur  $t_{obs} = t_{obs}^s - \frac{D}{c}$  (ce qui revient à ignorer le temps de parcours des photons entre la source et l’observateur, c’est-à-dire à prendre la même origine des temps à la source et au niveau de l’observateur),

$$t_{obs} \simeq t_0 - \frac{R_0}{c} \sim t_0 - \left(1 - \frac{1}{2\Gamma^2}\right) t_0 \sim \frac{t_0}{2\Gamma^2}. \quad (2.2)$$

Du fait que

$$t_0 \sim \frac{R_0}{v} \sim \frac{R_0}{\beta c} \sim \frac{R_0}{c \left(1 - \frac{1}{2\Gamma^2}\right)} \quad (2.3)$$

il s'ensuit

$$t_{obs} \sim \frac{t_0}{2\Gamma^2} \sim \frac{R_0}{2c\Gamma^2}. \quad (2.4)$$

Nous avons finalement une relation entre  $t_{obs}$  et  $R_0$  :

$$t_{obs} \sim \frac{R_0}{2c\Gamma^2}. \quad (2.5)$$

Lorsque nous tenons de plus compte de l'expansion de l'univers, les temps observateurs sont en plus multipliés par un facteur  $1 + z$ , et les énergies divisées par ce même facteur.

Nous allons maintenant aborder plus en détail les différents points de ce schéma général. Pour cela nous examinerons d'abord les propriétés observées des diverses phases des sursauts gamma (émission dite "prompte", rémanence et rémanence précoce), en insistant sur les récentes observations de *Swift* ; puis nous décrirons la théorie s'appliquant à chaque phase, là aussi en insistant sur les apports et remises en question résultant des observations de *Swift*.

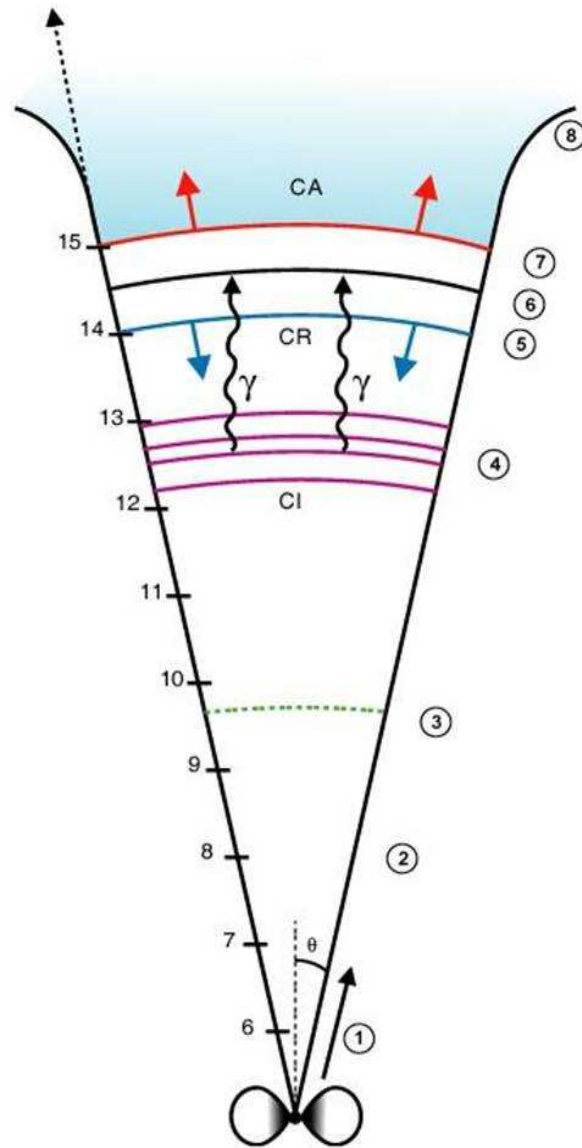


FIG. 2.5 – Mécanismes responsables de l'émission prompte et de la rémanence (l'échelle sur la gauche indique le logarithme de la distance en mètres) : 1- accélération de l'éjecta. 2- expansion libre. 3- rayon de transparence (la matière devient transparente à son propre rayonnement). 4- chocs internes (responsables de l'émission gamma dite "prompte"). 5- choc retour (dont la contribution sera discutée en section 14). 6- surface de discontinuité. 7- choc avant (responsable de la rémanence dans le modèle standard). 8- ouverture du jet sous l'effet du ralentissement causé par le milieu extérieur.



# Chapitre 3

## Propriétés globales des sursauts

Nous parlons ici des propriétés globales des sursauts, c'est-à-dire de leurs caractéristiques en tant que population. Nous aborderons tout d'abord les propriétés de leur distribution sur le ciel, puis de leur distribution en durée et enfin leur distribution en distance.

**Distribution sur le ciel :** Durant ses 9 ans d'activité, *BATSE* a détecté 2704 sursauts, et aucune répétition n'a pu être mise en évidence. Les sursauts détectés par cette expérience ont été localisés avec des boîtes d'erreur de l'ordre de  $5^\circ$ , parfois améliorées par la suite par triangulation avec les détections d'autres missions. La figure 3.1 montre la distribution sur le ciel de ces 2704 sursauts. Aucun écart à l'isotropie n'est statistiquement détecté.

**Distribution temporelle :** Les sursauts gamma sont des phénomènes très brefs, avec cependant une distribution de durée s'étalant sur plusieurs ordres de grandeurs, comme on peut le voir figure 3.2 : la distribution s'étend de quelques  $10^{-3}$  s à près de  $10^3$  s. Cette même figure montre bien que cette distribution est bimodale, avec un groupe de sursauts "courts", centré sur 0.1 s, et un groupe de sursauts "longs", centré sur 15 s ; la séparation intervient vers 2 s.

La durée des sursauts est souvent définie par un nombre  $T_n$ . Il s'agit de la durée entre  $t_{\frac{100+n}{2}}$  et  $t_{\frac{100-n}{2}}$ , où  $t_{\frac{100+n}{2}}$  (respectivement  $t_{\frac{100-n}{2}}$ ) est la date à laquelle  $\frac{100+n}{2}\%$  (respectivement  $\frac{100-n}{2}\%$ ) de la fluence totale (intégrale du flux sur le temps d'émission) a été reçue. Cette définition sera utilisée pour toute cette thèse.

**Distribution en distance :** Nous pouvons voir figure 3.3 la distribution en redshift des sursauts, comparée à ce qu'elle serait si le taux de sursauts était proportionnel au taux

## 2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

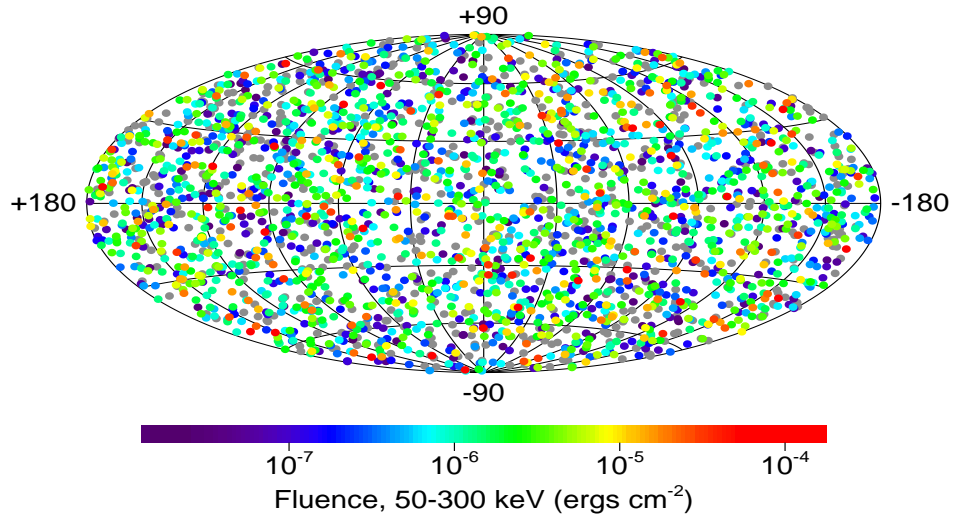


FIG. 3.1 – *Distribution sur le ciel des 2704 sursauts observés par BATSE. La distribution apparaît parfaitement isotrope.*

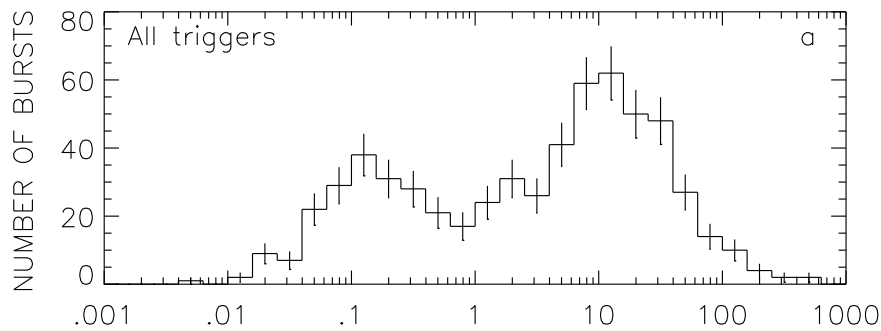


FIG. 3.2 – *Distribution des durées des sursauts gamma du catalogue 4B de BATSE (Paciesas et al., 1999 [84]). La durée prise en compte ici est  $T_{50}$ , c'est-à-dire la durée  $t_{75} - t_{25}$  où  $t_{25}$  (respectivement  $t_{75}$ ) est la date à laquelle 25% (respectivement 75%) de la fluence totale dans les bandes 2+3 (50 – 300 keV) a été reçue.*

de formation d'étoiles ou croissant avec la métallicité décroissante des étoiles (Jakobsson et al., 2006, [50]).

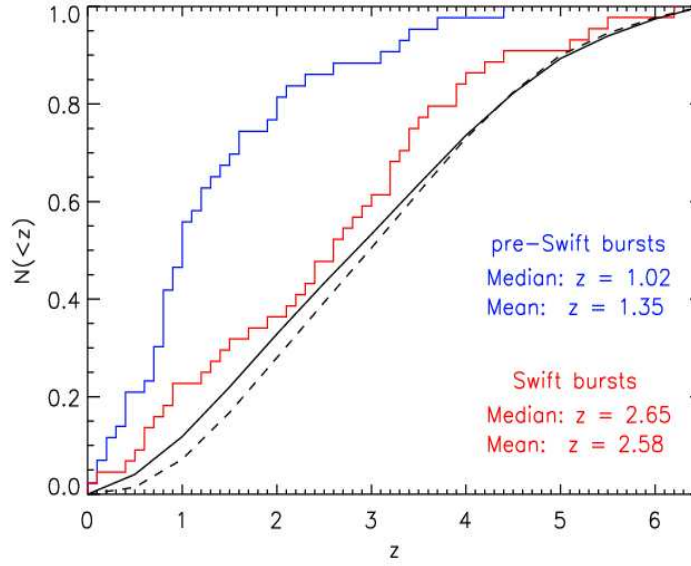


FIG. 3.3 – *Distribution en redshift des sursauts gamma avant Swift (en bleu) et observés par Swift (en rouge). Les lignes noires représentent les distributions obtenues dans le cadre de deux modèles : un premier où le taux de sursaut est proportionnel au taux de formation d'étoiles (ligne continue) et un deuxième où le taux de sursaut augmente avec la métallicité décroissante des étoiles (pointillés).*

La figure 3.4 montre le diagramme  $\log N$ - $\log P$  des sursauts observés par *BATSE* :  $N(P)$  est le nombre de sursauts dont l'intensité au maximum est supérieure au seuil  $P$ . Si la distribution des sursauts était homogène dans un univers euclidien statique, ce diagramme serait une droite de pente  $-3/2$  (puisque avec la distance le flux décroît en loi de puissance de pente  $-2$  alors que le volume augmente en loi de puissance de pente 3). Nous pouvons constater que les sursauts s'écartent de cette droite aux petites valeurs de  $P$  : il y a déficit de sursauts faibles.

Ceci s'interprète de façon naturelle par l'effet de l'expansion de l'univers si les sursauts gamma sont situés à distance cosmologique - ce qui est bien le cas, comme le montrent les nombreux redshifts obtenus jusqu'à aujourd'hui (plus d'une centaine). Un tel diagramme permet en outre d'étudier la corrélation du taux de formation des sursauts gamma au taux de formation stellaire, bien que cela soit compliqué par le fait que la luminosité intrinsèque des sursauts semble pouvoir varier sur plusieurs ordres de grandeur.

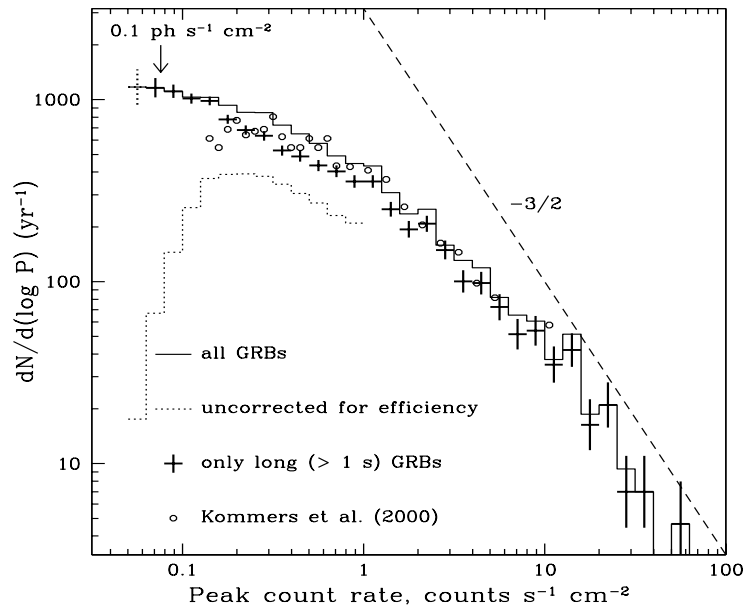


FIG. 3.4 – Diagramme  $\log N$ - $\log P$  des sursauts observés par BATSE. Le nombre  $N(P)$  représente le nombre de sursauts pour lesquels l'intensité au maximum est supérieure au seuil  $P$ . La ligne pleine représente l'ensemble des sursauts, les croix seulement les sursauts longs (de durée  $T_{90} > 1 \text{ s}$ ), et les pointillés les observations non corrigées des effets de baisse d'efficacité au voisinage du seuil (Stern et al.).

# Chapitre 4

## Le sursaut, ou émission “prompte”

### 4.1 Observations

Nous allons décrire dans ce chapitre les principales propriétés observées des sursauts gamma, tout d’abord les propriétés temporelles, puis les propriétés spectrales. Nous nous occuperons ici uniquement du sursaut lui-même, c’est-à-dire de l’émission dite “prompte”. Nous nous fonderons principalement sur les observations effectuées par *Swift* entre 15 et 150 keV (instrument *BAT*) et entre 0.2 et 10 keV (instrument *XRT*), *HETE-2* entre 6 et 400 keV (*FREGATE*), entre 2 et 25 keV (*WXM : Wide-field X-ray Monitor*) et entre 0.5 et 10 keV (*SXC : Soft X-ray Camera*) et *BATSE* entre 25 keV et 1 MeV. Nous décrirons aussi les observations faites par des télescopes robotiques au sol dans le domaine optique.

#### 4.1.1 Propriétés temporelles

**Variabilité :** Les sursauts présentent souvent une variabilité à temps court pouvant parfois aller jusqu’à l’échelle de la milliseconde. C’est cette courte échelle de temps qui implique l’intervention d’une source très compacte dans les modèles de sursauts gamma.

**Diversité des profils :** Ceci introduit une autre propriété des sursauts gamma, qui est leur extrême diversité de profils (comme on peut le voir figures 4.8) : certains sursauts présentent un pic unique, tandis que d’autres ont une structure très complexe. Certains auteurs (Fenimore et al., 1995, [35]; Norris et al., 1996, [82]) ont montré que les profils complexes sont en fait une superposition de plusieurs pics. Les pics présentent souvent une forme typique appelée “FRED” : Fast Rise Exponential Decay, c’est-à-dire montée rapide et décroissance exponentielle (un exemple tiré du catalogue *BATSE* est montré figure 4.1). Les pics de cette forme sont quasiment symétriques lorsqu’ils sont brefs, et le rapport temps de descente sur temps de montée augmente au fur et à mesure que la durée du pic augmente. Il arrive parfois, mais plus rarement, qu’un pic ait un temps de montée

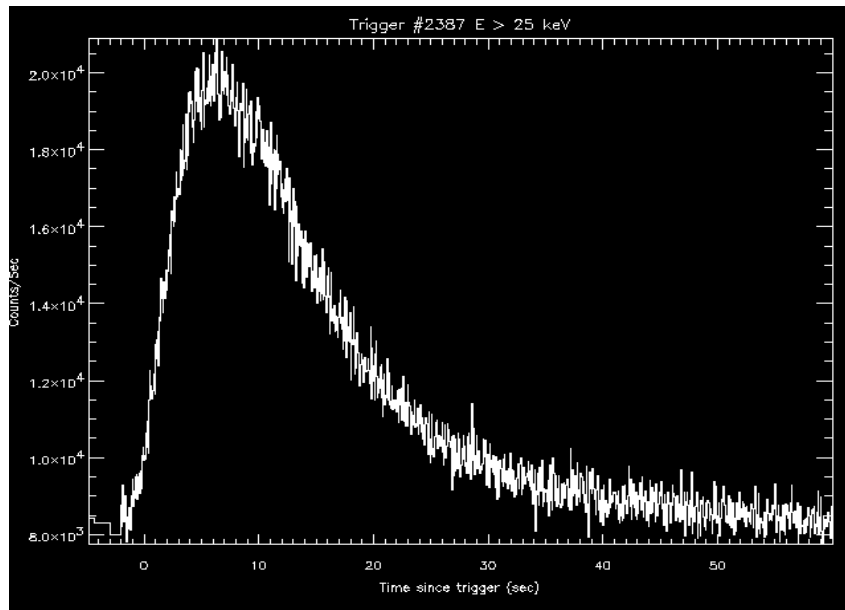


FIG. 4.1 – Exemple de profil présentant la forme caractéristique appelée “FRED” : *Fast Rise Exponential Decay*. Cet exemple est tiré du quatrième catalogue BATSE (Paciesas et al., 1999 [84]); le flux total de photons en nombre de coups dans les quatre bandes (soit 25 keV - 1 MeV) est représenté en fonction du temps.

dépassant le temps de redescente. Norris et al. (1996, [82]) ont aussi montré qu’il existait une relation entre la largeur des pics à une énergie donnée et cette énergie pour des pics de durée comprise entre 0.1 et 10 s :  $W(E) \propto E^{-0.4}$ .

**Précurseur :** Certains sursauts présentent un élément particulier, qui est un pic de faible amplitude arrivant seul, longtemps (jusqu’à plusieurs centaines de secondes) avant l’événement principal. Un tel phénomène est difficile à expliquer dans le cadre du modèle “standard”, mais très utile puisqu’il “prévient” de l’arrivée du sursaut un certain temps avant l’activité principale, et permet au satellite et télescopes au sol de pouvoir bien repérer et étudier le sursaut. C’est grâce à un précurseur que le sursaut GRB 050820A a pu être observé en optique alors que l’activité gamma était encore présente.

**Sursauts courts avec une bosse longue en X :** La distribution des durées présentée figure 3.2 semble montrer qu’il existe deux populations de sursauts : longs et courts. Cependant, certains sursauts semblent échapper à cette classification, présentant un premier événement bref (quelques secondes) et intense - donc a priori un sursaut court - mais suivi d’une longue bosse de moindre amplitude, mais de fluence comparable ou supérieure a

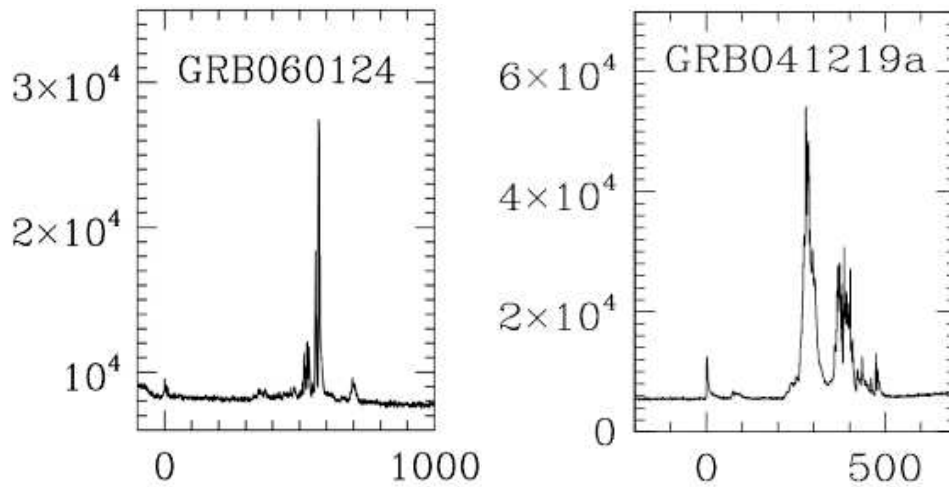


FIG. 4.2 – Exemples de profils de sursauts gamma présentant un précurseur, c'est-à-dire un événement peu brillant précédant le reste du sursaut d'un temps assez long à l'échelle de ce sursaut.

celle du premier pic - donc au final un sursaut long. Cette particularité est confirmée par les caractéristiques spectrales particulières de ce type de sursauts, puisque les propriétés spectrales de l'événement bref initial et de la bosse sont différentes (nous pouvons voir l'exemple de GRB 050709 figure 4.3).

**Les observations optiques promptes :** Du fait de la faible durée des sursauts, il faut un instrument capable de pointer très rapidement et précisément la source pour observer un sursaut dans le domaine optique en cours d'activité gamma. Ceci explique donc le faible nombre d'observations de ce type. La première fut l'observation par *ROTSE* de GRB 990123, dont on peut voir la courbe de lumière gamma et les points optiques figure 2.4. Depuis, seuls quelques sursauts particulièrement longs ont pu être observés en optique pendant l'émission prompte, par exemple GRB 041219A (figure 4.4) ou GRB 050820A, dont nous parlerons en détail au chapitre 13.1. Dans certains cas l'émission optique semble corrélée à l'émission gamma (GRB 041219A), dans d'autres non (GRB 060111B).

### 4.1.2 Propriétés spectrales

Si les profils temporels des sursauts peuvent être très différents, il n'en est pas du tout de même pour les spectres : tous présentent le même aspect générique (figure 4.5).

La plus grande partie de l'énergie est concentrée entre 0.1 et 2 MeV. Le spectre des photons est non thermique, et se présente sous forme d'une double loi de puissance dont

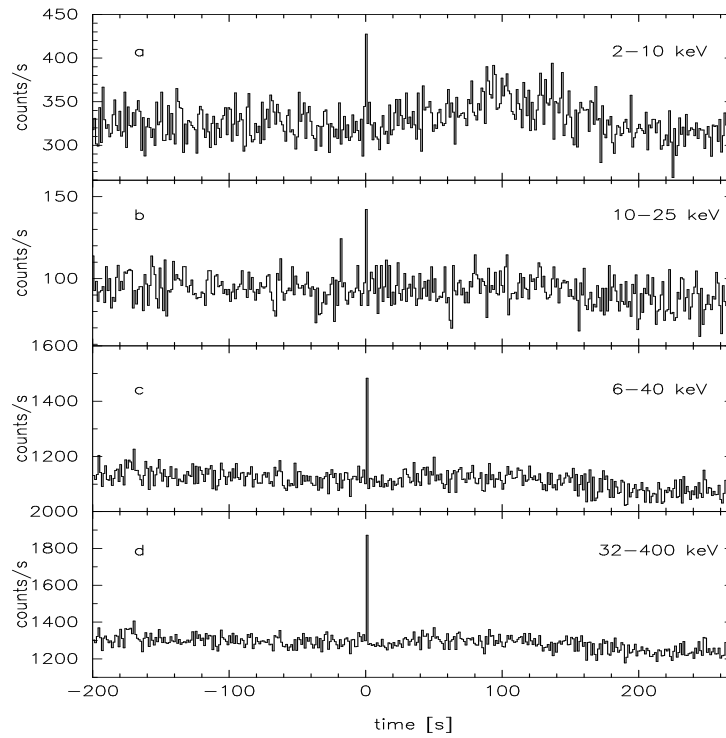


FIG. 4.3 – Courbes de lumière de GRB 050709 observées par HETE-2 dans différentes bandes d’énergie, de haut en bas : 2 – 10 keV, 10 – 25 keV, 5 – 40 keV, 32 – 400 keV. On voit bien la bosse longue suivant le premier pic bref en X (2 – 10 keV), mais elle disparaît dans des bandes d’énergie plus élevées.

l’énergie de changement de pente se trouve dans cette même fenêtre, et dont les lois de puissance s’étendent jusqu’au rayons X et dans l’autre sens parfois jusqu’à la centaine de MeV. L’expérience *EGRET* (*Energetic Gamma Ray Explorer Telescope* à bord de *CGRO*) a détecté des photons de très haute énergie dans un petit nombre de sursauts, parfois avec un large retard sur l’émission principale. Les spectres sont souvent représentés sous la forme  $E^2 n(E)$  (soit  $\nu F_\nu$ ) en fonction de l’énergie  $E$ . Le maximum de ces spectres donne alors l’énergie typique des photons émis,  $E_p$ . Cette forme en double loi de puissance est bien reproduite par la fonction de Band (Band et al., 1993 [2]) :

$$n(E) = \frac{\mathcal{E}_\gamma}{\Phi E_p^2} \times S\left(\frac{E}{E_p}\right) \quad (4.1)$$

où  $\mathcal{E}_\gamma$  est l’énergie totale rayonnée dans le domaine gamma,  $E_p$  est l’énergie de pic du sursaut, et la fonction  $S(x)$  est constituée de deux lois de puissance reliées de façon



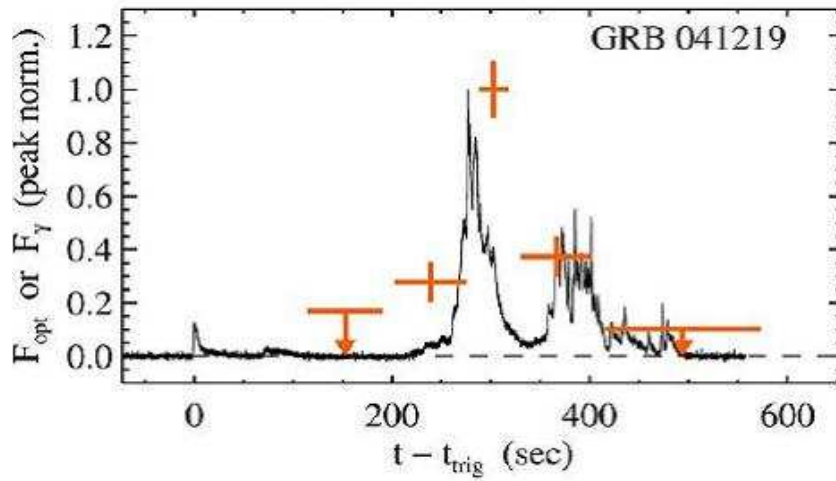


FIG. 4.4 – Un exemple de sursaut pour lequel un suivi en optique a pu être effectué alors que le sursaut était encore actif (et donc que l’émission gamma avait lieu) : GRB 041219A. Nous pouvons remarquer que ce sursaut est particulièrement long (environ 500 s), ce qui explique que les télescopes optiques au sol ont eu le temps d’être pointés pour l’observer. Nous pouvons remarquer que dans ce cas l’émission optique semble corrélée à l’émission gamma.

progressive :

$$S(x) = \begin{cases} x^\alpha \exp(-(2 + \alpha)x) & x \leq x_b \\ x^\beta x_b^{\alpha - \beta} \exp(-(2 + \alpha)x_b) & x \geq x_b \end{cases}$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont les pentes à basse et haute énergie et où la transition entre les deux pentes se fait à  $x_b = (\alpha - \beta)/(2 + \alpha)$ . Le facteur de normalisation de la fonction vaut  $\Phi = \int_0^\infty S(x) x dx$ .

Les distributions des paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et de l’énergie de changement de pente  $E_b = x_b E_p$  ont été étudiés par Preece et al. (2000 [93]) sur un ensemble de sursauts longs et brillants détectés par *BATSE*. Ils ont pour cela échantillonné les sursauts en temps et considéré les valeurs de ces paramètres dans ces échantillons. Les valeurs moyennes des pentes à basse et haute énergie sont  $\alpha \sim -1.0$  et  $\beta = -2.25$  (figure 4.6 gauche et milieu), et on observe que l’énergie de changement de pente a une distribution étroite, entre 100 keV et 1 MeV principalement (figure 4.6 droite). Les valeurs trouvées de la pente à basse énergie ne correspondent pas à la valeur prédite théoriquement  $\alpha_{th} = -3/2$ .

La notion de dureté est souvent utilisée pour caractériser les sursauts. La dureté d’un sursaut se définit par le rapport entre les fluences observées dans une bande d’énergie haute et une autre d’énergie plus basse. Une relation intéressante qui a pu être mise en évidence dans les données de *PHEBUS* et *BATSE* (Kouveliotou et al., 1993 [53] ; Dezalay

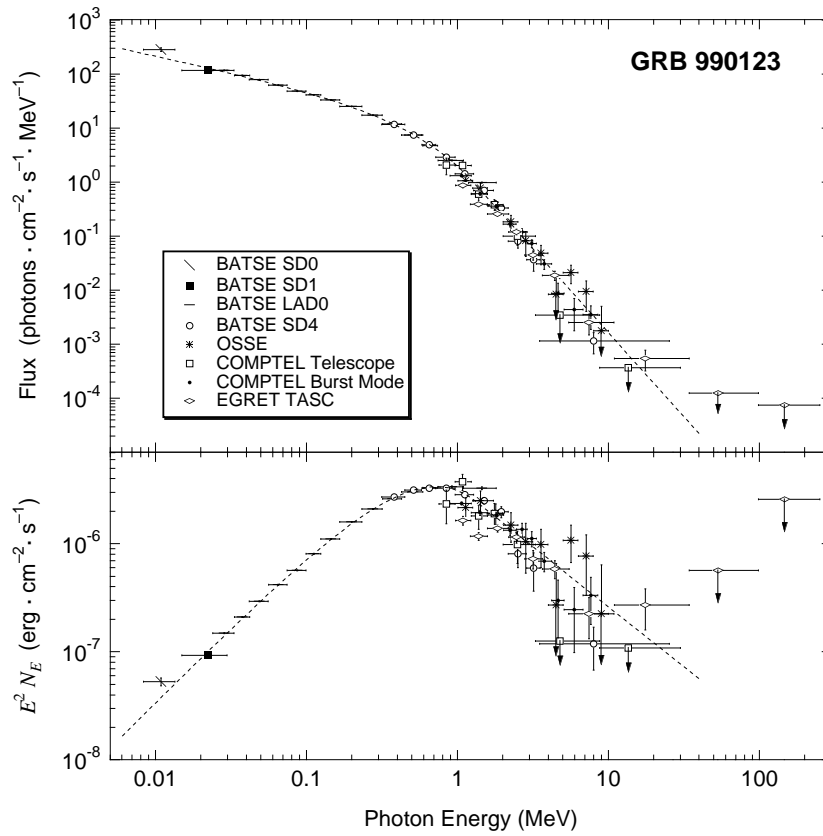


FIG. 4.5 – Spectre de *GRB 990123* fait à partir des instruments de *ComptonGRO*, en flux de photons  $N_E$  (en haut) et en unités de  $E^2 N_E$  (en bas). Briggs et al, 1999 [14]. Ce spectre montre bien les caractéristiques génériques des spectres de sursauts gamma, et est bien ajusté par une fonction de Band, avec les paramètres suivants :  $E_p = 720 \pm 10$  keV (cette valeur est particulièrement élevée pour un sursaut gamma),  $\alpha = -0.60 \pm 0.01$  et  $\beta = -3.11 \pm 0.07$ .

et al., 1996a [27]) lie la durée et la dureté des sursauts : les sursauts courts sont plus durs.

Il est également intéressant de noter l'évolution de la dureté au cours du sursaut :

- la dureté et le taux de comptage de chaque pic sont souvent corrélés
- la sursaut évolue globalement du dur vers le mou (figure 4.7).
- les pics tardifs, même intenses, sont généralement plus mous qu'au début du sursaut.

**Flashes X et XRR :** Les flashes X (XRF : X-ray Flashes) sont des sursauts dont les courbes de lumière sont semblables à celles de sursauts gamma typiques, mais dont le

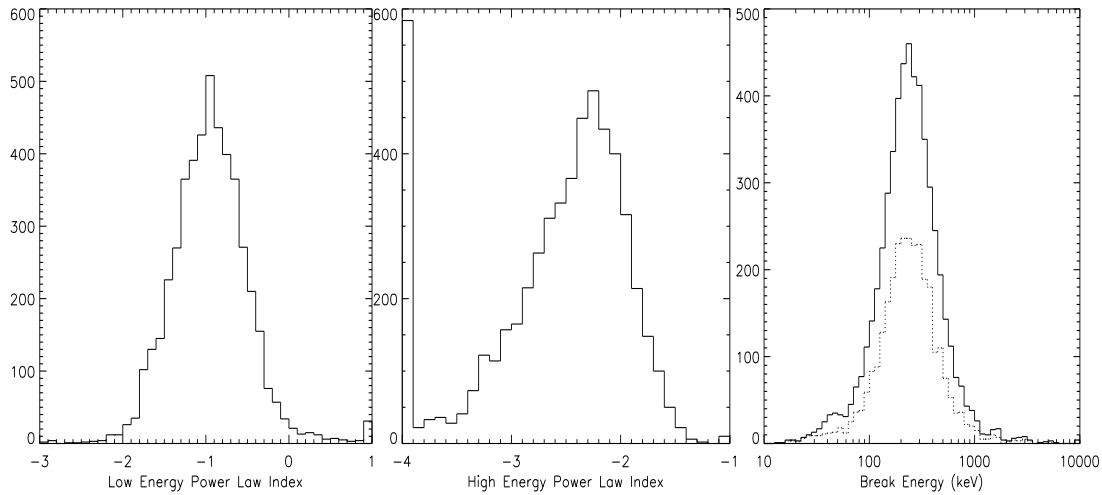


FIG. 4.6 – *Distributions des indices spectraux et de l'énergie de changement de pente des spectres d'un échantillon de sursauts longs et brillants du catalogue BATSE. Gauche : indice des basses énergies  $\alpha$ . Milieu : indice des hautes énergies  $\beta$ . Tous les spectres à pente unique ou ayant une valeur  $\beta < -4$  sont inclus dans la barre tout à gauche du graphique. Droite : énergies de changement de pente, pour tout l'échantillon (ligne pleine) (Preece et al., 2000 [93]).*

spectre est beaucoup plus mou : leur énergie de pic est de l'ordre de la dizaine de keV ou moins. Ce type particulier de sursauts fut découvert par *Beppo-SAX* et étudié en détail par *HETE-2*. Leurs luminosités isotropes sont généralement plus faibles que celles des sursauts "normaux", ce qui rend l'observation de leurs rémanences plus difficiles. Quelques rémanences ont cependant été détectées, et des redshifts ont pu être mesurés dans certains cas. Les XRR (X-Ray Rich) sont une classe intermédiaire entre les sursauts normaux et les flashes X : ce sont des sursauts gamma dont le spectre présente une proportion de rayonnements X plus forte que pour des sursauts normaux - mais émettant tout de même en gamma, contrairement aux flashes X.

## 4.2 Description de la théorie

Nous décrivons dans cette partie l'origine physique la plus couramment admise de l'émission prompt des sursauts gamma. Nous allons traiter ici de la manière dont l'énergie libérée par la source est convertie en émission observée dans le cadre du modèle "standard". Nous oublions dans cette section la source, nous considérons simplement qu'elle a donné lieu à un vent relativiste. Nous n'allons qu'exprimer les idées générales de ces théories ; le développement en équations du modèle des chocs internes sera effectué au

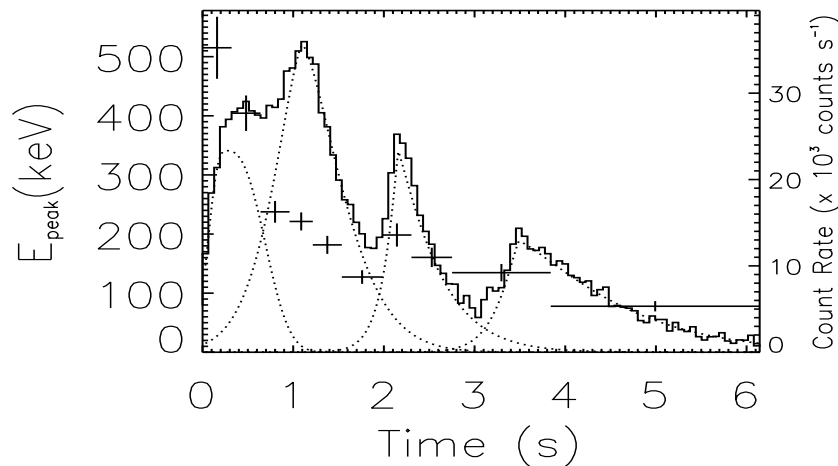


FIG. 4.7 – Évolution spectrale du sursaut BATSE numéro 543. Une évolution globale du dur vers le mou est clairement visible, ainsi qu’une corrélation entre l’intensité et la dureté dans la phase descendante de chaque pic. Nous pouvons remarquer en pointillés le découpage analytique du sursaut en une série de pics.

chapitre 7.1.

#### 4.2.1 Le modèle des chocs internes

Ce modèle a été proposé pour la première fois par Rees et Mészáros (1994, [97]). Comme nous l’avons vu en section 2.2, l’idée directrice de ce modèle est qu’au sein de la matière éjectée le facteur de Lorentz fluctue autour de sa valeur moyenne, sur une échelle de temps allant de la seconde à la milliseconde. La matière va donc se réorganiser au sein du jet par des chocs successifs, ce qu’on nomme les “chocs internes”. Le rayonnement gamma est produit par des électrons accélérés dans le champ magnétique amplifié derrière les chocs sous forme de rayonnement synchrotron et rayonnement Compton inverse.

Dans ce modèle, il est intéressant de noter que la durée de la phase des chocs internes, et par conséquent du sursaut, est directement liée à la durée d’injection de matière dans le jet par la source. Le profil est lui en grande partie déterminé par les variations de la distribution initiale de facteur de Lorentz dans la matière éjectée. La diversité des profils est expliquée par la diversité des distributions de Lorentz initiales possibles.

Ce modèle a été testé en profondeur par comparaisons aux observations, et semble donner des très bons résultats. Il est notamment capable de reproduire la diversité des profils temporels des sursauts et leurs propriétés spectrales, bien que cela implique une

efficacité très faible, de l'ordre de quelques pour cents (Daigne et Mochkovitch, 1998 [23]). Ce modèle peut aussi simplement expliquer les flashes X, en invoquant un faible contraste de facteurs de Lorentz au sein de l'éjecta (Mochkovitch et al., 2003 [25]; Barraud et al., 2005 [4]), et reproduit bien les relations dureté-luminosité et "time lag"<sup>1</sup>-luminosité (Daigne et Mochkovitch, 2003 [25]).

### 4.2.2 Le modèle électromagnétique

Il s'agit d'un modèle alternatif au modèle "standard", proposée par Lyutikov et Blandford (Lyutikov et Blandford, 2002 [66]; Lyutikov et Blandford, 2003 [67]).

Dans ce modèle, les sursauts gamma sont créés quand un objet parent en rotation perd la majeure partie de son énergie de rotation sous forme d'un flux de Poynting au cours d'une période d'activité durant environ 100s. Une bulle électromagnétique à symétrie axiale s'étend de façon non relativiste à l'intérieur de l'étoile, plus rapidement le long de l'axe de rotation. La bulle dépasse ensuite la surface stellaire puis son expansion devient relativiste.

À la fin de l'activité de la source, l'énergie est concentrée dans une fine pellicule électromagnétique à la surface de discontinuité entre l'éjecta et le milieu environnant. Celle-ci pousse une onde de choc relativiste vers l'extérieur. Des instabilités se développent au sein de cette coquille à un rayon voisin de  $3 \times 10^{16}$  cm et mènent à la dissipation du champ magnétique et à l'accélération de paires, qui produisent par rayonnement synchrotron le sursaut gamma. Une grande efficacité de rayonnement est possible, contrairement au modèle des chocs internes, et une haute polarisation est attendue (Lyutikov, 2004 [65]).

Ce modèle paraît intéressant de par ses possibilités, surtout aujourd'hui où le modèle "standard" connaît des difficultés. Il faut cependant remarquer que du fait de sa complexité il n'a pu être réellement simulé. Ce modèle peut donc sembler prometteur, mais il est loin d'avoir la maturité que confère la confrontation à l'observation comme dans le cas du modèle "standard".

---

<sup>1</sup>le "time lag" est le décalage temporel qui existe entre les émissions de différentes bandes d'énergie d'un même sursaut : plus l'énergie considérée est haute, plus les pics du sursaut vont arriver tôt.

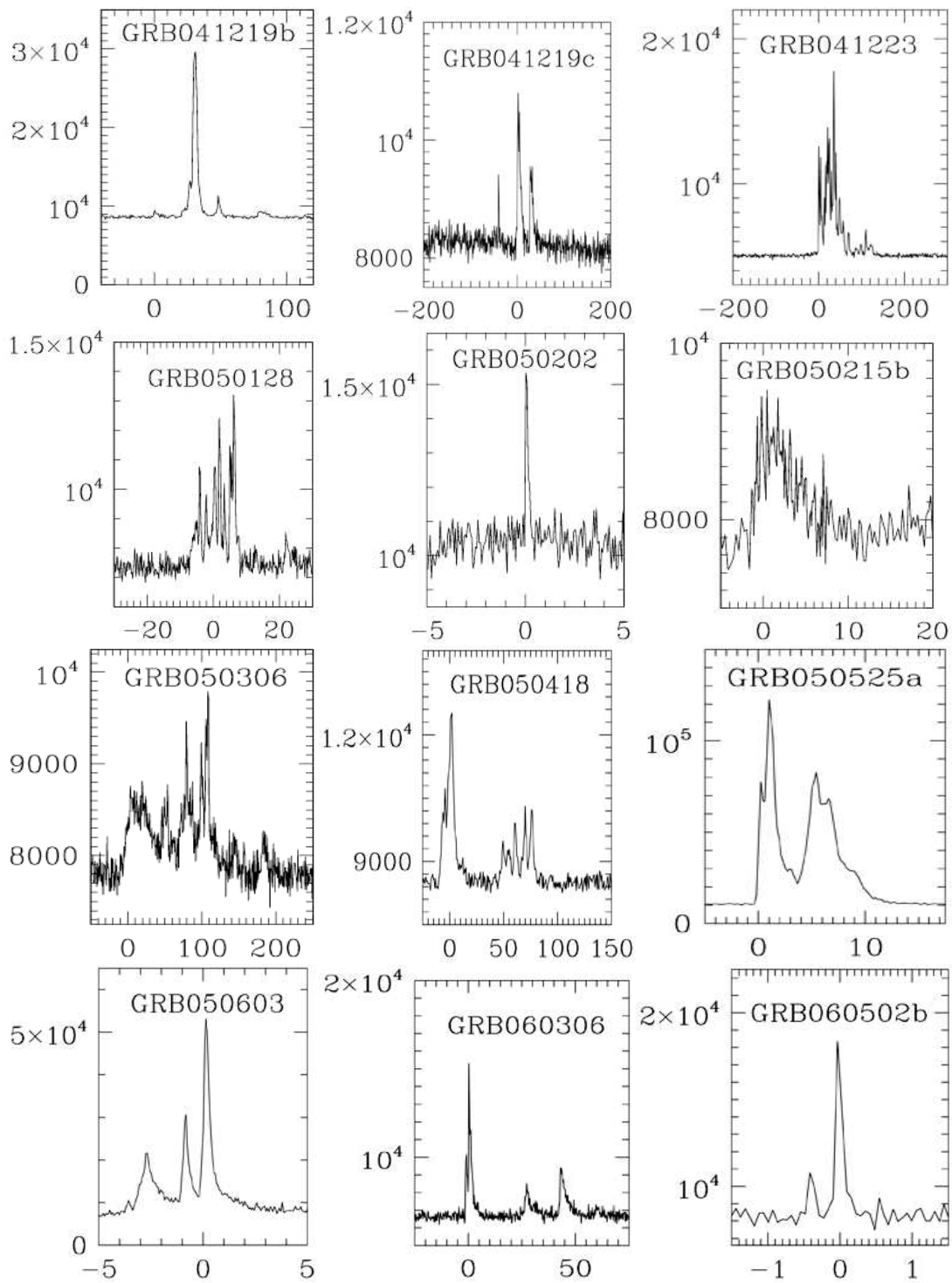


FIG. 4.8 – Exemples de profils de sursauts gamma. Le nombre de photons recueilli par BAT dans la bande 15 - 150 keV est représenté en fonction du temps en secondes. Nous pouvons remarquer leur diversité. Un exemple de sursaut court est donné par GRB 060502B.

# Chapitre 5

## La rémanence

### 5.1 Observations

Nous allons décrire dans cette partie les principales propriétés observées de la rémanence des sursauts gamma. Nous nous concentrons ici sur la rémanence telle qu'elle était observée avant l'ère *Swift*, c'est-à-dire pour des temps observateur supérieurs à quelques heures ( $t_{obs} \geq 10^4$  s).

Nous nous fonderons principalement sur les observations effectuées par *BATSE* entre 25 keV et 1 MeV, *HETE-2* entre 2 et 25 keV (*WXM : Wide-field X-ray Monitor*) et entre 0.5 et 10 keV (*SXC : Soft X-ray Camera*) et *BeppoSAX* entre 0.1 et 200 keV ; ainsi que les observations par les télescopes optiques au sol, *ROTSE* et *TAROT* principalement pour l'observation de la rémanence précoce. La rémanence plus tardive a pu être suivie par de nombreux télescopes au sol. Nous compléterons ces résultats avec quelques observations de *Swift* entre 0.2 et 10 keV (instrument *XRT*) et entre 170 et 650 nm (instrument *UVOT, UV/Optical Telescope*).

#### 5.1.1 Courbes de lumière et spectres

La rémanence est généralement bien décrite par une décroissance en loi de puissance en temps et en fréquence  $F_\nu(t) \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$ , où  $\alpha$  est la pente temporelle de la rémanence et  $\beta$  sa pente spectrale. Les pentes temporelles sont généralement de l'ordre de 1.1 à 1.7, et les pentes spectrales de 0.7 à 1.2. De nombreuses rémanences montrent une cassure, suivie d'une décroissance toujours en loi de puissance, mais de pente plus forte, de l'ordre de 2 à 3, pour des temps supérieurs à  $10^5$  s. Certaines rémanences présentent une ou plusieurs bosses dans leur courbe de lumière.

Le spectre des rémanences de sursauts gamma se présente sous la forme de lois de puissance en segments. De plus, la fréquence caractéristique des émissions diminue avec

le temps : les observations évoluent donc du domaine des X jusqu'à l'optique, puis la radio. Quelques rémanences ont ainsi pu être suivies plusieurs années après les premières observations, comme par exemple GRB 030329 en radio.

Nous allons maintenant nous attacher à certaines particularités des courbes de lumière.

### 5.1.2 Cassures dans la courbe de lumière

De nombreuses rémanences montrent un phénomène particulier : une ou plusieurs cassures dans la courbe de lumière, faisant de la rémanence une loi de puissance par morceaux et non plus une simple loi de puissance. Ces cassures peuvent être chromatiques, c'est-à-dire n'apparaissant qu'à certaines fréquences (figure 5.1), ou achromatiques, c'est-à-dire identiques pour toutes les fréquences observées (figure 5.2).

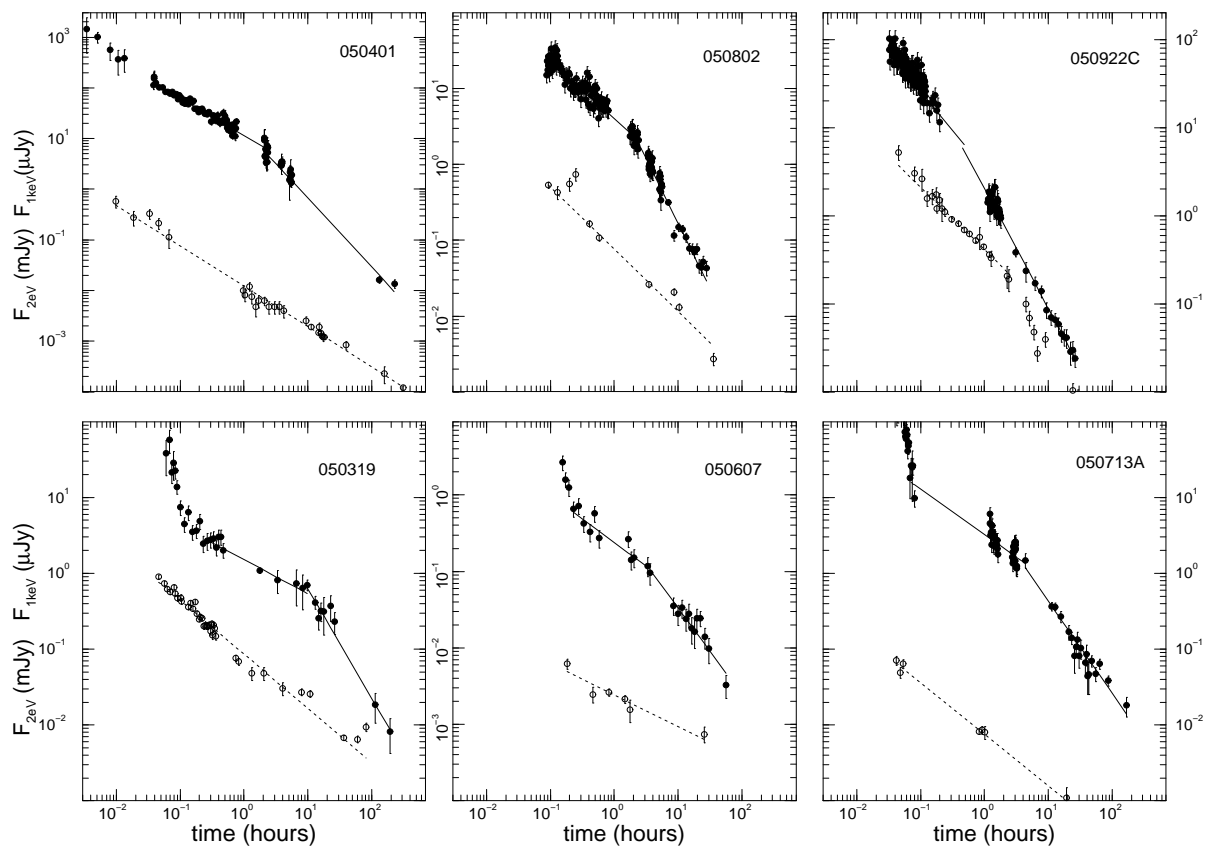


FIG. 5.1 – Six exemples de courbes de rémanence où une cassure est observée en X et pas en optique : GRB 050401, GRB 050802, GRB 050922C, GRB 050319, GRB 050607, GRB 050713A. (Panaitescu et al., 2006b [92])



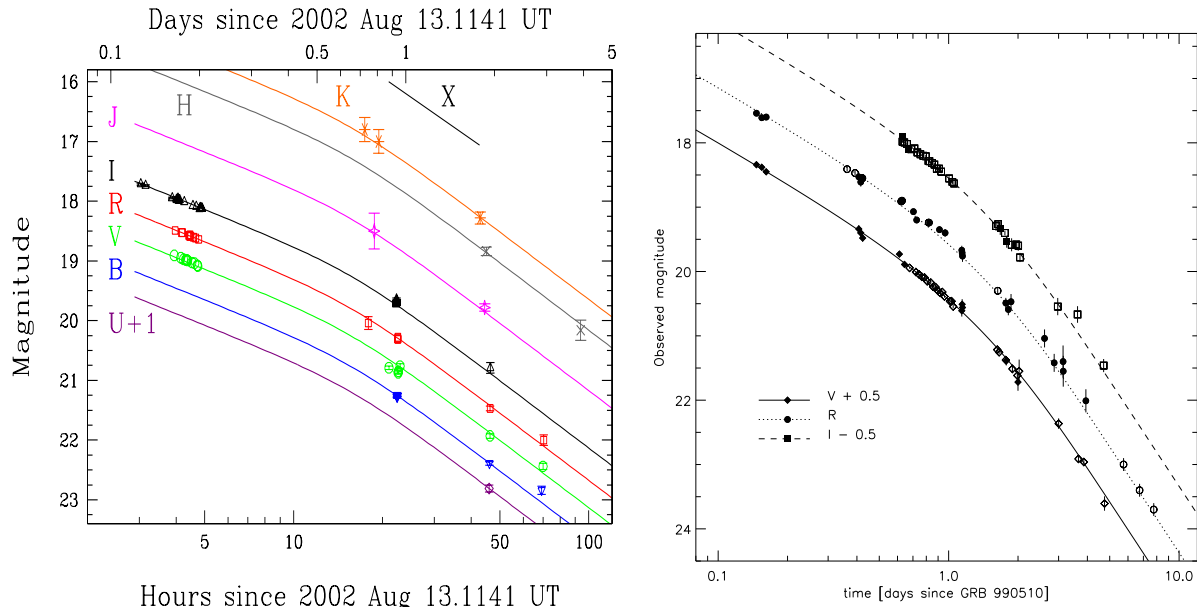


FIG. 5.2 – Deux exemples de cassures achromatiques, dans les rémanences de GRB 020813 et GRB 990510. Gauche : Covino et al., 2003 [20] Droite : Harrison et al., 1999 [46]

### 5.1.3 Bosses dans la courbe de lumière

Les courbes de lumière de certains sursauts montrent un phénomène particulier : une ou plusieurs bosses, comme dans les rémanences des sursauts GRB 970508, GRB 000301, GRB 021004 ou encore GRB 030329, que nous étudierons en détail section 15.1. GRB 030329 présente la particularité d'avoir une bosse avec un temps de montée court, la pente de la rémanence restant quasi inchangée après la bosse, ce qui n'est pas toujours le cas comme on peut le voir figure 5.3 à gauche avec GRB 970508.

### 5.1.4 "Flares" : pics observés dans la rémanence

Le satellite *Swift* a révélé, en même temps que la rémanence précoce que nous verrons au chapitre suivant, la présence de "flares", des pics observés à divers moments de la rémanence et de la rémanence précoce. La particularité de ces "flares", en comparaison avec les bosses précédemment décrites, est le fait que la ligne de base de la rémanence est la même avant et après le "flare", et que les pentes de montée et de descente sont très raides. Ces "flares" peuvent être très énergétiques : ce fut le cas notamment pour GRB 050502, où le flux au maximum du "flare" le plus énergétique vaut 500 fois celui de la rémanence sous-jacente, et où la fluence du "flare" égale celle de l'événement principal (figure 5.4).

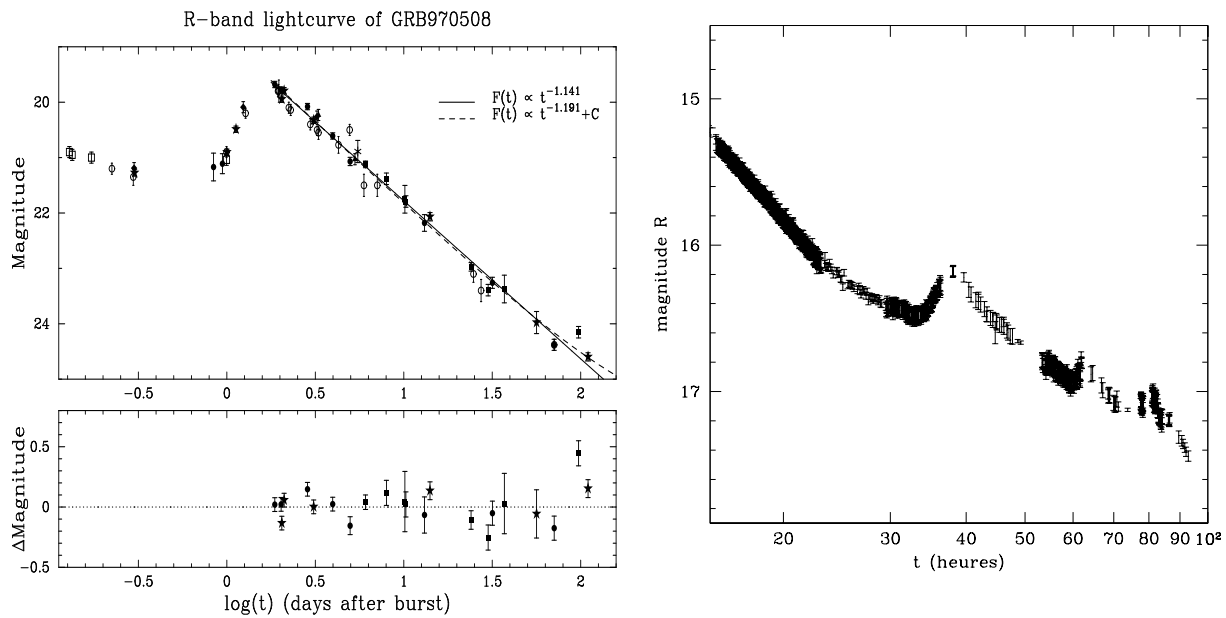


FIG. 5.3 – Courbes de lumière de GRB 970508 (Galama et al., 1998 [37]) et GRB 030329 dans la bande R. Dans les deux cas nous pouvons remarquer la présence de bosses.

Les caractéristiques de ces “flares” sont très difficiles à obtenir par le modèle du choc externe. On invoque donc généralement pour les expliquer les chocs internes, par exemple par une reprise d’activité de la source. Nous verrons cependant que cette hypothèse pose certains problèmes, ce qui mène à la remettre en question et à proposer d’autres solutions.

## 5.2 Description des modèles pre-*Swift*

Nous allons ici décrire la théorie permettant d’expliquer les observations de rémanences, tout d’abord dans le cadre du modèle “standard”, puis dans le cadre du modèle alternatif électromagnétique.

### 5.2.1 Le modèle “standard” : le modèle du choc externe

De la même façon que lorsque nous avons introduit les chocs internes, nous resterons ici très descriptif : le développement en équations du modèle des chocs avant et retour, ainsi que les mécanismes d’émission, seront présentés au chapitre 7.2.

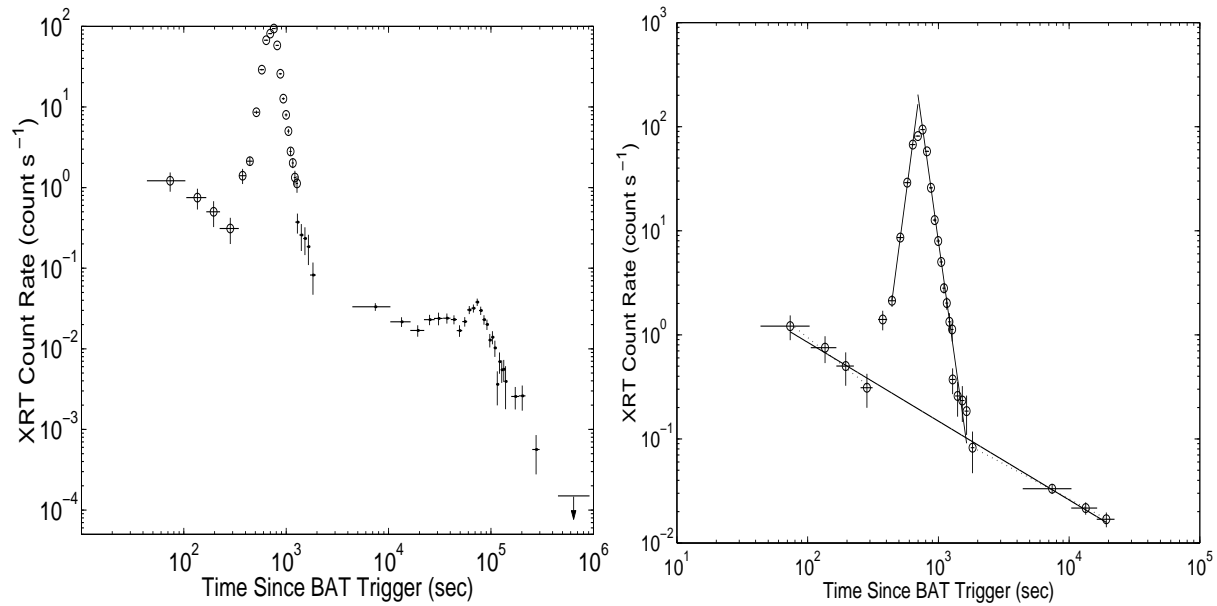


FIG. 5.4 – Gauche : Courbe XRT de la rémanence précoce de GRB 050502B, où le "flare" est clairement visible, ainsi qu'un autre moins fort un peu plus tard. Droite : Fit du "flare" principal par Falcone et al., où on peut clairement voir la ligne de base qui reste la même avant et après le "flare". (2006, [31])

### Le choc avant

Le modèle du choc externe a été proposé avant même celui des chocs internes pour la première fois par Rees et Mészáros (1992, [96]) ; Mészáros et Rees (1993, [72]). Il fut développé au départ pour expliquer l'émission prompte, puis abandonné en faveur des chocs internes. Il fut de nouveau invoqué pour expliquer l'interaction avec le milieu extérieur quand on commença à étudier la rémanence.

Ce modèle est inspiré directement de l'évolution de l'enveloppe d'une supernova. La matière éjectée accumule progressivement devant elle la matière du milieu extérieur qu'elle balaye, et deux chocs sont ainsi formés : le choc avant, traversant le milieu extérieur non encore choqué, et le choc retour, traversant l'éjecta. Le choc avant est ultra relativiste, puisque une couche en mouvement proche de la vitesse de la lumière rencontre la matière immobile du milieu extérieur ; le choc retour est seulement moyennement relativiste, puisque les couches de matière se choquant ont toutes un facteur de Lorentz de l'ordre de 100 mais un facteur de Lorentz relatif  $\Gamma_{relatif} \lesssim 2$ .

Une émission tardive provenant du choc avant fut prédite par Mészáros et Rees (1997,

[73]), ce qui fut confirmé la même année par l'observation de la rémanence de GRB 970228, qui montrait un excellent accord avec les prédictions théoriques (Wijers et al., 1997b [113]). Une description détaillée du rayonnement du choc avant fut faite par Sari, Piran et Narayan (1998 [104]). Le problème est analogue à celui de Sedov pour les enveloppes de supernovae, mais avec une expansion ultra relativiste. Il existe de la même façon que pour le problème de Sedov une solution autosimilaire analytique (Blandford et McKee, 1976 [11]) que nous allons voir maintenant.

L'interaction du jet avec le milieu extérieur devient efficace quand la masse accrétée par l'éjecta est égale à  $M/\Gamma_0$ , où  $M$  est la masse de la couche et où  $\Gamma_0$  est le facteur de Lorentz moyen initial de l'éjecta. Dans cette approximation, l'éjecta avance à facteur de Lorentz constant jusqu'au rayon de décélération  $R_d$ , puis ralentit.

**Rayon de décélération :** Nous allons montrer tout d'abord pourquoi nous considérons que l'interaction avec le milieu extérieur devient efficace quand la masse balayée par l'éjecta vaut  $M/\Gamma_0$ .

Nous commençons par écrire les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion d'une couche de matière de masse  $M$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_0$  balayant une masse  $m$  immobile de milieu extérieur :

$$M\Gamma_0 c^2 + mc^2 = (M + m)\Gamma_r \gamma_i c^2 \quad (5.1)$$

$$M\Gamma_0 \beta c^2 = (M + m)\Gamma_r \beta_r \gamma_i c^2 \quad (5.2)$$

où  $\Gamma_r$  est le facteur de Lorentz de la couche de masse  $M + m$  résultant de l'interaction et  $\gamma_i$  le facteur de Lorentz des mouvements internes de cette couche de matière choquée.

En remarquant que le second membre de l'équation (5.2) vaut celui de l'équation (5.1) au facteur  $\beta$  près nous trouvons rapidement

$$\beta_r = \beta \frac{M\Gamma_0}{M\Gamma_0 + m} \simeq \beta \left( 1 - \frac{m}{M\Gamma_0} \right) \quad (5.3)$$

en considérant que  $\frac{m}{M\Gamma_0} \ll 1$ , puis, à partir de  $\beta \simeq 1 - \frac{1}{2\Gamma^2}$  nous en tirons l'expression de  $\Gamma_r$  :

$$\Gamma_r \simeq \frac{\Gamma_0}{\sqrt{1 + 2\Gamma_0 \frac{m}{M}}} . \quad (5.4)$$

Nous voyons que pour que l'interaction soit efficace, c'est-à-dire que la matière ralentisse de façon notable, il faut que  $2m\frac{\Gamma_0}{M}$  soit de l'ordre de 1, soit  $m = \frac{M}{2\Gamma_0}$ . Nous définissons

finale-ment le rayon de décélération comme le rayon pour lequel la masse de milieu extérieur balayée par la couche est suffisante pour ralentir de façon efficace cette couche soit une valeur choisie

$$M_{bal} = \frac{M}{\Gamma_0}. \quad (5.5)$$

**Solution de Blandford-McKee :** Nous allons maintenant décrire de manière simplifiée la solution de Blandford-McKee.

La masse balayée vaut

$$M_{bal} = \int_0^R \Omega r^2 \rho(r) dr = \frac{\Omega A}{3-s} R^{3-s} \quad (5.6)$$

où nous posons  $\rho(r) = Ar^{-s}$ , avec  $A = \rho_0$  et  $s = 0$  pour un milieu uniforme et  $A$  la constante du vent<sup>1</sup> et  $s = 2$  pour un milieu de type vent.  $\Omega$  est l'angle solide de l'éjecta<sup>2</sup>. La masse accrétée au rayon de décélération vaut

$$M_{bal} = \frac{M}{\Gamma_0} = \frac{E}{\Gamma_0^2 c^2} \quad (5.7)$$

où  $E$  est l'énergie totale du jet. Le rayon de décélération vaut donc finalement

$$R_d = \left( \frac{(3-s)E}{\Gamma_0^2 c^2 \Omega A} \right)^{\frac{1}{3-s}} \quad (5.8)$$

Nous posons maintenant  $t_{d,obs} = R_d/(2c\Gamma_0^2)$  (valable pour  $\Gamma_0 \gg 1$ ), et nous obtenons

$$R_{d,obs}^{unif} = 1.2 \cdot 10^{17} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{\Gamma_0}{100} \right)^{-2/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi \text{ sr}} \right)^{-1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ particule/cm}^3} \right)^{-1/3} \text{ cm} \quad (5.9)$$

$$t_{d,obs}^{unif} = 200 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{\Gamma_0}{100} \right)^{-8/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi \text{ sr}} \right)^{-1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ particule/cm}^3} \right)^{-1/3} \quad (5.10)$$

---

<sup>1</sup>Cette constante est définie par  $A = \dot{M}/(4\pi v_{vent})$ , où  $\dot{M}$  est le taux de perte de masse de l'étoile à l'origine du vent et  $v_{vent}$  la vitesse de ce vent. Nous utiliserons souvent par la suite le paramètre de densité  $A^*$  qui est la constante  $A$  normalisée pour avoir une valeur 1 pour un vent standard pour une étoile de Wolf-Rayet.

$$A^* = \left( \frac{\dot{M}}{10^{-5} M_\odot / \text{an}} \right) \left( \frac{10^3 \text{ km/s}}{v_{vent}} \right) = \frac{A}{5 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}}.$$

<sup>2</sup>En appelant  $\Delta\theta$  le demi angle d'ouverture du cône formé par le jet, son angle solide est déterminé par  $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\Delta\theta))$

pour un milieu uniforme, et

$$R_{d,obs}^{vent} = 1.7 \cdot 10^{15} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right) \left( \frac{\Gamma_0}{100} \right)^{-2} \left( \frac{\Omega}{4\pi \text{ sr}} \right)^{-1} (A^*)^{-1} \text{ cm} \quad (5.11)$$

$$t_{d,obs}^{vent} = 2.8 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right) \left( \frac{\Gamma_0}{100} \right)^{-4} \left( \frac{\Omega}{4\pi \text{ sr}} \right)^{-1} (A^*)^{-1} \text{ s} \quad (5.12)$$

pour un milieu de type vent. Nous pouvons d'ores et déjà remarquer combien la décélération est plus efficace dans un vent.

Le choc étant fort, la matière choquée à un facteur de Lorentz des mouvements internes valant  $\gamma_i = \Gamma$ . Dans le référentiel en comouvement, l'énergie de l'éjecta est  $E \simeq \gamma_i M(R) c^2 \simeq \Gamma M(R) c^2$ . Dans le référentiel fixe, cette énergie s'exprime donc à tout moment par

$$E \sim M(R) \Gamma^2 c^2. \quad (5.13)$$

soit, en fonction de  $\Gamma$  et  $R$  (en utilisant l'équation 5.6) :

$$E \propto \Gamma^2 R^{3-s}. \quad (5.14)$$

Nous en déduisons donc que lors de la décélération,  $\Gamma \propto R^{-(3-s)/2}$ . Comme l'éjecta commence à ralentir au rayon  $R_d$ , nous obtenons pour  $R \geq R_d$

$$\Gamma(R) = \Gamma_0 \left( \frac{R}{R_d} \right)^{-\frac{3-s}{2}} \quad (5.15)$$

qui peut aussi s'écrire, toujours dans l'approximation  $\Gamma \gg 1$

$$\Gamma(t) \simeq \Gamma_0 \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-\frac{1}{2} \frac{3-s}{4-s}} \quad (5.16)$$

soit

$$\Gamma(t) \simeq \Gamma_0 \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-3/8} \quad (5.17)$$

pour un milieu uniforme et

$$\Gamma(t) \simeq \Gamma_0 \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-1/4} \quad (5.18)$$

pour un milieu de type vent.

Le régime changera lorsque  $\Gamma$  tendra vers un, donnant alors lieu à une évolution classique de Sedov après un temps  $t_S$  valant

$$t_{S,obs}^{unif} = 0.3 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi \text{ sr}} \right)^{-1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ particule/cm}^3} \right)^{-1/3} \text{ ans} \quad (5.19)$$

pour un milieu uniforme. Pour un milieu de type vent, l'éjecta rencontre le choc de terminaison du vent libre (que nous pouvons voir figure 5.9) avant d'atteindre un facteur de Lorentz de l'ordre de 1, il n'y a donc pas lieu de calculer  $t_{S,obs}^{vent}$  dans ce cas.

La décélération complète de l'éjecta s'effectue donc en un temps de l'ordre de l'année pour l'observateur.

### Spectre de la rémanence

L'émission de la rémanence est due en majorité au rayonnement synchrotron, dont la fréquence caractéristique dépend du facteur de Lorentz du matériel freiné par le milieu extérieur, du champ magnétique  $B$  et du facteur de Lorentz  $\Gamma_e$  des électrons accélérés ( $\nu_p \propto \Gamma \Gamma_e^2 B$ ). Or, au fur et à mesure que l'éjecta est freiné,  $\Gamma$  baisse, le choc avec le milieu extérieur devient moins violent, donc  $\Gamma_e$  baisse. Le champ magnétique, comme nous le verrons en section 9.1, est proportionnel à la densité au sein de l'éjecta ( $B \simeq \sqrt{8\pi\alpha_B n\epsilon}$ , voir équation 9.5), et donc baisse aussi. Ceci implique qu'au fur et à mesure de son ralentissement, ce matériel va émettre dans des longueurs d'ondes caractéristiques de plus en plus grandes, ce qui est en accord avec les observations.

Nous avons vu que le spectre en énergie de la rémanence peut s'exprimer sous la forme de une ou plusieurs lois de puissance successives  $F_\nu \propto \nu^{-\beta} t^{-\alpha}$ . Sari, Piran et Narayan (1998, [104]) ont calculé les pentes de ces lois de puissances et l'évolution des fréquences caractéristiques (voir figure 5.5). Ce spectre fut initialement calculé pour une onde de choc sphérique se propageant dans un milieu extérieur de densité uniforme, mais il existe une solution similaire pour un milieu de densité en  $r^{-2}$ , comme le vent d'un objet parent de type étoile massive (Chevalier et Li, 2000 [16]), ou pour un jet (Rhoads, 1999 [99]; Sari, Piran et Halpern, 1999 [103]).

La fréquence synchrotron observée produite par un électron de facteur de Lorentz  $\Gamma_e$  vaut

$$\nu = \Gamma \Gamma_e^2 \left( \frac{eB}{2\pi m_e c} \right) \quad (5.20)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz de la matière émettrice et  $B$  le champ magnétique.

On définit ainsi une première fréquence critique, la fréquence de refroidissement adiabatique ("cooling frequency"), correspondant par la formule 5.20 au facteur de Lorentz  $\Gamma_c$  d'un électron qui peut émettre toute son énergie par émission synchrotron durant  $\tau_{ex}$ , temps typique de refroidissement adiabatique. C'est-à-dire que pour  $\Gamma_e \geq \Gamma_c$ , le refroidissement de l'électron par émission synchrotron est efficace (et ne l'est pas pour  $\Gamma_e < \Gamma_c$ ).

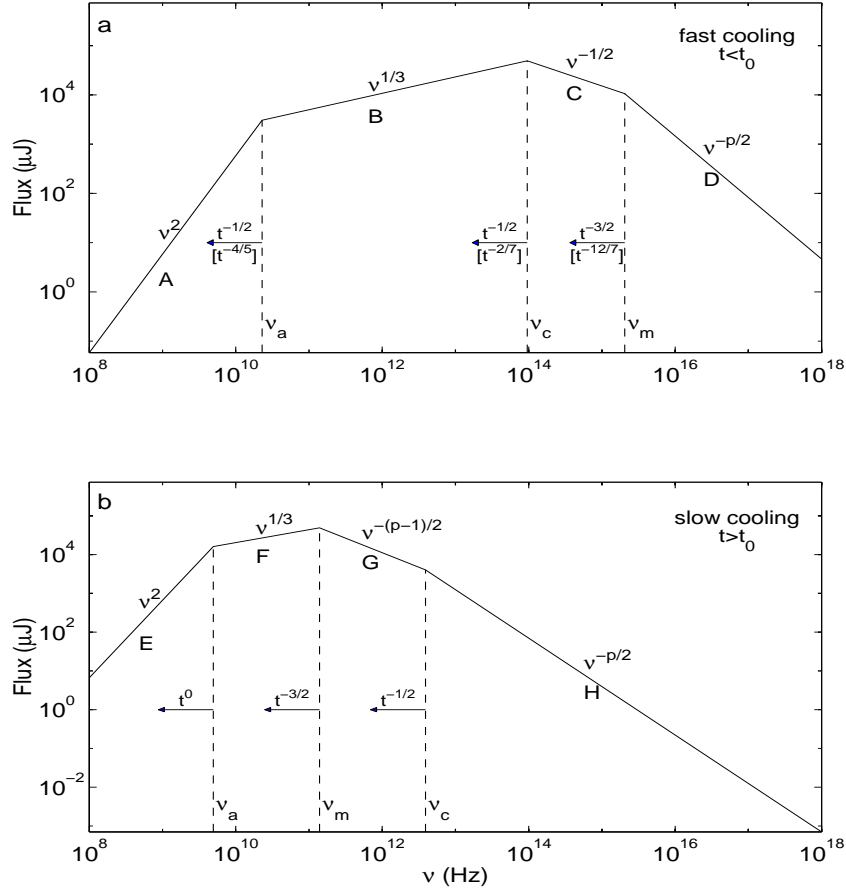


FIG. 5.5 – Spectre synchrotron d'un choc relativiste avec une distribution d'électrons en loi de puissance  $n(\Gamma_e) \propto \Gamma_e^{-p}$ . Le spectre consiste en quatre fragments En haut : cas du régime “fast cooling” ( $\nu_m > \nu_c$ ), qui est attendu à temps courts pour la rémanence. Les fréquences  $\nu_m$ ,  $\nu_c$  et  $\nu_a$  décroissent avec le temps. Les indications au dessus des flèches correspondent à une évolution adiabatique, les indications entre crochets en dessous à une évolution radiative. En bas : cas du régime “slow cooling” ( $\nu_m < \nu_c$ ), attendu à temps longs (l'évolution est alors toujours adiabatique).

Un électron pour lequel le facteur de Lorentz initial  $\Gamma_e$  est supérieur à  $\Gamma_c$  émettra donc efficacement jusqu'à descendre à  $\Gamma_c$ . Une deuxième fréquence critique,  $\nu_m$ , correspond par la formule 5.20 au facteur de Lorentz minimum de la distribution d'électrons. La dernière fréquence critique est  $\nu_a$ , en dessous de laquelle l'auto absorption synchrotron devient importante.



Différents régimes peuvent donc exister : Si  $\Gamma_m \geq \Gamma_c$ , tous les électrons peuvent émettre efficacement et se refroidir jusqu'à  $\Gamma_c$  : on est dans le régime de refroidissement rapide, ou "fast cooling". Selon la proportion  $\epsilon_e$  de l'énergie dissipée dans les chocs qui est transmise aux électrons, deux "sous régimes" sont possibles : si les électrons reçoivent une grande proportion de l'énergie dissipée, comme ils rayonnent efficacement, la matière est alors en régime radiatif (l'énergie produite est efficacement rayonnée). Si au contraire la fraction d'énergie reçue est faible, le fait que les électrons rayonnent efficacement est négligeable pour l'ensemble de la matière, on est donc en régime quasi adiabatique.

Si  $\Gamma_m < \Gamma_c$ , seuls les électrons de la partie haute énergie du spectre (les électrons pour lesquels  $\Gamma_e \geq \Gamma_c$ ) peuvent se refroidir en émettant efficacement. Le reste, formant le gros de la population, ne se refroidit pas durant le temps  $\tau_{ex}$  : c'est le régime de refroidissement lent, ou "slow cooling". L'évolution de la matière se fera alors forcément de manière adiabatique.

Dans la suite de la thèse j'utiliserai les termes de "fast cooling" et "slow cooling" pour désigner ces deux régimes.

### "Jet break"

Nous allons expliquer ici l'origine de la cassure observée dans les courbes de rémanence. Pour comprendre ce phénomène, il faut supposer que la matière émise par la source est focalisée dans un jet d'angle solide  $\Omega$  correspondant à un angle d'ouverture  $\Delta\theta$  par la relation  $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\Delta\theta))$ .

Dans le référentiel de la matière en mouvement, l'émission synchrotron des électrons se fait de manière isotrope. Du fait du mouvement à facteur de Lorentz  $\Gamma$  de cette matière dans le référentiel de l'observateur, l'émission apparaît focalisée dans un cône de demi angle d'ouverture  $\theta = 1/\Gamma$ . Lorsque  $\Gamma$  diminue à la suite du freinage par le milieu environnant, la focalisation de l'émission diminue aussi, et il arrive un point où l'angle d'ouverture de l'émission synchrotron devient plus grand que l'angle d'ouverture  $\Delta\theta$  du jet de matière. Tant que  $1/\Gamma < \Delta\theta$ , l'observateur ne voit qu'une partie du jet, et reçoit toute l'énergie émise de la partie visible du jet. Au contraire, lorsque  $1/\Gamma > \Delta\theta$ , l'observateur voit tout le jet, mais ne recevra pas toute l'énergie émise : les photons qui auraient dû être émis par la matière en dehors du jet si il y en avait eu sont absents, ce qui se traduit par une baisse plus rapide du flux sur la courbe de lumière, comme on peut le voir figure 5.6. Un tel phénomène se déroule au temps observateur (pour un milieu uniforme)

$$\frac{t_{obs}}{t_d} \sim \bar{\Gamma}_0^{8/3} (\Delta\theta)^{8/3} \quad (5.21)$$

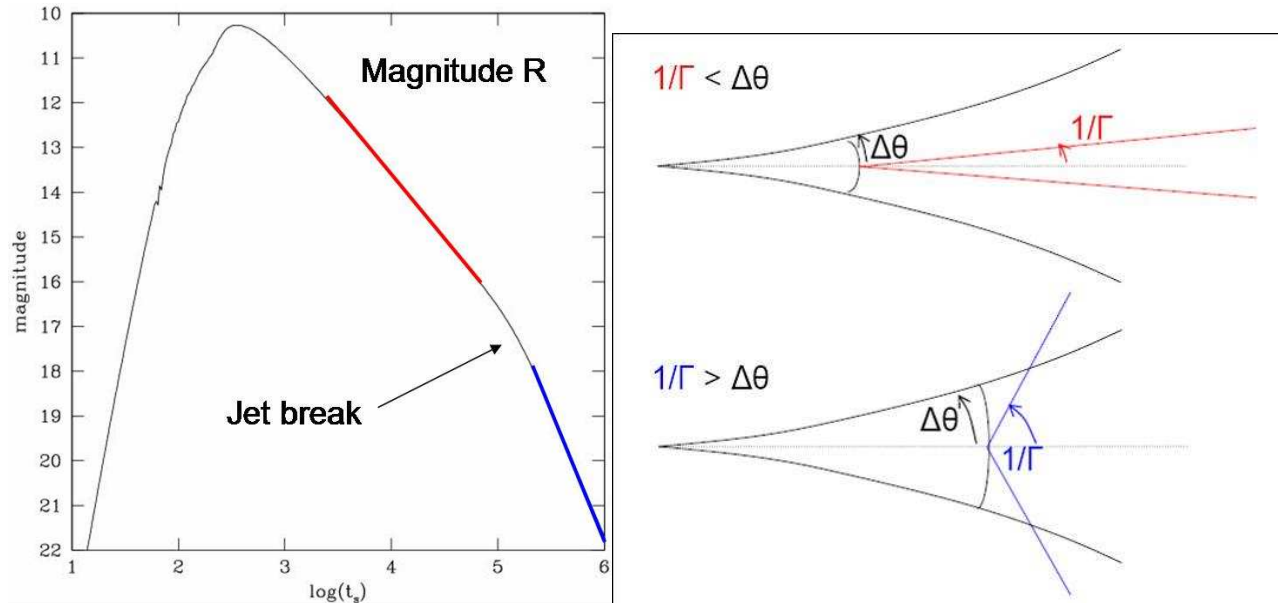


FIG. 5.6 – A gauche : *exemple de courbe de rémanence. En couleur sont indiquées les pentes, correspondant aux schémas de la figure de droite expliquant les deux situations, avant et après le jet “break”*. A droite, en haut : *Angle d’ouverture du rayonnement synchrotron avant le “jet break” :  $1/\Gamma < \Delta\theta$ , seule une partie du jet est visible par l’observateur*. A droite, en bas : *Angle d’ouverture du rayonnement synchrotron après le “jet break” :  $1/\Gamma > \Delta\theta$ , la totalité du jet est visible par l’observateur*.

(où  $t_d$  est le temps de décélération (équation 5.10 section 5.2.1),  $\bar{\Gamma}_0$  le facteur de Lorentz initial moyen de l’éjecta et  $\Omega$  l’angle solide du jet) soit

$$t_{obs} \sim 4 \left( \frac{E}{10^{53} \text{erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{n}{1 \text{p/cm}^3} \right)^{-1/3} \left( \frac{\Delta\theta}{0.1} \right)^{8/3} \text{ jours} \quad (5.22)$$

Nous pouvons donc, à partir du moment où la cassure est observée dans la rémanence, remonter à l’angle d’ouverture du jet. Les angles ainsi obtenus sont de l’ordre de 5 à 20 degrés pour les sursauts longs. En réalité, il faut tenir compte de l’ouverture latérale du jet (qui sera développée en section 10.3), ce que nous n’avons pas fait ici. Ceci complique le calcul, puisque  $\Delta\theta$  augmente avec le temps, mais le facteur de Lorentz diminue plus vite car la section de milieu extérieur balayée est plus grande que sans ouverture. Seul le calcul complet permet alors de connaître la relation exacte entre le temps de la cassure et l’angle d’ouverture du jet.

## Bosses dans les courbes de lumière des rémanences

Comme nous l’avons vu précédemment, de nombreux sursauts gamma présentent une ou plusieurs bosses dans leur courbe de rémanence. Divers explications furent proposées : effet de microlentille gravitationnelle (Garnavich, Loeb et Stanek, 2000 [38]), pour des rémanences ne présentant qu’une seule bosse, comme GRB 970508 ou GRB 000301C ; densité du milieu extérieure variable (Lazzati et al., 2002 [59] ; Nakar, Piran et Granot, 2003 [79] ; Heyl et Perna, 2003 [47]) ; variation d’énergie selon la portion de jet regardée (“patchy shell model”, Kumar et Piran, 2000b [57]) ; chocs retardés et injection continue d’énergie par la source (Rees et Mészáros, 1998 [98] ; Kumar et Piran, 2000a [56] ; Sari et Mészáros, 2000 [101]) ; modèle à deux jets, un étroit responsable de l’émission X à temps courts et un jet plus large responsable des émissions radio et optique à temps longs (Berger et al., 2000 [8]).

Certaines de ces explications ont été examinées par Granot, Nakar et Piran (2003, [43]) dans le cadre de l’étude de la rémanence de GRB 030329, qui présente comme nous l’avons vu une succession de bosses situées après ce qui semble être un “jet break”. Deux des trois solutions testées se révèlent inadaptées, seule la dernière permet d’expliquer de manière satisfaisante la rémanence de GRB 030329. La première solution, un milieu extérieur de densité variable, impliquerait dans le cas présent une densité en marches discrètes successives de densité croissante avec le rayon, milieu fort peu probable. La deuxième solution est celle du “patchy shell model”, où l’énergie par unité d’angle solide dans l’éjecta est variable ; dans ce modèle, au fur et à mesure que l’angle visible de l’éjecta augmente alors que ce dernier se propage et ralentit dans le milieu extérieur, l’observateur voit des variations de flux ; cependant, les bosses se situant ici après le “jet break”, tout le jet est alors visible, et il n’y a donc plus de variations, ce qui élimine cette hypothèse.

## Hypothèse des chocs rafraîchis

La troisième solution proposée est celle qui semble la plus plausible aux auteurs : les chocs rafraîchis. Dans le scénario des chocs rafraîchis, du matériel rapide et du matériel lent sont émis successivement. Le matériel rapide distance le matériel lent, avant d’être ralenti par le milieu extérieur. Suffisamment ralenti, il peut être rattrapé par le matériel lent, à un temps - dont le calcul sera détaillé en section 15.1.3 - long devant le temps auquel ont eu lieu les chocs internes ([98] ; [56] ; [101]). Le matériel lent ajoute alors de l’énergie dans le choc avant, et cause ainsi une réillumination de la courbe de lumière de la rémanence. Après cette réillumination, la rémanence retrouve son taux de décroissance initial, mais avec un flux plus important que si la réillumination n’avait pas eu lieu.

### 5.2.2 Le modèle électromagnétique

Nous avons vu en section 4.2.2 que dans ce modèle le sursaut lui-même (l'émission prompte) était créé par des instabilités se développant dans une coquille électromagnétique à environ  $\sim 3 \times 10^{16}$  cm de la source. À plus grand rayon, l'énergie contenue dans cette coquille électromagnétique a été presque totalement transférée au milieu environnant. Le mécanisme de production de l'émission de la rémanence est alors assez semblable à celui du modèle "standard", ce qui nous permettra d'en détailler l'évolution, même sans pouvoir modéliser l'émission prompte, au chapitre 12. Il faut cependant noter que dans le cadre de ce modèle, il n'y a pas de choc retour, puisque l'éjecta est sous forme électromagnétique et non baryonique.

## 5.3 Environnement des sursauts gamma

Comme nous l'avons vu dans l'historique (chapitre 1), les environnements des sursauts gamma peuvent être de différentes natures. Il y a aujourd'hui des arguments forts en faveur d'étoiles massives de type Wolf-Rayet comme objets parents des sursauts. Ces derniers se déroulent donc dans des environnements créés par les vents de leur étoile parente. En revanche, l'environnement des sursauts courts reste encore incertain, même si la communauté penche en faveur de la coalescence de deux objets compacts comme objets parents pour ces sursauts : leur environnement serait dans ce cas de type uniforme.

L'association de certains sursauts longs avec des supernovae est la preuve qui manquait pour confirmer que les objets parents de ces sursauts sont des étoiles massives, souvent de type Wolf-Rayet. Ceci peut se voir à la fois sur la courbe de lumière de la rémanence - où une bosse due à l'émission de la supernova émerge au bout d'un temps assez long (figure 5.7) - ou sur le spectre - qui évolue pour laisser apparaître le spectre de la supernova sous-jacente (figure 5.8). Une dizaine d'association de sursaut avec une supernova a déjà été découverte.

Cependant, de nombreux auteurs trouvent, lors d'ajustements multi-longueurs d'onde de la rémanence, un milieu uniforme comme environnement de sursauts longs (Panaitescu et Kumar, 2001 [88]). Une solution possible est celle faisant intervenir un milieu plus complexe, dans lequel le vent de l'étoile parente en choquant le milieu interstellaire uniforme a donné lieu à un profil de densité constitué de plusieurs domaines (figure 5.9).

Nous pouvons voir que si la transition entre le vent libre et le vent choqué est assez proche de la source, les observations peuvent donner l'impression d'un milieu uniforme comme environnement du sursaut. Nous discuterons cela et ses implications sur l'aspect de la rémanence en section 15.2.

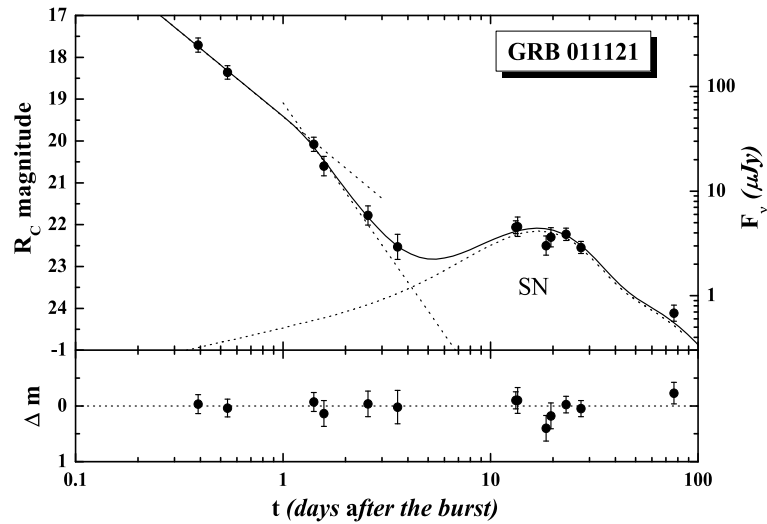


FIG. 5.7 – Courbe de lumière de *GRB 011121*, où les observations montrent une bosse due à la supernova sous-jacente (Stanek et al., 2003 [106]).

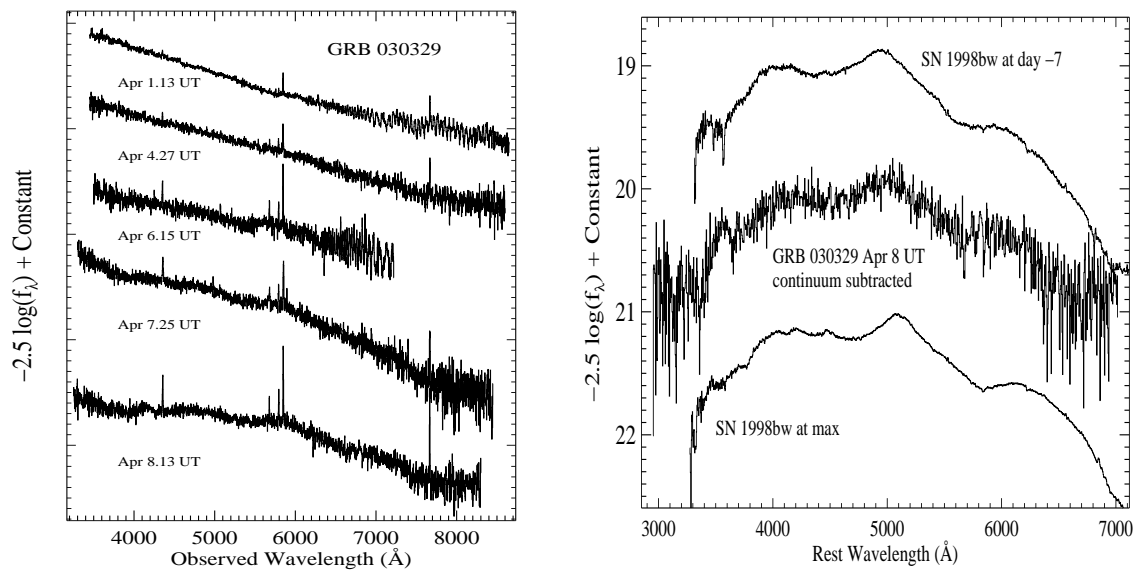


FIG. 5.8 – Gauche : Évolution du spectre de *GRB 030329* au cours du temps, où apparaît progressivement la forme du spectre de la supernova sous-jacente. Droite : Comparaison du spectre de cette supernova avec celui de la supernova *SN1998bw* de type Ic

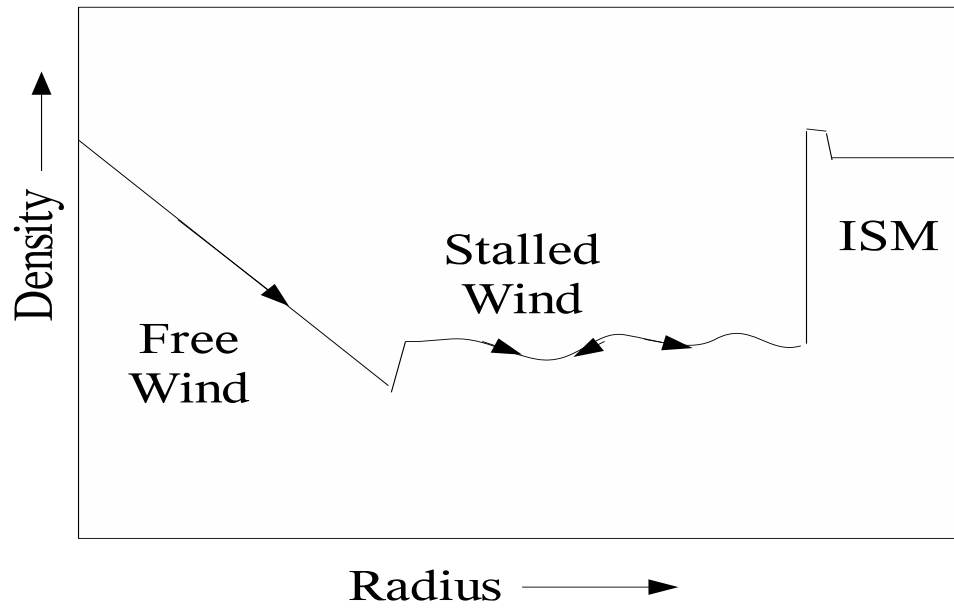


FIG. 5.9 – Schéma d'un milieu extérieur plus réaliste que simplement un milieu uniforme ou un milieu de type vent. Plusieurs régions se distinguent : le vent libre ("free wind") tout d'abord, puis le vent choqué ("stalled wind"), et enfin le milieu extérieur ("ISM"), choqué puis non choqué (Eldridge et al., 2006 (art 1)).

# Chapitre 6

## La rémanence précoce : un effet du choc avant ?

### 6.1 Observations

Avant le satellite *Swift*, aucune observation de la rémanence n'avait été faite avant quelques heures après le sursaut. En effet, les observations gamma s'arrêtaient au plus tard quelques centaines de secondes après le début du sursaut, et les observations X de la rémanence, du fait de la faible précision de localisation et de la faible vitesse de pointage des satellites, ne commençaient que quelques  $10^4$  s après le début du sursaut. Les observations effectuées par *Swift* ont permis de combler cette lacune avec les instruments *BAT*, et surtout *XRT*. Nous pouvons voir figure 6.1 des courbes de lumière *XRT*, tout d'abord masquées entre  $\sim 100$  s et  $\sim 10^4$  s, afin de visualiser le “vide” que présentaient les observations avant 2005 (c'est-à-dire avant les premiers résultats de *Swift*), puis entières, ce qui permettra de voir leurs propriétés.

La rémanence précoce semble posséder un certain nombre de caractéristiques souvent observées. La communauté scientifique a défini une “rémanence canonique” (figure 6.1), constituée des phases successives suivantes (voir Chincarini et al., 2006 [18]; Nousek et al., 2005 [83]; Zhang et al., 2005 [117]) :

- une descente rapide du flux  $F_X \propto t^{-\alpha_1}$ , avec des pentes temporelles de l'ordre de 3 à 5, et un spectre  $F_\nu \propto \nu^{-\beta_1}$  avec des pentes spectrales comprises entre 1 et 2; cette phase s'étend jusqu'à des temps de l'ordre de 300 s à 500 s.
- un plateau  $F_X \propto t^{-\alpha_2}$ , avec des pentes temporelles de l'ordre de 0 à 0.8, et un spectre  $F_\nu \propto \nu^{-\beta_2}$  avec des pentes spectrales comprises entre 0.7 et 1.2; cette phase s'étend jusqu'à des temps de l'ordre de  $10^3$  s à quelques  $10^4$  s.
- la rémanence “normale” telle qu'on pouvait l'observer avant *Swift*,  $F_X \propto t^{-\alpha_3}$ , avec des pentes temporelles de l'ordre de 1.1 à 1.7, et un spectre  $F_\nu \propto \nu^{-\beta_3}$  avec des pentes

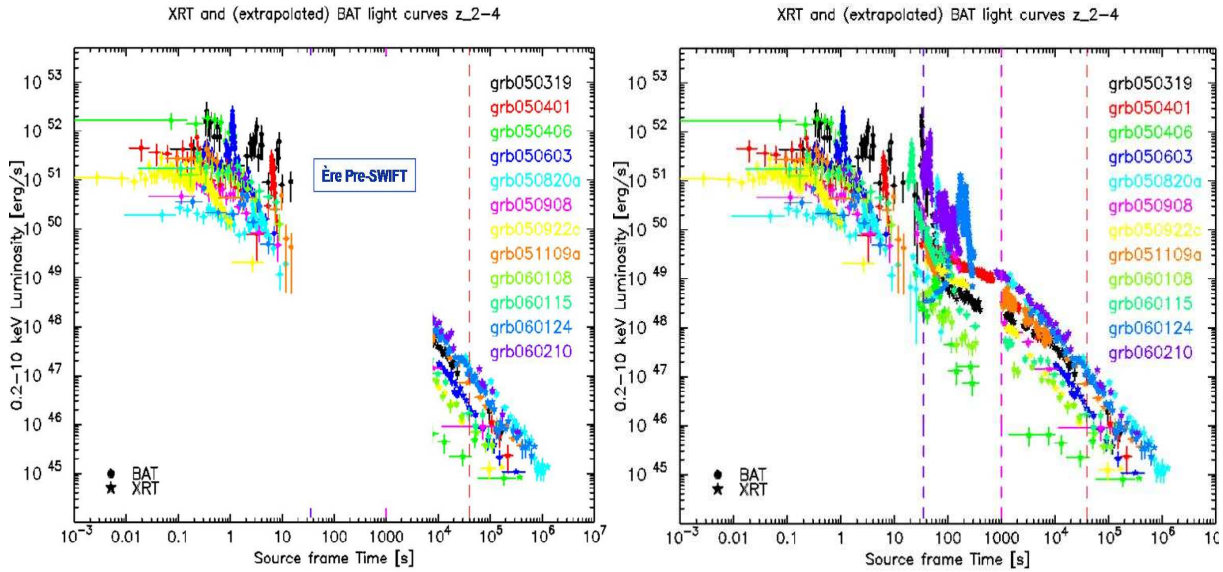


FIG. 6.1 – Comparaison entre ce qu’on pouvait observer avant *Swift* et les observations de *Swift*. Là où il semblait naturel d’extrapoler les courbes de rémanence pour faire le lien avec l’émission prompte, *Swift* a montré une structure des courbes de lumière bien plus compliquée (Mangano et al., 2006 [68]).

- spectrales comprises entre 0.7 et 1.2 (pas de changement spectral par rapport à la phase précédente) ; cette phase s’étend jusqu’à des temps de l’ordre de  $10^5$  s ou plus.
- éventuellement une descente plus raide  $F_X \propto t^{-\alpha_4}$ , avec des pentes temporelles de l’ordre de 2 à 3 pour des temps supérieurs à  $10^5$  s.

A ce schéma général viennent souvent se superposer des “flares”, observés la plupart du temps entre 100 s et  $10^5$  s : ce sont des pics intenses avec des pentes de montée et de descente pouvant être très raides.

## 6.2 Origine de la rémanence précoce : théories actuelles

Avant l’arrivée des observations de *Swift*, il semblait naturel d’extrapoler les droites des rémanences pour faire le lien avec l’émission prompte (puisque de plus l’extrapolation semble se raccorder directement à l’émission prompte). Les observations de *Swift* ont cependant montré que la réalité était beaucoup plus compliquée, comme nous venons de le voir (cf. figure 6.1). C’est en revanche encore le choc avant qui est le plus souvent invoqué pour expliquer la rémanence précoce, et ce malgré de nombreuses difficultés.



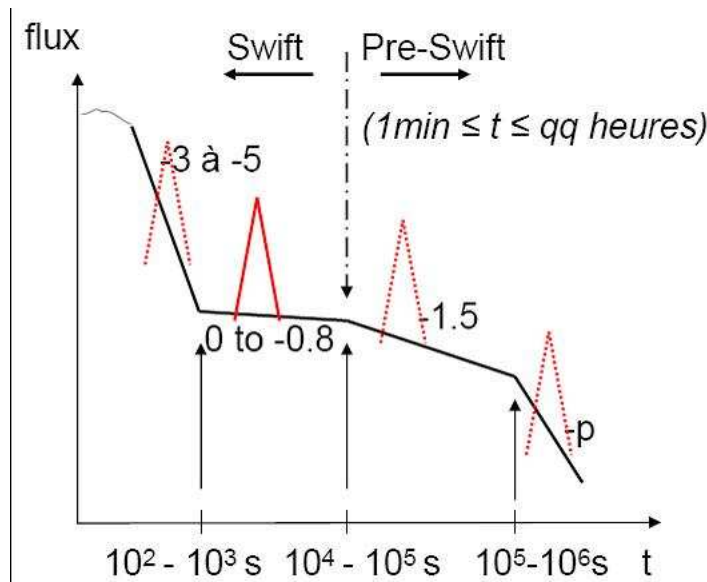


FIG. 6.2 – Rémanence canonique telle qu’observée par Swift. Nous pouvons voir les quatre phases (descente rapide, plateau, descentes à pentes  $-1.5$  puis  $-p$  après un “jet break”). Nous pouvons aussi voir, schématisé par une pointe verticale, un flare. Les pointillés indiquent que les flares peuvent être présents à toutes les phases de la rémanence.

Plusieurs modèles sont actuellement invoqués pour tenter de résoudre les problèmes posés par cette rémanence canonique, en particulier le plateau : la descente raide au début de la rémanence précoce est expliquée par l’émission de haute latitude, c’est-à-dire la queue de l’émission prompte (Kumar et Panaitescu, 2000 [55]; Nousek et al. 2005 [83]); ceci sera détaillé au chapitre 10. Le plateau est généralement interprété par injection tardive d’énergie, ou chocs rafraîchis (que l’on a vu précédemment dans un autre cadre) : au fur et à mesure que la matière tardive arrive, elle ajoute son énergie au choc avant, ralentissant la descente. Cette matière tardive peut avoir plusieurs origines, que ce soit la présence initiale de matière lente à l’arrière de l’éjecta (la source n’a alors pas besoin d’être active très longtemps ; prédit par Rees et Mészáros, 1998 [98]; Panaitescu et al., 2006a [91]; Zhang et al., 2005 [117]) ou une activité prolongée de la source ; cette dernière hypothèse implique donc une source active jusqu’à des durées supérieures à  $10^5$  s, ce qui semble difficile à réaliser avec les modèles actuels de sources. Une autre possibilité invoquée est le retard de la montée de la contribution du choc avant à cause d’effets d’angle de vue (Eichler & Granot, 2005 [29]).

Ces explications ne sont cependant pas entièrement satisfaisantes, en particulier elles renforcent la contrainte sur l’efficacité du mécanisme de l’émission prompte, qui est déjà

un problème potentiel du modèle des chocs internes (Fan & Piran, 2006 [32]; Zhang et al., 2006 [117]).

**"Flares"** : Pour expliquer ces pics intenses apparaissant à divers moments de la rémanence, et en particulier de la rémanence précoce, plusieurs explications ont été proposées : la diffusion Compton inverse dans le choc retour pourrait expliquer un pulse unique au début de la rémanence, mais pas les pentes très raides (Kobayashi et al., 2005 [52]), des modèles reposant sur un environnement "grumeleux" peuvent expliquer plusieurs "flares" mais pas les montées et descentes raides (Nakar et Piran, 2003 [78]; Zhang et al., 2005 [117]), à moins que ces "grumeaux" ne soient extrêmement dense et abrupts (Dermer, 2005 [26]). Cependant les modèles les plus prometteurs expliquent les "flares" par une activité tardive de la source (Nousek et al., 2005 [83]; Zhang et al., 2005 [117]; Panaitescu et al., 2006b [92]). En effet, de nombreux arguments semblent montrer que les "flares" sont causés par des chocs internes, et non plus par le choc avant, et ce pour différentes raisons (Zhang et al., 2005 [117]; Fan & Wei, 2005 [33]; Wu et al., 2006 [116]) :

Tout d'abord, il semble peu probable que le choc avant puisse produire les "flares" pour les raisons suivantes :

- les "flares" présentent des pentes de montée et redescende bien trop raides pour être produites par le choc avant, avec un rapport entre la largeur  $\Delta t$  et le temps auquel  $t$  ils se déroulent  $\Delta t/t \sim 0.1$ .
- la rémanence se retrouve après un "flare" en continuité avec ce qu'elle était avant, ce qui montre que le "flare" est superposé à la rémanence, et laisse à penser qu'il a une origine différente de cette dernière.
- les "flares" ont des profils très semblables à des pics d'émission prompte.

De plus, la présence de multiples "flares" dans certains sursauts élimine les modèles à pulse unique. Les "flares" peuvent ensuite être produits par les chocs internes pour les raisons suivantes :

- tous les problèmes cités juste ci-dessus pour le choc avant disparaissent si on explique les "flares" par les chocs internes.
- la grande quantité d'énergie requise par certains "flares" est plus facilement obtenue.
- l'évolution spectrale des "flares" est similaire à celle d'un pic d'émission prompte.

Cependant, la largeur  $\Delta t$  des "flares" semble augmenter avec le temps selon  $\Delta t/t \sim 0.1$ , ce qui n'est pas évident à expliquer par les chocs internes.

Nous n'avons pas au cours de cette thèse pu développer l'étude des flares, mais nous présenterons cependant quelques résultats préliminaires en section 14.8.

Nous avons donc vu dans cette partie le cadre théorique dans lequel nous nous plaçons, ainsi que les difficultés de cette théorie pour expliquer la rémanence précoce. Nous allons maintenant nous intéresser aux outils que j'ai utilisés au cours de ma thèse : ils sont particulièrement bien adaptés au cas de la rémanence précoce qui est une phase où, comme nous le verrons en détail, les différents types de chocs (internes, avant et retour) peuvent intervenir simultanément.



## Troisième partie

Une modélisation cohérente des  
diverses étapes d'émission d'un sursaut  
gamma



# Chapitre 7

## Description du modèle des couches solides et principe d'évolution de l'éjecta

Nous avons vu que, dans le cadre du modèle “standard”, l'émission des sursauts gamma est produite au sein d'un éjecta relativiste dans lequel la matière présente une distribution de vitesses. Une telle distribution a pour conséquence des variations de la pression, causant des chocs lorsque le gradient de pression devient trop grand. Au cours de ceux-ci est amplifié le champ magnétique et sont accélérés des électrons qui vont rayonner en gamma, ce qui donnera lieu à l'émission prompte. Au sein de l'éjecta, l'essentiel de l'énergie est sous forme cinétique (étant donnés les facteurs de Lorentz atteints) : l'énergie interne est petite devant l'énergie cinétique. La pression est donc faible en comparaison. Nous allons donc modéliser la dynamique dans l'éjecta en négligeant ces ondes de pression, c'est-à-dire par des collisions directes entre “couches solides”. Une comparaison des résultats donnés par ce modèle des couches solides avec des simulations hydrodynamiques complètes montrent que cette approximation est tout à fait valide (Daigne et Mochkovitch, 2000 [24]) dans le cas des chocs internes.

Le cas du choc avant est différent, puisque ce choc étant ultra relativiste, l'énergie interne de la matière choquée, et donc la pression, sont grandes (le facteur de Lorentz interne de la matière choquée  $\gamma_i$  est de l'ordre du facteur de Lorentz de la matière dans le repère fixe  $\Gamma$ ). Négliger les ondes de pression est donc une approximation beaucoup plus grossière, que nous ferons cependant.

Le code que j'ai utilisé au cours de ma thèse pour toutes les études des diverses étapes des sursauts gamma utilise donc ce modèle des couches solides. Daigne et Mochkovitch (1998, [23]) ont créé le code utilisant cette méthode, et je l'ai amélioré en ajoutant les effets géométriques, ce qui sera détaillé au chapitre 10, ainsi que l'étalement latéral du jet, détaillé en section 10.3.

Dans le modèle des couches solides, l'éjecta, cône d'ouverture  $\Delta\theta$  (soit un angle solide  $\Omega$ ), de durée totale dans le repère de la source  $\Delta t$ , d'énergie totale  $E$  et de facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}$ , est discrétisé : il est modélisé par une succession de couches caractérisées par leur masse et leur facteur de Lorentz, émises à intervalles réguliers  $\delta t$ . Le facteur de Lorentz de ces couches varie autour du facteur de Lorentz moyen ; les couches les plus rapides peuvent donc rattraper les plus lentes. Les chocs internes sont modélisés comme des collisions directes.

L'interaction de l'éjecta avec le milieu extérieur est elle aussi discrétisée : on considère qu'il y a un choc entre la couche avant (la couche de plus grand rayon, c'est-à-dire celle qui balaye le milieu extérieur) de masse  $M_{avant}$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_{avant}$  et le milieu extérieur chaque fois que la masse de milieu extérieur balayée par la couche avant vaut une fraction définie  $q$  du rapport  $\frac{M_{avant}}{\Gamma_{avant}}$ . On définit donc le temps de rattrapage entre la couche avant et le milieu extérieur comme le temps qu'il faut pour balayer  $q \frac{M_{avant}}{\Gamma_{avant}}$  ( $q$  valant typiquement  $10^{-2}$  dans notre code).

Pour suivre l'évolution de l'éjecta, nous calculons le temps de rattrapage le plus court entre deux couches ou entre la couche la plus externe (la couche avant) et le milieu extérieur. Nous effectuons ensuite la collision, en fusionnant les deux couches entre elles, ou la couche avant avec la masse de milieu extérieur accrété, avant de répéter l'opération, jusqu'à ce qu'on décide d'arrêter le processus. A chaque collision, nous déterminons les caractéristiques physiques résultant du choc, comme la quantité d'énergie libérée puis le nombre d'électrons accélérés et le champ magnétique en découlant. La surface de discontinuité dans ce modèle est simplement incluse dans la couche avant, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre.

Nous allons maintenant analyser en détail les deux types de collisions possibles : entre deux couches internes, puis entre la couche externe et le milieu extérieur. Nous utiliserons deux cas particuliers d'environnement : le milieu uniforme (de densité constante  $\rho(r) = \rho_0 = n_0 m_p$ ) et le reste de vent d'une étoile massive (de densité inversement proportionnelle au carré du rayon  $\rho(r) = A/r^2$ ).



## 7.1 Chocs internes et choc en retour : collision entre deux “couches solides”

La propagation d’ondes de choc dans l’éjecta relativiste (chocs internes, choc en retour) est modélisée dans cette approche par des collisions directes entre “couches solides”.

Nous considérons donc le cas de la collision entre deux couches solides, de masses respectives  $M_1$  et  $M_2$  et de facteurs de Lorentz respectifs  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ . Nous considérons  $\Gamma_2 > \Gamma_1$ . Le temps de collision de deux couches de facteurs de Lorentz  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  (et donc de vitesses  $v_{1,2} = c \left(1 - \frac{1}{2\Gamma_{1,2}^2}\right)$ ) initialement séparées par un temps  $\delta t$  est  $t_{ratt} = \frac{c\delta t}{v_2 - v_1}$ . Ceci correspond à un rayon d’interaction

$$R_{12} \sim \frac{2\Gamma_2^2\Gamma_1^2}{\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2} c\delta t \quad (7.1)$$

Lorsque le contraste  $\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}$  augmente, la collision a lieu de plus en plus près de la source, avec cependant une limite à grand contraste (valable dès une valeur de contraste de l’ordre de 4) posée par  $\Gamma_1$  :

$$\lim_{\Gamma_2 \rightarrow \infty} R_{12} = R_{inter} = 2\Gamma_1^2 c\delta t = 6 \cdot 10^{14} \left(\frac{\Gamma_1}{100}\right)^2 \left(\frac{\delta t}{1s}\right) \text{ cm.} \quad (7.2)$$

L’interaction considérée est la fusion de deux couches solides après une collision directe. Nous allons maintenant calculer les caractéristiques de la couche unique résultant de l’interaction : la masse de la couche résultante est tout simplement  $M_r = M_1 + M_2$ . Pour calculer le facteur de Lorentz résultant, nous utilisons les équations de conservation de l’énergie (7.3) et de l’impulsion (7.4).

$$M_1\Gamma_1c^2 + M_2\Gamma_2c^2 = (M_1 + M_2)\Gamma_r\gamma_i c^2 \quad (7.3)$$

$$M_1\Gamma_1\beta_1c^2 + M_2\Gamma_2\beta_2c^2 = (M_1 + M_2)\Gamma_r\beta_r\gamma_i c^2 \quad (7.4)$$

où les indices 1 et 2 indiquent les couches interagissant et l’indice  $r$  indique la couche unique résultante, et où  $\gamma_i$  est le facteur de Lorentz des mouvements internes de la matière choquée. Nous en tirons le facteur de Lorentz résultant,

$$\Gamma_r \approx \sqrt{\Gamma_1\Gamma_2} \sqrt{\frac{M_1\Gamma_1 + M_2\Gamma_2}{M_1\Gamma_2 + M_2\Gamma_1}} \quad (7.5)$$

qui est celui qui sera pris en compte pour calculer les interactions de cette couche avec les autres par la suite. Le facteur de Lorentz interne vaut donc

$$\gamma_i = \frac{M_1\Gamma_1 + M_2\Gamma_2}{(M_1 + M_2)\Gamma_r}. \quad (7.6)$$

On peut maintenant calculer l'énergie dissipée par la collision, qui est simplement la différence entre l'énergie cinétique avant la collision et l'énergie cinétique après la collision :

$$E_{diss} = M_1 \Gamma_1 c^2 + M_2 \Gamma_2 c^2 - (M_1 + M_2) \Gamma_r c^2. \quad (7.7)$$

L'essentiel de l'énergie étant dissipée dans la couche de masse la plus faible (ce que les simulations hydrodynamiques nous montrent), nous définissons la masse efficace comme  $M_{\text{eff}} = \min(M_1, M_2)$ . Nous obtenons ensuite l'énergie dissipée par proton dans le repère en comouvement

$$\epsilon = m_p \frac{E_{diss}}{M_{\text{eff}} \Gamma_r} \quad (7.8)$$

où  $m_p$  est la masse d'un proton. Nous trouvons, dans le cas particulier  $M_1 = M_2$ , une efficacité de conversion de l'énergie cinétique de l'éjecta en énergie interne dans la matière choquée valant

$$\text{eff} = 1 - 2 \frac{\Gamma_r}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \quad (7.9)$$

qui est typiquement de l'ordre de quelques dixièmes pour des contrastes de facteurs de Lorentz de quelques unités (0.2 pour  $\Gamma_2/\Gamma_1 = 4$  et toujours  $M_1 = M_2$ ).

Notre modèle ne suivant pas l'évolution de l'épaisseur des différentes couches, la densité n'est pas connue au sein de l'éjecta. Nous utilisons donc la densité moyenne comme densité du milieu choqué. Le taux d'injection de masse isotrope valant

$$\dot{M} = \frac{\dot{E}}{\Gamma c^2} = 4\pi R^2 \rho \Gamma c \quad (7.10)$$

nous en déduisons la densité moyenne du milieu, qui vaut

$$\bar{\rho} \simeq \frac{\dot{E}}{4\pi R^2 \Gamma^2 c^3} \quad (7.11)$$

même si cette densité sous-estime la compression de la matière choquée (les simulations hydrodynamiques montrent qu'à l'endroit des chocs la densité présente un pic important, que nous ignorons avec cette approximation). En nous plaçant au rayon typique d'interaction  $R_{\text{inter}}$  défini à l'équation 7.2 (et en écrivant  $\rho = nm_p$ ) nous obtenons une estimation de la densité lors des interactions :

$$n \simeq 6.8 \cdot 10^6 \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg/s}} \right) \left( \frac{\delta t}{1 \text{ s}} \right)^{-2} \left( \frac{\bar{\Gamma}}{300} \right)^{-6} \text{ particule/cm}^3 \quad (7.12)$$

**Méthode de calcul :** L'éjecta est modélisé par une succession de couches de masses  $M_i$  et facteurs de Lorentz  $\Gamma_i$  donnés. Les couches rapides rattrapent les couches plus lentes. Nous nous plaçons au rayon  $R_{choc,1}$  et temps  $t_{choc,1}$  du premier choc qui a lieu, puis nous fusionnons les couches ensemble, et calculons l'énergie dissipée (équation 7.7), la densité en ce point (7.12) puis l'énergie synchrotron avec le modèle phénoménologique qui sera décrit en section 9.1. Nous remplaçons les deux couches ayant fusionné par une couche unique de masse  $M_r$  égale à la somme des masses des deux couches et de facteur de Lorentz  $\Gamma_r$  (équation 7.5). Nous recommençons ensuite l'opération en passant au prochain choc. Les couches ont des vitesses constantes entre deux collisions. A chaque interaction entre deux couches, il faut réajuster les positions de chacune des autres couches, et tenir compte de la matière balayée par la couche avant lors de son déplacement entre le choc précédent et le choc qui vient d'être effectué.

Le processus s'arrête lorsqu'il n'y a plus qu'une seule couche de matière, dans le cas d'un milieu extérieur dense, ou lorsque l'éjecta est ordonné en vitesses, les couches les plus rapides à l'avant et les couches les plus lentes à l'arrière, dans le cas d'un milieu extérieur de faible densité ou inexistant. La distribution de facteurs de Lorentz finale est alors un ensemble de Dirac correspondant aux couches de plus faibles vitesses initiales où s'est accumulée la matière dans le cas du modèle des couches solides, ce qui est une bonne approximation du résultat de simulations hydrodynamiques, où cette distribution présente des pics étroits,  $\Delta\Gamma/\Gamma$  petit pour chaque zone d'accumulation de matière, de l'ordre de 0.1 ou moins (Daigne et Mochkovitch, 2000 [24]).

Un point important est la transparence du milieu à son rayonnement. Daigne [21] ayant montré que les facteurs de Lorentz utilisés impliquent que le milieu est toujours transparent, nous ne testons pas ceci à chaque choc dans le code - ce qui diminue considérablement le temps de calcul.

Les chocs internes et le choc en retour étant seulement moyennement relativistes, le facteur de Lorentz des mouvements internes à la matière choquée est de l'ordre de l'unité. Dans le cas du régime "fast cooling" (celui de l'émission prompte), cette énergie interne est efficacement rayonnée, le facteur de Lorentz des mouvements internes de la couche choquée est donc ramené à 1 avant de calculer le choc suivant.

Une fois que le processus est terminé, nous avons donc toutes les caractéristiques dynamiques des chocs, et nous pouvons ensuite calculer l'émission associée, comme nous le verrons au chapitre 9.1.

## 7.2 Le choc avant : collision entre la couche externe et le milieu extérieur

L'accrétion du milieu extérieur par l'éjecta et le choc avant en résultant sont modélisés dans le modèle des "couches solides" par une accrétion successive de matière extérieure sur la couche avant. Le milieu extérieur est donc discrétisé en une succession de couches de masse dépendant de celle de la couche avant, et qui seront progressivement accrétées par cette dernière.

Considérons donc le cas de la collision entre la couche avant de l'éjecta et le milieu extérieur. La couche avant est définie par sa masse  $M$  et son facteur de Lorentz  $\Gamma$ . Nous définissons par  $\gamma_i$  le facteur de Lorentz des mouvements internes à la matière. L'interaction de la couche avec le milieu extérieur devient efficace lorsque la masse balayée devient de l'ordre de  $M/\Gamma$  : ceci définit le rayon de décélération de la couche avant (voir section 5.2.1).

En pratique nous considérons qu'il y a une collision entre la couche avant et le milieu extérieur chaque fois que la masse accrétée vaut  $M_{acc} = qM/\Gamma$ , avec dans le code en général  $q = 10^{-2}$ . Pour représenter la surface de discontinuité, nous considérons que la couche avant est en fait composée de deux couches de même facteur de Lorentz, et de masses respectives  $M_0$  et  $M - M_0$ .  $M_0$  provient de sa masse initiale et des couches de l'éjecta ayant déjà fusionné avec elle ;  $M - M_0$  est la masse de milieu extérieur balayée jusqu'à l'instant considéré. Les mouvements internes sont localisés uniquement dans la matière provenant du milieu extérieur balayé (la masse  $M - M_0$ ). Ceci est justifié par le fait que le choc avant étant très relativiste, le facteur de Lorentz des mouvements internes de la matière choquée lors d'un tel processus est grand ( $\gamma_i \sim \Gamma$ ) ; tandis que le choc retour est moyennement relativiste, et donc la matière choquée aura un facteur de Lorentz des mouvements internes bien plus faible, de l'ordre de l'unité. La couche avant entre en collision avec une masse  $M_{acc}$  de milieu extérieur immobile, et le tout fusionne pour donner une couche unique de masse  $M_r = M + M_{acc}$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_r$ . Les mouvements internes - toujours localisés dans la partie de la couche provenant du milieu extérieur balayé - voient leur facteur de Lorentz passer de  $\gamma_i$  à  $\gamma'_i$ .

De la même façon que pour les chocs internes, pour calculer le facteur de Lorentz de la couche résultante nous utilisons les équations de conservation de l'énergie (7.13) et de l'impulsion (7.14) :

$$M_0\Gamma c^2 + (M - M_0)\Gamma\gamma_i c^2 + M_{acc}c^2 = M_0\Gamma_r c^2 + (M - M_0)\gamma'_i\Gamma_r c^2 + M_{acc}\gamma'_i\Gamma_r c^2 \quad (7.13)$$

$$M_0\Gamma\beta c^2 + (M - M_0)\gamma_i\Gamma\beta c^2 = M_0\Gamma_r\beta_r c^2 + (M - M_0)\gamma'_i\Gamma_r\beta_r c^2 + M_{acc}\gamma'_i\Gamma_r\beta_r c^2 \quad (7.14)$$

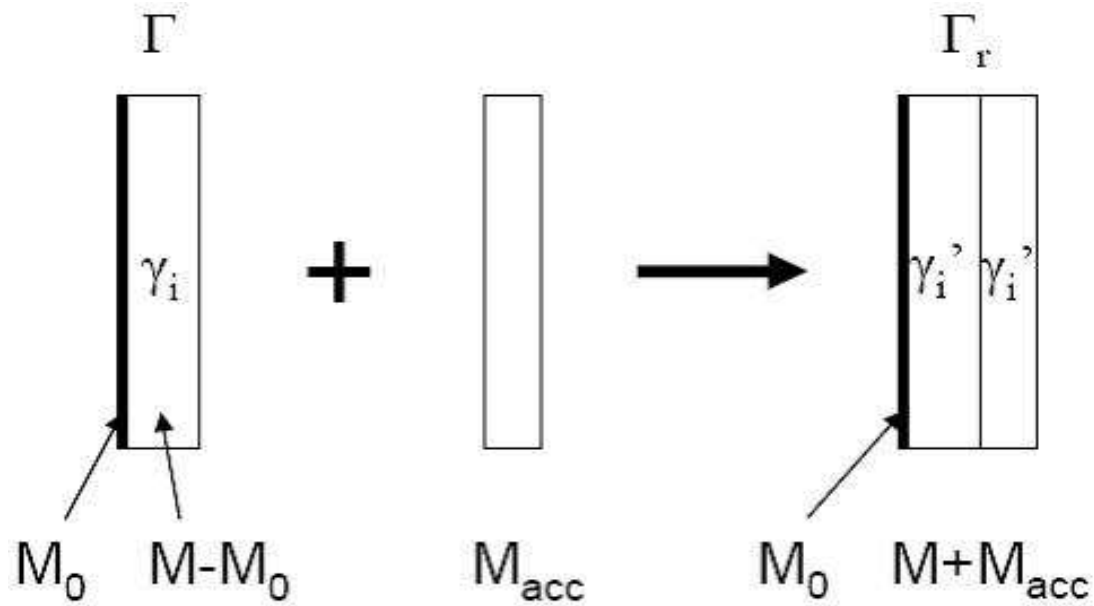


FIG. 7.1 – Schéma représentant la façon dont nous calculons l'interaction de la couche avant de l'éjecta avec le milieu extérieur : une couche de masse totale  $M$ , de facteur de Lorentz  $\Gamma$  et de facteur de Lorentz des mouvements internes  $\gamma_i$  entre en collision avec une masse  $M_{acc}$  de milieu extérieur immobile et fusionne avec elle en une couche de masse  $M + M_{acc}$ , de facteur de Lorentz  $\Gamma_r$  et de facteur de Lorentz des mouvements internes  $\gamma'_i$ . La masse de la couche est divisée en deux parties, de masses  $M_0$  et  $M - M_0$  :  $M_0$  provient de sa masse initiale et des couches de l'éjecta ayant déjà fusionné avec elle ;  $M - M_0$  est la masse de milieu extérieur balayée jusqu'au temps considéré. Ceci permet de représenter la surface de discontinuité, qui est la séparation entre ces deux "sous couches"

Nous obtenons ainsi la valeur de  $\beta_r$

$$\beta_r = \beta \frac{M_0 + (M - M_0)\gamma_i}{M_0 + (M - M_0)\gamma_i + \frac{M_{acc}}{\Gamma}} \quad (7.15)$$

puis de  $\Gamma_r$  :

$$\Gamma_r \simeq \left[ \Gamma \frac{M_0\Gamma + (M - M_0)\Gamma\gamma_i + M_{acc}}{M_0 + (M - M_0)\gamma_i + 2M_{acc}\Gamma} \right]^{1/2} \quad (7.16)$$

puis nous en déduisons le nouveau facteur de Lorentz des mouvements internes de la masse accrétée :

$$\gamma'_i = \frac{M_0(\Gamma - \Gamma_r) + (M - M_0)\Gamma\gamma_i + M_{acc}}{(M - M_0 + M_{acc})\Gamma_r} \quad (7.17)$$

**Méthode de calcul :** Pour gérer les interactions de toutes les couches de l'éjecta, nous procédons comme décrit à la fin du chapitre précédent, mais en tenant compte du milieu extérieur : lors du calcul du temps de collision le plus court, nous considérons, en plus des temps de collisions entre couches, le temps mis par la couche avant pour balayer une masse  $M_{acc}$  de milieu extérieur. Pour cela, nous cherchons d'abord le rayon  $R_c$  auquel cette collision se déroulera, en considérant que la masse accrétée entre le rayon actuel  $R$  de la couche avant et ce rayon de choc doit valoir  $M_{acc} = qM/\Gamma$ , c'est-à-dire

$$M_{acc}(R \rightarrow R_c) = \int_R^{R_c} \Omega r^2 \rho(r) dr = q \frac{M}{\Gamma} \quad (7.18)$$

ce qui donne

$$R_c = R + \frac{qM}{\Omega A \Gamma} \quad (7.19)$$

pour un milieu extérieur de type vent de densité  $\rho(r) = AR^{-2}$  et

$$R_c = \left( R^3 + \frac{3qM}{\Omega \rho_0 \Gamma} \right)^{1/3} \quad (7.20)$$

pour un milieu extérieur uniforme de densité  $\rho(r) = \rho_0$ .

Lors de chaque choc avec le milieu extérieur, nous mémorisons les paramètres dynamiques, ce qui nous permet ensuite de calculer l'émission due à ce choc, comme nous le verrons au chapitre 9.2.

### 7.3 Traitement de la surface de discontinuité : collision entre la première et la deuxième couche

Le cas d'une collision où la deuxième couche rattrape la première est un peu particulier, puisque entre son précédent choc et ce choc la couche avant balaye du matériel extérieur, ce dont il faut tenir compte en écrivant les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Celles-ci deviennent alors (en ayant déjà simplifié par  $c^2$ )

$$M_1 \Gamma_1 + M_0 \Gamma_0 + (M - M_0) \Gamma_0 \gamma_i + M_{acc} = [M_1 + M_0 + (M - M_0) \gamma'_i + M_{acc} \gamma'_i] \Gamma_r \quad (7.21)$$

$$M_1 \Gamma_1 \beta_1 + M_0 \Gamma_0 \beta_0 + (M - M_0) \Gamma_0 \gamma_i \beta = [M_1 + M_0 + (M - M_0) \gamma'_i + M_{acc} \gamma'_i] \Gamma_r \beta_r \quad (7.22)$$

où les notations concernant les couches avant et résultante sont les mêmes, et où  $M_1$  et  $\Gamma_1$  désignent respectivement la masse et le facteur de Lorentz avant collision de la deuxième

couche. Nous pouvons alors calculer  $\beta_r$ , puis par la formule  $\Gamma_r = 1/\sqrt{(1 - \beta_r^2)}$  la valeur de  $\Gamma_r$  (que nous n'écrivons pas ici du fait de son aspect complexe et peu lisible) :

$$\beta_r = \frac{M_0\Gamma_0\beta_0 + M_1\Gamma_1\beta_1 + (M - M_0)\Gamma_0\gamma_i\beta_0}{M_0\Gamma_0 + M_1\Gamma_1 + (M - M_0)\Gamma\gamma_i + M_{acc}} \quad (7.23)$$

où  $M_{acc}$  est à déterminer : il s'agit de la masse accrétée par la couche avant durant le temps que met la deuxième couche pour la rattraper. Nous obtenons aussi l'énergie dissipée :

$$E_{diss} = [(M_0 + (M - M_0)\gamma_i)\Gamma_1 + M_1\Gamma_1 - (M_0 + (M - M_0)\gamma_i + M_1)\Gamma_r] c^2 \quad (7.24)$$

En pratique dans le code, nous procédons en deux étapes : nous finalisons d'abord la collision entre les première et deuxième couches sans intervention du milieu extérieur - ce qui nous permet d'obtenir notamment le temps  $t_{ratt1,2}$  mis pour le rattrapage des deux couches, puis nous considérons l'accrétion du milieu extérieur à l'avant de la couche résultante pendant ce temps  $t_{ratt1,2}$ . Ceci est bien évidemment une approximation, mais l'erreur commise est faible.





# Chapitre 8

## Chocs internes, choc avant et choc retour : définitions et organisation temporelle

Dans notre modèle, les chocs internes et le choc en retour sont modélisés par les collisions entre deux couches, et le choc avant est modélisé par la propagation de la couche avant dans le milieu extérieur.

Lors de chaque collision de la couche avant avec le milieu extérieur, la couche avant ralentit (cf équation 7.15, qui donne  $\beta_r/\beta < 1$  pour chaque collision de ce type), ce qui permet par la suite à la couche située juste derrière elle de la rattraper, même si elle avait initialement une vitesse plus faible. Cette collision de la couche avant par la deuxième couche se propage de proche en proche : c'est le choc retour. Étant donné que ces collisions sont formellement de même nature que celles associées aux chocs internes, la dynamique du choc retour sera traitée de la même façon que celle des chocs internes.

Nous voyons cependant que les phases de chocs internes, de choc avant et de choc retour ne sont pas artificiellement séparées, bien au contraire puisque notre façon de calculer l'évolution de l'éjecta est de considérer les chocs dans l'ordre où ils se déroulent, quelle que soit leur nature. Contrairement à ce qui se passe sur le schéma 2.5 page 32 de la première partie de cette thèse, les phases de chocs internes, de choc avant et de choc retour peuvent se superposer.

Nous allons maintenant vérifier ceci, ainsi que les conditions sous lesquelles ces phases sont ou non séparées. Pour cela, nous calculerons les rayons entre lesquels se déroulent les chocs internes, le rayon auquel le choc retour a traversé tout l'éjecta ainsi que le rayon de décélération.

## 8.1 Rayon et temps typiques des chocs internes

Nous avons vu que les chocs internes débutent à un rayon typique  $R_{IS} = 2c\delta t\bar{\Gamma}_0^2$  (équation 7.2), soit

$$R_{IS}^d \simeq 6 \cdot 10^{12} \left( \frac{\delta t}{10^{-2} \text{ s}} \right) \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^2 \text{ cm} \quad (8.1)$$

ce qui correspond à un temps d'arrivée à l'observateur

$$t_{IS,a}^d \simeq \delta t + t_{inj} \quad (8.2)$$

où  $t_{inj}$  est le temps où la dernière couche considérée est émise. En effet, si ce temps n'est pas nul, le rayon du choc sera le même que pour un choc entre deux couches émises simultanément à  $t = 0$ , mais le temps du choc sera décalé de  $t_{inj}$ .

En reprenant le même type de raisonnement, on peut considérer que la fin des chocs internes a lieu pour un rayon  $R_{IS} = 2c\Delta t\bar{\Gamma}_0^2$ , soit

$$R_{IS}^f \simeq 6 \cdot 10^{14} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right) \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^2 \quad (8.3)$$

correspondant à un temps d'arrivée à l'observateur

$$t_{IS,a}^f \simeq \Delta t + t_{inj} \quad (8.4)$$

L'impact de  $t_{inj}$  sera évidemment moins important pour des sursauts longs.

Nous constatons que les échelles de temps observées correspondent aux échelles de temps de la source (un sursaut durant 2 s pour l'observateur aura effectivement une durée de 2 s à la source - plus précisément  $2/(1+z)$  s, où  $z$  est le redshift de la source, en tenant compte des effets cosmologiques).

## 8.2 Rayon et temps de décélération

Nous avons obtenu en section 5.2.1 les rayons et temps de décélération dans un milieu uniforme de densité  $nm_p$  et un vent de constante normalisée  $A^*$  :

$$R_D^{unif} \simeq \left( \frac{3E}{\Omega n m_p \bar{\Gamma}_0^2 c^2} \right)^{1/3} \simeq 1.2 \cdot 10^{17} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{-1/3} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{-2/3} \text{ cm} \quad (8.5)$$

correspondant à un temps observateur

$$t_{D,a}^{unif} \simeq 200 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{-1/3} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{-8/3} \text{ s} \quad (8.6)$$

et

$$R_D^{vent} \simeq \frac{E}{\Omega A \bar{\Gamma}_0^2 c^2} \simeq 1.7 \cdot 10^{15} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right) \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1} (A^*)^{-1} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{-2} \text{ cm} \quad (8.7)$$

correspondant à un temps observateur

$$t_{D,a}^{vent} \simeq 2.8 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right) \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1} (A^*)^{-1} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{-4} \text{ s} \quad (8.8)$$

### 8.3 Rayon et temps de fin du choc retour

Nous allons calculer le rayon pour lequel le choc retour a traversé complètement l'éjecta. Nous considérons ici le cas d'un éjecta "habituel" dont le facteur de Lorentz reste autour de valeurs de l'ordre de la centaine. Pour cela, considérons dans le référentiel fixe l'éjecta de masse totale  $M_{ej}$ , de facteur de Lorentz moyen  $\bar{\Gamma}_0$ , d'énergie totale  $E$  et de durée totale  $\Delta t$ . La densité de l'éjecta est  $\rho_i(r)$ , celle du milieu extérieur  $\rho_e(r)$ . Dans le référentiel fixe, le choc retour a un facteur de Lorentz  $\Gamma_{RS} < \bar{\Gamma}_0$ , puisque dans le référentiel de la matière en mouvement le choc retour traverse l'éjecta d'avant en arrière. D'après la théorie des chocs relativistes, pour un choc fort - ce qui est le cas ici - le facteur de Lorentz du choc retour peut s'écrire (Chevalier et Li, 2000 [16])

$$\Gamma_{RS} = \frac{\xi^{1/4} \bar{\Gamma}_0^{1/2}}{2} \quad (8.9)$$

où  $\xi$  est le rapport entre les densités de l'éjecta et du milieu extérieur  $\xi = \rho_i/\rho_e$ . Pour calculer le rayon auquel le choc retour a traversé l'éjecta, nous considérons deux "couches" virtuelles, l'arrière de l'éjecta et la couche où se situe le choc retour, et nous nous retrouvons dans un cas similaire à celui des chocs internes, où nous devons calculer le rayon de rattrapage entre deux couches de facteurs de Lorentz différents.

La masse de l'éjecta vaut  $M_{ej} = \Omega \rho_i(r) r^2 \Delta r \bar{\Gamma}_0$  ( $\bar{\Gamma}_0$  permet de passer du référentiel en comouvement avec l'éjecta au repère fixe) et peut s'écrire

$$M_{ej} = \frac{E}{\bar{\Gamma}_0 c^2} \quad (8.10)$$

On en tire donc, en posant de plus  $\rho_e(r) = A r^{-s}$  comme ci-dessus,

$$\xi = \frac{E}{\Omega c^3 \Delta t A \bar{\Gamma}_0^2} r^{s-2} \quad (8.11)$$

Considérons maintenant la vitesse relative des deux "couches" virtuelles, l'arrière de l'éjecta et le choc retour. Cette vitesse peut s'écrire

$$v_{rel} = c \left( \frac{1}{2\Gamma_{RS}^2} - \frac{1}{2\bar{\Gamma}_0^2} \right) \sim \frac{c}{2\Gamma_{RS}^2} \quad (8.12)$$

puisque, dans l'équation (8.9),  $\Gamma_{RS} \propto \bar{\Gamma}_0^{1/2}$ , donc pour des valeurs habituelles de  $\bar{\Gamma}_0 \sim 100$ ,  $\Gamma_{RS} \ll \bar{\Gamma}_0$ .

Le choc retour se termine quand il a traversé tout l'éjecta, c'est-à-dire quand

$$c\Delta t = \int_0^{R_{RS}} v_{rel} dt = \int_0^{R_{RS}} \frac{dr}{2\Gamma_{RS}^2} \quad (8.13)$$

En reportant l'expression de  $\xi$  (équation 8.11) dans cette intégrale, nous obtenons finalement

$$R_{RS} = \left( \frac{(4-s)^2 E \Delta t}{16\Omega c A} \right)^{\frac{1}{4-s}} \quad (8.14)$$

soit, pour un milieu uniforme ( $A = \rho_0$ )

$$R_{RS}^{unif} \simeq 2.0 \cdot 10^{16} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/4} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{1/4} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1/4} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{-1/4} \text{ cm} \quad (8.15)$$

correspondant à un temps de réception

$$t_{RS,a}^{unif} \simeq 33 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/4} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{1/4} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1/4} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{-1/4} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{-2} \text{ s} \quad (8.16)$$

et pour un milieu de type vent (dont  $A$  est la constante)

$$R_{RS}^{vent} \simeq 3.7 \cdot 10^{14} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{1/2} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1/2} (A^*)^{-1/2} \text{ cm} \quad (8.17)$$

correspondant à un temps de réception

$$t_{RS,a}^{vent} \simeq 0.6 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/2} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{1/2} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{-1/2} (A^*)^{-1/2} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{-2} \text{ s} \quad (8.18)$$

## 8.4 Relations entre ces diverses valeurs

Nous allons maintenant, à partir des rayons caractéristiques calculés ci dessus, étudier les rapports entre ceux-ci, afin de voir l'organisation des phases de chocs internes, choc retour et décélération (début du choc avant). Nous travaillons en rayon plutôt qu'en temps afin de s'affranchir des effets de décalage dus à des temps d'injection non nuls (que nous avons vu en traitant le cas des chocs internes dans cette section).

Comparons d'abord les rayons caractéristiques des chocs internes (les temps de début et fin) et de la décélération par le milieu extérieur :

Pour un milieu uniforme,

$$\frac{R_{IS,a}^d}{R_{D,a}^{unif}} \simeq 5 \cdot 10^{-5} \left( \frac{\delta t}{10^{-2} \text{ s}} \right) \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{1/3} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{8/3} \quad (8.19)$$

$$\frac{R_{IS,a}^f}{R_{D,a}^{unif}} \simeq 5 \cdot 10^{-3} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right) \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/3} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{1/3} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^{8/3} \quad (8.20)$$

$$(8.21)$$

et pour un milieu de type vent

$$\frac{R_{IS,a}^d}{R_{D,a}^{vent}} \simeq 3.5 \cdot 10^{-3} \left( \frac{\delta t}{10^{-2} \text{ s}} \right) \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right) (A^*) \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^4 \quad (8.22)$$

$$\frac{R_{IS,a}^f}{R_{D,a}^{vent}} \simeq 0.35 \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right) \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right) (A^*) \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^4 \quad (8.23)$$

Nous pouvons ensuite comparer les rayons caractéristiques des chocs internes avec le rayon de fin du choc retour :

Pour un milieu uniforme,

$$\frac{R_{IS,a}^d}{R_{RS,a}^{unif}} \simeq 3.0 \cdot 10^{-4} \left( \frac{\delta t}{10^{-2} \text{ s}} \right) \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/4} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{-1/4} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{1/4} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{1/4} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^2 \quad (8.24)$$

$$\frac{R_{IS,a}^f}{R_{RS,a}^{unif}} \simeq 3.0 \cdot 10^{-2} \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{3/4} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/4} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{1/4} \left( \frac{n}{1 \text{ p/cm}^3} \right)^{1/4} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^2 \quad (8.25)$$

et pour un milieu de type vent

$$\frac{R_{IS,a}^d}{R_{RS,a}^{vent}} \simeq 1.6 \cdot 10^{-2} \left( \frac{\delta t}{10^{-2} \text{ s}} \right) \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{-1/4} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{1/2} (A^*)^{1/2} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^2 \quad (8.26)$$

$$\frac{R_{IS,a}^f}{R_{RS,a}^{vent}} \simeq 1.6 \left( \frac{\Delta t}{1 \text{ s}} \right)^{3/4} \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{-1/2} \left( \frac{\Omega}{4\pi} \right)^{1/2} (A^*)^{1/2} \left( \frac{\bar{\Gamma}_0}{100} \right)^2 \quad (8.27)$$

Nous pouvons donc voir que dans le cas d'un milieu uniforme, les chocs internes se déroulent en général bien avant que la décélération par le milieu extérieur ne commence à se faire sentir. Cependant, dans le cas du vent la différence est plus faible (le rapport

entre les temps de fin des chocs internes et le temps de décélération ou le temps de fin du choc retour est proche de l'unité), ce qui implique que pour des valeurs des paramètres du sursaut pas trop éloignées des valeurs standards ces phases peuvent se superposer (ceci est normal puisque dans le cas du vent la densité proche de l'étoile est plus importante que dans le cas d'un milieu uniforme, la décélération de l'éjecta sera donc plus rapidement efficace dans un vent).

En outre, nous pouvons remarquer que la plupart des paramètres intervenant dans ces rapports apparaissent à une puissance faible (1 ou moins), tandis que l'exposant du facteur de Lorentz est plus grand (entre 2 et 4) : les positions respectives des chocs internes, de la décélération de l'éjecta et du choc retour seront donc très sensibles au facteur de Lorentz de l'éjecta, et une multiplication de ce dernier par 2 ou 3 suffit pour faire intervenir la décélération de l'éjecta bien avant la fin des chocs internes.

**Nous constatons donc que les phases de chocs internes, choc avant et choc retour ne sont pas complètement séparées comme le laissait supposer le schéma 2.5, mais au contraire peuvent se superposer partiellement. Notre code est donc parfaitement adapté à l'étude des sursauts gamma et en particulier de la rémanence précoce, là où la superposition des chocs internes avec les chocs avant et retour est la plus forte.**

# Chapitre 9

## Mécanismes d'émission

Nous décrivons dans ce chapitre les mécanismes d'émission du modèle "standard". Nous considérons que l'émission du sursaut proprement dit et de sa rémanence sont dues au rayonnement synchrotron uniquement. La partie dynamique du code présentée dans les chapitres précédents nous a donné toutes les valeurs nécessaires à ce calcul, que nous allons maintenant décrire.

### 9.1 Chocs internes

A partir des valeurs recueillies pour chaque choc lors de la phase dynamique (les collisions des couches), nous pouvons calculer les valeurs qui serviront au calcul du rayonnement produit. Nous rappelons (voir équation 7.8) que l'énergie dissipée par proton au cours d'un choc entre deux couches est (dans le référentiel en comouvement avec la matière choquée)

$$\epsilon = m_p \frac{E_{diss}}{M_{eff} \Gamma_r} \quad (9.1)$$

Pour un contraste de facteurs de Lorentz  $\Gamma_2/\Gamma_1 = 4$  et deux couches de masses égales, nous obtenons une énergie dissipée par proton de l'ordre de  $\epsilon \sim 240$  MeV.

Une fraction  $\alpha_e$  de cette énergie est transférée à une fraction  $\zeta$  des électrons, et une fraction  $\alpha_B$  sert à amplifier le champ magnétique.

Nous considérons une distribution en loi de puissance d'indice  $p$  des facteurs de Lorentz des électrons comme suit :

$$dN(\Gamma_e) \propto \frac{d\Gamma_e}{\Gamma_e^p} \text{ pour } \Gamma_e \geq \Gamma_e^{min} \quad (9.2)$$

Le facteur de Lorentz minimum vaut alors (pour  $p > 2$ )

$$\Gamma_e^{min} = \frac{p-2}{p-1} \frac{\alpha_e}{\zeta} \frac{\epsilon}{m_e c^2} \quad (9.3)$$

et le facteur de Lorentz moyen est donc

$$\Gamma_e \simeq \frac{\alpha_e}{\zeta} \frac{\epsilon}{m_e c^2}. \quad (9.4)$$

Une fraction  $\alpha_B$  de la densité d'énergie  $n\epsilon$  dissipée dans le choc est transformée en densité d'énergie magnétique  $\frac{B^2}{8\pi}$ . On en déduit le champ magnétique amplifié dans la matière choquée :

$$B \simeq \sqrt{8\pi\alpha_B n\epsilon} \quad (9.5)$$

où  $n$  est la densité typique de la matière choquée déterminée à l'équation (7.12). Nous obtenons alors

$$B \simeq 165 \alpha_B^{1/2} \left( \frac{\dot{E}}{10^{52} \text{ erg/s}} \right)^{1/2} \left( \frac{\delta t}{1 \text{ s}} \right)^{-1} \left( \frac{\bar{\Gamma}}{300} \right)^{-3} \left( \frac{\epsilon}{100 \text{ MeV}} \right)^{1/2} \text{ G}. \quad (9.6)$$

Nous pouvons maintenant obtenir l'énergie typique rayonnée par rayonnement synchrotron des photons (dans le référentiel fixe) :

$$E_p = E_{syn} = 500 \left( \frac{\Gamma_r}{300} \right) \left( \frac{B}{1000 \text{ G}} \right) \left( \frac{\Gamma_e}{10^4} \right)^2 \text{ keV} \quad (9.7)$$

Nous voyons ici que le fait d'accélérer seulement une fraction des électrons est nécessaire, puisque si  $\zeta = 1$ , en prenant des valeurs typiques ( $\Gamma_r = 100$ ,  $B = 1000 \text{ G}$ ,  $\epsilon \sim 240 \text{ MeV}$  et  $\alpha_e = 1/3$ )  $\Gamma_e = 150$  et donc  $E_{syn} = 0.11 \text{ keV}$ , ce qui situe le rayonnement dans les UV. Le fait d'avoir  $\zeta$  petit permet d'obtenir une émission en gamma : si par exemple  $\zeta = 10^{-2}$ , alors  $\Gamma_e = 15 \cdot 10^3$  et donc  $E_{syn} = 1.125 \text{ MeV}$ , qui est bien dans le domaine gamma.

Cependant, cela ne suffit pas pour obtenir par la suite des profils corrects de sursauts gamma. Daigne et Mochkovitch (1998 [23] ; 2003 [25]) ont donc pris le parti de considérer une énergie plus phénoménologique pour se rapprocher des observations. Nous avons, d'après (9.7),  $E_{syn} \propto \Gamma_r B \Gamma_e^2$ . Or,  $\Gamma_e \propto \epsilon$  (9.4) et  $B \propto (\rho\epsilon)^{1/2}$  (9.6), donc (cette fois ci exprimée dans le référentiel en comouvement)

$$E'_{syn} = Cst(\alpha_e, \alpha_B, \zeta) \rho^{1/2} \epsilon^{5/2} \quad (9.8)$$

la "constante" dépendant de  $\alpha_e$ ,  $\alpha_B$  et  $\zeta$ . Une première solution fut de prendre  $\zeta \propto \epsilon$ , ce qui donnait  $\Gamma_e$  constant, et donc  $E'_{syn} = Cst(\alpha_e, \alpha_B, \zeta) \rho^{1/2} \epsilon^{1/2}$ , mais ce ne fut pas entièrement satisfaisant. L'idée est de considérer que  $\alpha_e$ ,  $\alpha_B$  et  $\zeta$  peuvent varier en fonction



de  $\rho$  et  $\epsilon$ , et qu'on peut donc ajuster les exposants de  $\rho$  et  $\epsilon$  dans l'équation (9.8), et écrire  $E_{syn} = Cst \rho^x \epsilon^y$ . Les valeurs les plus satisfaisantes sont  $x \simeq y \simeq 1/4$ . L'ajustement des sursauts synthétiques pour obtenir une énergie de pic  $E_p = 300$  keV pour un sursaut typique (une couche de facteur de Lorentz  $\Gamma_0 = 100$  suivie de matière à  $\Gamma = 400$ , avec un taux d'injection d'énergie  $\dot{E} = 10^{52}$  erg/s) donne finalement la valeur de la constante (Daigne et Mochkovitch, 2003 [25]). Nous avons donc finalement  $E_{syn} \propto \rho^{1/4} \epsilon^{1/4}$  keV, avec  $\rho = nm_p$  où  $n$  est la densité définie à l'équation (7.12). C'est ainsi que nous calculons dans le code l'énergie typique émise par le rayonnement synchrotron des électrons.

Nous nous attachons maintenant au spectre des photons émis. C'est un spectre en double loi de puissance de pentes  $\alpha$  et  $\beta$  respectivement en dessous et au dessus de l'énergie de changement de pente  $E_p = E_{syn}$  (seule deux pentes sont observées, parce que seule une partie du spectre synchrotron complet, tel que décrit en section 5.2.1, est à considérer : celle constituée des deux pentes de part et d'autre de  $E_m$ ). La valeur théorique de la pente à basse énergie est  $\alpha = -1.5$ ; cependant, les valeurs de  $\alpha$  observées étant souvent plus proches de  $-1$ , au cours de nos simulation nous avons varié ce paramètre (ainsi que la pente à haute énergie  $\beta$ ) afin d'en étudier les effets. La valeur attendue de  $\alpha$  est  $-1.5$  puisque les électrons sont toujours en régime "fast cooling" lors des chocs internes. Nous pouvons montrer ceci en comparant le temps de refroidissement des électrons par rayonnement synchrotron au temps de refroidissement adiabatique dans le repère en comouvement avec le fluide :

$$t_{syn} = 6 \left( \frac{B}{1000 \text{ G}} \right)^{-2} \left( \frac{\Gamma_e}{100} \right)^{-1} \text{ s} \quad (9.9)$$

$$t_{ex} \sim \frac{R}{c\Gamma_r} \sim 67 \left( \frac{\Gamma_1}{100} \right)^2 \left( \frac{\delta t}{1 \text{ s}} \right) \left( \frac{\Gamma_r}{300} \right)^{-1} \text{ s} \quad (9.10)$$

$$(9.11)$$

Où  $\Gamma_1$  est le plus petit facteur de Lorentz de la distribution dans l'éjecta. Nous voyons donc que pour des valeurs standards ( $\Gamma_1 = 100$ ,  $\Gamma_r = 300$ ,  $B = 1000$  G et  $\Gamma_e = 150/\zeta$ ), nous obtenons  $t_{ex} \sim 67$  s et  $t_{syn} \sim 4\zeta$  s. Comme en pratique  $\zeta \ll 1$ , on a  $t_{syn} \ll t_{ex}$ , nous sommes donc bien en "fast cooling".

Nous utilisons le spectre décrit ci-dessus pour calculer l'émission des électrons, et nous pouvons ensuite calculer le spectre du sursaut modélisé, qui est simplement la somme des contributions spectrales de tous les chocs internes.

## 9.2 Choc externe

Afin de déterminer l'émission due au choc externe, nous devons tout d'abord calculer le facteur de Lorentz des électrons. Nous avons vu dans la section précédente que  $\Gamma_e = \frac{\alpha_e}{\zeta} \frac{\epsilon}{(m_e c^2)}$  (équation 9.4), où  $\epsilon$  est l'énergie dissipée par proton au cours d'un choc unique. Dans le cas des chocs internes, les chocs ne sont pas ultra relativistes, contrairement au cas des chocs externes. Or, dans le cas d'un choc ultra relativiste, l'énergie dissipée par proton vaut,  $\epsilon = m_p c^2 \Gamma_r$ , où  $\Gamma_r$  est le facteur de Lorentz résultant de la matière après le choc. Nous avons donc finalement

$$\Gamma_e = \alpha_e \frac{m_p}{m_e} \Gamma_r. \quad (9.12)$$

Nous devons aussi déterminer le champ magnétique amplifié derrière le choc. Nous le calculons de la même façon que dans le cas des chocs internes, c'est-à-dire en considérant qu'une fraction  $\alpha_B$  de l'énergie dissipée dans le choc est transformée en densité d'énergie magnétique  $\frac{B^2}{8\pi}$ . Cependant, dans le cas du choc externe, le choc est ultra relativiste, ce qui implique un saut de densité de facteur  $4\Gamma$  dans la matière choquée dans le référentiel en comouvement par rapport au milieu extérieur. Nous avons donc  $\rho_{comouvement} = 4\Gamma\rho$  (où  $\rho$  est la densité du milieu extérieur). Nous obtenons donc finalement le champ magnétique amplifié derrière le choc avant, qui vaut

$$B = \Gamma c \sqrt{32\pi\alpha_B\rho} \quad (9.13)$$

Sachant que nous considérons en outre les électrons dans le régime "slow cooling" (le temps durant lequel les électrons sont en "fast cooling" en début d'émission étant négligeable), nous pouvons à partir de là, et avec les valeurs enregistrées durant la partie dynamique du calcul (le suivi de la progression de la couche avant dans le milieu extérieur) calculer la contribution de chaque choc élémentaire, et la contribution totale du choc avant.

# Chapitre 10

## Effets géométriques

Les chapitres précédents ont présenté la dynamique et l'émission telles qu'elles étaient décrites dans le code au début de ma thèse. Plusieurs effets n'étaient alors pas pris en compte, ou pas complètement : le fait que l'angle de vue puisse changer (et ne soit pas toujours aligné avec l'axe du jet), le fait que la courbure des surfaces émettrices implique une superposition des émissions de chocs successifs pour l'observateur, ainsi que l'ouverture latérale du jet.

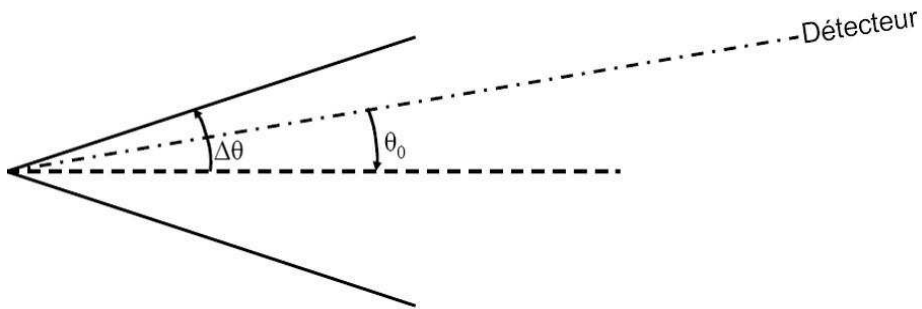


FIG. 10.1 – Schéma définissant les principaux angles utiles pour la suite concernant l'éjecta. La ligne en points et tirets indique la ligne de visée de l'observateur, et est donc prise comme référence pour les angles.

Le fait que les surfaces émettrices soient courbées, plus précisément des portions de sphères, entraîne deux conséquences pour l'observateur : l'étalement en temps et en fréquence des photons émis au même instant (figure 10.2), ainsi que la superposition des émissions de chocs successifs à la réception (figure 10.3). Seul l'étalement en temps de la réception de photons émis au même instant était considéré dans la version existante du code au début de ma thèse.

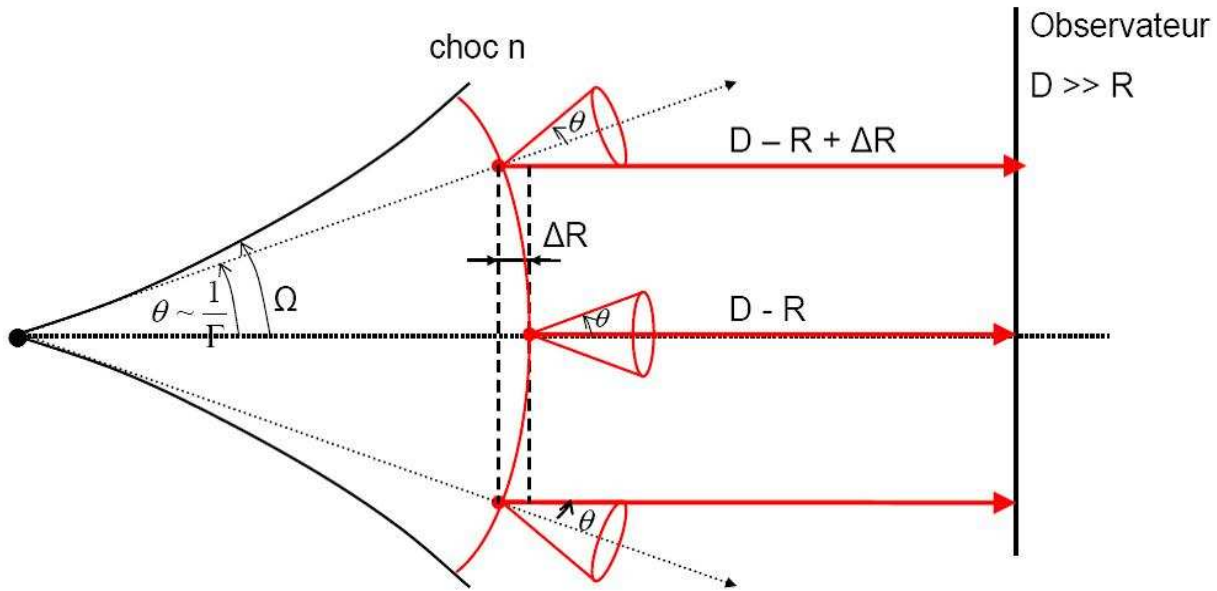


FIG. 10.2 – Schéma du premier effet de la courbure de la surface émettrice des photons : les photons émis en même temps sur cette surface arrivent sur un certain intervalle de temps à l'observateur. De plus, du fait du changement de l'angle sous lequel les photons émis en différents points de la surface émettrice arrivent à l'observateur, il y a étalement en fréquence des photons reçus.

Pour un choc se déroulant à  $t$  au rayon  $r$  avec le facteur de Lorentz  $\Gamma$  et une surface émettrice sphérique, la réception des photons émis sera étalée sur une durée

$$\Delta t \sim \frac{r}{2c\Gamma^2} \quad (10.1)$$

De la source sont émis deux jets, selon le même axe mais dans des directions opposées. Nous appellerons jet celui qui est émis en direction de l'observateur, et contre-jet celui s'en éloignant. Dans la suite nous ne mentionnerons pas les valeurs liées au contre-jet : étant donné les facteurs de Lorentz considérés, l'émission du contre-jet est largement négligeable devant celle du jet. Cette émission est cependant prise en compte dans le code, mais son ajout dans les explications qui suivent ne rajouterait rien à la compréhension des phénomènes.

Nous appellerons  $D_L$  la distance de luminosité de la source, et  $z$  le redshift correspondant. Les angles  $\Delta\theta$  et  $\theta_0$  sont respectivement le demi angle d'ouverture du jet et l'angle entre la ligne de visée et l'axe du jet (voir figure 10.1). L'angle solide  $\Omega$  du jet vaut donc  $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\Delta\theta))$ .

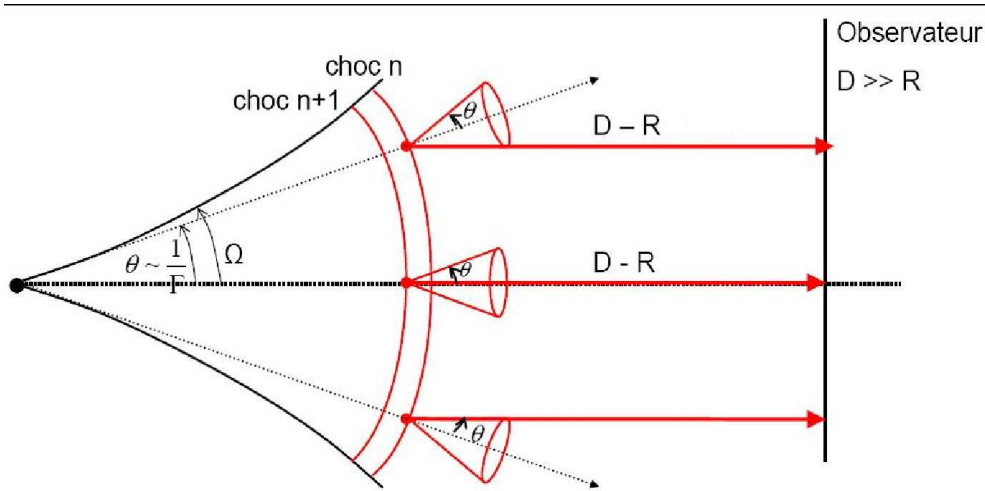


FIG. 10.3 – Schéma du deuxième effet de la courbure de la surface émettrice des photons : les photons émis en des instants différents par deux chocs successifs arrivent en même temps à l'observateur. Cette figure prend l'exemple de deux chocs, mais en réalité ceci peut arriver sur plus de deux chocs à la fois, selon la rapidité de la succession des chocs.

## 10.1 Chocs internes

Nous considérons les chocs internes comme une succession de collisions donnant lieu chacun à une émission instantanée. Soient  $t_0$  et  $r_0$  les temps et rayons de déroulement d'un choc. Le facteur de Lorentz de la couche unique résultant de la collision est  $\Gamma_0$ .

**Intervalle de temps d'observation :** Nous allons tout d'abord définir l'intervalle de réception des photons émis, ainsi que certaines grandeurs utiles par la suite. Nous appelons  $\theta$  l'angle entre l'axe du jet et la portion émettrice considérée de la surface. Nous définissons  $\mu = \cos \theta$ , qui varie entre  $\mu_{min}$  et  $\mu_{max}$  pour le jet, où  $\mu_{min}$  et  $\mu_{max}$  sont définis de la façon suivante (voir figure 10.4) :

$$\mu_{min} = \cos(\Delta\theta + \theta_0) \text{ et vaut } 0 \text{ pour le cas isotrope} \quad (10.2)$$

$$\mu_{max} = \begin{cases} 1 & \text{si vu dans l'axe, soit } \theta_0 \leq \Delta\theta \\ \cos(\theta_0 - \Delta\theta) & \text{si vu sur hors axe, soit } \theta_0 > \Delta\theta \end{cases} \quad (10.3)$$

On définit la vue dans l'axe si la ligne de visée de l'observateur est dans le cône de matière du jet, c'est-à-dire si  $\theta_0 \leq \Delta\theta$ , et vue hors axe dans le cas contraire, c'est-à-dire

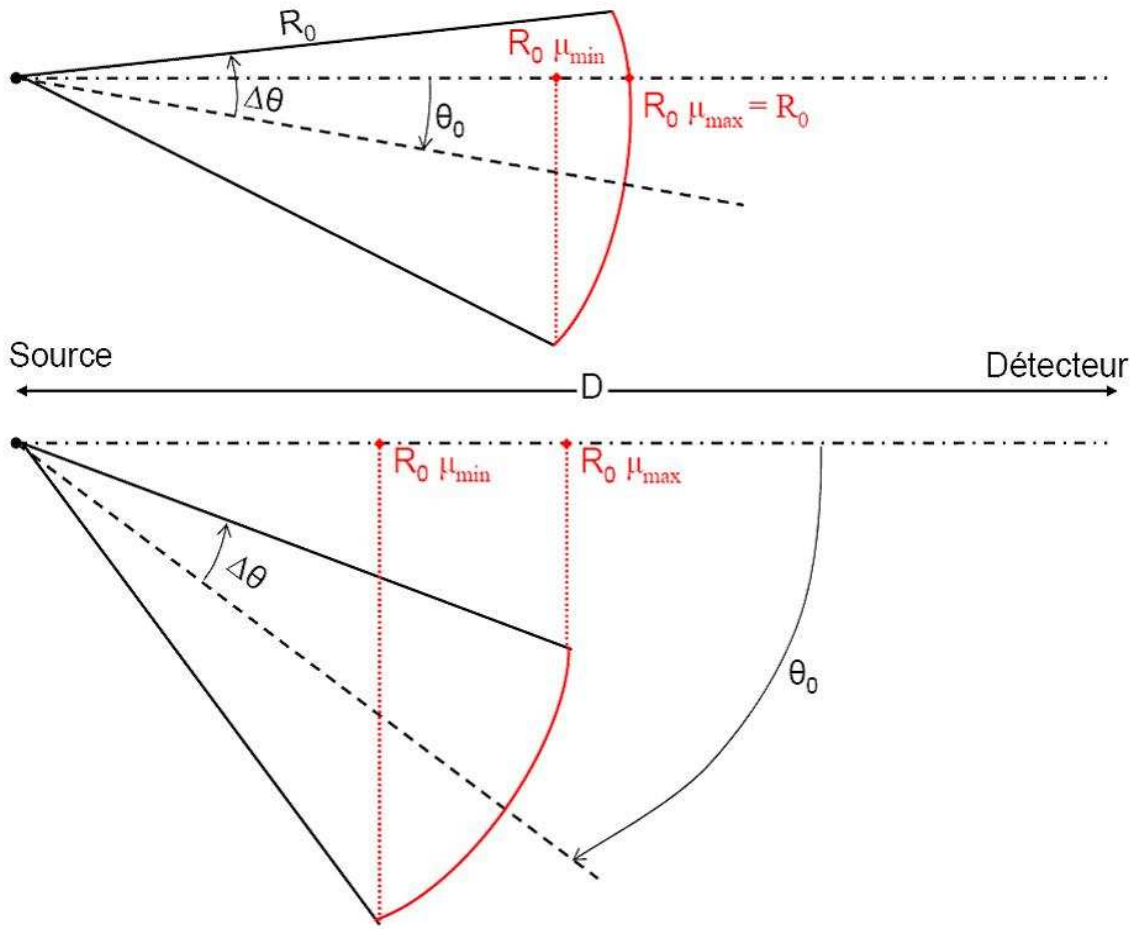


FIG. 10.4 – Schéma du cône du jet où sont indiqués les angles et les valeurs de  $\mu_{\min}$  et  $\mu_{\max}$  dans les deux cas possibles : en haut se trouve la situation dans l'axe ( $\theta_0 \leq \Delta\theta$ ), et en bas se trouve la situation hors axe ( $\theta_0 > \Delta\theta$ ).

si  $\theta_0 > \Delta\theta$ . Les temps de réception  $t_{obs}$  des photons variant de  $(1+z)(t_0 - \frac{r_0}{c}\mu_{\max})$  à  $(1+z)(t_0 - \frac{r_0}{c}\mu_{\min})$  pour le jet, on définit le temps

$$T = \frac{t_{obs}}{1+z} - \left(t_0 - \frac{r_0}{c}\right) \quad (10.4)$$

et l'échelle de temps caractéristique

$$\Delta T = \frac{r_0}{2c\Gamma_0^2} \quad (10.5)$$

L'énergie  $E_{diss}$  dissipée dans le choc est rayonnée avec une distribution  $E_{\nu'}$  pouvant se mettre sous la forme

$$E_{\nu'} = \frac{E_{diss}}{\nu'_p} B\left(\frac{\nu'}{\nu'_p}\right) \quad (10.6)$$

où  $\nu'_p$  est la fréquence de pic de l'émission dans le repère en comouvement, définie lors de la phase dynamique du code, et  $B(\nu'/\nu'_p)$  le spectre de Band. L'énergie dissipée dans le référentiel fixe s'écrit donc

$$E_{diss} = \int_0^{+\infty} E_{\nu'} d\nu' \quad (10.7)$$

La relation entre les fréquences dans le repère comobile et le repère de l'observateur est la suivante

$$\nu' = \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right) \left(\frac{(1+z)\nu_{obs}}{2\Gamma_0}\right) \quad (10.8)$$

et donc

$$\nu_{p,obs} = \frac{1}{\left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)} \frac{2\Gamma_0\nu'_p}{(1+z)} \quad (10.9)$$

Nous pouvons maintenant calculer le flux, à une fréquence  $\nu_{obs}$  donnée où dans une bande  $[\nu_{1,obs}; \nu_{2,obs}]$ , ainsi que la taux de comptage (le nombre de photons reçus) dans cette même bande.

Flux à la fréquence  $\nu_{obs}$  :

$$F_{\nu_{obs}}(t_{obs}) = \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} \frac{E_{diss}}{\nu_{p,obs}} B\left(\frac{\nu_{obs}}{\nu_{p,obs}}\right) \quad (10.10)$$

Flux dans la bande  $[\nu_{1,obs}; \nu_{2,obs}]$  :

$$F_{1,2}(t_{obs}) = \frac{E_{rad}}{\Omega D_L^2} \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} \int_{\frac{\nu_{1,obs}}{\nu_{p,obs}}}^{\frac{\nu_{2,obs}}{\nu_{p,obs}}} B(x) dx \quad (10.11)$$

Taux de comptage dans la même bande :

$$N_{1,2}(t_{obs}) = \frac{1}{\Omega D_L^2} \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} \frac{E_{diss}}{h\nu_{p,obs}} \int_{\frac{\nu_{1,obs}}{\nu_{p,obs}}}^{\frac{\nu_{2,obs}}{\nu_{p,obs}}} \frac{B(x)}{x} dx \quad (10.12)$$

où, pour toutes ces équations,  $\frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi}$  définit la fraction visible de la surface émettrice, et vaut

$$\frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} = \begin{cases} \phi(\mu) & \text{pour } \cos(\Delta\theta + \theta_0) \leq \mu < \cos(\Delta\theta - \theta_0) \\ 1 & \text{pour } \cos(\Delta\theta - \theta_0) \leq \mu < 1 \end{cases} \quad (10.13)$$

avec

$$\phi(\mu) = \frac{1}{\pi} \arccos \left( \frac{\cos \Delta\theta - \mu \cos \theta_0}{\sin \theta_0 \sqrt{1 - \mu^2}} \right) \quad (10.14)$$

En pratique, pour calculer ces flux (ou taux de comptage) dans notre code, nous effectuons une boucle sur le temps observateur  $t_{obs}$ , à l'intérieur de laquelle une boucle sur les différents chocs nous permet de tester pour chacun si l'émission du choc considéré contribue ou non à l'émission au temps donné. Toutes les émissions des chocs contribuant au temps donné sont sommées, et on passe au temps suivant. Nous obtenons finalement l'émission complète pour tous les chocs internes (du fait de la similitude formelle entre les collisions dues aux chocs internes et au choc retour, nous calculons les émissions résultantes de ces deux chocs de la même façon).

Le calcul du flux pour un pic unique (FRED) montre que lorsque le maximum est passé, le déclin du flux est contrôlé par la dynamique des chocs internes, ce qui impose une pente  $-3/2$  tant que les chocs internes durent (Daigne et Mochkovitch 2003 [25]). Lorsque ceux-ci s'arrêtent, le flux devient contrôlé par la géométrie : c'est l'émission de haute latitude (cf figure 11.2 du chapitre suivant).

**Émission de haute latitude :** Considérons un choc interne unique, au temps  $t_0$ , au rayon  $r_0$  et de facteur de Lorentz  $\Gamma_0$ . Le jet a un demi angle d'ouverture  $\Delta\theta$ , soit un angle solide  $\Omega$ . Nous nous plaçons dans le cas simple où l'axe de visée est aligné avec l'axe du jet, soit  $\theta_0 = 0$ .

Nous avons vu que la réception des photons émis au même instant  $t_0$  par ce choc sera étalée sur une durée  $\Delta t \simeq \frac{r_0}{2c\Gamma_0^2}$ . Cependant, au début de cet intervalle ce sont les photons émis directement sur l'axe que nous recevons, puis des photons émis à angle de plus en plus grand au fur et à mesure que le temps passe : c'est ce qu'on appelle l'émission de haute latitude.

Nous pouvons tout d'abord remarquer que, d'après l'équation 10.8, la fréquence observée des photons décroît avec le temps :

$$\nu_{obs} = \frac{1}{\left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)} \frac{2\Gamma_0\nu'}{(1+z)} \quad (10.15)$$

où nous rappelons que  $\nu'$  est la fréquence des photons émis dans le repère en comouvement. Nous voyons donc que pour des temps  $t_{obs}$  grands devant le temps auquel s'est déroulé le choc responsable de l'émission considérée la fréquence observée varie en

$$\nu_{obs} \propto \frac{\nu'}{t_{obs}} \quad (10.16)$$



soit, pour une fréquence  $\nu'$  fixée,  $\nu_{obs} \propto t_{obs}^{-1}$ .

Ensuite, si nous observons le flux dans une bande, nous voyons d'après (10.11) que le flux décroît en  $t_{obs}^{-3}$ . C'est pourquoi dans une représentation log-log du flux du sursaut en fonction du temps, la fin du sursaut devrait se manifester par une décroissance de pente  $-3$ . Il est cependant possible, à des temps proches du temps où le dernier choc a lieu, d'obtenir des pentes plus raides. Cependant, des simulations montrent que cette pente maximale atteinte avec notre code est de l'ordre de 3.6, tandis que de nombreuses observations montrent des pentes bien plus importantes, jusqu'à 5 ou 6. Il semble donc manquer à l'heure actuel un élément de la physique dans l'émission des sursauts, qui permettrait d'obtenir de telles pente. D'autant plus que, comme nous l'avons vu au paragraphe "flares" en section 6.2, les flares aussi présentent des pentes très raides difficiles à expliquer. Comme dans les deux cas il s'agit d'émission de haute latitude, nous pensons que trouver une solution à l'un de ces problèmes permettrait de résoudre l'autre aussi.

## 10.2 Choc externe

Le choc externe est causé par l'éjecta entrant dans le milieu extérieur et balayant devant lui la matière présente. Nous discrétisons ce choc unique en une successions de collisions. Considérons une collision au temps  $t$  au rayon  $r(t)$ , avec un facteur de Lorentz  $\Gamma(t)$ . Les temps caractéristiques et valeurs utiles (comme  $\mu$ ) sont définies de la même façon que pour les chocs internes, mais dépendent cette fois ci du temps  $t$  au lieu d'être des valeurs fixes. De plus, du fait que nous discrétisons un choc unique en une succession de collisions, chacune d'entre elles n'émet pas instantanément, mais sur un intervalle allant d'un temps  $t_1$  à un temps  $t_2$  (ce qui fait que lorsque nous considérons l'émission d'une collision, certaines des collisions précédentes contribuent encore elles aussi). Le flux détecté à  $t_{obs}$  est donc non nul quand

$$t_{min}(t_{obs}) \leq t \leq t_{max}(t_{obs}) \quad (10.17)$$

où

$$t_{min}(t_{obs}) = t_1 - \frac{r(t_1)}{c} \mu_{max} \quad (10.18)$$

$$t_{max}(t_{obs}) = t_2 - \frac{r(t_2)}{c} \mu_{min} \quad (10.19)$$

$$(10.20)$$

et

$$t = \frac{t_{obs}}{1+z} \quad (10.21)$$

est le temps dans le repère fixe de la source.

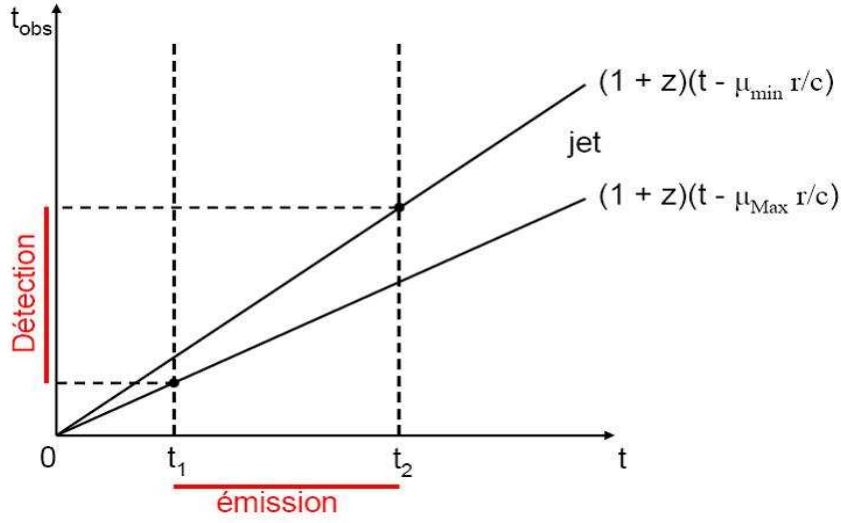


FIG. 10.5 – Schéma explicatif des temps d'arrivée des photons par rapport aux temps d'émission dans le cas où l'on tient compte de la courbure des surfaces émettrices.

Du fait de la répartition de l'émission sur un laps de temps  $t_2 - t_1$ , nous devons travailler avec la luminosité et non avec l'énergie émise. Pour un temps  $t$  et une fréquence d'émission  $\nu'$  (dans le repère en comouvement), la luminosité vaut

$$L_{\nu'}(t) = N_e(t)P_{\nu'}^e(t) \quad (10.22)$$

où  $N_e(t)$  est le nombre d'électrons accélérés (équivalent isotrope) à l'instant  $t$ , et  $P_{\nu'}^e(t)$  la puissance émise à ce même instant par électron à la fréquence  $\nu'$ , qui peut se mettre sous la forme

$$P_{\nu'}^e(t) = \frac{P^e(t)}{\nu'_p(t)} S\left(\frac{\nu'}{\nu'_p(t)}\right) \quad (10.23)$$

avec  $P^e(t)$  la puissance totale émise au temps  $t$  par électron.

La luminosité totale au temps  $t$  s'écrit donc

$$L(t) = \int_0^{+\infty} L_{\nu'}(t) d\nu' = \int_0^{+\infty} N_e(t) \frac{P^e(t)}{\nu'_p(t)} S\left(\frac{\nu'}{\nu'_p(t)}\right) d\nu' \quad (10.24)$$

Nous calculons alors le flux à une fréquence  $\nu_{obs}$  et dans une bande  $[\nu_{1,obs}; \nu_{2,obs}]$ , ainsi que le taux de comptage dans cette même bande.

Flux à la fréquence  $\nu_{obs}$  :

$$F_{\nu_{obs}}^{j/cj}(t_{obs}) = \frac{1}{\Omega D_L^2} \int_{t_{min}^{j/cj}(t_{obs})}^{t_{max}^{j/cj}(t_{obs})} dt \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} N_e(t) \frac{P_e(t)}{\nu_{p,obs}(t)} S\left(\frac{\nu_{obs}}{\nu_{p,obs}(t)}\right) \quad (10.25)$$

Flux dans la bande  $[\nu_{1,obs}; \nu_{2,obs}]$  :

$$F_{\nu_{obs}}^{j/cj}(t_{obs}) = \frac{1}{\Omega D_L^2} \int_{t_{min}^{j/cj}(t_{obs})}^{t_{max}^{j/cj}(t_{obs})} dt \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} N_e(t) P_e(t) \int_{\nu_{1,obs}/\nu_{p,obs}(t)}^{\nu_{2,obs}/\nu_{p,obs}(t)} S(x) dx \quad (10.26)$$

Taux de comptage dans cette même bande :

$$F_{\nu_{obs}}^{j/cj}(t_{obs}) = \frac{1}{\Omega D_L^2} \int_{t_{min}^{j/cj}(t_{obs})}^{t_{max}^{j/cj}(t_{obs})} dt \frac{2}{\Delta T \left(1 + \frac{T}{\Delta T}\right)^3} \frac{\Delta\Phi(|\mu|)}{2\pi} N_e(t) \frac{P_e(t)}{h\nu_{p,obs}(t)} \int_{\nu_{1,obs}/\nu_{p,obs}(t)}^{\nu_{2,obs}/\nu_{p,obs}(t)} \frac{S(x)}{x} dx \quad (10.27)$$

En pratique, nous avons vu que nous considérons le choc avant comme une succession de collisions artificiellement créées.

Pour calculer le flux total, nous utilisons la méthode de Beloborodov (2005, [6]) : nous avons vu que nous enregistrons lors de chaque collision le nombre d'électrons accélérés ; nous considérons tous les électrons situés à la position de la collision, ce qui est une approximation mais fait commettre une faible erreur puisque la zone où se situent en réalité les électrons accélérés est très peu étendue. Pour chaque collision, nous suivons au cours du temps le refroidissement de ces électrons, et lors de chaque prochaine collision nous calculons l'émission des électrons accélérés lors de la collision considérée et celle des électrons des collisions précédentes ayant eu le temps de partiellement se refroidir adiabatiquement : nous effectuons une boucle sur les collisions numérotées  $j$ , puis une boucle sur toutes les collisions antérieures, c'est à dire d'indices  $k \leq j$ . Il nous faut alors calculer  $\Gamma_m$  et  $\Gamma_c$ , facteurs de Lorentz critiques définis au chapitre 5.2.1 (nous travaillons sur les facteurs de Lorentz plutôt que sur les fréquences par commodité), ce que nous faisons à la manière de Beloborodov (2005, [6]).

Nous effectuons ensuite une boucle sur les temps observateurs, et sommes tous les chocs  $j$  (et tous les chocs  $k \leq j$  émettant encore au moment du choc  $j$ ) qui contribuent au temps  $t_{obs}$  et à la fréquence donnée (aux fréquences données pour le cas du flux ou taux de comptage dans une bande). Le spectre utilisé est ici celui de la figure 5.5 (sauf que nous travaillons en  $\Gamma$  et non en fréquence).

## 10.3 Ouverture latérale du jet

Un autre phénomène important à prendre en compte dans la dynamique du jet est l'augmentation de l'angle d'ouverture de ce dernier. En effet, le jet s'élargit latéralement

à la vitesse du son locale (Panaitescu & Kumar, 2001 [88]) :

$$rd(\Delta\theta) = c_s dt' = \frac{c_s dt}{\Gamma} \quad (10.28)$$

où  $\Gamma$  est le facteur de Lorentz de l'éjecta,  $dt'$  le temps dans le référentiel en comouvement avec le jet et  $dt$  le temps dans le référentiel fixe. Dans la limite relativiste des vitesses des mouvements internes, la vitesse du son locale vaut  $c_s = c/\sqrt{3}$ ; lorsque les mouvements internes ne sont pas relativistes (la matière est froide), la vitesse du son est bien plus faible.

J'ai donc intégré cette ouverture du jet dans le code en recalculant la valeur de  $\Delta\theta$  après chaque interaction de la couche avant avec le milieu extérieur. Un tel effet n'est intégré dans le code que pour les cas où une couche unique de matière se propage dans le milieu extérieur : cette contrainte ne permet donc pas de prendre en compte l'élargissement du jet sur les chocs internes ni le choc retour, mais permet d'étudier son effet sur le choc avant sans problème (dans le cas du choc retour et des chocs internes nous pouvons cependant prévoir que cet effet d'ouverture sera négligeable, puisque ces chocs étant seulement moyennement relativistes, on a  $c_s \ll c$ ).

# Chapitre 11

## Résultats : le modèle standard

Nous allons montrer dans cette partie les possibilités de notre approche pour modéliser les sursauts et leur rémanence, en donnant quelques exemples. Nous allons aussi voir comment nos simulations se rapprochent des observations.

### 11.1 Sursauts nus

Nous allons illustrer tout d'abord le modèle des chocs internes, avec quelques exemples de sursauts en l'absence de milieu extérieur (sursauts "nus") dans le cas de différentes distributions de facteur de Lorentz initial (figure 11.1). Pour toutes ces courbes les paramètres du sursaut sont les mêmes (en dehors de la distribution de facteur de Lorentz bien sûr) : le redshift vaut  $z = 1$ , la pente du spectre des électrons est  $p = 2.5$ , l'énergie cinétique totale isotrope du sursaut est  $E_{iso} = 10^{53}$  ergs et le demi angle d'ouverture du jet vaut  $\Delta\theta = 10^\circ$ . Le facteur de Lorentz varie entre  $\Gamma_m = 100$  et  $\Gamma_M = 400$ . Nous appelons  $t$  le temps d'injection de la matière (le temps auquel la couche de matière est créée dans le code), et  $t_W$  la durée totale d'injection (le temps pour créer toutes les couches). Les paramètres microphysiques sont les suivants :  $\alpha_e = 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $\alpha_B = 10^{-3}$  et  $\zeta = 10^{-2}$ . Nous garderons ces paramètres constants pour les chocs internes, le choc avant et le choc retour.

Le premier cas présente un facteur de Lorentz plat avec une descente sinusoïdale à l'avant :

$$\Gamma(t) = \frac{\Gamma_M + \Gamma_m}{2} + \frac{\Gamma_M - \Gamma_m}{2} \cos\left(\pi \frac{t}{0.2t_W}\right) \quad (11.1)$$

si  $t < 0.2t_W$  et  $\Gamma(t) = \Gamma_M$  si  $t \geq 0.2t_W$ .

Le deuxième cas présente un facteur de Lorentz sinusoïdal avec deux bosses :

$$\Gamma(x_n) = \frac{\Gamma_M + \Gamma_m}{2} - \frac{\Gamma_M - \Gamma_m}{2} \cos\left(3\pi \frac{t - t_W}{t_W}\right) \quad (11.2)$$

Le dernier cas présente un facteur de Lorentz variant aléatoirement avec le temps entre  $\Gamma_m$  et  $\Gamma_M$ .

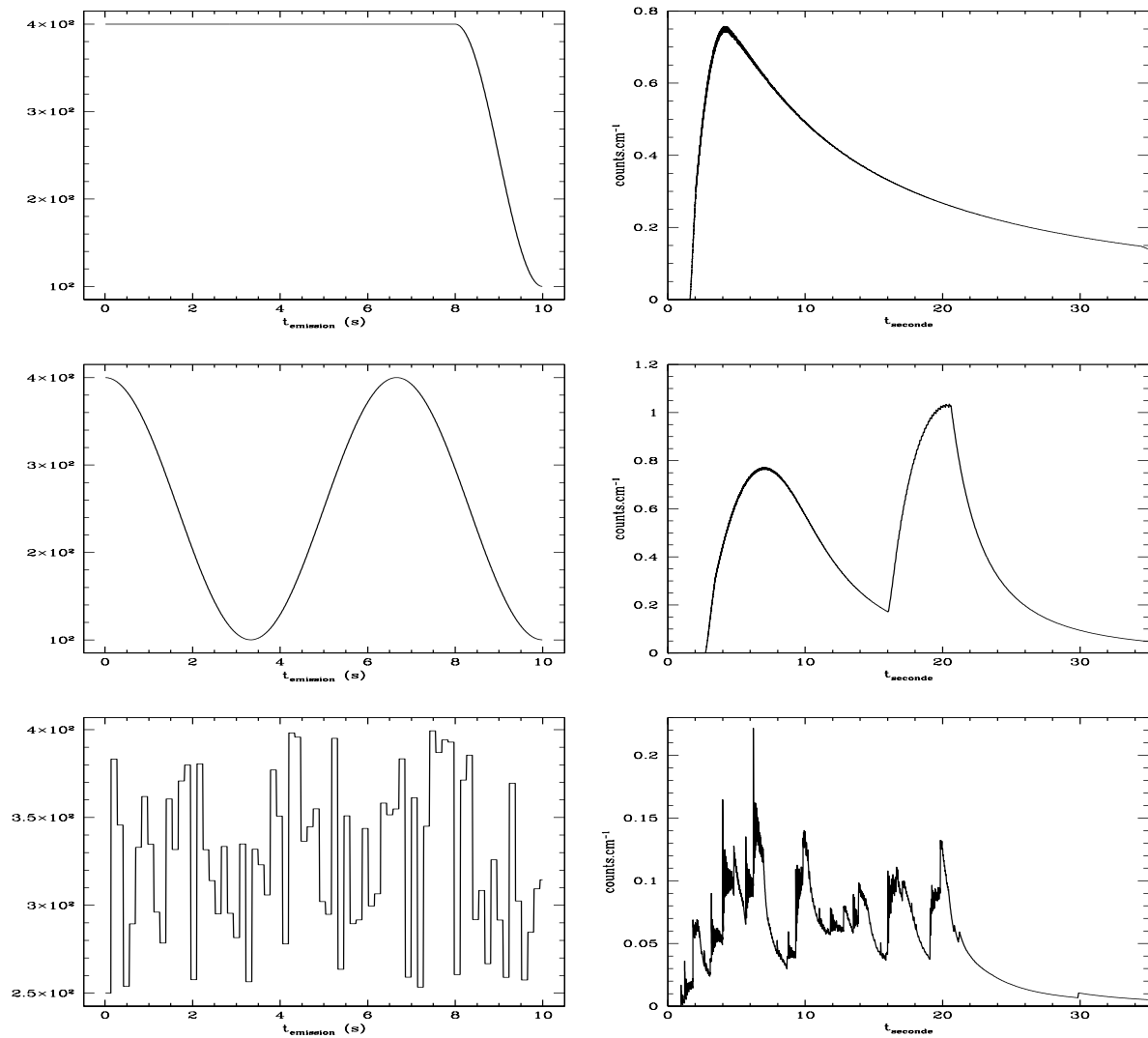


FIG. 11.1 – Exemples de distributions de facteurs de Lorentz (à gauche) et le sursaut nu correspondant (à droite, en nombre de coup, dans la bande 15–150 keV, ce qui correspond à la bande d’observation de l’instrument BAT de Swift). On appelle sursaut nu le sursaut en l’absence de milieu extérieur (en pratique il suffit de prendre un milieu extérieur très peu dense, de sorte que les chocs internes soient terminés longtemps avant le début de l’interaction avec le milieu extérieur).

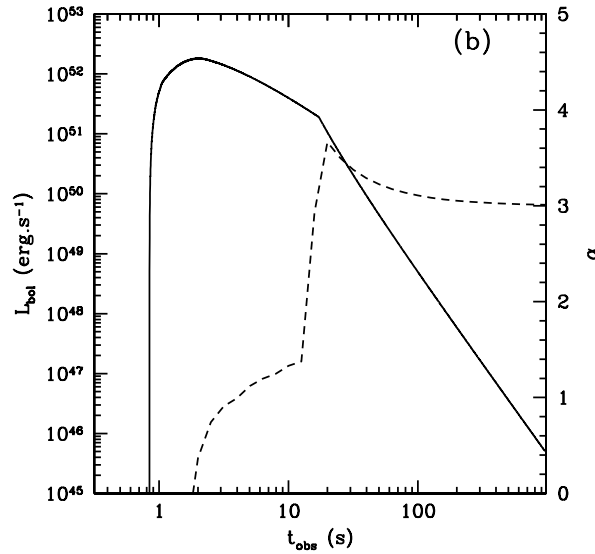


FIG. 11.2 – Profil temporel bolométrique (ligne continue) d'un sursaut créé par un pic unique, avec un facteur de Lorentz variant entre 50 et 200 et une source active pendant 10 s. La ligne pointillée indique la pente correspondante. Après le maximum, le profil est d'abord contrôlé par la dynamique des chocs internes avant que les effets de courbure des surfaces émettrices ne dominent pour des temps supérieurs à environ 20 s.

## 11.2 Effet du milieu extérieur

Nous allons maintenant voir l'effet du milieu extérieur sur le profil du sursaut, dans le cas d'un milieu extérieur uniforme et dans le cas d'un milieu de type vent, avec différentes densités.

Nous pouvons constater (figure 11.3) que lorsque la densité du milieu extérieur augmente le choc retour intervient de plus en plus tôt, et peut déformer le sursaut pour les très grandes valeurs de la densité. Nous voyons que l'intervention du choc retour dans le profil du sursaut est beaucoup plus importante dans le cas du vent, ce qui est naturel puisque dans un vent l'éjecta est freiné de façon importante dès le début de son interaction avec le milieu extérieur, à des rayons bien plus faibles que pour le cas du milieu uniforme.

### 11.2.1 Choc avant

Nous allons ici montrer les courbes de lumières correspondant à l'émission du choc avant (qui donc pour le modèle "standard" serait la rémanence), figure 11.4. Nous prenons les mêmes paramètres que pour les profils de sursauts, soit  $z = 1$ ,  $E_{iso} = 10^{53}$  ergs,

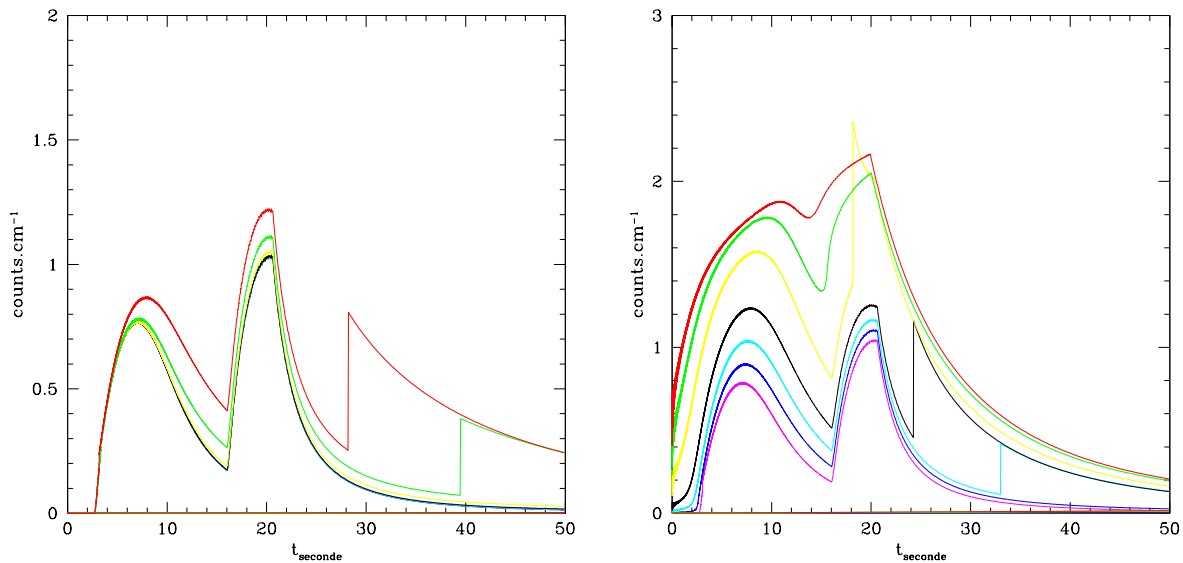


FIG. 11.3 – *Effet du milieu extérieur.* Gauche : milieu uniforme. La densité  $n$  en nombre de particules par  $\text{cm}^3$  prend les valeurs  $10^{-3}$  (violet),  $10^{-2}$  (bleu foncé),  $10^{-1}$  (cyan), 1 (noir), 10 (jaune),  $10^2$  (vert) et  $10^3$  (rouge)  $\text{cm}^{-3}$ . Les courbes violette à noire (valeurs de  $\rho_0$  de  $10^{-3}$  à 1) sont superposées. Droite : milieu de type vent. La constante normalisée du vent  $A^*$  prend les valeurs  $10^{-3}$  (violet),  $10^{-2}$  (bleu foncé),  $3 \cdot 10^{-2}$  (cyan),  $10^{-1}$  (noir), 1 (jaune), 10 (vert) et 100 (rouge). Dans les deux cas les courbes correspondant aux densités les plus faibles sont superposées aux courbes des sursauts nus : les différences sont trop faibles pour être visibles sur la figure.

$\Delta\theta = 10^\circ$ ,  $\alpha_e = 3 \cdot 10^{-2}$ ,  $\alpha_B = 10^{-3}$ ,  $p = 2.5$  et  $\zeta = 10^{-2}$ . L'effet d'expansion latérale du jet est ici seulement considéré à partir du moment où seule une couche subsiste (tous les chocs internes ont donc déjà eu lieu).

Quel que soit le milieu extérieur les courbes de rémanence X présentent des irrégularités aux temps courts : ceci traduit l'historique du choc avant, c'est-à-dire que nous pouvons voir les réilluminations de la courbe de lumière dues aux chocs sur la couche avant de portions de l'éjecta, causant à chaque fois un ajout d'énergie. Nous pouvons aussi remarquer, dans le cas d'un milieu uniforme (figure 11.4 haut), la présence d'un “jet break” vers  $8 \cdot 10^4$  s. Dans le cas du vent ce “jet break” est aussi présent, mais il se produit plus tardivement et n'apparaît donc pas sur les courbes.



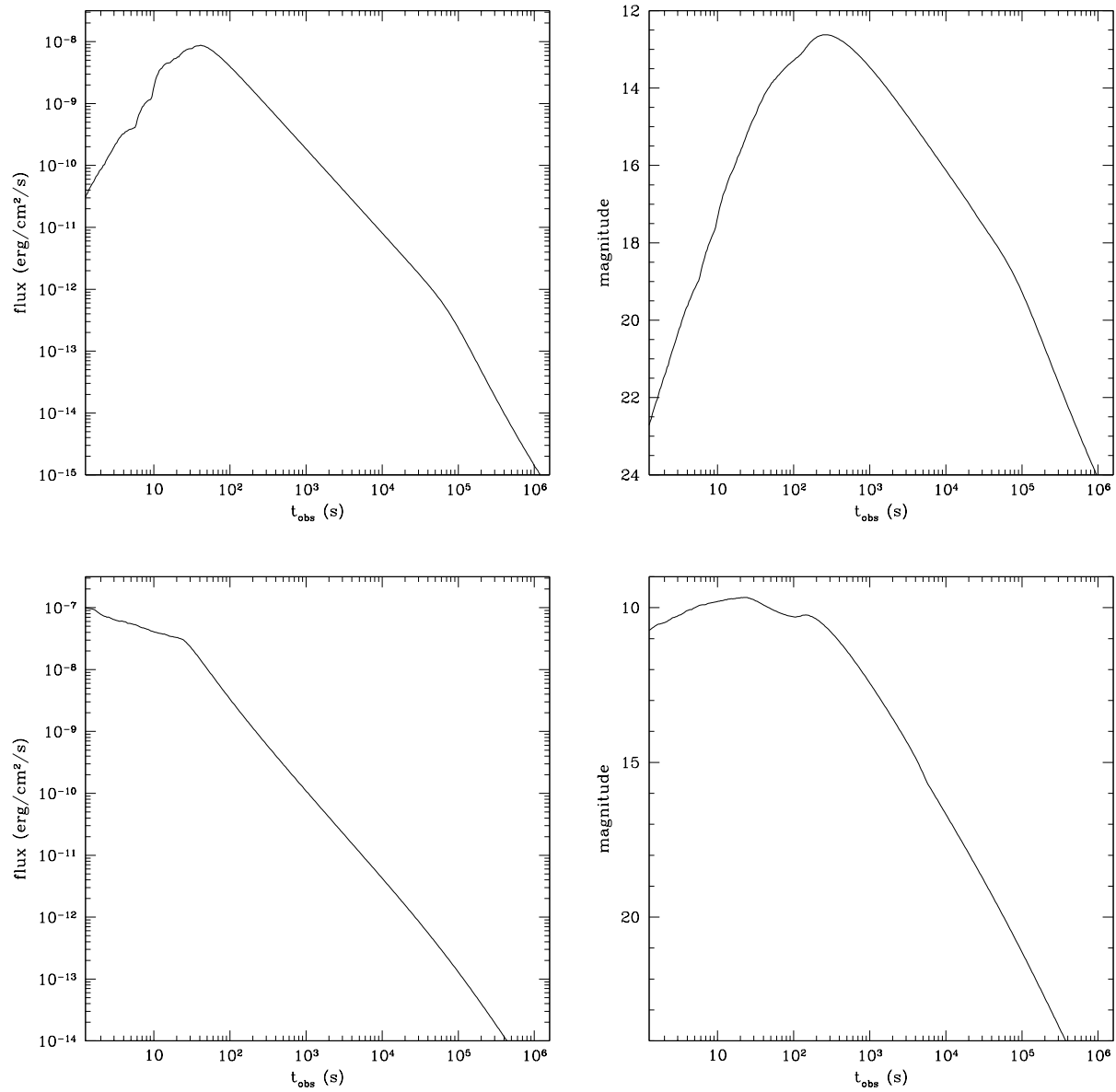


FIG. 11.4 – Aspect des courbes de lumière du choc avant correspondant au troisième cas de sursaut, soit le cas d'un facteur de Lorentz variant aléatoirement. À gauche : Flux (erg/cm<sup>2</sup>/s) dans la bande X 2 – 10 keV. À droite : magnitude optique à la fréquence  $4.3 \cdot 10^{14}$  Hz (bande R). En haut : Cas d'un milieu uniforme de densité 1 particule par cm<sup>3</sup>. En bas : Cas d'un milieu de type vent de constante normalisée  $A^* = 0.1$ .

### 11.2.2 Effet de l'angle de vue

Nous pouvons aussi grâce à notre code étudier l'effet d'une ligne de vue du sursaut non alignée avec l'axe du jet (figures 11.5 et 11.6) : nous remarquons que plus nous nous éloignons de l'axe du jet plus le flux reçu est faible, et baisse beaucoup plus rapidement dès lors que l'axe du vue n'est plus dans le cône du jet. Dans ce dernier cas, nous retrouvons le flux comme si nous étions dans l'axe lorsque la matière a été suffisamment ralentie pour que le cône d'émission des photons s'élargisse assez pour atteindre la ligne de visée.

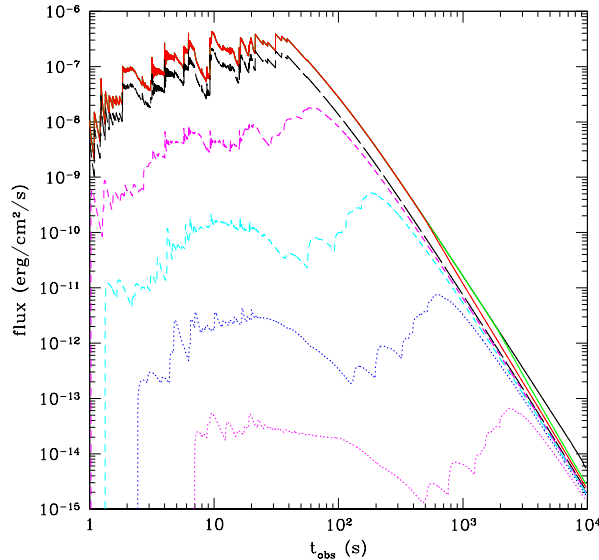


FIG. 11.5 – Aspect du sursaut pour un angle d'ouverture du jet valant  $5^\circ$  et pour diverses valeurs de l'angle de vue  $\theta_0$  :  $0^\circ$  (noir),  $3^\circ$  (vert),  $4^\circ$  (rouge),  $5^\circ$  (noir),  $5.2^\circ$  (violet traits courts),  $5.5^\circ$  (bleu clair),  $6^\circ$  (bleu foncé),  $7^\circ$  (violet pointillé). Les courbes en trait plein correspondent à des angles de vue plus petits que le demi angle d'ouverture du jet  $\theta_0 < \Delta\theta$ , la ligne en longs traits à  $\theta_0 = \Delta\theta$  et les lignes en traits courts et pointillés à  $\theta_0 > \Delta\theta$ . Le flux est tracé dans la bande  $15 - 150$  keV.

En ce qui concerne l'émission prompte, nous remarquons que l'écartement de la ligne de visée tend à réduire très rapidement l'intensité des pics. Le seuil de détection de *BAT* étant  $2 \cdot 10^{-8}$  erg/cm<sup>2</sup>/s, nous remarquons que l'émission prompte devient rapidement indétectable dès que la ligne de visée sort du cône du jet.

Nous voyons au travers de ces différents exemples que notre approche est bien apte à reproduire toutes sortes de sursauts différents, et peut gérer efficacement les perturbations des chocs internes par le choc retour.

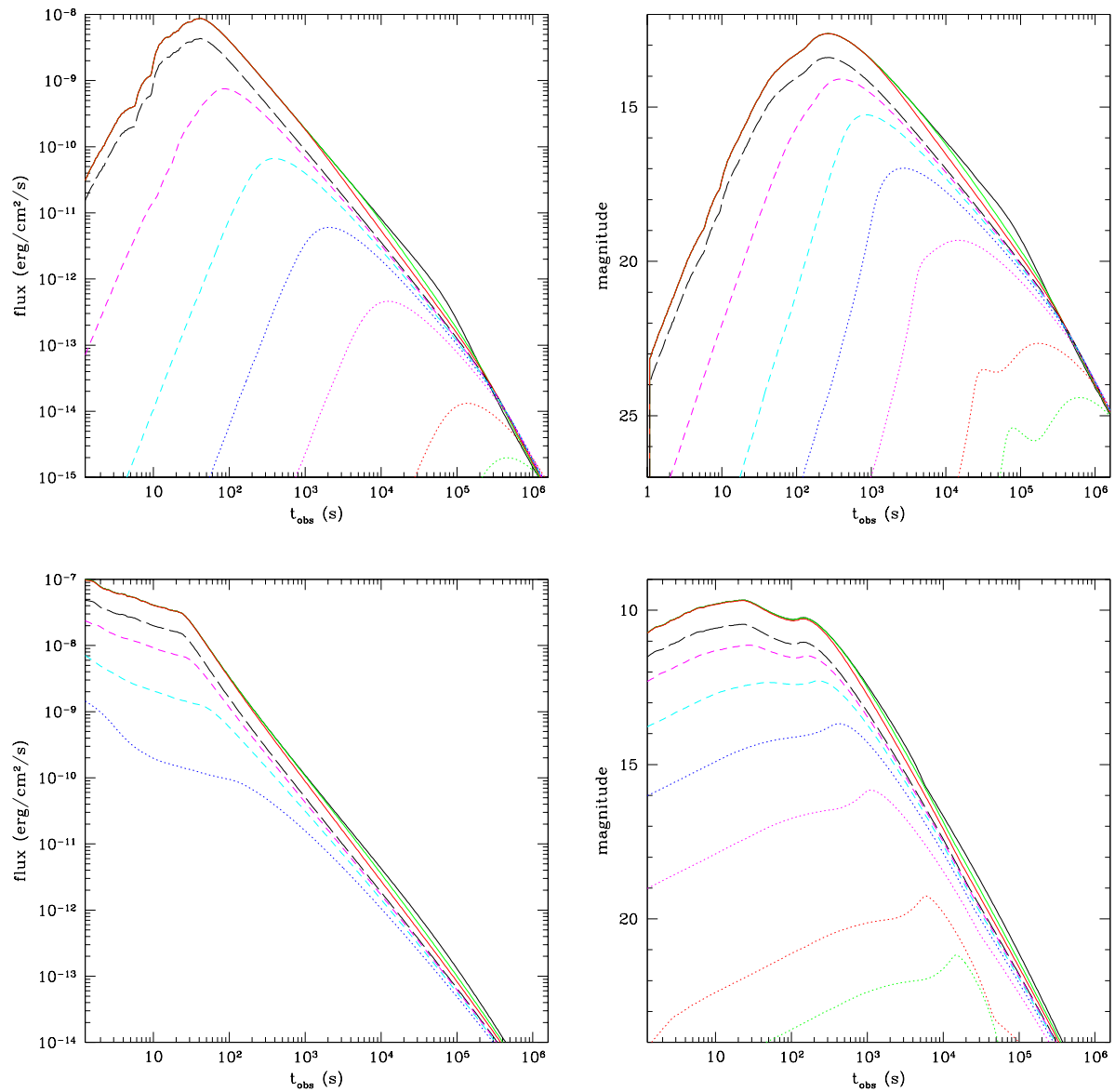


FIG. 11.6 – Aspect de la rémanence pour un angle d'ouverture du jet valant  $5^\circ$  et pour diverses valeurs de l'angle de vue :  $0^\circ$  (noir),  $3^\circ$  (vert),  $4^\circ$  (rouge),  $5^\circ$  (noir),  $5.2^\circ$  (violet traits courts),  $5.5^\circ$  (bleu clair),  $6^\circ$  (bleu foncé),  $7^\circ$  (violet pointillé),  $10^\circ$  (rouge) et  $13^\circ$  (vert). Les courbes en trait plein sont pour des angles de vue plus petits que le demi angle d'ouverture du jet  $\theta_0 < \Delta\theta$ , la ligne en longs traits pour  $\theta_0 = \Delta\theta$  et les lignes en traits courts et pointillés pour  $\theta_0 > \Delta\theta$ . Haut : milieu uniforme de densité  $n = 1 \text{ particule/cm}^3$ . Bas : milieu de type vent de constante normalisée  $A^* = 0.1$ . Colonne de gauche : Flux dans la bande X  $2 - 10 \text{ keV}$ . Colonne de droite : Magnitude optique dans la bande R.

# Chapitre 12

## Un modèle alternatif : le modèle électromagnétique

### 12.1 Principe de calcul

Dans ce modèle alternatif, comme nous l'avons vu précédemment (sections 4.2.2 et 5.2.2), c'est un flux purement électromagnétique qui est émis par la source et crée le sursaut. Ce dernier n'étant pas modélisable, nous étudions ce modèle du point de vue de sa rémanance. Celle-ci est formée par le transfert de l'énergie électromagnétique au milieu extérieur. Nous partons donc de ce principe, et commençons par écrire les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion pour le milieu extérieur choqué :

$$E_{EM} + M_b c^2 = M_b \Gamma \gamma_i c^2 \quad (12.1)$$

$$E_{EM} = M_b \beta \Gamma \gamma_i c^2 \quad (12.2)$$

où  $E_{EM}$  est l'énergie électromagnétique de la coquille,  $M$  est la masse de milieu extérieur balayée,  $\Gamma$  le facteur de Lorentz de la coquille à l'issue de l'interaction et  $\gamma_i$  le facteur de Lorentz interne de la matière choquée. L'énergie reçue de la source peut s'écrire sous la forme

$$E_{EM}(t) = \int_0^t L_{EM}(t) dt. \quad (12.3)$$

L'élimination de  $\gamma_i$  dans l'équation (12.1) aboutit, dans le cas d'un régime relativiste où  $\Gamma \gg 1$  (ce qui est toujours le cas ici), à la relation suivante :

$$E_{EM} \simeq 2M c^2 \Gamma^2 \quad (12.4)$$

Nous posons

$$M(R) = \frac{\Omega A}{3-s} R^{3-s} \quad (12.5)$$

où  $A = \rho_0$  et  $s = 0$  pour un milieu uniforme et  $A = 5 \cdot 10^{11} A^* \text{g.cm}^{-1}$  et  $s = 2$  pour un milieu de type vent. Nous rappelons que  $dt = dR/(2c\Gamma^2)$  (pour le temps observateur), et nous différencions l'équation (12.4) par rapport au temps. Nous obtenons ainsi :

$$\frac{dE_{EM}}{dt} = L_{EM} = \frac{\Omega c A}{3-s} \left[ R^{3-s} \Gamma \frac{d\Gamma}{dt} + (3-s)cR^{2-s}\Gamma^4 \right] \quad (12.6)$$

D'après  $dt = dR/(2c\Gamma^2)$ , nous pouvons écrire

$$\Gamma = \left( \frac{1}{2c} \frac{dR}{dt} \right)^{1/2} \quad (12.7)$$

et donc

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{2c} \right)^{1/2} \left( \frac{dR}{dt} \right)^{-1/2} \frac{d^2R}{dt^2} \quad (12.8)$$

En remplaçant (12.7) et (12.8) dans (12.6), nous obtenons finalement

$$L_{EM}(t) = \frac{\Omega A c}{3-s} \frac{d}{dt} \left( R^{3-s} \frac{dR}{dt} \right) \quad (12.9)$$

Nous allons maintenant résoudre analytiquement cette équation dans trois cas particuliers : avec une luminosité constante, une sinusoïdale et une exponentiellement décroissante durant le temps d'activité  $t_s$  de la source (qui s'éteint donc à ce temps), soit  $L_{EM}(t) = L_0$ ,  $L_{EM}(t) = \frac{L_0}{2} [1 + a \cos(\omega t)]$  ( $-1 \leq a \leq 1$ ) et  $L_{EM}(t) = L_0 \exp(-\mu t)$  respectivement pour  $t \leq t_s$ , qui seront utilisés dans le code. Nous intégrons tout d'abord l'équation (12.9) pour obtenir  $R(t)$ , puis nous utilisons (12.8) pour obtenir  $\Gamma(t)$ .

**Luminosité constante :** Nous obtenons

$$R_u(t) = \left( \frac{6L_0}{\Omega \rho_0 c} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (12.10)$$

$$\Gamma_u(t) = \left( \frac{3L_0}{128\Omega \rho_0 c^5} \right)^{1/8} t^{-1/4} \quad (12.11)$$

pour un milieu uniforme et

$$R_v(t) = \left( \frac{L_0}{\Omega A c} \right)^{1/2} t \quad (12.12)$$

$$\Gamma_v(t) = \left( \frac{L_0}{4\Omega A c^3} \right)^{1/4} \quad (12.13)$$

pour un milieu de type vent.

**Luminosité sinusoïdale :** Nous obtenons

$$R_u(t) = \left( \frac{6L_0}{\Omega\rho_0c} \right)^{1/4} \left[ \frac{t^2}{2} + \frac{a}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) \right]^{1/4} \quad (12.14)$$

$$\Gamma_u(t) = \left( \frac{3L_0}{2^{11}\Omega\rho_0c^5} \right)^{1/8} \left( t + \frac{a}{\omega} \sin(\omega t) \right)^{1/2} \left[ \frac{t^2}{2} + \frac{a}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) \right]^{-3/8} \quad (12.15)$$

pour un milieu uniforme et

$$R_v(t) = \left( \frac{L_0}{\Omega\rho_0c} \right)^{1/2} \left[ \frac{t^2}{2} + \frac{a}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) \right]^{1/2} \quad (12.16)$$

$$\Gamma_v(t) = \left( \frac{L_0}{16\Omega Ac^3} \right)^{1/4} \left( t + \frac{a}{\omega} \sin(\omega t) \right)^{1/2} \left[ \frac{t^2}{2} + \frac{a}{\omega^2} (1 - \cos(\omega t)) \right]^{-1/4} \quad (12.17)$$

pour un milieu de type vent.

**Luminosité exponentiellement décroissante :** Nous obtenons

$$R_u(t) = \left( \frac{12L_0}{\mu^2\Omega\rho_0c} \right)^{1/4} (\mu t + e^{-\mu t} - 1)^{1/4} \quad (12.18)$$

$$\Gamma_u(t) = \left( \frac{3L_0\mu^2}{2^{10}\Omega\rho_0c^5} \right)^{1/8} (1 - \mu e^{-\mu t})^{1/2} (\mu t + e^{-\mu t} - 1)^{-3/8} \quad (12.19)$$

pour un milieu uniforme et

$$R_v(t) = \left( \frac{2L_0}{\mu^2\Omega Ac} \right)^{1/2} (\mu t + e^{-\mu t} - 1)^{1/2} \quad (12.20)$$

$$\Gamma_v(t) = \left( \frac{L_0}{8\Omega Ac^3} \right)^{1/4} (1 - \mu e^{-\mu t})^{1/2} (\mu t + e^{-\mu t} - 1)^{-1/4} \quad (12.21)$$

pour un milieu de type vent.

En pratique, nous n'utilisons pas directement ces formules analytiques, mais elles nous serviront à valider les résultats de simulation. Nous discrétisons les interactions de la coquille électromagnétique avec le milieu extérieur, et calculons pour chaque interaction son rayon et son temps, son facteur de Lorentz, le facteur de Lorentz des électrons accélérés durant le choc ainsi que le champ magnétique amplifié. Nous remarquons que, malgré une évolution dynamique différente dans le milieu extérieur, les processus d'émission des photons sont les mêmes que dans le cas du modèle "standard" du choc avant : ce sont les électrons accélérés dans le champ magnétique amplifié derrière le choc avec le milieu extérieur qui produisent l'émission de la rémanence par rayonnement synchrotron. Une fois la partie dynamique du calcul terminée, nous obtenons l'émission de la rémanence de la même manière que pour le modèle "standard" du choc externe.

## 12.2 Résultats

Nous allons voir dans cette section quelques résultats de simulations obtenus grâce à notre code. Le sursaut lui-même n'étant pas modélisable (en tout cas pas avec un modèle simple comme le notre), seules des rémanences seront montrées.

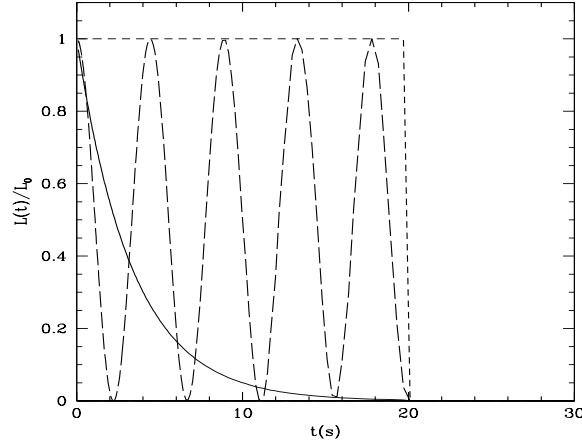


FIG. 12.1 – Les trois luminosités normalisées  $L(t)/L_0$  que nous avons pris en exemple pour calculer les rémanences, en fonction du temps observateur : constante (courbe en tirets), exponentiellement décroissante (courbe en trait plein) et sinusoïdale (courbe en longs tirets).

Nous montrons des exemples pour les trois types de luminosités définis précédemment (figure 12.1). La luminosité étant définie comme  $L(t) = L_0 f(t)$ , les fonctions  $f(t)$  prennent les trois formes suivantes :

$$f_{cst}(t) = 1 \quad (12.22)$$

$$f_{expdec}(t) = e^{(-6t)} \quad (12.23)$$

$$f_{sin}(t) = \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos \left( \frac{9\pi t}{2 t_s} \right) \right] \quad (12.24)$$

pour  $t \leq t_s$ , et 0 pour  $t > t_s$ , où  $t_s$  est le temps d'activité de la source dans le référentiel fixe lié à celle-ci.

Les paramètres utilisés sont les suivants :  $t_s = 10$  s,  $z = 1$ ,  $p = 2.5$ ,  $E_{iso} = 10^{53}$  erg,  $\Delta\theta = 10^\circ$ . Les paramètres  $\alpha_e$  et  $\alpha_B$  valent respectivement  $\alpha_e = 2 \cdot 10^{-1}$  et  $\alpha_B = 10^{-3}$ .

Nous traçons figure 12.2 le facteur de Lorentz de la matière accrétée par la coquille électromagnétique en fonction du temps observateur. Nous pouvons remarquer que les



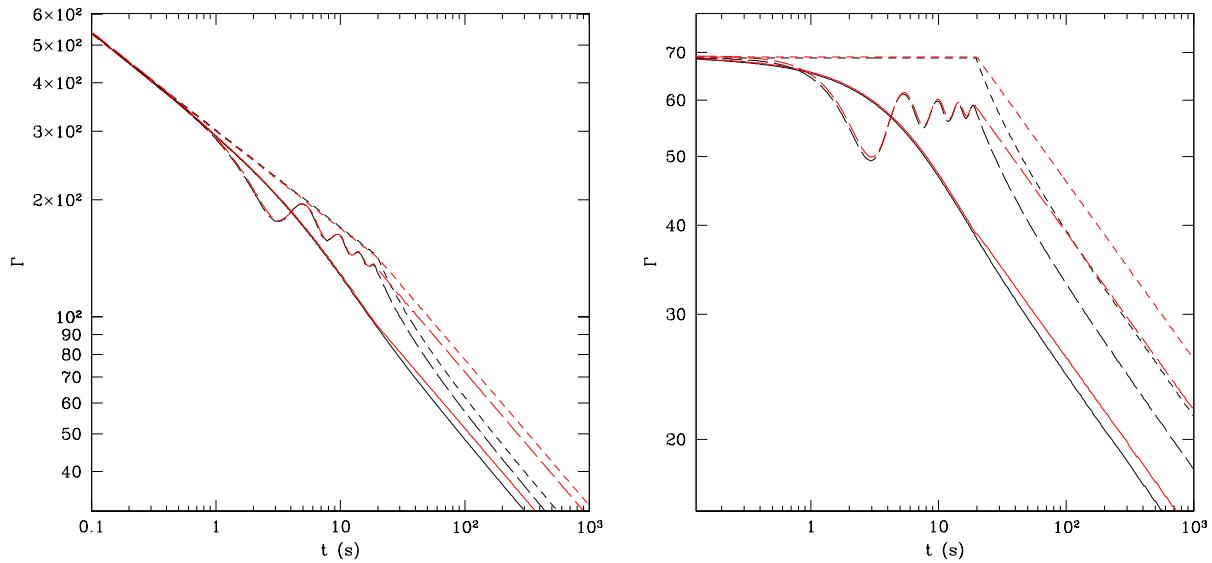


FIG. 12.2 – *Facteurs de Lorentz correspondant aux trois formes de fonction montrées figure 12.1, en fonction du temps observateur : luminosité constante (courbe en tirets), exponentiellement décroissante (courbe en trait plein) et sinusoïdale (courbe en longs tirets). Les résultats de notre code sont en trait fin noir, les résultats analytiques en trait épais rouge. Gauche : Milieu uniforme de densité  $\rho_0 = 1$  particule/cm<sup>3</sup>. Droite : Milieu de type vent de constante normalisée  $A^* = 0.1$ . Nous pouvons constater que l'accord est très bon entre les résultats analytique et numérique durant le temps où la source est active ( $t < t_s$ ), et moins bon une fois celle-ci éteinte : les courbes numériques et analytiques ont au bout de quelques fois  $t_s$  la même pente, mais le résultat numérique montre une chute de flux plus prononcée juste après  $t_s$ .*

simulations numériques et les solutions analytiques sont très proches, quasiment confondues, tant que la source est active. En revanche, une fois la source éteinte, nous pouvons observer un régime transitoire dans le modèle numérique qui n'apparaît pas dans le modèle analytique. Les pentes des deux modèles deviennent cependant identiques au bout de quelques  $t_s$ .

Nous voyons que nous pouvons efficacement calculer la rémanence dans divers cas de luminosité de la source, ce qui nous permet de comparer notre modèle aux observations (voir chapitre 14.7).

La variation de l'angle de vue donne pour le modèle électromagnétique des résultats très semblables à ceux du modèle "standard" : lorsque l'on s'écarte de l'axe du jet, la rémanence intervient plus tardivement, son amplitude baisse, et sa courbe de lumière rattrape

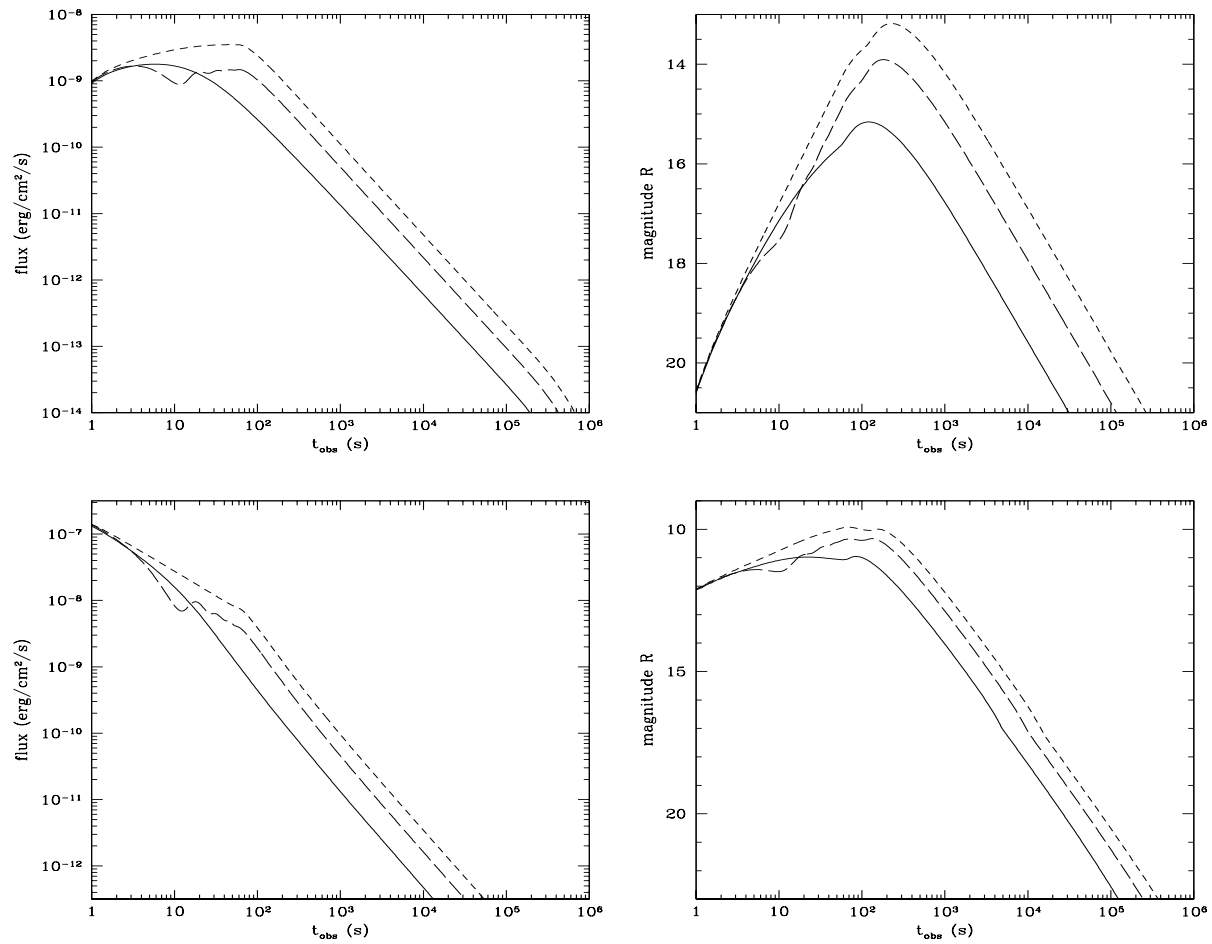


FIG. 12.3 – Rémanences obtenues par notre modèle pour les trois types de luminosités montrés figure 12.1 : constante (courbe en tirets), exponentiellement décroissante (courbe en trait plein) et sinusoïdale (courbe en longs tirets). A gauche se trouvent les rémanences  $X$ , et à droite les rémanences optiques. En haut : Milieu uniforme de densité  $n = 1$  particule/cm<sup>3</sup>. En bas : Milieu de type vent de constante normalisée  $A^* = 0.1$ .

celle du cas aligné pour des temps longs (lorsque le facteur de Lorentz est suffisamment faible pour que l'angle  $1/\Gamma$  soit plus grand que l'angle  $\Delta\theta_0$  considéré).

## Quatrième partie

L'émission des sursauts gamma, de  
l'émission prompte à la rémanence



# Chapitre 13

## GRB 050820A : montée de la rémanence durant l'émission prompte

### 13.1 Émission optique pendant le sursaut

Nous avons vu que très peu de sursauts avaient pu être observés en optique durant l'activité gamma. Le premier sursaut du 20 août 2005 fait partie de ceux là, et présente de plus la particularité d'avoir dans les observations optiques une forte montée vers 250 s (temps observateur), qui est a priori la montée de la rémanence. GRB050820A a pu être observé en optique au cours de l'activité gamma du fait de sa longue durée (environ 700 secondes dans le repère observateur, soit 194 s dans le repère lié à la source, puisque son redshift est  $z = 2.612$ ) et de son profil : ce sursaut présente en effet un précurseur de faible amplitude suivi de près de 200 secondes d'inactivité avant les pics principaux. Il se compose au total de sept pics d'amplitudes variables.

Nous allons donc étudier ce sursaut, en particulier la relation entre l'émission prompte et la montée de la rémanence. Nous nous plaçons dans le cadre standard où l'émission prompte provient des chocs internes et où la rémanence est due au choc avant. Nous avons basé notre travail en grande partie sur les observations de Vestrand et al. (2006, [111]).

### 13.2 Modélisation du sursaut

Étant donné que le but de ce travail est d'étudier la montée de la rémanence lors d'un sursaut au profil compliqué plutôt que de chercher à reproduire fidèlement le comportement temporel du sursaut, ce dernier est construit par une succession de pics de forme "FRED". Chaque pic est donc modélisé par un facteur de Lorentz constant  $\Gamma = 400$

précédé d'une partie plus lente de forme sinusoïdale

$$\Gamma(t \geq t_m) = 250 - \cos\left(\pi \frac{t - t_0}{t_m - t_0}\right) \quad (13.1)$$

où  $t_0$  est le temps de début de l'épisode en cours (l'épisode de facteur de Lorentz étant la partie de la distribution donnant lieu au pic considéré) et où  $t_m$  est le temps où le facteur de Lorentz atteint son maximum. Le facteur de Lorentz varie entre 400 et 100.

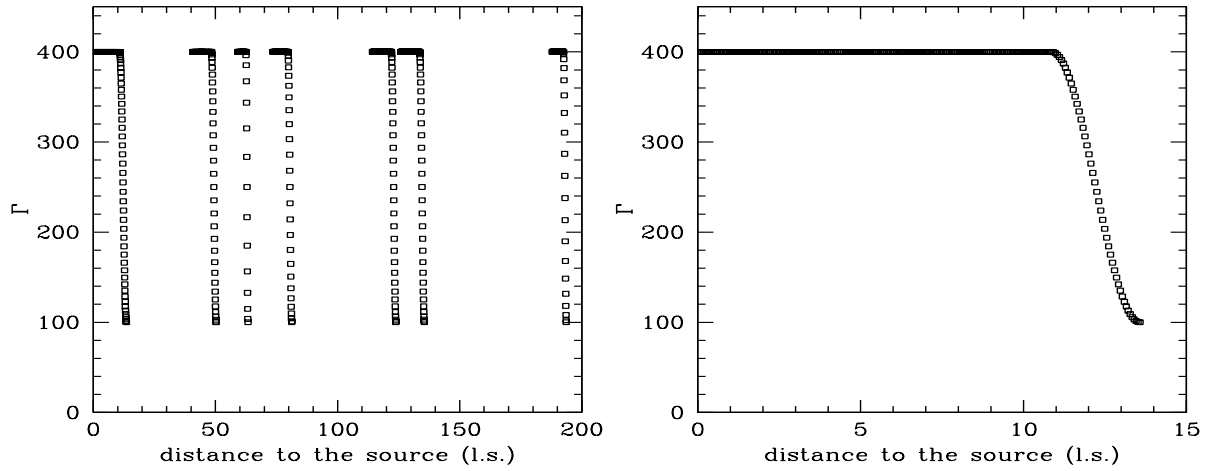


FIG. 13.1 – Gauche : *profil complet de facteur de Lorentz en fonction du temps (dans le repère de la source)*. Droite : *zoom sur le premier épisode*.

La distribution de facteur de Lorentz est donc constituée de sept épisodes du type décrit ci dessus, de durées variables, et pour une durée totale approchant les 200 secondes dans le référentiel de la source. Nous pouvons voir figure 13.1 le profil complet de facteur de Lorentz en fonction de la distance à la source à l'issue de l'éjection à gauche, et un zoom sur un épisode (donnant lieu à l'un des pics) à droite.

Nous fixons l'énergie injectée dans chaque épisode afin de reproduire les intensités des différents pics. L'énergie cinétique totale isotrope injectée est  $E_K = 1.8 \cdot 10^{55}$  erg. L'efficacité de la dissipation par chocs internes étant de l'ordre de 5%, cela donne une énergie isotrope totale valant  $E_\gamma^{iso} \sim 9 \cdot 10^{53}$  erg en accord avec la valeur mesurée (Golenetskii et al., 2005 [40]). La figure 13.2 montre notre profil modélisé et le profil observé par *KONUS* dans la bande 18 – 1150 keV. L'accord est suffisant étant donné les objectifs fixés.

Nous avons vu en section 4.1.2 que la pente théorique  $\alpha$  du spectre des photons valait  $-3/2$  pour l'émission prompt, puisque le régime applicable est le "fast cooling". En

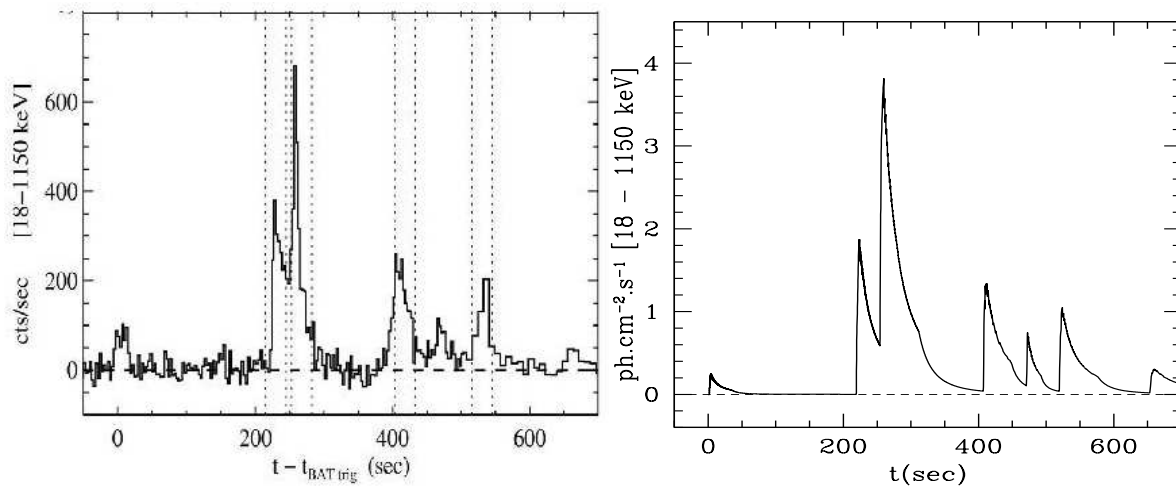


FIG. 13.2 – Comparaison entre le sursaut tel qu’observé par *KONUS* et notre modélisation, dans la bande 18 – 1150 keV, en l’absence de tout milieu extérieur.

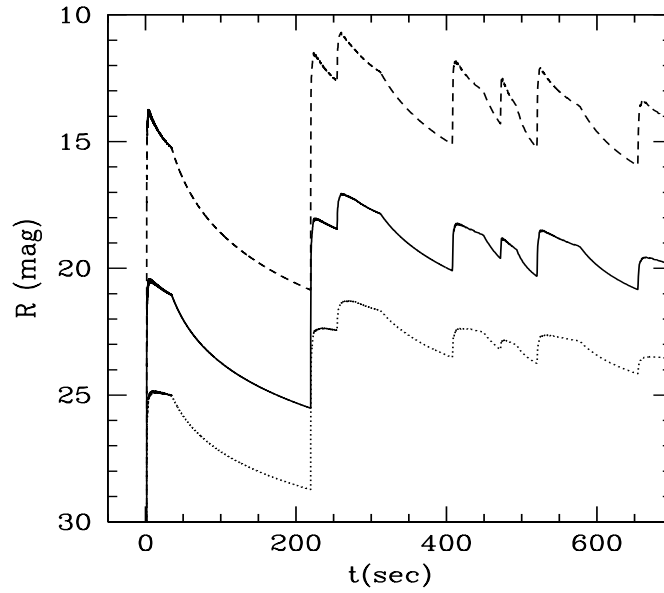


FIG. 13.3 – Effet de la pente du spectre sur l’émission prompte. Les valeurs considérées de  $\alpha$  sont  $-3/2$  (courbe en tirets),  $-1$  (ligne pleine) et  $-2/3$  (courbe pointillée).

pratique, la valeur  $-1$  est bien plus couramment observée que les autres. Ceci montre que notre compréhension des processus d’émission reste encore incomplète. Pour obte-

nir le flux optique nous avons donc simplement adopté un indice moyen  $\langle \alpha \rangle$  depuis l'optique jusqu'au gamma. De ce fait, le flux optique résultant (en considérant un flux gamma fixe) est très sensible à toute variation de cet indice : par exemple le flux décroît de 10 magnitudes lorsque  $\langle \alpha \rangle$  passe de  $-3/2$  à  $-2/3$  ! La variation de  $\langle \alpha \rangle$  s'accompagne aussi d'une variation de la forme du profil, ce dernier devenant moins piqué à mesure que la valeur absolue de  $\langle \alpha \rangle$  baisse (figure 13.3). La valeur maximale observée du flux optique en bande R étant  $R \sim 15$ , nous en déduisons un indice moyen valant  $\langle \alpha \rangle \sim 1.15$ . Cette valeur est étonnamment proche (étend donné qu'il s'agit d'une approximation assez grossière) de la pente du spectre gamma observé par Cenko et al. (2006, [15]),  $\alpha_{Konus} = 1.12^{+0.13}_{-0.15}$ .

### 13.3 Calcul de la rémanence

Nous avons tout d'abord obtenu la forme de la rémanence dans un milieu uniforme (cf le calcul de la contribution du choc avant au chapitre 10). Celle ci consiste en une première bosse, suivie d'une montée raide donnant lieu à une deuxième bosse de plus grande amplitude. La première bosse résulte de l'interaction du précurseur du sursaut avec le milieu extérieur, et la deuxième bosse de l'interaction du reste de l'éjecta (celui qui a donné les autres pics dans le sursaut) avec ce même milieu extérieur.

Nous pouvons voir figure (13.4) l'effet de la variation de la densité du milieu extérieur : lorsque la densité augmente, la rémanence devient plus brillante et la montée brusque de la deuxième bosse s'effectue de plus en plus tôt.

Nous fixons la densité pour obtenir le bon temps de montée de la deuxième bosse, soit  $t_m \simeq 250$  s, puis nous déterminons les paramètres microscopiques  $\alpha_e$ ,  $\alpha_B$  et  $p$ . Nous avons obtenu les valeurs suivantes comme meilleur ajustement aux observations :  $\alpha_e = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha_B = 10^{-5}$  et  $p = 2.5$ .

Nous avons ensuite considéré un environnement de type vent d'étoile massive. Un exemple de la courbe de lumière de la rémanence est donné figure 13.5, en comparaison avec la courbe de lumière de la rémanence pour un milieu uniforme de densité  $n = 3$  particules/cm<sup>3</sup>.

Nous pouvons remarquer que la première bosse est bien trop brillante par rapport aux observations, ce qui s'explique par le fait que le précurseur rencontre le vent au plus proche de l'étoile, là où il est le plus dense.

Les observations de *RAPTOR*, montrant une première bosse environ trois magnitudes plus faible que la seconde, favorisent donc clairement un environnement uniforme, à moins que des circonstances spéciales (la variation des paramètres microphysiques ou un proces-



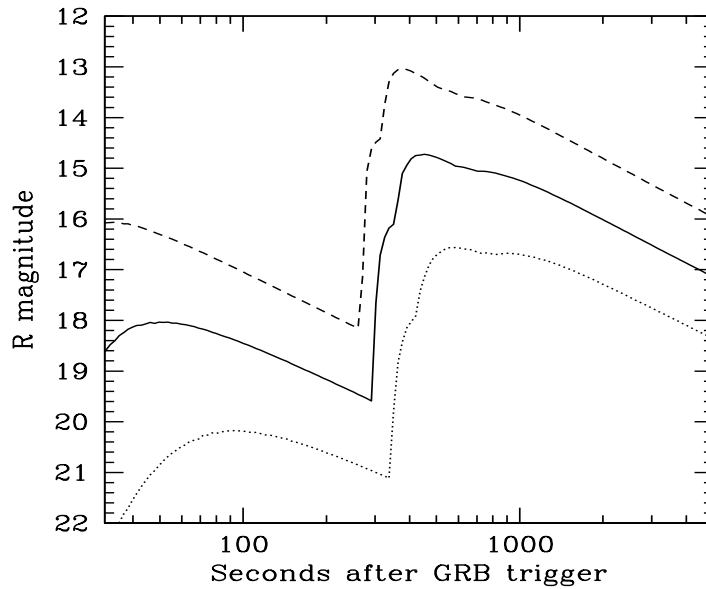


FIG. 13.4 – *Effet de la densité du milieu extérieur - pour un milieu uniforme - sur la rémanence. Les paramètres physiques sont  $\alpha_e = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $\alpha_B = 10^{-5}$  et  $p = 2.5$ . La densité  $n$  prend les valeurs 0.3 (ligne pointillée), 3 (ligne pleine) et 30 particules/cm<sup>3</sup>.*

sus de création de paires et d'accélération du milieu extérieur par exemple) ne puissent réduire fortement la contribution du précurseur. Ceci est un premier problème dans l'interprétation de ce sursaut dans le cadre du modèle "standard", puisqu'un milieu uniforme semble préférable à un milieu de type vent, pourtant à priori attendu si l'objet parent est une étoile très massive.

### 13.4 Effet du milieu extérieur sur le profil du sursaut.

La courbe de lumière de la rémanence obtenue pour une densité du milieu extérieur de  $n = 3$  particules/cm<sup>3</sup> s'approche suffisamment des observations, comme nous pouvons le voir figure 13.6. Sur cette figure nous avons aussi représenté la composante optique de l'émission du sursaut lui-même (l'émission optique prompte) pour  $\langle \alpha \rangle = 1.15$ . En effet, comme Vestrand et al., nous interprétons les observations optiques comme une superposition de la rémanence optique et d'une composante due au sursaut.

Cependant, la montée de la rémanence durant le sursaut n'est pas sans conséquences sur le profil de ce dernier. En effet, ceci implique que l'éjecta commence à être ralenti alors que l'émission gamma, et donc la phase de chocs internes, est toujours en cours. Le choc retour commence donc à traverser le jet avant que les chocs internes ne soient terminés,

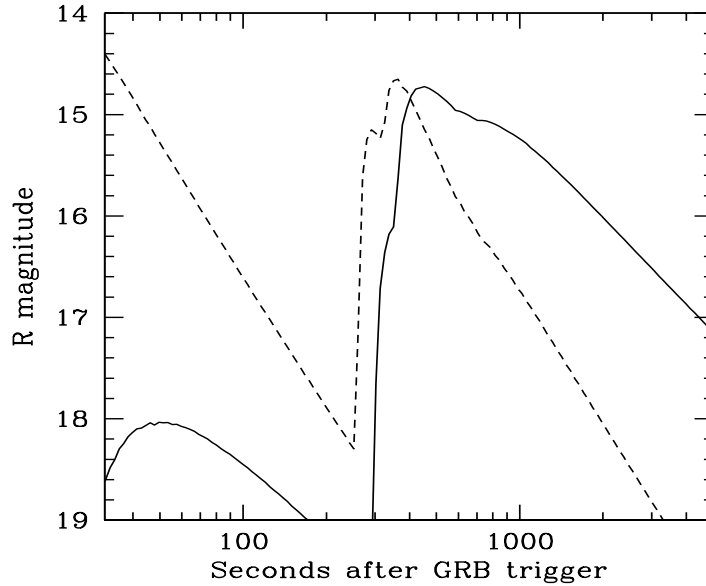


FIG. 13.5 – *Comparaison entre les rémanences obtenues dans un milieu de type vent et dans un milieu uniforme. Nous remarquons en particulier la première bosse bien trop brillante dans le cas du vent.*

ce qui modifie le profil de facteur de Lorentz, et donc le profil de l'émission gamma. Nous pouvons voir figure 13.7 l'effet d'une telle modification, où nous comparons le profil du sursaut en présence d'un milieu extérieur uniforme de densité  $n = 3 \text{ cm}^{-3}$  au profil du sursaut nu, c'est-à-dire pour une densité du milieu extérieur tendant vers zéro (profil déjà montré figure 13.2).

Nous remarquons la présence de nouveaux pics dès 300 s après le début du sursaut, ainsi qu'une amplitude moyenne plus grande que celle du profil nu. La similitude de ce profil avec les observations est bien moins grande que dans le cas du profil modélisé d'un sursaut nu. Il semble donc y avoir un problème intrinsèque à notre façon de modéliser le sursaut et sa rémanence. La section suivante propose quelques solutions étudiées pour résoudre cette difficulté.

## 13.5 Diverses solutions tentées

### 13.5.1 Réduction de la densité du milieu extérieur

La première possibilité pour revenir à un profil plus proche du sursaut nu, et la plus évidente, est de réduire la densité du milieu extérieur. Nous voyons cependant (figure 13.4)

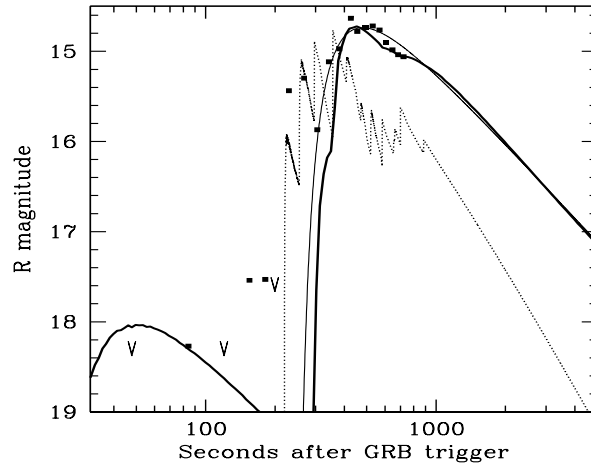


FIG. 13.6 – *Résultat de notre modèle comparé aux observations de RAPTOR. La ligne épaisse représente notre rémanence synthétique, la ligne pointillée la composante optique prompte pour  $\langle \alpha \rangle = 1.15$ . Les données de RAPTOR sont indiquées par des carrés pleins ou des “V” (limites supérieures). La ligne fine représente la fonction phénoménologique utilisée par Vestrand et al. (2006) pour décrire la rémanence.*

que lorsque  $n$  diminue le temps de montée de la deuxième bosse de la rémanence recule, ce qui nous éloigne des observations. Cette solution ne semble donc pas être la bonne.

### 13.5.2 Changement de la distribution de facteur de Lorentz

Nous savons que la montée de la rémanence durant l’activité gamma du sursaut, c’est-à-dire pendant les chocs internes, implique que le choc retour déforme le profil du sursaut. Nous avons donc cherché à tirer parti de ce fait, en faisant en sorte que le profil une fois déformé par le choc retour soit celui qui se rapproche des observations. Ne pouvant effectuer l’opération consistant à trouver le profil de facteur de Lorentz à partir d’un profil de sursaut gamma, nous avons dû estimer l’effet des déformations dues au choc retour. Pour cela, nous nous basons sur la figure 13.2. Nous voyons que la plus grande déformation vient du choc retour dans l’épisode de production du vent causant le troisième pic du sursaut (dans le sursaut nu). Les autres déformations, des pics supplémentaires ainsi qu’une hausse de la ligne de base, peuvent être considérés comme noyés dans le bruit des observations si elles ne sont pas trop importantes, ce qui semble possible à atteindre au vu de cette même figure 13.2.

Nous avons donc utilisé une distribution de facteur de Lorentz semblable à celle utilisée dans les parties précédentes de cette étude, mais avec six épisodes seulement - aucun

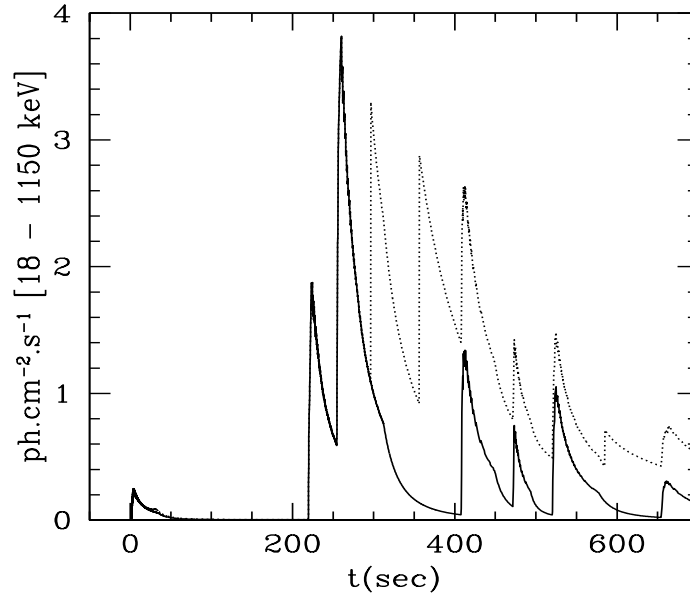


FIG. 13.7 – *Comparaison entre le profil du sursaut tenant compte du milieu extérieur  $n = 3 \text{ cm}^{-3}$  (pointillés) et le profil du sursaut nu (ligne continue).*

épisode ne donnant lieu à un pic en place du troisième pic des observations - et un réajustement des amplitudes des autres pics en tenant compte du fait que le choc retour contribue à les amplifier. Nous avons gardé les mêmes paramètres microphysiques pour le choc retour que pour les chocs internes

Nous montrons figure 13.8 un exemple de ce que nous avons pu obtenir. Nous remarquons que les deuxième et troisième pics (ce dernier créé par le choc retour dans l'épisode de facteur de Lorentz responsable du deuxième pic) sont bien trop intenses, d'un facteur deux à peu près, et que le reste du sursaut est trop surélevé par rapport au sursaut nu. De plus, si les temps de montée de la plupart des pics sont corrects, ce n'est pas le cas pour le troisième, qui vient trop tard - un temps de montée correct impliquerait une intensité encore plus grande de ce pic.

Si nous voulons obtenir le bon temps de montée pour le troisième pic, il nous faut augmenter la densité du milieu extérieur, et donc l'intensité générale du sursaut. Si nous voulons obtenir une intensité correcte pour les pics, nous devons baisser la densité du milieu extérieur, et donc le troisième pic sera trop tardif.

Nous voyons donc que cette tentative pour résoudre le problème de déformation du profil du sursaut n'est pas aussi satisfaisante au final qu'on pouvait l'espérer au départ.

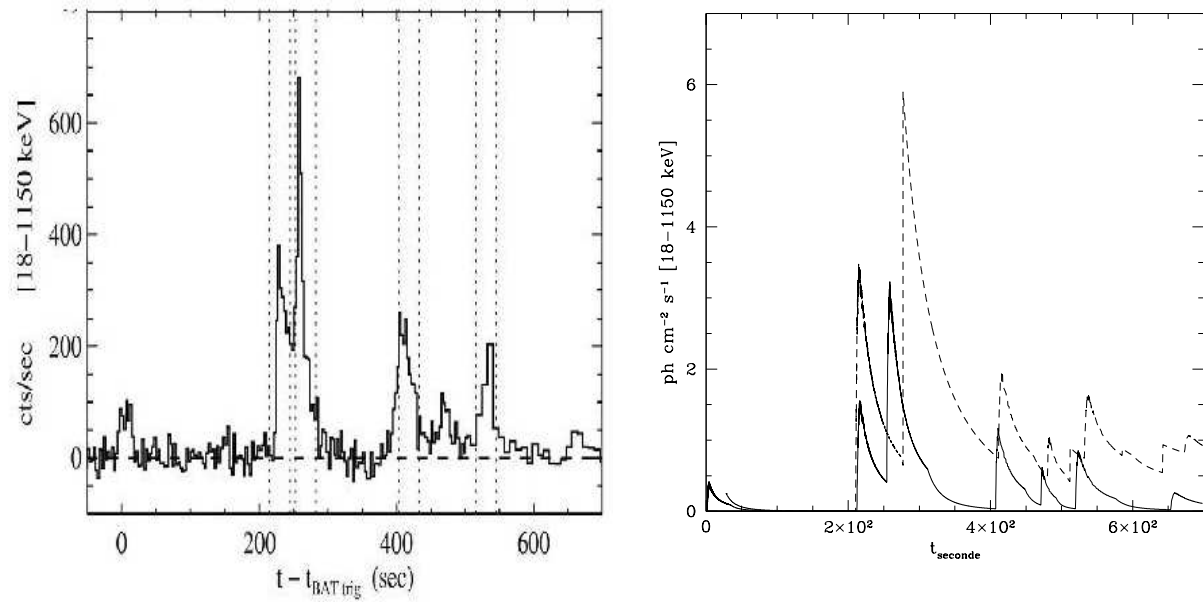


FIG. 13.8 – À gauche : *Rappel du profil gamma observe du sursaut*. À droite : *Profil synthétique du sursaut gamma dans la cas où le troisième pic est causé uniquement par le choc retour et non par les chocs internes (ligne en tirets) et le sursaut nu dans le cas de la distribution initiale de facteur de Lorentz (ligne pleine)*.

### 13.5.3 Processus de création de paires

Nous avons en troisième solution tenté d'utiliser le processus de création de paires. Ce processus résulte du flash gamma, qui pré-accélère le milieu extérieur, causant la formation d'une bulle de densité plus faible autour de la source (Madau & Thomson, 2002 [69]; Beloborodov, 2002 [5]), ce qui réduit l'effet du choc retour.

La figure 13.9 montre un exemple de courbe de lumière optique de la rémanence et de l'émission prompte dans le cas d'une bulle vide de rayon  $R_{bulle} = 3 \cdot 10^{17}$  cm. Nous voyons que les deux composantes sont affaiblies par rapport au cas initial (figure 13.6), et retardées, en particulier la rémanence. De plus, le sursaut reste déformé par le choc retour dans sa deuxième moitié : l'éjecta sort de la bulle de moindre densité (pour cette simulation,  $n_{bulle}/n = 0.1$ ) alors que la phase des chocs internes est toujours en cours. Ce cas de figure est cependant le meilleur compromis que nous ayons pu obtenir. En effet, si nous augmentons le rayon de la bulle, nous repoussons le moment où le milieu extérieur freinera l'éjecta, et donc le moment de la montée de la rémanence (en particulier de la deuxième bosse); de plus l'amplitude du sursaut et de la rémanence baisseront encore. Si au contraire nous réduisons le rayon de cette bulle, le temps de montée de la rémanence

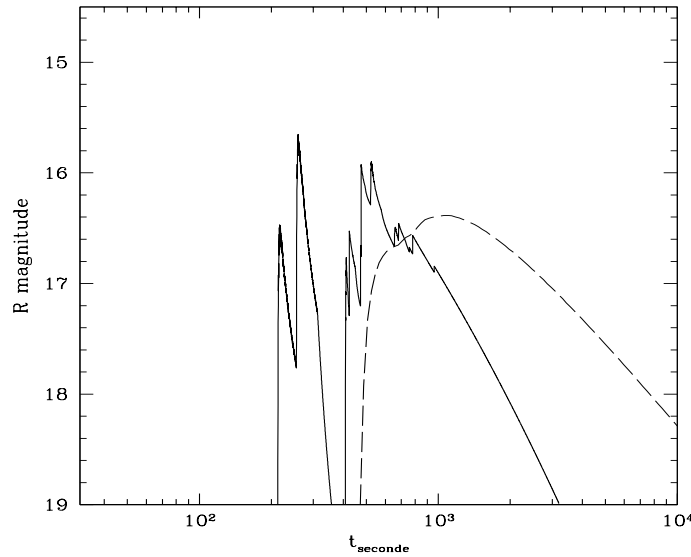


FIG. 13.9 – Courbes optiques de la rémanence et du sursaut obtenues dans le cas où le processus de création de paires a vidé une bulle de rayon  $R_{bulle} = 3 \cdot 10^{17}$  cm, dans laquelle la densité vaut  $n_{bulle} = 0.1n$ .

se rapprochera de la valeur observée, mais le sursaut sera de plus en plus déformé par le choc retour, jusqu'à retrouver le problème initial lorsque  $R_{bulle} \rightarrow 0$ .

Nous constatons donc que cette tentative n'est pas non plus concluante, nous avons toujours le même problème : si nous voulons obtenir la montée de la rémanence au bon moment, le sursaut est déformé par le choc retour jusqu'à ne plus ressembler au profil observé.

#### 13.5.4 Modèle électromagnétique

Le modèle "standard" ne semblant pas donner de résultat satisfaisant, nous avons tenté d'étudier la montée de la rémanence de GRB 050820A dans le cadre du modèle électromagnétique. Nous voyons figure 13.10 que nous pouvons reproduire fidèlement la courbe de lumière optique observée. Nous avons pris pour cette modélisation les valeurs suivantes :  $E = 8 \cdot 10^{53}$  erg,  $\alpha_e = 10^{-3}$ ,  $\alpha_B = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $p = 2.5$ , milieu uniforme de densité  $n = 1$  particule/cm<sup>-3</sup>,  $z = 2.612$ ,  $t_{source} = 268$  s. La source injecte l'énergie en deux "paquets" successifs, le deuxième étant 7.5 fois plus énergétique que le premier (qui donne la première bosse).

Cependant, ceci n'est pas véritablement concluant, puisque nous ne pouvons pas mo-

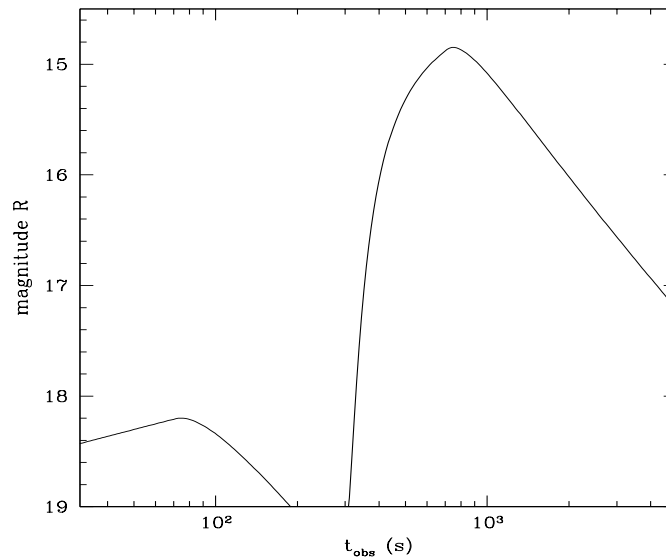


FIG. 13.10 – *Courbe de lumière optique de la rémanence obtenue dans le cadre du modèle électromagnétique.*

déliser le profil gamma du sursaut, et par conséquent nous ne pouvons voir les positions respectives du sursaut et de la rémanence. Un point en faveur de ce modèle est l'absence de choc retour, ce qui fait que le profil du sursaut ne sera donc pas déformé par sa présence, mais nous ne pouvons en dire plus en l'état actuel des choses.

## 13.6 Conclusion

Nous avons un code très bien adapté à l'étude des phases où chocs internes, choc avant et choc retour se superposent. Du fait de la montée de la rémanence durant l'émission prompte, GRB 050820A est un sursaut présentant exactement une telle caractéristique. Nous avons tenté de comprendre comment s'organisaient le sursaut et la rémanence dans le cadre du modèle "standard", où le choc avant cause la rémanence. Nous avons obtenu des résultats proches des observations, cependant des problèmes subsistent dans toutes les approches tentées : la montée de la rémanence durant l'activité du sursaut perturbe le profil gamma de ce dernier. La discussion dans le cadre du modèle électromagnétique n'est pas concluante, du fait de l'absence de simulations du sursaut lui même.

**Nous pouvons voir au final que l'interprétation de ce sursaut dans le cadre du modèle "standard" s'avère difficile, et va jusqu'à remettre en question**

la validité de ce modèle. Nous avons ici un indice supplémentaire qu'il faut peut-être chercher une alternative à ce modèle "standard". Il serait notamment intéressant de refaire une telle étude dans le cadre du modèle que nous développons au chapitre suivant, ce que le manque de temps ne nous a pas encore permis de faire.



# Chapitre 14

## Rémanence Précoce ( $\sim 10^2 - 10^4$ s)

Nous avons vu en section 6.2 que si aujourd’hui plusieurs théories étaient avancées pour tenter d’expliquer la forme de la rémanence précoce observée par *Swift*, aucune ne se révélait pleinement satisfaisante. Il est pourtant extrêmement important de connaître l’origine de cette phase des sursauts gamma, qui fait la transition entre l’émission prompte et la rémanence telle qu’elle était observée auparavant (pour des temps  $t \gtrsim 10^4$  s). Notre modèle nous permettant aisément, comme nous l’avons vu, de suivre à la fois les chocs internes, retour et avant, il est particulièrement adapté à l’étude d’une telle phase.

Nous allons donc dans ce chapitre expliquer notre modèle de la rémanence précoce : nous proposons qu’elle soit une contribution du choc retour. Nous nous attachons ici uniquement à l’aspect général de la rémanence précoce, c’est-à-dire la rémanence “canonique” tirée des observations de *Swift*, et pas du tout aux “flares”, qui constituent un travail à part entière que nous n’avons pu que débiter (section 14.8).

L’éjecta est souvent considéré comme ayant une vitesse à peu près constante sauf pour la matière éjectée au début, où la vitesse décroît lorsqu’on s’éloigne de l’origine. Dans ce cas, la source est considérée comme stoppant net l’émission de matière à la fin de l’éjecta. Nous considérons cependant naturel que la source s’arrête progressivement, ce qui fait que l’éjecta présente une queue de matière où les vitesses décroissent progressivement avec le temps d’émission.

Nous allons tout d’abord calculer la puissance dissipée par le choc retour pour une telle distribution de facteur de Lorentz dans et montrer qu’il est ainsi possible de reproduire les différentes pentes de la rémanence canonique. Nous allons ensuite discuter sous quelles conditions l’énergie ainsi dissipée peut être rayonnée en X, ce qui fait alors de notre modèle une alternative pour expliquer la rémanence X précoce.

## 14.1 Description détaillée du choc retour

Nous prenons tout d'abord une distribution de facteurs de Lorentz telle que celle de l'équation (11.1) du chapitre 11 que nous rappelons ici :

$$\Gamma(t) = \frac{\Gamma_M + \Gamma_m}{2} + \frac{\Gamma_M - \Gamma_m}{2} \cos\left(\pi \frac{t}{0.2t_W}\right) \quad (14.1)$$

si  $t < 0.2t_W$  et  $\Gamma(t) = \Gamma_M$  si  $t \geq 0.2t_W$ . Le choc retour traverse alors l'éjecta en très peu de temps (voir section 8.3), et ne peut donc expliquer une émission durant plusieurs jours. La situation est cependant différente si au lieu d'un arrêt brutal de la source au temps  $t = t_s$  (durée d'activité de la source), nous supposons que la source s'éteint progressivement, donnant lieu à une distribution de facteurs de Lorentz décroissant progressivement jusqu'à des valeurs faibles (pouvant atteindre l'unité) à  $t_s$ . Le facteur de Lorentz  $\Gamma$  étant le rapport  $\dot{E}/(\dot{M}c^2)$  des taux d'injection d'énergie et de masse, un faible facteur de Lorentz peut être la conséquence (i) d'une baisse de  $\dot{E}$ , de moins en moins d'énergie étant disponible de la source pour accélérer les baryons, et/ou (ii) un accroissement catastrophique de  $\dot{M}$ . Le premier cas semble plus naturel au moment des dernières phases d'activité de la source, et a été adopté pour la suite de cette étude.

Nous avons donc introduit une nouvelle distribution de facteur de Lorentz pour  $t > 0.5t_W$  :

$$\Gamma(t) = \Gamma_f + (\Gamma_M - \Gamma_f) \left[ \frac{1 - t/t_W}{0.5} \right]^\delta \quad (14.2)$$

Nous pouvons voir figure (14.1) un tracé de ce facteur de Lorentz dans le cas  $\Gamma_M = 200$ ,  $\Gamma_f = 2$ ,  $t_W = 10$  s et  $\delta = 1$ . Avec une telle distribution, la durée d'activité de la source ne change pas, mais le choc retour sera présent bien plus longtemps, jusqu'à ce que l'éjecta ait été ralenti au point que son facteur de Lorentz atteigne  $\Gamma \sim \Gamma_f$ .

## 14.2 Puissance dissipée

Considérant la distribution de facteur de Lorentz décrite précédemment, nous avons calculé la puissance dissipée dans différents types d'environnement, milieu extérieur uniforme ou de type vent. l'énergie gamma isotrope rayonnée vaut  $E_\gamma^{iso} = 10^{53}$  ergs. Nous avons considéré les valeurs 0.5, 0.1 et 0.05 du paramètre  $A^*$  dans le cas du vent et les valeurs 1000, 10 et 0.1 pour la densité  $n$  en nombre de particules par  $\text{cm}^{-3}$  dans le cas du milieu uniforme. Les profils résultants sont montrés figure 14.2 pour les valeurs  $\Gamma_f = 2$  et  $\delta = 1$  (voir équation 14.2). Nous avons cependant vérifié que ces profils changent très peu avec des variations de  $\Gamma_f$  entre 1 et 10 et de  $\delta$  entre 0.5 et 2.

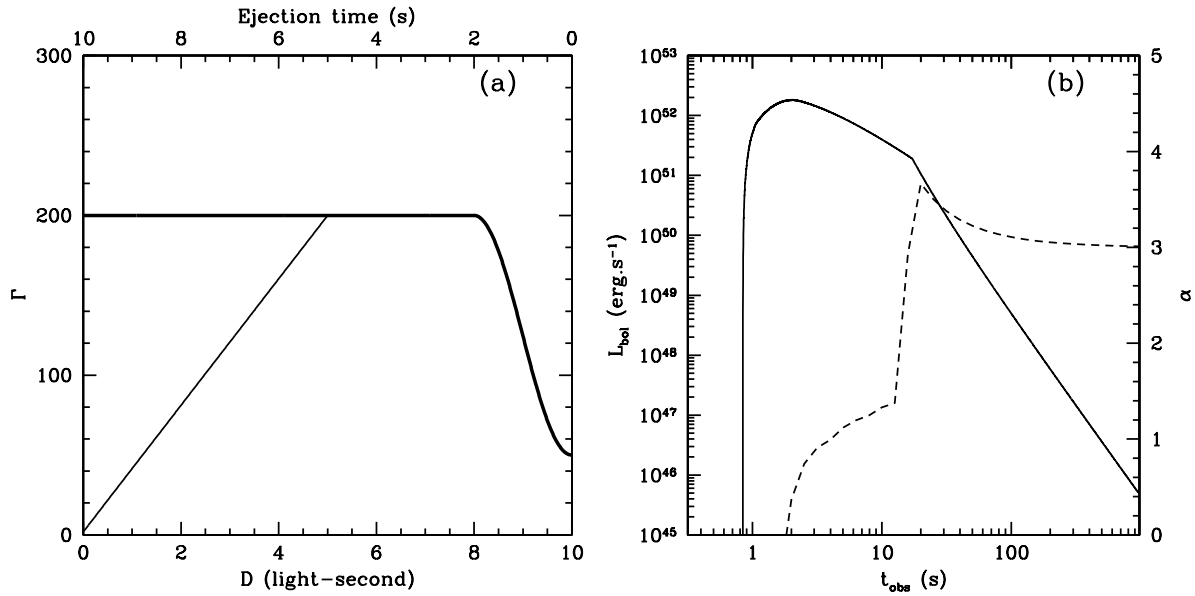


FIG. 14.1 – Sursaut à un seul pic. (a) : distribution initiale de facteur de Lorentz dans l'éjecta relativiste en fonction du temps d'éjection et de la distance  $D$  à la fin de l'éjection à la source (en secondes lumière). Ce facteur de Lorentz est décrit par l'équation (14.1), avec  $\Gamma_M = 200$ ,  $\Gamma_m = 50$ , et  $t_W = 10$  s (ligne épaisse) et par l'équation (14.2) avec  $\Gamma_f = 2$  et  $\delta = 1$  (ligne fine). (b) : Profil bolométrique correspondant à la distribution donnée par l'équation (14.1) (ligne pleine), accompagné de la pente temporelle correspondante (ligne pointillée). Après le maximum, le profil est d'abord contrôlé par la dynamique des chocs internes avant que les effets de courbure des surfaces émettrices ne dominent pour des temps supérieurs à environ 20 s.

Les courbes figure (14.2) montrent une ressemblance frappante avec les rémanences précoces observées en X par *Swift*. Nous voyons qu'après une centaine de secondes la composante du choc retour domine la queue de l'émission prompt (la descente de pente  $-3$  calculée précédemment). Aux temps longs le déclin suit une pente constante d'environ 1.5. La forme de la région intermédiaire est la plus sensible à la densité de l'environnement : à haute densité cette partie disparaît presque complètement, la pente  $\sim 1.5$  suivant directement le déclin rapide initial, et au contraire à haute densité cette partie devient complètement plate, et peut même présenter un minimum.

Pour comparaison, nous avons aussi tracé le cas du sursaut nu sur la figure 14.2. Sans milieu extérieur et pour une distribution de facteur de Lorentz donnée toujours par l'équation (14.1) avec  $\Gamma_f = 2$  et  $\delta = 1$ , nous trouvons qu'une part importante de l'éjecta (tout le matériel dont le facteur de Lorentz est plus petit que 140) n'est pas affectée par les

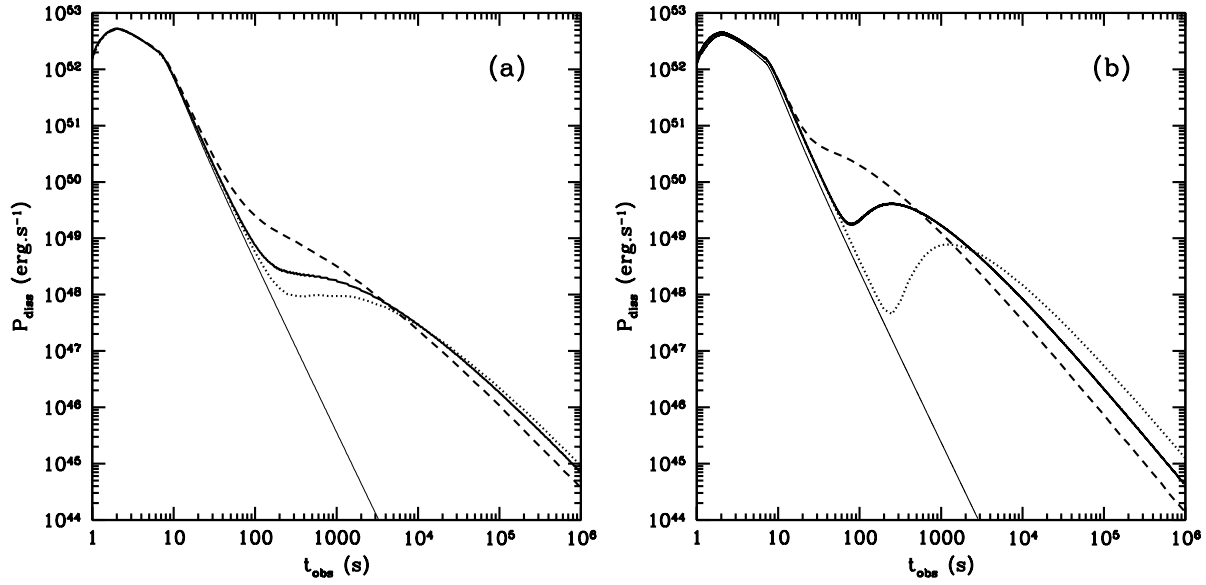


FIG. 14.2 – Puissance dissipée en fonction du temps observateur pendant la propagation du choc retour. Le facteur de Lorentz est donné par l'équation (14.2), avec  $\Gamma_f = 2$  and  $\delta = 1$ . (a) : cas d'un milieu extérieur de type vent avec  $A^* = 0.5$  (ligne de traits),  $A^* = 0.1$  (ligne pleine) et  $A^* = 0.05$  (ligne pointillée). (b) cas du milieu uniforme avec  $n = 1000$  (ligne en traits),  $n = 10$  (ligne pleine) et  $n = 0.1 \text{ cm}^{-3}$  (ligne pointillée). Dans chaque cas la ligne fine représente le sursaut nu.

chocs internes. Avec un milieu extérieur le choc retour se propage à travers ce matériel et produit la composante observée aux temps longs.

Pour comprendre le comportement de la contribution du choc retour nous considérons le modèle suivant, suffisamment simple pour être étudié analytiquement en détail : l'éjecta est considéré comme une couche unique de masse  $M_0$  et de facteur de Lorentz initial  $\Gamma_0$  (représentant le matériel rapide où ont eu lieu les chocs internes produisant l'émission prompt), suivi d'une queue plus lente de la forme

$$\Gamma(M) = \Gamma_f + (\Gamma_0 - \Gamma_f) \left( \frac{M}{M_s} \right)^\delta \quad (14.3)$$

où  $\Gamma_f$  est le facteur de Lorentz final à la fin de la queue et  $M_s$  la masse totale du matériel lent ( $M = 0$  correspond à la dernière couche émise et  $\delta$  permet de varier la forme de la queue). Nous pouvons remarquer que cette expression est directement tirée de l'équation (14.1) dans le cas où  $\dot{M}$  est constant. Une telle distribution ne donne pas lieu à des chocs

internes et la puissance dissipée  $P_{diss}$  est donc uniquement due au choc retour.

La contribution du choc retour est maximale à un temps proche du temps de décélération de la couche avant

$$t_{dec} = \frac{R_{dec}}{2c\Gamma_0^2} \quad \text{with} \quad R_{dec} = \left[ \frac{M_0(3-s)}{4\pi A\Gamma_0} \right]^{\frac{1}{3-s}} \quad (14.4)$$

où nous définissons la densité de la façon habituelle, c'est-à-dire  $\rho = Ar^{-s}$  avec  $A = \rho_0$  et  $s = 0$  pour un milieu uniforme et  $s = 2$  pour un milieu de type vent. Bien qu'une solution analytique complète puisse être obtenue, nous n'avons considéré que son comportement asymptotique en supposant que la couche avant suit la solution de Blandford-McKee (décrite en section 5.2.1), c'est-à-dire qu'elle n'est que peu affectée par l'ajout d'énergie du matériel lent la rattrapant peu à peu. La comparaison de cette approximation à des simulations numériques montre qu'elle introduit une erreur de l'ordre de 25%. Pour calculer les facteurs de Lorentz et énergie dissipée dans la collision nous considérerons le cas simplifié décrit à la fin du chapitre 7.3. Le facteur de Lorentz de la couche avant sera noté  $\Gamma_a$ ; la masse et le facteur de Lorentz de la couche frappant cette couche avant seront  $M_1$  et  $\Gamma_1$ . Les équations (7.5) et (7.7) du chapitre 7.1 se réécrivent donc

$$\Gamma_r = \sqrt{\Gamma_1\Gamma_2} \sqrt{\frac{M_0\Gamma_a + (M - M_0)\Gamma_a\gamma_i + M_1\Gamma_1}{M_0\Gamma_1 + (M - M_0)\Gamma_1\gamma_i + M_1\Gamma_a}} \quad (14.5)$$

$$E_{diss} = [M_0\Gamma_a + (M - M_0)\Gamma_a\gamma_i + M_1\Gamma_1 - (M_0 + (M - M_0)\gamma_i + M_1)\Gamma_r] c^2 \quad (14.6)$$

Nous pouvons écrire la puissance dissipée dans le choc retour comme suit :

$$P_{diss} = -\frac{dM}{d\Gamma} \frac{d\Gamma}{dt} \Gamma e_{diss} c^2 \quad (14.7)$$

où  $t$  est le temps observateur quand une couche de facteur de Lorentz  $\Gamma$  rattrape la couche avant.

La fraction  $e_{diss}$  de l'énergie cinétique du matériel arrivant dissipée dans la collision peut être obtenue à partir des équation (14.5) et (14.6) en prenant  $M_1 \ll M_0 + (M - M_0)\Gamma_i$ , ce qui donne

$$e_{diss} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{\Gamma_a}{\Gamma} \right) \right]^2 \quad (14.8)$$

Où  $\Gamma_a$  est le facteur de Lorentz de la couche avant donné par la solution de Blandford-McKee

$$\Gamma_a \simeq \Gamma_0 \left( \frac{R}{R_d} \right)^{-\lambda} \quad (14.9)$$

avec  $\lambda = \frac{3-s}{2} = 3/2$  pour un milieu uniforme et  $\lambda = 1/2$  pour un milieu de type vent. Utilisant la relation  $dR/dt = 2c\Gamma_a^2$  nous obtenons la relation entre le rayon du choc et le temps observateur :

$$\frac{t}{t_d} = \frac{1}{2\lambda + 1} \left( \frac{R}{R_d} \right)^{2\lambda+1}. \quad (14.10)$$

Avec la distribution de facteur de Lorentz que nous supposons (équation 14.3), les couches de matière ont des vitesses initiales croissantes avec le rayon, et se déplacent donc indépendamment les unes des autres à un facteur de Lorentz  $\Gamma$  fixe jusqu'à rattraper la couche avant (notons que si le facteur de Lorentz n'est initialement pas complètement monotone, des chocs internes vont avoir lieu, réorganisant ainsi le matériel par ordre croissant de vitesse avec le rayon). Nous négligeons de plus le fait que le matériel lent est émis durant un certain temps et nous écrivons ainsi la position de chaque couche en fonction du temps observateur. Pour des temps observateurs longs devant celui des chocs internes, l'équation suivante reste donc valable :

$$\frac{R}{R_d} = \frac{t}{t_d} \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^2. \quad (14.11)$$

Éliminant le rayon entre les équations (14.10) et (14.11), nous obtenons le temps auquel une couche de facteur de Lorentz  $\Gamma$  rattrape le choc avant :

$$\frac{t}{t_d} = (2\lambda + 1)^{1/2\lambda} \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^{-\frac{2\lambda+1}{\lambda}}. \quad (14.12)$$

Nous calculons ensuite, à partir des équations (14.9), (14.10) et (14.12), le facteur de Lorentz  $\Gamma_a$  de la couche avant lorsqu'une couche de facteur de Lorentz  $\Gamma$  la rattrape :

$$\Gamma_a = \Gamma(2\lambda + 1)^{-1/2}. \quad (14.13)$$

Afin d'obtenir la puissance dissipée sous la forme d'une simple loi de puissance, nous écrivons

$$\frac{dM}{d\Gamma} = \frac{M_s}{\delta\Gamma_0} \left( \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right)^{\frac{1-\delta}{\delta}} \quad (14.14)$$

c'est-à-dire que nous utilisons l'équation (14.3) en prenant  $\Gamma_f = 0$ , ce qui n'est évidemment pas correct mais ne change pas le comportement de la solution dans le régime relativiste. Combinant les équations (14.12), (14.13) et (14.14) nous obtenons finalement

$$P_{diss}(t) = \Phi(\lambda, \delta) \frac{\Gamma_0 M_s c^2}{\delta t_d} \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-\left[\frac{3\lambda+1+\lambda/\delta}{2\lambda+1}\right]} \quad (14.15)$$

où

$$\Phi(\lambda, \delta) = \frac{\lambda}{2} \left[ 1 - (2\lambda + 1)^{-1/2} \right]^2 \times (2\lambda + 1)^{\frac{1-\delta(1+4\lambda)}{2\delta(2\lambda+1)}}. \quad (14.16)$$

Pour  $\delta = 1$  et les deux valeurs intéressantes de  $\lambda$ , la puissance dissipée devient

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{diss}}}{\Gamma_0 M_s c^2 / t_d} &= 6.6 \cdot 10^{-2} \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-7/4} \quad \text{pour } \lambda = 3/2 \text{ (milieu uniforme)} \\ &= 1.5 \cdot 10^{-2} \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-3/2} \quad \text{pour } \lambda = 1/2 \text{ (vent)} \end{aligned} \quad (14.17)$$

qui est en accord avec les comportements asymptotiques des courbes de lumières montrées figure 14.2.

### 14.3 L'énergie dissipée peut-elle être émise en X ?

Nous venons de trouver la puissance dissipée, dont le profil ressemble beaucoup à celui des rémanences observées par *Swift*. Cependant, avec les hypothèses habituelles la contribution du choc retour se manifesterait principalement en visible et infrarouge (Sari & Piran, 1999 [102]). De plus, l'émission aurait principalement lieu dans le régime "slow cooling", de sorte que la courbe de lumière observée ne serait pas a priori proche de la courbe de puissance dissipée. Nous examinons donc sous quelles conditions une partie importante de l'énergie dissipée peut être émise (i) en X, et (ii), dans le régime "fast cooling". Nous avons vu au chapitre 9.1 que les énergies et temps caractéristiques synchrotron se comportaient comme

$$E_{\text{syn}} \propto B \Gamma_e^2 \quad \text{et} \quad t_s \propto B^{-2} \Gamma_e^{-1} \quad (14.18)$$

dans le repère du matériel choqué. Pour que les électrons rayonnent à haute énergie il faut  $B$  grand et  $\Gamma_e^2$  grand. Pour avoir  $B$  grand il faut  $\alpha_B$  grand et pour avoir  $\Gamma_e^2$  grand il faut  $\alpha_e$  grand (et  $\zeta$  petit, voir chapitre 9.1). Il faut donc équipartition, c'est-à-dire  $\alpha_B = \alpha_e = \alpha_{\text{baryons}} = 1/3$ .

Nous pouvons visualiser des exemples de courbes de lumière synthétiques dans la bande *XRT* 0.3 – 10 keV figure 14.3, obtenues dans le cas de l'équipartition de l'énergie dissipée,  $\zeta = 10^{-2}$ ,  $p = 2.5$  et un redshift supposé  $z = 2$ , typique de la population des sursauts de *Swift* (Jakobsson et al., 2006 [50]). Ces courbes de lumière semblent bien reproduire ce qu'on peut voir sur beaucoup d'observations de *Swift*, en particulier dans le cas d'un milieu extérieur de type vent. Au contraire, un milieu uniforme donne souvent lieu à un minimum suivi d'une bosse, ce qui n'a pas été couramment observé.

### 14.4 Autres longueurs d'onde

Nous venons de voir que notre modèle semble pouvoir reproduire correctement les courbes de lumière de rémanences précoces telles qu'observées par *Swift*. Cependant, pour

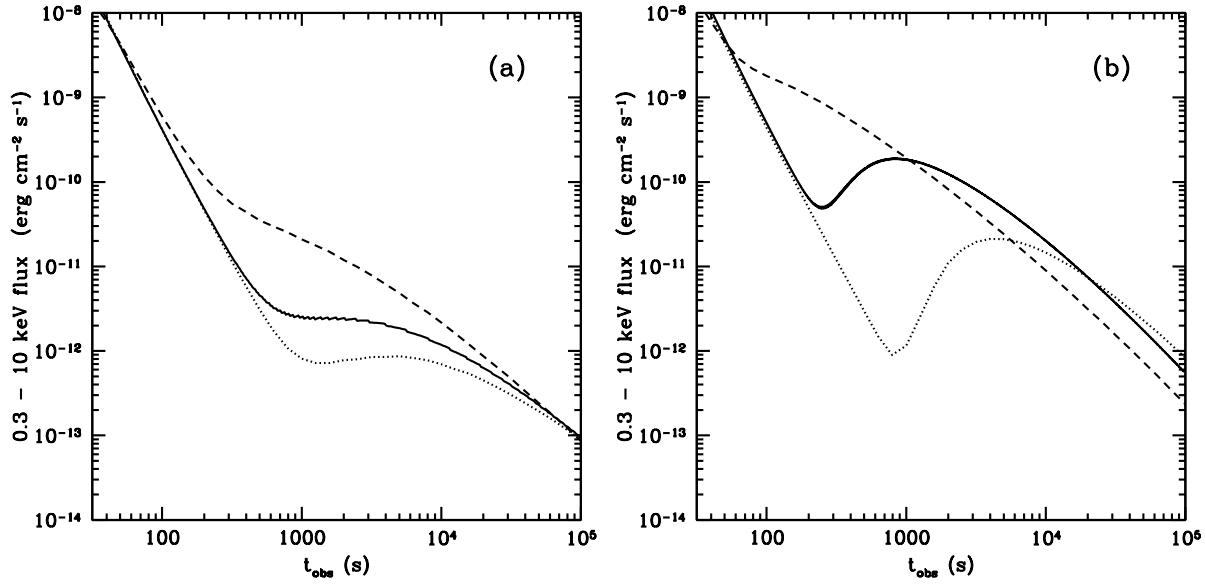


FIG. 14.3 – Courbes de lumière en X dans la bande 0.3 – 10 keV des modèles de la figure 14.2. Les paramètres de redistribution de l'énergie post choc sont  $\alpha_e = \alpha_B = 1/3$  et  $\zeta = 10^{-2}$ . Le redshift vaut  $z = 2$ . Les différents cas considérés figure 14.2 sont représentés par les mêmes lignes pleine, pointillée et en tirets.

que les rémanences précoces soient un effet du choc retour, la contribution du choc avant doit être plus faible : cela implique soit un transfert de l'énergie dissipée peu efficace vers les électrons ( $\alpha_e \lesssim 10^{-2}$ ) ou le champ magnétique ( $\alpha_B \lesssim 10^{-5}$ ) dans le matériel choqué. Des difficultés à produire un champ magnétique assez important s'étendant dans les régions émettrices des rémanences ont par exemple été soulignées par Milosavljević et Nakar (2006, [74]). Si le choc retour domine en X, qu'en est-il dans les autres longueurs d'onde, en particulier le visible ? Nous avons vérifié que des petites valeurs de  $\alpha_e$  et/ou de  $\alpha_B$  pour le choc avant impliquent la plupart du temps que le choc retour domine aussi en visible. Il nous faut donc vérifier la cohérence de notre modèle à des longueurs d'ondes plus grandes.

Afin de mieux comprendre le comportement multi-longueur d'ondes de notre modèle, nous étudions les comportements du flux maximum  $F_M$  et des fréquences caractéristiques synchrotron et de refroidissement  $\nu_m$  et  $\nu_c$ , d'après Sari, Piran et Narayan (1998, [104]). Comme nous l'avons vu, ces trois quantités dépendent du temps observateur  $t$ , du nombre total d'électrons accélérés  $N_e$ , du champ magnétique dans le matériel choqué  $B$ , du facteur



de Lorentz des électrons  $\Gamma_e$  et du facteur de Lorentz du matériel émetteur  $\Gamma$  :

$$F_M \propto \Gamma B N_e \quad (14.19)$$

$$\nu_m \propto \Gamma \Gamma_e^2 B \quad (14.20)$$

$$\nu_c \propto \Gamma^{-1} B^{-3} t^{-2} \quad (14.21)$$

Nous considérons leur comportement asymptotique décrit dans la section précédente, dans le cas particulier d'un environnement de type vent. L'évolution de  $\Gamma$  est donnée par l'équation (14.12) qui peut se réécrire

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 \left( \frac{t}{2t_d} \right)^{-1/4} = 119 \Gamma_2 \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-1/4} \quad (14.22)$$

où  $\Gamma_2 = \Gamma_0/100$ .

Les équations (14.8), (14.13) et l'expression de  $\Gamma_e$  (équation (9.12) chapitre 9.2) montrent que  $\Gamma_e$  atteint une valeur constante

$$\Gamma_e = 4.3 \cdot 10^{-2} \frac{m_p}{m_e} \frac{\alpha_e}{\zeta} \frac{p-2}{p-1} = 79 \frac{\alpha_e}{\zeta} \frac{p-2}{p-1} \quad (14.23)$$

où nous avons ajouté le facteur de normalisation  $\frac{p-2}{p-1}$  dans l'expression de  $\Gamma_e$ . Il est plus commode pour la suite d'exprimer le champ magnétique à partir de la continuité de la densité d'énergie à la surface de discontinuité plutôt que d'utiliser l'expression habituelle (équation (9.5) section 9.1) :

$$B = (32\pi\alpha_B c^2 A)^{1/2} \frac{\Gamma}{R} \quad (14.24)$$

où  $A$  est la constante du vent habituelle (non normalisée). Avec les équations (14.10) pour  $R$  et (14.22) pour  $\Gamma$  nous obtenons

$$B(t) = 3 \cdot 10^4 \frac{(\alpha_B A^*)^{1/2}}{t_d \Gamma_2} \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-3/4} \text{ G} \quad (14.25)$$

Finalement, le nombre d'électrons accélérés peut être obtenu à partir de l'équation (14.14) qui, pour  $\delta = 1$  donne

$$N_e(t) = \frac{2\zeta E_l}{\Gamma_0 m_p c^2} \left[ 1 - 1.19 \left( \frac{t}{t_d} \right)^{-1/4} \right] \quad (14.26)$$

où  $E_l = \frac{1}{2}\Gamma_0 M_l c^2$  est l'énergie totale dans le matériel lent.

Nous pouvons enfin calculer les expressions de  $F_M$ ,  $\nu_m$  et  $\nu_c$  à partir des équations (14.22), (14.23), (14.25) et (14.26) :

$$\begin{aligned} F_M &= 1.4 \cdot 10^8 \frac{(1+z)}{D_{28}^2} \frac{(\zeta E_{53})(\alpha_B A^*)^{1/2}}{\Gamma_2} \times \frac{1}{t} \text{ mJ} \\ \nu_m &= 9.15 \cdot 10^{16} (\alpha_B A^*)^{1/2} \left(\frac{\alpha_e}{\zeta}\right)^2 \left(\frac{p-2}{p-1}\right)^2 \times \frac{1}{t} \text{ Hz} \\ \nu_c &= 8.2 \cdot 10^8 \frac{t_{\text{dec}}^{1/2} \Gamma_2^2}{(\alpha_B A^*)^{3/2}} \times t^{1/2} \text{ Hz} \end{aligned} \quad (14.27)$$

avec  $E_{53} = E_\gamma^{\text{iso}}/(10^{53} \text{ erg})$  et où l'expression de  $F_M$  a été écrite dans la limite  $t \gg t_d$ .

Comparons ces expressions avec celles du cas du choc avant (voir figure 5.5 de la section 5.2.1) :  $F_M \propto t^{-1}$ , et  $\nu_m$  décroît moins rapidement, en  $t^{-1}$  au lieu de  $t^{-3/2}$ . Pour un environnement de type vent, la fréquence de refroidissement  $\nu_c$  à la même dépendance  $\nu_c \propto t^{1/2}$ .

Nous pouvons aussi calculer le temps  $t_p$  de passage du régime “fast cooling” ( $\nu_m > \nu_c$ ) au régime “slow cooling” ( $\nu_m < \nu_c$ ) :

$$t_p = 2.3 \cdot 10^6 \left( \frac{p-2}{p-1} \frac{\alpha_B \alpha_e A^*}{\zeta \Gamma_2} \right)^{4/3} t_{\text{dec}}^{-1/3} \Gamma_2^{-2} \text{ s}. \quad (14.28)$$

Dans le cas d'un vent de constante normalisée, et avec les valeurs suivantes des paramètres physiques :  $E_{53} = 1$ ,  $\Gamma_2 = 1$ ,  $\alpha_e = \alpha_B = 1/3$ ,  $\zeta = 10^{-2}$ ,  $p = 2.5$ ,  $A^* = 0.1$  et  $t_d = 100$  s, le temps observateur de changement de régime vaut  $t_p^{\text{obs}} = 3.7$  heures.

### 14.4.1 Calcul du flux dans différents régimes

De ces expressions nous pouvons tirer le flux à une fréquence unique (en unité de  $10^{17.4}$  Hz, correspondant à 1 keV) dans les régimes “fast cooling” et “slow cooling” (Sari, Piran et Narayan, 1998 [104]) :

#### Régime “fast cooling”

$\nu < \nu_c$  :

$$\begin{aligned} F_\nu &= F_M \left( \frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/3} \\ &= 10^{11} \frac{(1+z)^{4/3}}{D_{28}^2} \frac{(\zeta E_{53})(\alpha_B A^*)}{t_d^{1/6} \Gamma_2^{5/3}} \nu_{17.4}^{1/3} \times t^{-7/6} \text{ mJ} \end{aligned} \quad (14.29)$$

$\nu_c < \nu < \nu_m$  :

$$\begin{aligned} F_\nu &= F_M \left( \frac{\nu}{\nu_c} \right)^{-1/2} \\ &= 7.7 \cdot 10^3 \frac{(1+z)^{1/2}}{D_{28}^2} \frac{(\zeta E_{53}) t_d^{1/4}}{(\alpha_B A^*)^{1/4}} \nu_{17.4}^{-1/2} \times t^{-3/4} \text{ mJ} \end{aligned} \quad (14.30)$$

$\nu > \nu_m$  :

$$\begin{aligned} F_\nu &= F_M \left( \frac{\nu_m}{\nu_c} \right)^{-1/2} \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{-p/2} \\ &= 1.3 \cdot 10^4 \times 0.36^{p/2} \frac{(1+z)^{1-p/2}}{D_{28}^2} (\zeta E_{53}) (\alpha_B A^*)^{\frac{p-2}{4}} t_d^{1/4} \\ &\times \left( \frac{\alpha_e}{\zeta} \right)^{p-1} \left( \frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \nu_{17.4}^{-p/2} \times t^{-\frac{2p+1}{4}} \text{ mJ} \end{aligned} \quad (14.31)$$

**Régime “slow cooling”**

$\nu < \nu_m$  :

$$\begin{aligned} F_\nu &= F_M \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{1/3} \\ &= 2 \cdot 10^8 \frac{(1+z)^{4/3}}{D_{28}^2} \frac{(\zeta E_{53}) (\alpha_B A^*)^{1/3}}{\Gamma_2} \\ &\times \left( \frac{\alpha_e}{\zeta} \right)^{-2/3} \left( \frac{p-2}{p-1} \right)^{-2/3} \nu_{17.4}^{1/3} \times t^{-2/3} \text{ mJ} \end{aligned} \quad (14.32)$$

$\nu_m < \nu < \nu_c$  :

$$\begin{aligned} F_\nu &= F_M \left( \frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\frac{1-p}{2}} \\ &= 1.4 \cdot 10^8 \times 0.36^{\frac{p-1}{2}} \frac{(1+z)^{\frac{3-p}{2}}}{D_{28}^2} \frac{(\zeta E_{53}) (\alpha_B A^*)^{\frac{p+1}{4}}}{\Gamma_2} \\ &\times \left( \frac{\alpha_e}{\zeta} \right)^{p-1} \left( \frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \nu_{17.4}^{(1-p)/2} \times t^{-\frac{p+1}{2}} \text{ mJ} \end{aligned} \quad (14.33)$$

$\nu > \nu_c$  :

$$\begin{aligned}
F_\nu &= F_M \left( \frac{\nu_m}{\nu_c} \right)^{\frac{p-1}{2}} \left( \frac{\nu}{\nu_c} \right)^{-\frac{p}{2}} \\
&= 1.3 \cdot 10^4 \times 0.36^{p/2} \frac{(1+z)^{1-p/2}}{D_{28}^2} (\zeta E_{53}) (\alpha_B A^*)^{\frac{p-2}{4}} t_d^{1/4} \\
&\times \left( \frac{\alpha_e}{\zeta} \right)^{p-1} \left( \frac{p-2}{p-1} \right)^{p-1} \nu_{17.4}^{-p/2} \times t^{-\frac{2p+1}{4}} \text{ mJ}
\end{aligned} \tag{14.34}$$

### 14.4.2 Conséquences

Pour mieux comprendre les comportements de  $F_M$ ,  $\nu_m$  et  $\nu_c$ , prenons un exemple :  $\Gamma_2 = 1$ ,  $\alpha_e = \alpha_B = 1/3$ ,  $\zeta = 10^{-2}$ ,  $p = 2.5$ ,  $A^* = 0.5$  et  $t_d = 100$  s. Ainsi, la transition entre les régimes “fast cooling” et “slow cooling” ( $\frac{\nu_c}{\nu_m} = 1$ ) arrive à  $t = 1.3(1+z)$  jours. Nous adoptons pour la suite les fréquences X et optiques suivantes :  $\nu_X = 2.4 \cdot 10^{17}$  Hz correspondant à 1 keV, et  $\nu_V = 4.8 \cdot 10^{14}$  Hz correspondant à 2 eV. Le redshift sera pris égal à  $z = 2$ .

Nous avons effectué des simulations numériques avec ces paramètres, sauf  $\zeta$  que nous varions de  $3 \cdot 10^{-3}$  à  $3 \cdot 10^{-2}$ . Nous adoptons de plus un rougissement  $A_V = 0.5$  dans la galaxie hôte du sursaut. Les courbes de lumière X et optiques résultantes sont montrées figure 14.4.

Nous remarquons que pour  $\zeta = 3 \cdot 10^{-3}$  et  $10^{-2}$  elles montrent des cassures chromatiques, et présentent de remarquables similitudes avec les courbes de rémanences des sursauts GRB 050802, GRB 050922C et GRB 050801 montrées dans Panaitescu (2006, [87]).

Pour expliquer ces cassures chromatiques, il faut expliquer pourquoi les comportements des courbes X et visible sont différentes, ce que nous allons voir maintenant (pour toutes les dépendances en fréquence et en temps, se référer à la section précédente).

**Pourquoi la courbe visible ne suit-elle pas initialement la courbe X ?** Comme nous le voyons sur les schémas figure 14.5, la fréquence  $\nu_X$  passe dès les premières secondes au dessus de  $\nu_m$  et donc, puisqu’à ce moment nous sommes en régime “fast cooling”,  $F_X \propto \nu_c^{1/2} \nu_m^{(p-1)/2}$ . Or, la fréquence optique est au départ entre  $\nu_m$  et  $\nu_c$  (nous sommes toujours en régime “fast cooling”), et se comporte donc comme  $F_V \propto \nu_c^{1/2}$ . Nous avons de plus vu (équations (14.19) de la section 14.4) que seule  $\nu_m$  dépend du facteur de Lorentz des électrons et pas  $F_M$  ni  $\nu_c$ .

Or, c'est ce facteur de Lorentz qui a une forme présentant un creux puis une bosse avant de reprendre une descente douce : au moment où le choc retour commence à se propager dans la queue lente de la matière il est peu intense, et le facteur de Lorentz des électrons est donc à ce moment plus faible, d'où le creux ; lorsque le choc retour se propage plus loin dans la queue il redevient plus fort, ce qui explique la bosse, puis la reprise de la descente douce de  $\nu_m$ .

C'est donc la présence ou l'absence de  $\nu_m$  dans la dépendance des flux qui fait que le flux optique présente aux temps courts un déclin doux et régulier tandis que le flux X présente une forme rappelant celle de  $\Gamma_e$ .

**Pourquoi voyons-nous une cassure en optique et pas en X ?** La fréquence optique est initialement entre  $\nu_m$  et  $\nu_c$  dans le régime "fast cooling", mais passe au dessus de  $\nu_m$  au bout de quelques heures (2.6 heures avec les paramètres décrits au début de cette section). Le flux optique prend alors la même dépendance en  $\nu_m$  que le flux X, et les deux courbes se suivent. Les dépendances temporelles avant et après ce passage de  $\nu_m$  par  $\nu_V$  étant  $t \propto t^{-3/4}$  pour  $\nu_m > \nu_V > \nu_c$  et  $t \propto t^{-(2p+1)/4} = t^{1.5}$  (dans le cas de

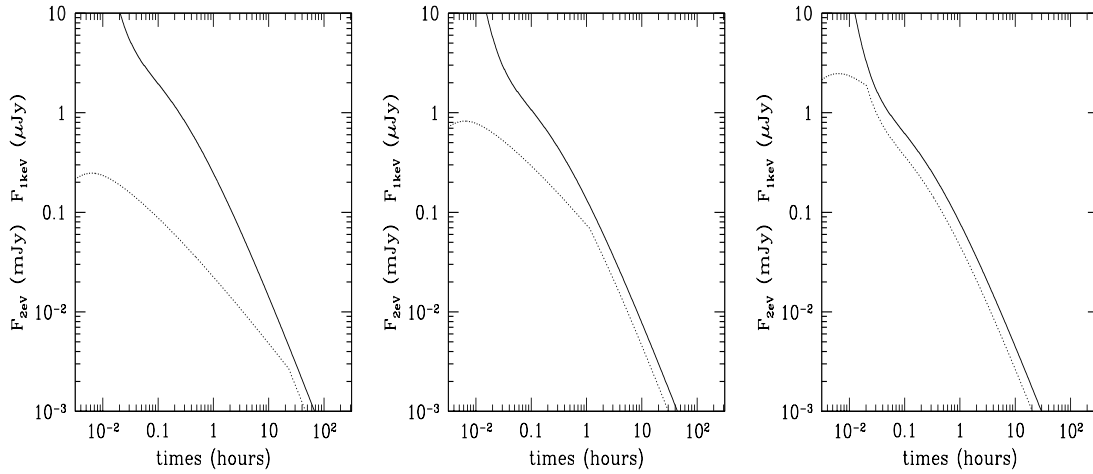


FIG. 14.4 – Courbes de lumière de rémanences précoces X (ligne pleine) et visible (ligne pointillée) produites par le choc retour pour  $\alpha_e = \alpha_B = 0.33$ ,  $p = 2.5$ ,  $\Gamma_2 = 1$ ,  $A^* = 0.5$ ,  $t_d = 100$  s,  $A_V = 0.5$  et, de gauche à droite,  $\zeta = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $10^{-2}$  et  $3 \cdot 10^{-2}$ . Nous pouvons constater combien ces courbes présentent des ressemblances avec celles des rémanences précoces de GRB 050802, GRB 050922C et GRB 050801 telles que montrées dans Panaitescu (2006, [87]) - voir Figure 5.1.

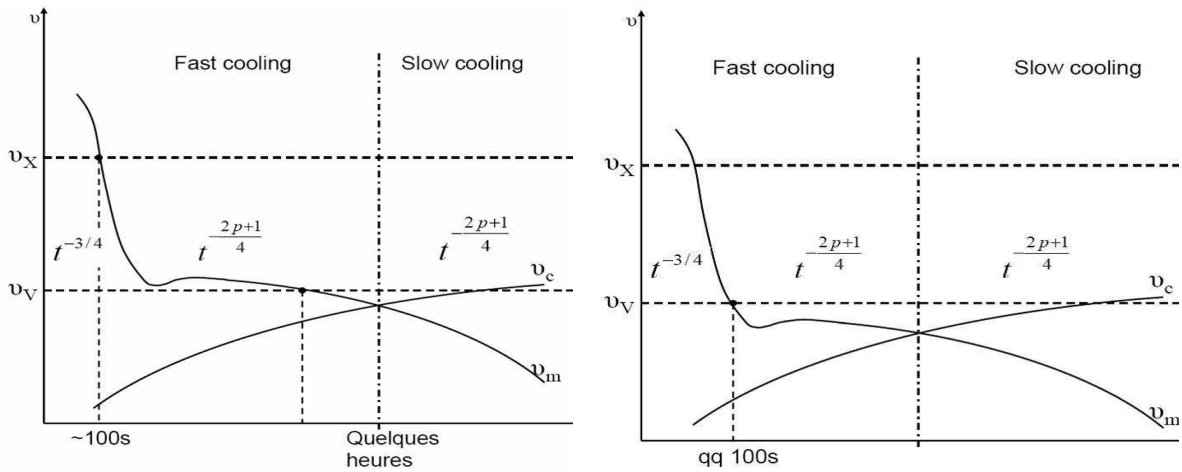


FIG. 14.5 – Schémas des comportements complets de  $\nu_m$  et  $\nu_c$ , ainsi que les positions des fréquences d’observation visible et X par rapport à ces deux fréquences caractéristiques. Les deux figures marquent l’évolution de ces courbes lorsque  $\zeta$  augmente : la courbe de gauche représente le cas pour  $\zeta \leq 10^{-2}$ , la courbe de droite pour un  $\zeta$  plus grand. Au milieu sont marquées les dépendances temporelles des flux pour les cas considérés pour  $\nu_m$  et  $\nu_c$ . Nous pouvons remarquer l’absence de changement de pente lors du passage de  $\nu > \nu_m$  dans le régime “fast cooling” à  $\nu > \nu_c$  dans le régime “slow cooling”.

l’exemple précédent) pour  $\nu_V > \nu_m$ , nous observons donc une cassure de la courbe de lumière au moment du passage de fréquence. Dans l’exemple précédent, nous observons un changement de pente de 0.75 à 1.5. Cette cassure étant due à un passage de fréquence, il s’agit d’une cassure spectrale.

Nous pouvons objecter que la fréquence X passe aussi de  $\nu_m > \nu_X > \nu_c$  à  $\nu_X > \nu_m$ , et qu’on devrait donc aussi observer une cassure dans la courbe X. Cependant, cette cassure a lieu à petit temps ( $t \sim 100s$ ), et est donc noyée dans la contribution des chocs internes (l’émission prompte). C’est pourquoi elle n’est pas visible.

De plus, il est important de noter qu’il n’y a pas de cassure observée lors du passage du régime “fast cooling” au régime “slow cooling”. En effet, le passage se fait pour les deux fréquences (optique et X) du cas  $\nu > \nu_m$  du régime “fast cooling” au cas  $\nu > \nu_c$  du régime “slow cooling”, et dans les deux situations la dépendance temporelle du flux est  $F_\nu \propto t^{-(2p+1)/2}$ .

**Évolution du temps de cassure avec  $\zeta$  :** Nous avons vu que  $\nu_m \propto \Gamma_e^2$  et que  $\Gamma_e \propto \zeta^{-1}$ , nous avons donc  $\nu_m \propto \zeta^{-2}$ . Donc lorsque  $\zeta$  augmente,  $\nu_m$  baisse, et les temps pour lesquels

$\nu_X$  et  $\nu_V$  traversent cette fréquence baissent (La figure 14.5 montre les courbes de  $\nu_m$  et  $\nu_c$  ainsi que les positions de  $\nu_X$  et  $\nu_V$ , et l'évolution de ces courbes lorsque  $\zeta$  augmente : la courbe de gauche représente le cas  $\zeta \leq 10^{-2}$ , la courbe de droite  $\zeta$  plus grand). Comme la pente de  $\nu_m$  en fonction du temps est très grande à l'endroit où  $\nu_X$  la croise, le fait que l'ensemble de la courbe baisse ne change pas beaucoup le temps auquel ce croisement se produit. En revanche, la pente de  $\nu_m$  en fonction du temps est faible à l'endroit où  $\nu_V$  la croise, l'abaissement de l'ensemble de la courbe diminuera beaucoup le moment auquel ce croisement a lieu. Jusqu'au point où  $\nu_V$  croise  $\nu_m$  à un temps de l'ordre de quelques centaines de secondes : la courbe optique suit alors la courbe X durant presque tout le temps, sauf au tout début ; pour des sursauts très longs, cette cassure peut même avoir lieu durant l'activité gamma du sursaut, et être alors, comme la cassure X, noyée dans l'émission prompte.

Nous voyons donc que notre modèle du choc retour permet d'expliquer naturellement le fait que certaines rémanences présentent des cassures chromatiques. Le paramètre  $\zeta$  permet de plus d'expliquer une grande variation sur les temps auxquels ces cassures se situent, si l'on admet que la proportion d'électrons accélérés dans les chocs peut varier d'un sursaut à l'autre.

## 14.5 Position respective des contributions du choc retour et du choc avant

Nous avons vu que notre modèle permettait d'obtenir des ressemblances frappantes avec les rémanences précoces observées par *Swift*, mais qu'il les explique seulement si la contribution du choc retour domine celle du choc avant. Cependant, même si le choc retour domine initialement, l'évolution ultérieure de la rémanence va dépendre des comportements de  $\alpha_e$  et  $\alpha_B$  dans le choc avant. S'ils augmentent assez avec le temps la contribution du choc avant va finalement dominer mais le moment de la transition est difficile à exprimer en l'absence d'un quelconque modèle pour les variations de ces paramètres. Si le choc avant domine au bout d'environ un jour, les ajustements multi-longueur d'onde effectués sur des rémanences obtenues dans l'ère pré-*Swift* resteront valides mais la rémanence précoce sera expliquée par le choc retour. La transition sera marquée à priori par un changement de pente ou la présence d'une bosse. Bien que de tels accidents soient observés dans certains sursauts, cela ne semble pas être une généralité. Un point de vue bien plus radical peut donc être adopté : nous supposons que dans certains cas la contribution du choc avant ne prend jamais le dessus, de sorte que toute la rémanence est le produit du choc retour. Les résultats montrés figure 14.5 semblent aller dans le sens de

cette hypothèse.

Afin de confirmer ou informer ceci, nous avons étudié le comportement de l'émission du choc retour à des longueurs d'ondes et des temps bien plus grands, c'est-à-dire la rémanence radio (ce travail n'est qu'une étude préliminaire, mais les résultats obtenus sont importants à souligner) : nous avons tracé, figure 14.6, diverses courbes de lumière radio obtenues avec notre modèle du choc retour, dans le cas discuté au début de ce chapitre (lorsque nous avons introduit le modèle du choc retour) :  $\alpha_e = \alpha_B = 1/3$ ,  $p = 2.5$ ,  $\Gamma_2 = 1$ ,  $A^* = 0.5$ ,  $t_d = 100$  s et  $z = 2$ ; la valeur de  $\zeta$  prend les valeurs  $3 \cdot 10^{-3}$ ,  $3 \cdot 10^{-2}$  et  $3 \cdot 10^{-1}$ .

Nous voyons que la rémanence radio est particulièrement sensible à la fraction  $\zeta$  d'électrons accélérés dans les chocs à travers l'effet de la self-absorption au début de l'évolution (pentes croissantes), et que de cette manière nous reproduisons la diversité observée des rémanences radio. Une telle diversité (comme montrée figure 14.7) était difficile à expliquer dans le cadre du modèle "standard", nous montrons ici qu'elle est la conséquence de la variation d'une seule valeur dans le modèle du choc retour, et est donc aisément reproduite.

Nous voyons donc que le modèle du choc retour reproduit bien les formes observées de rémanence précoce et de rémanence tardive. Il semble donc possible que la rémanence complète soit produite par le choc retour dans certains cas, même si une étude plus complète devra encore le confirmer.

Nous voyons donc que notre modèle combiné avec le modèle "standard" du choc avant semble pouvoir expliquer la plupart des formes de rémanences et rémanences précoces, selon que l'ensemble (rémanence précoce + rémanence) est produit par le choc avant, par le choc retour puis le choc avant ou par le choc retour seul. Cependant, nous devons encore étudier ceci, en précisant les conditions sous lesquelles telle ou telle situation arrive, ainsi que les caractéristiques de chaque cas (comme par exemple, quand le choc retour domine au début puis le choc avant prend le dessus, le temps de la transition, et les évolutions des flux à diverses longueurs d'onde). Nous devons ensuite confronter ce modèle à de nombreuses observations multi-longueurs d'onde.

## 14.6 Conclusion

Nous nous sommes intéressés à la dissipation d'énergie dans le choc retour dans le cas où le facteur de Lorentz dans le matériel éjecté par la source décroît jusqu'à des valeurs faibles, de l'ordre de  $\Gamma_f < 10$ . La propagation du choc retour s'étend alors sur le temps long que prend la décélération des parties rapides de l'éjecta jusqu'à  $\Gamma \sim \Gamma_f$ . Nous avons



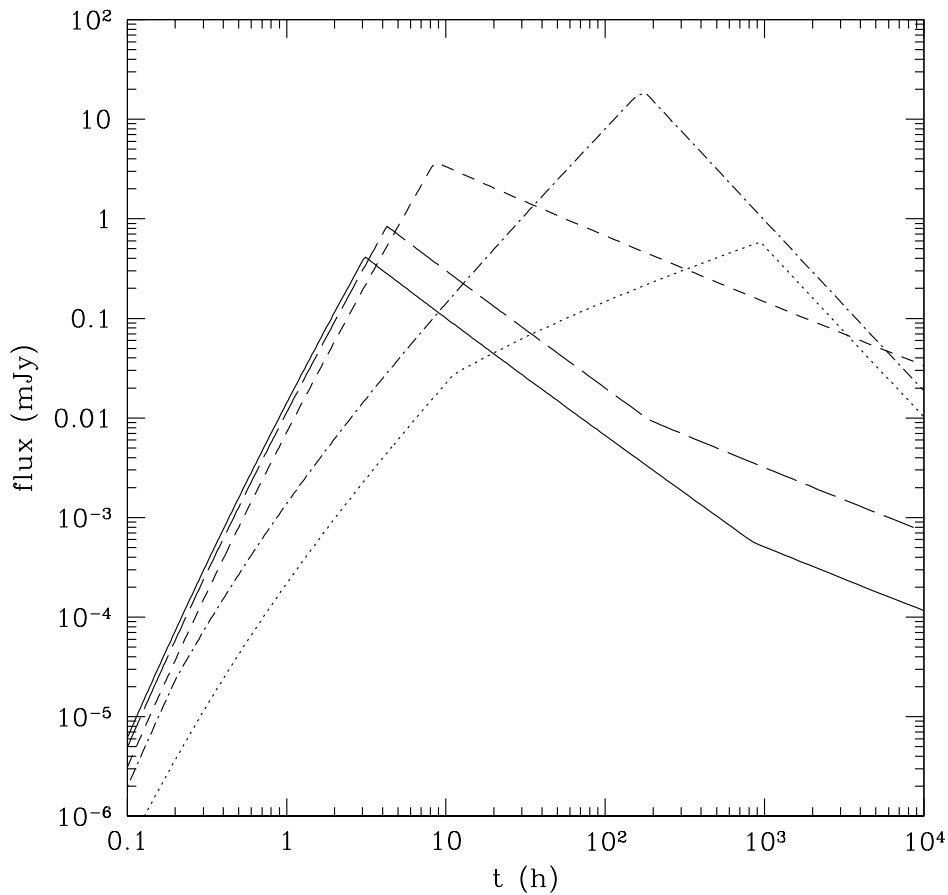


FIG. 14.6 – Rémanences radio pour les paramètres suivants :  $\alpha_e = \alpha_B = 1/3$ ,  $p = 2.5$ ,  $\Gamma_2 = 1$ ,  $A^* = 0.5$ ,  $t_d = 100$  et  $z = 2$  et diverses valeurs de  $\zeta$  :  $10^{-3}$  (ligne continue),  $3 \cdot 10^{-3}$  (ligne en traits longs),  $3 \cdot 10^{-2}$  (ligne en traits courts),  $3 \cdot 10^{-1}$  (ligne en traits et points) et 1 (ligne pointillée).

obtenu l'énergie dissipée pour des environnements uniformes ou de type vent. L'évolution de cette puissance dissipée montre une ressemblance frappante avec les courbes de rémanence observées par *Swift*, en particulier dans le cas du vent. Cependant, la contribution du choc retour étant plutôt attendue à basse énergie, pour l'obtenir en X il faut transférer l'énergie dissipée dans le choc à une fraction  $\zeta$  seulement des électrons. Si cette condition est réalisable, les rémanences précoces observées par *Swift* pourraient être expliquées par notre modèle plutôt que par le modèle "standard" du choc avant. Cette dernière condition n'est peut-être pas vitale, comme le montre un modèle de choc retour plus détaillé que le

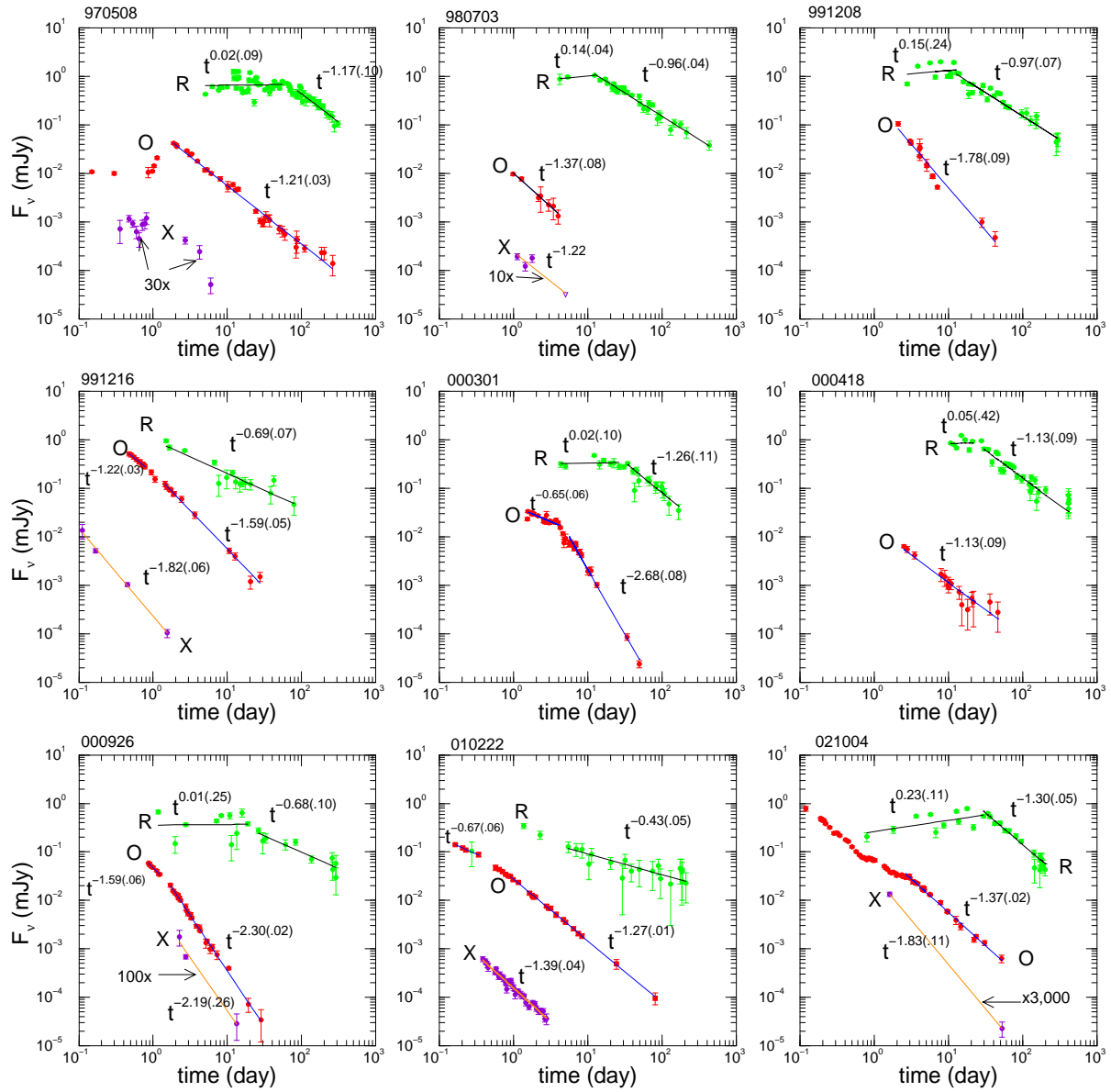


FIG. 14.7 – Exemple de courbes de lumière optique (rouge), X (violet) et radio (vert, 8 GHz) de divers sursauts. Nous pouvons remarquer la diversité des formes observées. Panaitescu et Kumar, 2004 [90].

notre (Beloborodov et Uhm, 2007, [7]).

Nous avons aussi calculé l'émission optique du choc retour, dont la comparaison avec

l'émission X montre souvent la présence de cassures chromatiques durant les quelques premières heures. De telles cassures ont été observées et sont difficiles à expliquer dans le cadre du modèle "standard" du choc avant - Panaitescu et al. (2006b, [92]) tentent d'expliquer cette particularité par une évolution des paramètres microphysiques des électrons et du champ magnétique au cours du temps dans un milieu de type vent, ou une origine différente pour les émissions X et optique par exemple. Nous avons finalement proposé que selon les cas la rémanence puisse être due entièrement au choc retour, entièrement au choc avant ou au choc retour au début puis au choc avant. Nous avons en particulier étudié notre modèle du choc retour à temps longs - et donc fréquences plus basses.

Nous avons donc proposé un modèle pour expliquer les rémanences précoces observées par Swift. Ce modèle repose sur trois conditions, les deux premières étant nécessaires et la troisième permettant d'obtenir de meilleurs résultats plus facilement :

- (i) le facteur de Lorentz du matériel éjecté doit présenter une queue lente allant jusqu'à des facteurs de Lorentz  $\Gamma_f < 10$  pour les dernières couches éjectées.
- (ii) la contribution du choc avant doit être plus faible que celle du choc retour.
- (iii) l'énergie dissipée doit être transmise à seulement une fraction  $\zeta$  des électrons.

Nous avons vu que selon le respect ou non de la deuxième condition nous pouvons expliquer les variétés de rémanences précoces observées.

Ce modèle reproduit bien la forme canonique des rémanences précoces observées, et permet de plus d'expliquer les cassures chromatiques de certaines rémanences. Un autre point positif pour ce modèle est qu'il donne de meilleurs résultats dans un environnement de type vent, ce qui semble plus probable qu'un environnement uniforme pour des objets parents de type étoiles Wolf-Rayet.

Le modèle semble en outre capable de reproduire les comportements observés des rémanences radio. Cela fait un argument en faveur d'une rémanence complètement expliquée par le choc retour et non plus par le choc avant, mais l'étude complète des positions respectives des contributions des chocs avant et retour reste à faire.

Nous avons cependant aussi étudié un autre modèle, non baryonique celui-là, pour tenter d'expliquer la rémanence précoce : le modèle électromagnétique, dont nous allons maintenant voir les résultats dans ce cadre. Nous avons déjà présenté ce modèle et ses résultats en général au chapitre 12 page 109, nous allons maintenant voir ses possibilités vis-à-vis de la rémanence précoce.

## 14.7 Modèle électromagnétique

Nous allons déterminer les courbes de lumières en X et dans la bande V, à la fois pour le modèle électromagnétique et pour le modèle "standard", afin de pouvoir comparer les deux.

### 14.7.1 Régimes d'émission

Nous avons tout d'abord calculé les fréquences critiques  $\nu_m$  et  $\nu_c$  à la façon de Sari, Piran et Narayan (1998, [104]), qui sont représentées figure 14.8 pour des environnements uniforme ou de type vent, avec les paramètres  $\alpha_{e,-1} = \alpha_{B,-3} = L_{52} = 1$  et  $n = 1$  ou  $A^* = 0.1$  (où nous définissons  $\alpha_{e,-1} = \alpha_e/10^{-1}$  et  $\alpha_{B,-3} = \alpha_B/10^{-3}$ ) selon le milieu extérieur, uniforme ou de type vent.

Dans le cadre du modèle électromagnétique avec un milieu uniforme et une source constante, le rapport des deux fréquences critiques est donné par

$$\frac{\nu_m}{\nu_c} = 0.065 \alpha_{e,-1}^2 \alpha_{B,-3}^2 n L_{52} \quad (14.35)$$

où  $n$  est la densité en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $L_{52}$  la puissance électromagnétique en unités de  $10^{52} \text{ erg.s}^{-1}$ , et où le facteur numérique correspondant à un indice de loi de puissance des électrons  $p = 2.5$ ). Le régime de refroidissement reste donc fixé tant que la source est active et ne varie pas. Avec les paramètres précédemment fixés, la rémanence est toujours en régime "slow cooling" dans le cas du milieu uniforme et passe du régime "fast cooling" tant que la source est active au régime "slow cooling" peu après dans le cas du vent.

### 14.7.2 Comparaison avec le modèle "standard"

Avec les mêmes paramètres que pour la figure 14.8, nous calculons les courbes de rémanence en X (bande 2 – 10 keV) et dans la bande V pour un milieu uniforme et un milieu de type vent. Nous montrons aussi pour comparaison (figure 14.9) les rémanences

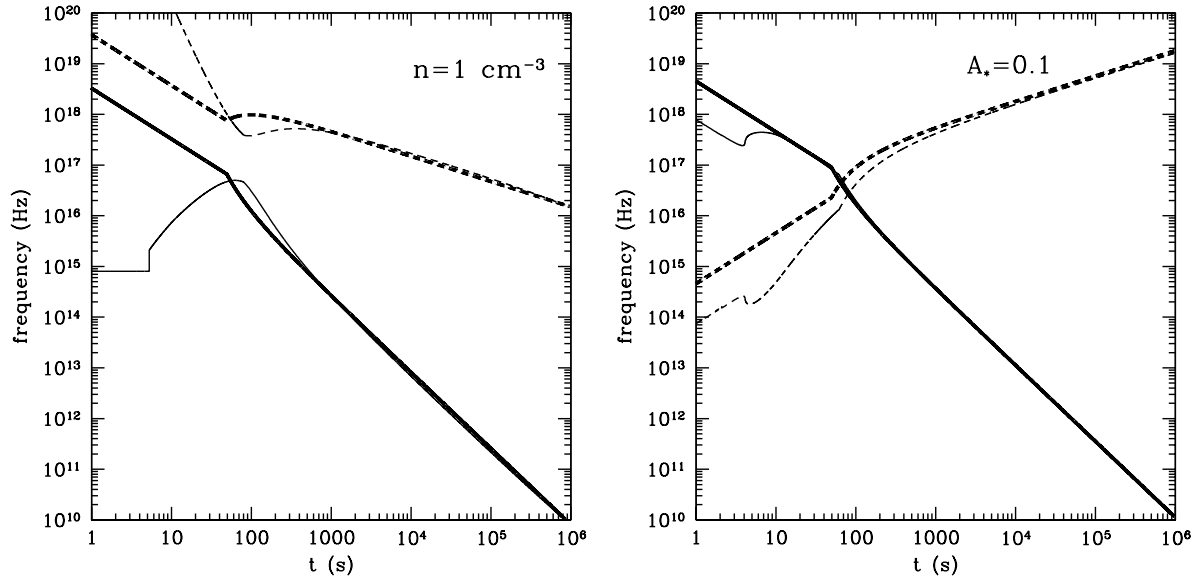


FIG. 14.8 – Les deux fréquences critiques  $\nu_m$  (lignes continues) et  $\nu_c$  (tirets) dans le cadre du modèle électromagnétique (lignes épaisses) et du modèle "standard" du choc avant (lignes fines). Les paramètres utilisés sont les suivants :  $\alpha_{e,-1} = \alpha_{B,-3} = L_{52} = 1$  Gauche : milieu extérieur uniforme de densité  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ . Droite : milieu extérieur de type vent de constante normalisée  $A^* = 0.1$ .

calculées dans le cadre du modèle "standard" du choc avant avec la même énergie totale injectée. Nous avons supposé un redshift  $z = 2$ , typique des sursauts observés par *Swift*.

Nous voyons que si aux temps longs les deux modèles coïncident (régime Blandford-McKee), aux temps courts la rémanence est bien plus brillante dans le cadre du modèle électromagnétique. La différence d'évolution est plus flagrante dans un milieu uniforme, en particulier en X. Ceci est dû au fait que le facteur de Lorentz est plus grand dans le modèle électromagnétique (figure 12.2 section 12.2 : de l'ordre de 500 pour le milieu uniforme et 70 pour le vent) que dans le modèle standard (où il est plutôt de l'ordre de 50), ce qui implique un plus grand facteur de Lorentz des électrons dans le matériel extérieur choqué. La fréquence  $\nu_m$  est donc déjà dans les X à temps très court alors qu'elle est en UV/visible dans le modèle "standard". Dans le cas du vent, les différences entre les deux modèles étant plus faibles, il sera plus difficile de les différencier.

Nous voyons d'après la figure 12.2 section 12.2 que les rémanences obtenues pour des sources émettant de l'énergie de façon variable sont très semblables à celles du cas d'une source constante, nous ne comparerons donc pas ici ces cas avec le modèle standard : les conclusions sont les mêmes.

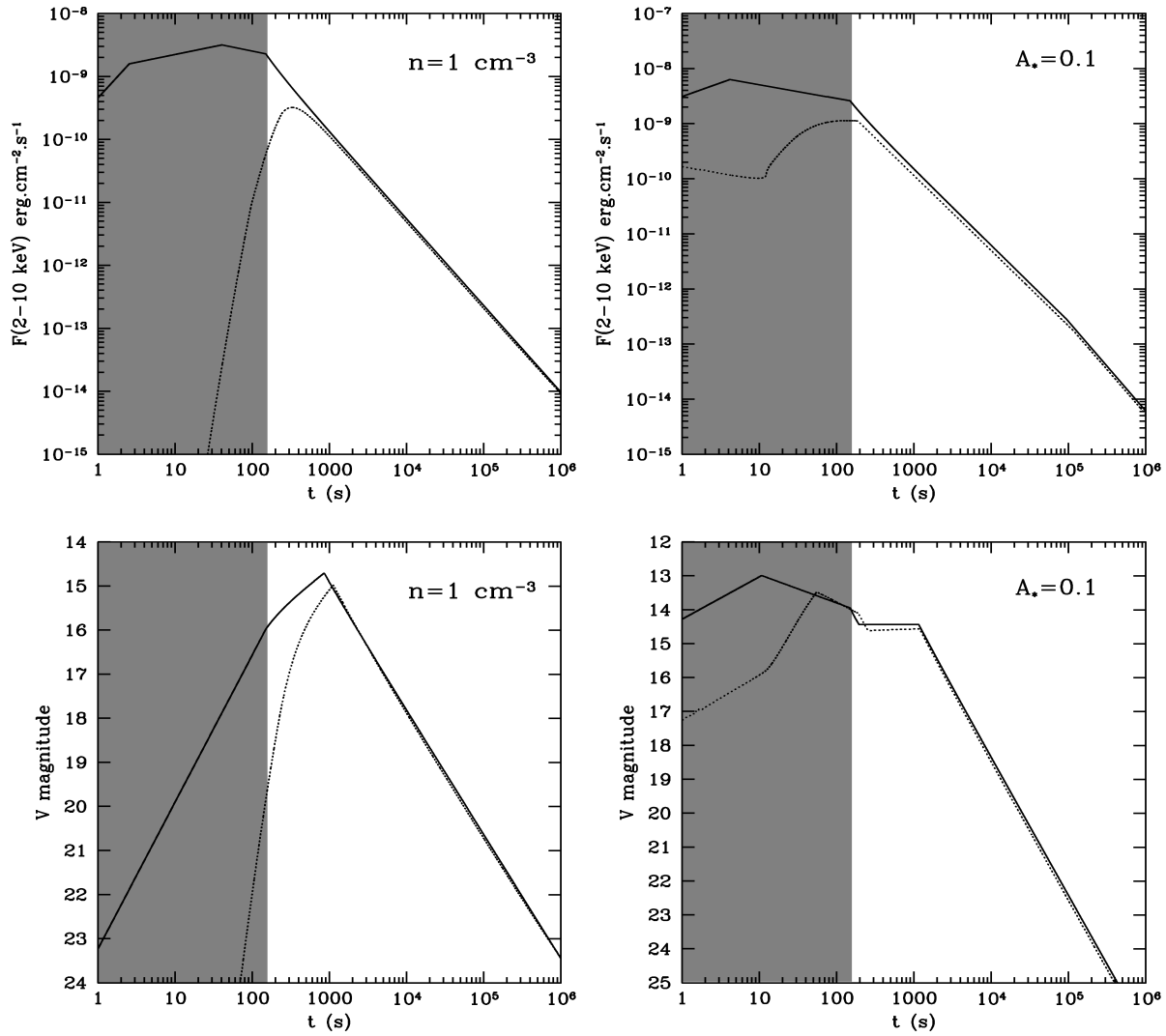


FIG. 14.9 – Comparaison de rémanences entre le modèle électromagnétique (lignes continues) et le modèle "standard" (lignes pointillées) Haut : bande X (2 – 10 keV). Bas : bande V. Colonne de gauche : milieu uniforme de densité  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$  Colonne de droite : Milieu de type vent de constante normalisée  $A^* = 0.1$ . Nous avons supposé un redshift  $z = 2$ . En grisé est marquée la durée d'activité de la source, et donc la durée de l'émission prompte dans le référentiel observateur. Dans ces zones, il sera donc très difficile de discerner l'émission de la rémanence, puisque l'émission prompte lui sera superposée.

### 14.7.3 La rémanence "canonique" peut-elle être expliquée par le modèle électromagnétique ?

Nous voyons (figure 14.9) que les rémanences présentent vers quelques dizaines de secondes une descente de faible pente (environ  $-0.25$ ), en particulier dans le cas du vent,

où cette descente douce s'étend environ entre quelques secondes et 150 s (seulement entre 40 et 150 s dans le cas du milieu uniforme). La durée d'activité de la source - et donc de l'émission prompte - étant de 50 s, cette descente douce ne dure que jusqu'à la fin de l'activité de la source (150 s dans le référentiel observateur, puisque la source est à un redshift  $z = 2$ ), à des temps correspondants à ceux auxquels sont observés les plus courts et précoces des "plateaux" des rémanences des observations de *Swift*. Cependant, cette durée étant celle de l'activité de la source, nous pouvons penser qu'elle sera aussi celle de l'émission prompte. Cette dernière viendra donc se superposer à la rémanence, noyant ainsi le "plateau" observé. À des temps plus longs nous n'observons aucun plateau. Il semble donc peu probable que la rémanence précoce telle qu'observée par *Swift* puisse être expliquée par ce modèle. Cependant, comme nous ne pouvons modéliser l'émission prompte, il faut rester prudent et ne pas l'écarter sans une étude approfondie.

#### 14.7.4 Les observations permettraient-elles de distinguer entre les modèles standard et électromagnétique ?

Nous voyons d'après les courbes figure 14.9 que les modèles électromagnétique et standard donnent des rémanences différentes aux temps courts ( $t \lesssim 10^3$  s). Cependant se fonder sur ces différences uniquement pour identifier l'origine physique des sursauts serait une tâche difficile requérant une observation très précoce de la rémanence.

En rayonnement X, *Swift* serait capable de la faire (au moins dans quelques cas), mais le problème vient ici du mélange à de tels temps de la rémanence avec l'émission prompte plus brillante. Ce mélange empêcherait probablement aussi une détection de l'empreinte des variations de la source sur la rémanence (comme nous pouvons en voir figure 12.3 page 114).

Dans le visible, où l'émission prompte est faible et probablement négligeable - voir cependant les récentes observations par *RAPTOR* des sursauts GRB 041219A et 050820A (Vestrand et al., 2005 [110] ; 2006[111]) - le modèle électromagnétique prédit une rémanence plus brillante pour des valeurs données de  $\alpha_e$ ,  $\alpha_B$  et  $n$  ou  $A$ . Ces paramètres ne sont cependant pas a priori connus dans les rémanences réelles, et opter pour l'un ou l'autre modèle serait difficile. À l'heure actuelle, ce sont les propriétés de haute polarisation de l'émission prompte dans le cas du modèle électromagnétique qui permettront, quand elles seront mieux observables, de distinguer entre ce modèle et le modèle "standard".

#### 14.7.5 Conclusion

Nous venons donc de voir que les rémanences obtenues dans le cadre du modèle électromagnétique diffèrent notablement de celles obtenues avec le modèle standard aux temps

courts. Cependant de telles différences seraient difficiles à voir, puisque probablement noyées dans l'émission prompte. De plus, si la présence d'une descente douce dans la rémanence à des temps similaires à ceux observés pour les "plateaux" des rémanences observées par *Swift* peut sembler prometteuse, expliquer la rémanence précoce canonique par un modèle électromagnétique impliquerait pour beaucoup de sursauts un temps d'activité de la source très long, et donc une énergie requise considérable.

**Le modèle électromagnétique ne peut donc sans doute pas expliquer le plateau des rémanences observées par Swift. L'origine physique de la rémanence - électromagnétique ou baryonique - pourrait être déterminée par une observation très précoce si l'émission prompte ne s'avère pas occulter cette rémanence à des temps aussi courts.**

Cependant, nous ne pouvons complètement conclure sur ces deux points, du fait de l'absence de prédiction de courbes de lumières d'émission prompte. Le modèle électromagnétique n'est donc pas à écarter, mais il faudrait pouvoir étudier en détail l'émission prompte pour conclure quant à sa validité ou non.

## 14.8 "Flares"

### 14.8.1 Modélisation et résultats

Nous avons vu en section 6.2 que par dessus la rémanence canonique se superposaient souvent des "flares", pics intenses dont on pense aujourd'hui qu'ils ne peuvent pas être produits par le choc avant. Nous avons donc tenté de les expliquer dans le cadre de notre modèle du choc retour.

Les premiers essais furent très prometteurs, puisque nous pouvons produire des "flares" de tailles et positions très variables (figure 14.11). Pour cela, nous introduisons simplement dans la queue lente de distribution de facteur de Lorentz des variations (une bosse par exemple, voir figure 14.10) au sein de laquelle se produisent des chocs internes, créant ainsi une concentration de matière à même facteur de Lorentz qui se manifestera par une réillumination de la rémanence lorsque le choc retour la traversera.

Pour les exemples montrés ici, les paramètres sont les suivants :  $E_{iso} = 10^{54}$  ergs,  $\alpha_B = 10^{-4}$ ,  $\alpha_e = 0.1$ ,  $p = 2.1$ ,  $z = 1$ , et le milieu extérieur est un vent de constante normalisée  $A^* = 10^{-2}$ . La première bosse du facteur de Lorentz (tel que montré figure 14.10) varie entre 50 et 200. Nous appelons  $\Gamma_b$  le maximum de la deuxième bosse de la distribution de facteurs de Lorentz de la matière, et  $\Gamma_f$  le facteur de Lorentz terminal de



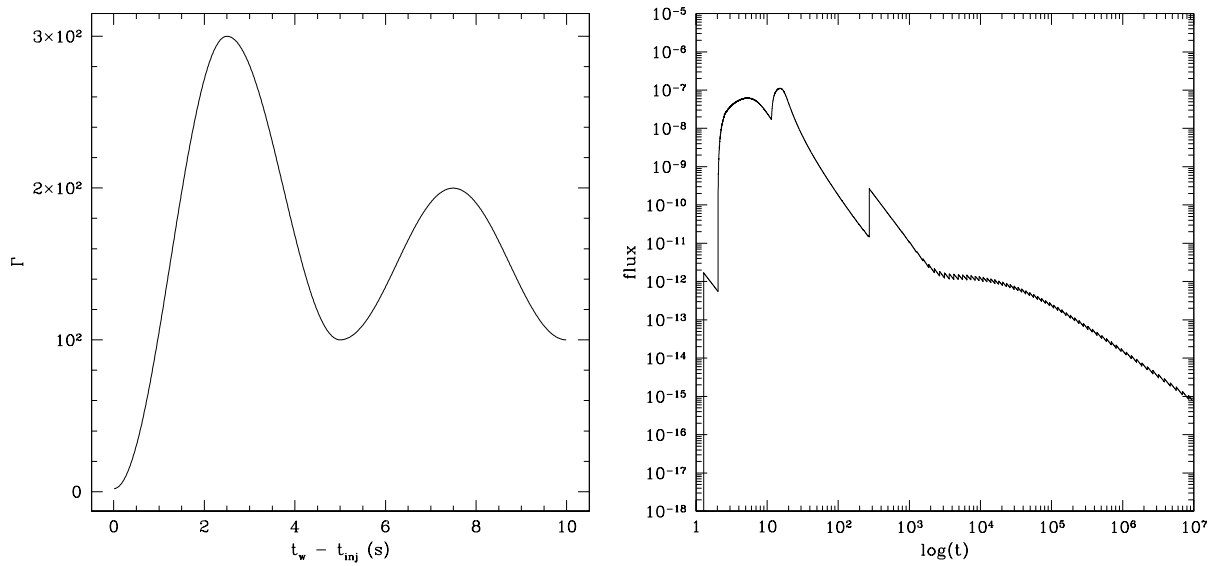


FIG. 14.10 – *Exemple de facteur de Lorentz permettant d'obtenir un "flare" dans la courbe de lumière et la rémanence précoce correspondant.*

la distribution (le facteur de Lorentz de la toute dernière couche de matière émise).

Nous comparons des formes de "flares" que nous avons pu obtenir à certaines rémanences précoces de sursauts présentant des caractéristiques particulières : GRB 050502B (figure 14.12) présentant un sursaut intense suivi d'un deuxième plus petit de forme particulière, et GRB 050904, présentant en fin d'émission prompte un pic avec une descente raide, et plus loin une multiplicité de "flares". Il faut souligner le fait que ces comparaisons sont là à titre d'exemple pour montrer que nous pouvons représenter la diversité des rémanences précoces et "flares" observés, mais que nous n'avons absolument pas cherché à ajuster précisément les observations.

Le problème de cette approche est que les pentes de descente des "flares" ainsi obtenus sont limitées par les effets géométriques : les pentes les plus raides atteintes sont de l'ordre de 3. Or, les pentes de descente observées des "flares" peuvent être bien plus raides. Nous avons donc cherché comment obtenir de telles pentes, et notre idée fut d'utiliser les "patchy shells", ou couches irrégulières. Il est en outre d'autant plus intéressant d'essayer de résoudre le problème de la pente des "flares" que la fin de l'émission prompte se manifeste aussi par une descente raide, avec des pentes observées parfois bien plus fortes que celles prédites par l'émission de haute latitude : nous pensons que les deux problèmes sont liés et que les "patchy shells" seraient à même d'expliquer les deux.

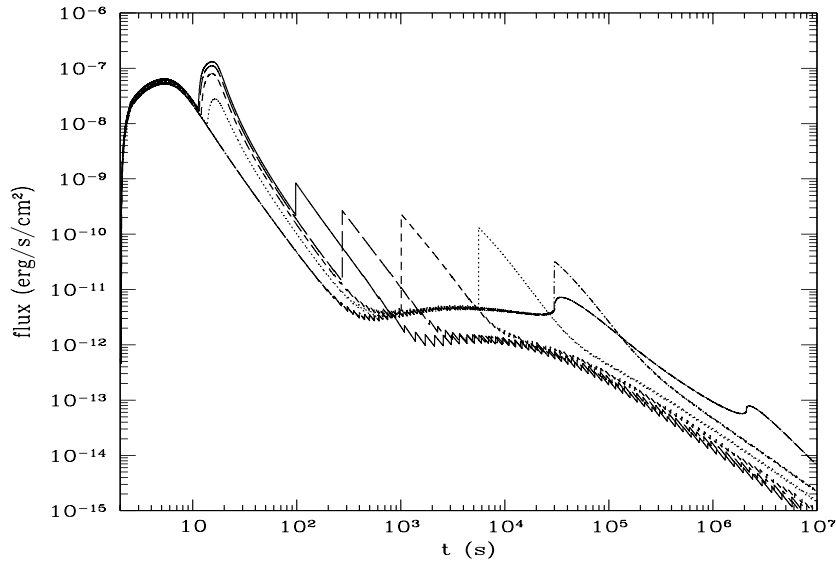


FIG. 14.11 – Position du "flare" obtenue avec une distribution semblable à celle de la figure 14.10 mais avec diverses valeurs du facteur de Lorentz maximal  $\Gamma_b$  de la bosse arrière (celle de gauche sur la représentation du facteur de Lorentz) : 400 (ligne pleine), 300 (traits longs), 200 (traits courts), 100 (pointillés), 50 (traits et points), 20 (traits courts et traits longs).

## 14.8.2 Le modèle des couches irrégulières

Le modèle des couches irrégulières a été proposé par Kumar et Piran (2000b, [57]). Ce modèle part du principe qu'au sein d'un jet relativiste de facteur de Lorentz moyen  $\Gamma$ , la taille d'une région causalement connectée est de l'ordre de  $1/\Gamma$ . Le jet est donc composé de  $(\Gamma\Delta\theta)^2$  régions causalement déconnectées. Une variation de la ligne de visée impliquera donc une variation du flux observé - tant que nous sommes avant le "jet break". Nous avons pensé que ce modèle pourrait remédier au problème de la pente puisque, chaque région émettrice étant plus petite que le jet, le flux décroîtrait plus rapidement (ce qui donnerait les pentes plus fortes attendues, aussi bien pour les flares que pour la fin de l'émission prompte).

### Mise en œuvre dans notre code

Dans notre code, nous avons tout d'abord utilisé une approche simple : nous avons découpé le jet en sous jets, c'est-à-dire que nous considérons en fait plusieurs jets d'angles plus étroits que l'angle initial de l'éjecta, ne se recouvrant pas, et une émission concentrée

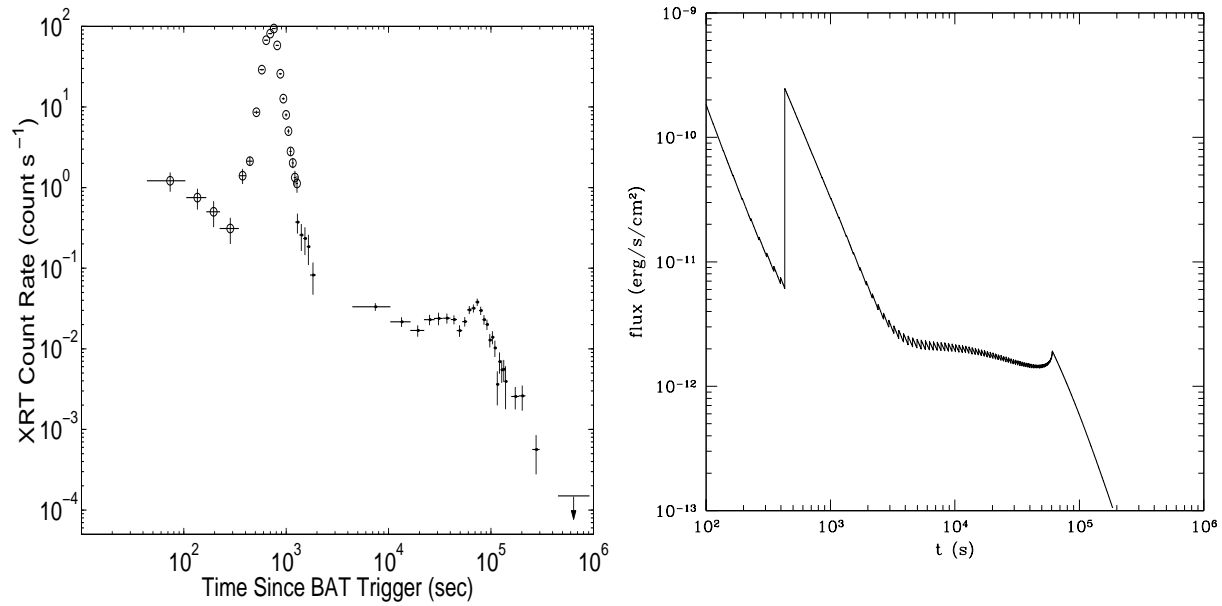


FIG. 14.12 – Comparaison d’une rémanence précoce synthétique (à droite) avec les “flares” de GRB 050502B (à gauche). Nous pouvons constater la similitude, en dehors des problèmes de pentes de descente que nous ne pouvons obtenir aussi raides. Les paramètres, en plus de ceux communs à cette section, sont  $\Gamma_b = 250$  et  $\Gamma_f = 50$ .

uniquement dans ces jets. En pratique, nous faisons la somme des contributions de chaque sous jet en faisant tourner plusieurs fois le code.

## Résultats

Malheureusement, nous n’avons pas obtenu de résultat probant, mais simplement une baisse de flux sans changement de pente. Un tel résultat était sans doute prévisible, le flux des diverses contributions des sous jets se moyennant.

### 14.8.3 Conclusion

Nous sommes capables avec notre modèle du choc retour de créer des flares à divers endroits de la rémanence précoce ou plus lointaine, avec des intensités variables, et ce avec des distributions de facteur de Lorentz simples, ce qui est très prometteur. Nous ne pouvons cependant pas encore reproduire les pentes de descente observées de ces flares, mais ce problème est présent aussi pour le modèle “standard”. Il faut faire appel à un autre mécanisme pour expliquer ceci, mécanisme que nous n’avons pas encore identifié.

## 14.9 La rémanence précoce : conclusion générale

Le modèle "standard" du choc avant a des difficultés à expliquer la rémanence précoce canonique telle qu'observée par *Swift*. Nous avons donc tenté d'expliquer cette phase cruciale par d'autres modèles.

Le premier modèle est celui du choc retour, que nous avons proposé dans une publication (art 3). Ce modèle repose sur trois conditions pour expliquer correctement la rémanence précoce :

- (i) le facteur de Lorentz du matériel éjecté doit présenter une queue lente allant jusqu'à des facteurs de Lorentz  $\Gamma_f < 10$  pour les dernières couches éjectées.
- (ii) la contribution du choc avant doit être plus faible que celle du choc retour.
- (iii) l'énergie dissipée doit être transmise à seulement une fraction  $\zeta \ll 1$  des électrons.

**Ce modèle permet de reproduire la diversité de formes observée de la rémanence précoce, avec ou sans flares, ainsi que de la rémanence tardive. De plus, les cassures chromatiques, difficiles à expliquer par le modèle "standard", sont aisément expliquées par notre modèle. En outre, la similitude des profils synthétiques avec les profils observée est meilleure dans le cas d'un environnement de type vent. Tout ceci fait du modèle du choc retour une proposition à considérer attentivement comme explication possible de la rémanence précoce des sursauts longs.**

Nous avons aussi tenté d'expliquer la rémanence précoce par le modèle électromagnétique, sans cependant nous pencher sur les flares dans ce cas. Ce modèle ne semble pas aussi prometteur qu'on pouvait le penser, même si l'absence de modélisation de l'émission prompte ne permet pas de conclure de manière définitive.

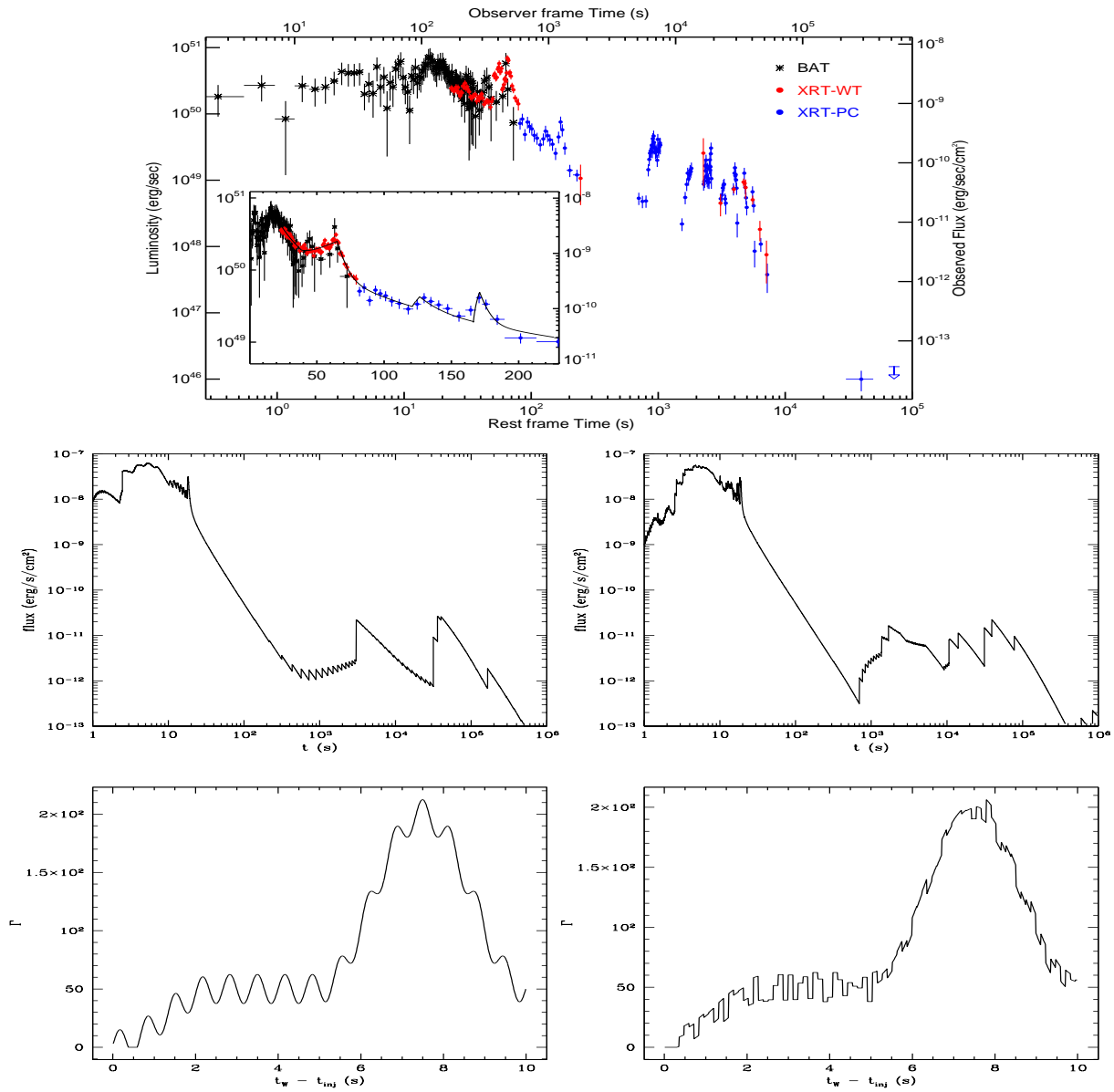


FIG. 14.13 – Comparaison de rémanences précoces synthétiques (au milieu) avec GRB 050904 (en haut). Nous avons réussi à obtenir un pic en fin de sursaut proprement dit se terminant par une descente raide, ainsi qu'une série de pics semblable à celle que GRB 050904 présente vers  $10^3 - 10^4$  s. Nous n'ajustons clairement pas les données, mais nous pouvons obtenir des "flares" présentant un aspect caractéristique semblable à celui des observations. En bas sont représentés les profils de facteurs de Lorentz permettant d'obtenir les rémanences situées juste au dessus. Nous avons, par dessus un profil constitué d'une bosse suivie d'une partie plate puis d'une descente sinusoïdale, superposé des variations d'amplitude  $(\frac{\Delta\Gamma}{\Gamma})_{\text{bruit}} = 0.1$  de forme sinusoïdale (à gauche) ou aléatoires (à droite).



# Chapitre 15

## La rémanence “classique” ( $\sim 10^4$ s et plus)

Nous allons dans ce chapitre nous intéresser à la rémanence plus tardive, c’est-à-dire à des temps où elle était déjà observée avant le satellite *Swift*.

Nous commencerons par étudier le sursaut GRB 030329, puis un environnement réaliste des objets parents de sursauts gamma. Ces travaux ayant été effectués avant le développement de notre modèle du choc retour, ils seront décrits dans le cadre du modèle standard, où la rémanence est un effet du choc avant. Il sera intéressant de reprendre de telles études dans le cadre du modèle du choc retour, cependant ceci ne pourra être fait qu’après ma thèse. Mais même dans le cadre du modèle "standard", des points intéressants ont pu être soulevés lors de ces travaux.

### 15.1 GRB 030329 : chocs rafraichis et test du modèle des chocs internes ?

#### 15.1.1 Courbe de lumière de la rémanence et particularités

Le sursaut du 29 mars 2003 est un des plus proches sursauts de redshift connu, et reste le sursaut dont la rémanence est la plus brillante jusqu’à aujourd’hui. En conséquence, elle a pu extrêmement bien échantillonnée. De plus, nous savons que GRB 030329 est associé à une supernova de type Ic, SN 2003dh (voir section 1.6 page 23).

Cette rémanence présente une première décroissance en loi de puissance avec une pente  $\alpha_1 \approx 0.9$  jusqu’à une cassure vers  $t_c \approx 0.5$  jours, puis une décroissance en loi de puissance de pente  $\alpha_2 \approx 1.9$  (Lipkin et al., 2004 [63]). Après cette cassure la rémanence présente de nombreuses irrégularités et bosses (figure 15.1).

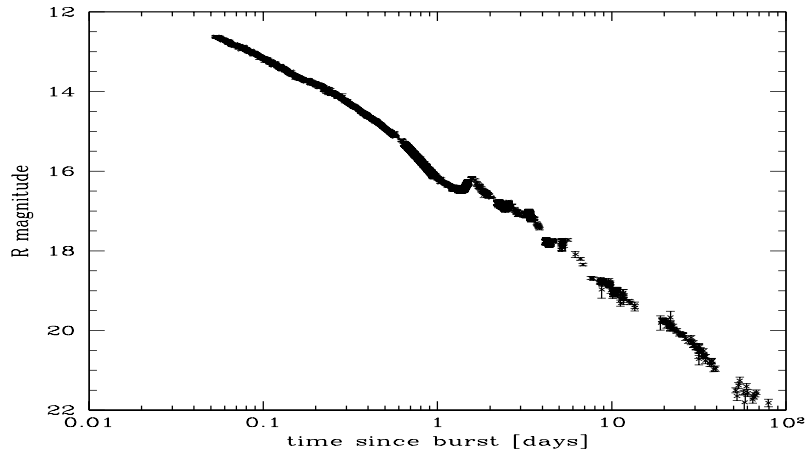


FIG. 15.1 – *Courbe de lumière optique de la rémanence de GRB 030329.*

Nous avons vu en section 5.2.1 diverses hypothèses étudiées par Granot, Nakar et Piran (2003, [43]) pour tenter d’expliquer de telles bosses dans la rémanence. Les premières hypothèses étudiées se révélèrent insatisfaisantes, laissant comme seule hypothèse admissible celle des chocs rafraîchis (section 5.2.1).

Nous allons donc étudier ces bosses dans le cadre de l’hypothèse des chocs rafraîchis, nous focalisant principalement sur la première de ces bosses. Celle-ci est particulièrement intéressante puisque son temps de montée est court, et le rapport de sa largeur temporelle au temps de début de montée est plus petit que 1 : elle commence à monter à  $t_{bosse} \simeq 1.3$  jours, et s’étale sur une largeur  $\Delta t_{bosse} \simeq 0.3$  jour, soit un rapport  $\Delta t_{bosse}/t_{bosse} \simeq 0.23$ . Les autres bosses présentent de façon similaire un rapport  $\Delta t_{bosse}/t_{bosse} \lesssim 0.2$ .

Dans le cadre des chocs rafraîchis tel que nous l’avons déjà vu (section 5.2.1 page 59), ceci paraît inexplicable. Cependant, en poussant plus avant l’étude de cette hypothèse, nous pouvons montrer qu’elle permet d’expliquer un tel phénomène.

### 15.1.2 Retour sur l’hypothèse des chocs rafraîchis

L’idée originale de l’hypothèse des chocs rafraîchis était que le choc entre le matériel lent et le matériel initialement plus rapide se produisait à un temps  $t$  précédent le “jet break” ; ainsi, on aurait la largeur de la bosse  $\Delta t$  valant  $\Delta t \sim t$ . Cependant, si ce choc se déroule après le “jet break”, tout le jet est visible.



Le matériel avant (initialement plus rapide) accumule du matériel du milieu extérieur et produit l'émission de la rémanence. Ce matériel est chaud, avec une énergie interne bien supérieure à son énergie au repos. Ce matériel s'étend donc latéralement, à la vitesse  $c/\sqrt{3}$  dans le repère en comouvement (comme nous l'avons vu précédemment lors de la description de l'ouverture latérale du jet, section 10.3). Au contraire, le matériel arrière (initialement plus lent), s'étend dans un milieu avec très peu de matière (puisque cette dernière a été balayée par le matériel avant) et donc, froide et de facteur de Lorentz constant, ne s'étend latéralement que de façon négligeable ([43]). Dans ce cas, l'angle à prendre en compte lors du choc est celui du matériel arrière,  $\theta_l$ , et donc la largeur temporelle de la bosse observée dans la rémanence est

$$\Delta t_{ang} = \frac{R\Delta\theta_l^2}{2c} = \Delta t_b \left( \frac{\Delta\theta_l}{\Delta\theta_b} \right)^2 \left( \frac{R}{R_b} \right) = \Delta t_b \left( \frac{\Delta\theta_l}{\Delta\theta_b} \right)^2 \left( \frac{t_{obs}}{t_b} \right)^a \quad (15.1)$$

où les indices  $b$  se réfèrent à des quantités définies au moment du "jet break" ( $\Delta t_b$  est par exemple la largeur qu'aurait une bosse créée ainsi au temps  $t_b$  du "jet break", et  $\Delta\theta_b$  l'angle d'ouverture du matériel rapide à  $t_b$ ). L'exposant  $a$  vaut  $a = 1/4$  si l'expansion latérale du jet est négligeable (ce qui n'est pas le cas ici), et  $a \approx 0$  si l'expansion latérale se fait à la vitesse du son locale. Nous pouvons donc voir qu'il est possible d'obtenir une valeur  $\Delta t_{ang} < \Delta t_b$  si  $\Delta\theta_l$  est assez petit devant  $\Delta\theta_b$  pour compenser l'effet de  $\left( \frac{t_{obs}}{t_b} \right)^a$ . Nous verrons plus loin que ceci est facile à réaliser, puisque l'exposant 2 des angles l'emporte largement sur l'exposant  $a \leq 1/4$  des temps.

Maintenant que ceci est défini, nous allons pouvoir revenir au cas précis de la première bosse de la rémanence du sursaut GRB 030329.

### 15.1.3 Origine de la première bosse de la rémanence de GRB 030329

Étant donné que le but n'est encore une fois pas de faire un ajustement précis d'une simulation aux observations mais de comprendre un phénomène, par simplicité nous nous consacrons uniquement à la première bosse. Nous nous plaçons donc dans le cadre des chocs rafraîchis pour expliquer cette bosse.

Nous supposons que l'objet central a émis du matériel rapide avec un facteur de Lorentz  $\Gamma_r$ , responsable de l'émission gamma du sursaut. Ce matériel rapide était suivi de matériel plus lent, avec un facteur de Lorentz  $\Gamma_l$  de l'ordre de 10. Nous supposons que le matériel lent et le matériel rapide sont émis simultanément.

Au début, le matériel rapide distance le matériel lent, puis est freiné par le milieu extérieur, et est finalement rattrapé par le matériel lent. Nous allons donc tout d'abord

calculer le temps auquel se produit le rattrapage.

**Temps de rattrapage :** Pour calculer le temps auquel se situe la bosse, nous considérons simplement deux couches, de facteurs de Lorentz initiaux respectifs  $\Gamma_l$  et  $\Gamma_r$ , représentant les matériels lent et rapide. Nous considérons de plus que la couche rapide se déplace à facteur de Lorentz constant jusqu'au rayon de décélération  $R_d$ , suivant ensuite la solution de Blandford-McKee définie en section 5.2.1

$$\Gamma = \Gamma_r \left( \frac{R}{R_d} \right)^{-\frac{3-s}{2}} \quad (15.2)$$

avec toujours  $s = 0$  pour un milieu uniforme et  $s = 2$  pour un milieu de type vent.

Nous considérons le temps de décélération dans le repère observateur : nous prenons  $t_d = R_d/(2c\Gamma_r^2)$ . Nous obtenons alors la relation entre le temps observateur et la position de la couche avant :

$$t_r^{obs} = \int_0^R \frac{dR}{2c\Gamma^2} = \frac{t_d}{4-s} \left[ (3-s) + \left( \frac{R}{R_d} \right)^{4-s} \right] \quad (15.3)$$

La couche lente est, comme nous l'avons vu, protégée par la couche rapide, son facteur de Lorentz est donc constant. La relation entre le temps observateur et son rayon est donc tout simplement

$$t_l^{obs} = \frac{R}{2c\Gamma_l^2} \quad (15.4)$$

A partir des équations 15.3 et 15.4, nous obtenons finalement le temps observateur de collision des deux couches

$$t_{col} \approx t_d(4-s)^{\frac{1}{3-s}} \left( \frac{\Gamma_r}{\Gamma_l} \right)^{\frac{2(4-s)}{3-s}} \quad (15.5)$$

Divers essais de simulations montrent qu'un milieu uniforme donne de bien meilleurs résultats qu'un milieu de type vent : nous imposons donc un milieu extérieur uniforme de densité  $nm_p$ . Nous obtenons

$$t_d \approx 195 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ particule/cm}^3} \right)^{-1/3} \left( \frac{\Gamma_r}{100} \right)^{-8/3} \text{ s} \quad (15.6)$$

et ainsi :

$$t_{col} \approx 1.66 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right)^{1/3} \left( \frac{n}{1 \text{ particule/cm}^3} \right)^{-1/3} \left( \frac{\Gamma_l}{10} \right)^{-8/3} \text{ jours} \quad (15.7)$$

Pour des valeurs standards  $E = 10^{53}$  ergs et  $n = 1$  particule/cm<sup>3</sup>, un temps de choc de un jour est obtenu pour un facteur de Lorentz de la couche lente de l'ordre de  $\Gamma_l \approx 10$ .

Dans le modèle très simple de deux couches, au moment du choc le matériel lent ajoute son énergie au choc avant, causant ainsi la ré-illumination observée dans la courbe de lumière optique. Dans un cas plus réaliste, le matériel lent a une certaine extension et une certaine dispersion en  $\Gamma$ , et la bosse est étalée sur un temps  $\Delta t_{bosse}$  pour plusieurs raisons que nous allons détailler maintenant.

#### 15.1.4 Largeur de la bosse

##### Effets géométriques

La première raison de l'étalement de la bosse est indépendante du fait que le matériel lent soit une couche unique ou plus épaisse : il s'agit de l'effet géométrique d'étalement du temps de réception des photons du à la courbure des couches émettrices, que nous avons déjà étudié en détail (chapitre 10).

Rappelons que la bosse de la rémanence de GRB 030329 commence à monter à  $t_{bosse} \simeq 1.3$  jours, et s'étale sur une largeur  $\Delta t_{bosse} \simeq 0.3$  jour, soit un rapport  $\Delta t_{bosse}/t_{bosse} \simeq 0.23$ . Elle ne peut donc pas être expliquée par les chocs rafraîchis avant un "jet break", mais nous avons vu que les chocs rafraîchis après un "jet break" peuvent expliquer un rapport  $\Delta t/t < 1$ . Nous en concluons donc que la cassure observée dans la rémanence de GRB 030329 doit être un "jet break". A cette condition, nous pouvons expliquer les bosses dans le cadre des chocs rafraîchis.

Considérant les différentes valeurs  $\Delta t_b \sim t_b \approx 0.5$  jour de la cassure et  $\Delta t_{bosse} \approx 0.3$  jour, il est nécessaire que la valeur de  $a$  dans l'équation (15.1) soit 0. La différence entre les valeurs  $\Delta t_{bosse} \approx 0.3$  et  $\Delta t_b \approx 0.5$  est alors expliquée par le facteur  $\left(\frac{\Delta \theta_l}{\Delta \theta_b}\right)^2$ , plus petit que 1 dans ce cas, puisque  $\Delta \theta_b$  est déterminé par le matériel rapide, en expansion, alors que  $\Delta \theta_l$  est donné par le matériel lent, ne s'étendant latéralement que peu.

##### Dispersion du facteur de Lorentz dans le matériel lent

Nous avons calculé le temps de collision entre le matériel lent et le matériel rapide pour deux couches uniques (équation 15.7) de facteurs de Lorentz donnés (et donc unique pour le matériel lent). Si cependant le matériel lent a une certaine étendue spatiale et un facteur de Lorentz présentant une certaine distribution, nous obtenons à partir de cette même équation une relation entre l'étalement en facteur de Lorentz du matériel et

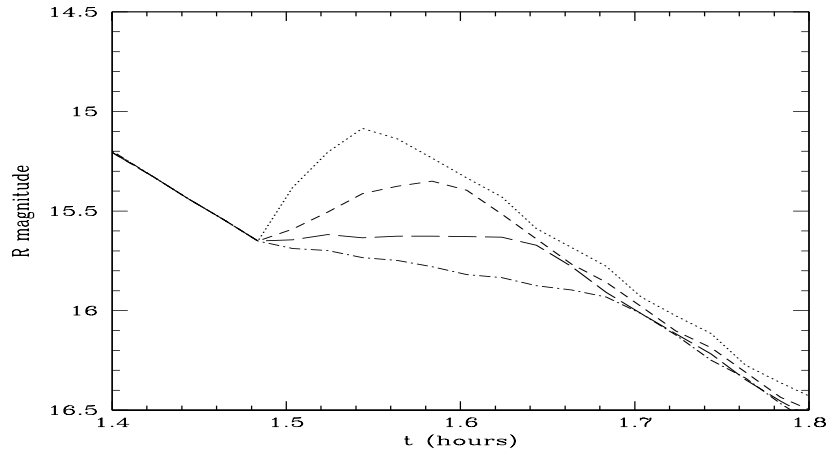


FIG. 15.2 – Aspect de la bosse dans la courbe de lumière de la rémanence pour les valeurs de paramètres suivantes :  $n = 1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha_B = 10^{-3}$ ,  $\alpha_e = 10^{-1}$ ,  $E_{iso} = 3 \cdot 10^{52} \text{ ergs}$ ,  $p \sim 2$ ,  $z = 0.168$ , un demi angle d’ouverture du matériel rapide valant  $6^\circ$ , et diverses valeurs du demi angle d’ouverture du matériel lent :  $3^\circ$  (ligne pointillée),  $4^\circ$  (tirets courts),  $5^\circ$  (tirets longs) et  $6^\circ$  (points et tirets). Nous voyons que dans les derniers cas, où les matériels lent et rapide ont des angles d’ouverture proches, la bosse se voit à peine car étalée sur un temps plus long que lorsque  $\theta_l$  est bien plus petit que  $\theta_r$ .

l’étalement temporel correspondant de la bosse :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta t_{col}}{t_{col}} &= 2 \frac{4-s}{3-s} \frac{\Delta \Gamma_l}{\Gamma_l} \simeq 2.7 \frac{\Delta \Gamma_l}{\Gamma_l} \text{ pour } s = 0 \text{ (milieu uniforme)} \\ &= 4 \frac{\Delta \Gamma_l}{\Gamma_l} \text{ pour } s = 2 \text{ (vent)} \end{aligned} \quad (15.8)$$

Étant donné que dans le cas de GRB 030329 les bosses ont toutes un rapport  $\Delta t_{bosse}/t_{bosse} \lesssim 0.23$ , la relation précédente donne finalement une contrainte sur la dispersion en facteur de Lorentz du matériel lent (puisque nous considérons un milieu uniforme) :

$$\frac{\Delta \Gamma_l}{\Gamma_l} < 0.1 \quad (15.9)$$

### 15.1.5 Origine de ces contraintes

Nous venons de voir que dans le cadre de l’hypothèse des chocs rafraîchis, nous pouvons expliquer les bosses de la rémanence de GRB 030329, sous condition que deux faits soient respectés : l’angle d’ouverture du matériel lent doit être plus faible que celui du

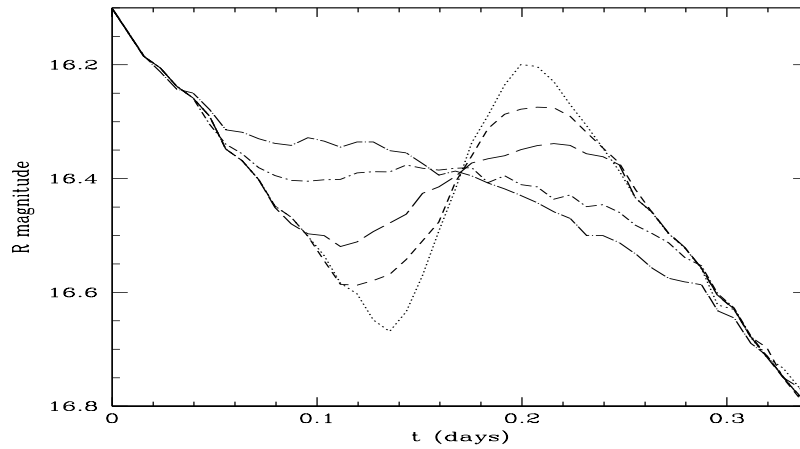


FIG. 15.3 – Aspect de la bosse dans la courbe de lumière de la rémanence pour les mêmes valeurs de paramètres que figure 15.2, un facteur de Lorentz du matériel lent  $\Gamma_s \sim 9$  et différentes valeurs de  $\Delta\Gamma_s$  : 0.1 (ligne pointillée), 0.3 (ligne en traits courts), 0.5 (ligne en traits longs), 0.8 (ligne de points et traits courts), 1 (ligne de points et traits longs).

matériel rapide au moment de la cassure, et le facteur de Lorentz du matériel lent doit être très plat<sup>1</sup>, presque constant, avec  $\Delta\Gamma_l/\Gamma_l < 0.1$ . Tout ceci n’est cependant vrai que sous une dernière contrainte : la cassure observée dans la rémanence doit être un “jet break”.

Les deux premières conditions peuvent sembler très “ad hoc”. Nous allons cependant maintenant montrer qu’il n’en est rien, et qu’elles sont en fait naturellement obtenues.

### Dispersion du facteur de Lorentz du matériel lent

L’une des conditions à satisfaire est le fait que la distribution de facteur de Lorentz du matériel lent doit être très piquée (c’est-à-dire que nous devons avoir un facteur de Lorentz du matériel lent presque constant). Cette condition peut sembler artificielle et difficile à satisfaire : comment l’objet central peut-il générer une telle distribution de facteur de Lorentz étroite alors que le modèle des chocs internes requiert justement de larges fluctuations ?

La réponse vient des chocs internes eux-mêmes. En effet, durant les chocs internes,

<sup>1</sup>selon les cas, il est plus clair de parler du facteur de Lorentz ou de sa distribution. Nous avons ici  $\Delta\Gamma_l/\Gamma_l < 0.1$ . Lorsque nous parlons du facteur de Lorentz (en fonction du rayon par exemple), nous disons qu’il est plat ; lorsque nous parlons de sa distribution, nous disons qu’elle est très piquée.

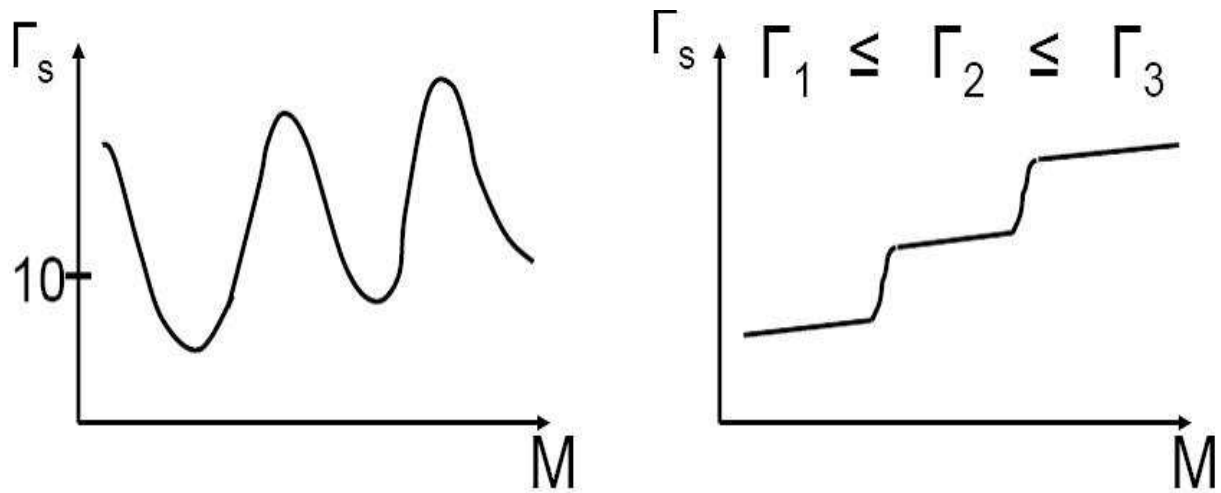


FIG. 15.4 – Schéma des chocs internes : avant, la matière présente une large distribution de facteurs de Lorentz. Après, la matière est ordonnée en facteurs de Lorentz croissants, avec des paquets au sein desquels le facteur de Lorentz est quasiment constant..

comme nous l’avons vu, les couches rapides rattrapent les couches lentes et la masse s’accumule sur les couches lentes. A la fin de la phase de chocs internes la matière est “rangée” par ordre croissant vers l’extérieur de facteurs de Lorentz, avec une succession de “blocs” massifs présentant presque un facteur de Lorentz constant (figure 15.4). Un tel comportement suggéré par des modèles simples comme celui des couches solides utilisé dans cette thèse a été confirmé par des simulations hydrodynamiques détaillées (Daigne et Mochkovitch, 2000 [24]).

Les bosses successives dans la rémanence de GRB 030329 résultent donc probablement de l’arrivée sur la couche avant de matériel ayant auparavant subi une phase de chocs internes. De plus, ces chocs internes ayant eu lieu dans du matériel ayant un facteur de Lorentz de l’ordre de 10 ou moins, ils se sont déroulés dans une matière encore opaque à son propre rayonnement. En effet, le calcul de la transparence aux photons d’un tel milieu donne

$$\tau_{IS} = \frac{\kappa_T E}{16\pi c^4 \delta t^2 \Gamma^5} \approx 10^3 \left( \frac{E}{10^{53} \text{ erg}} \right) \left( \frac{\delta t}{1 \text{ s}} \right)^{-2} \left( \frac{\Gamma_l}{10} \right)^{-5} \quad (15.10)$$

où  $\kappa_T$  est l’opacité de Thomson,  $E$  l’énergie injectée,  $\delta t$  l’échelle typique de variation temporelle du facteur de Lorentz initial et  $\Gamma_l$  le facteur de Lorentz moyen du matériel lent. Pour des valeurs standard,  $E = 10^{53}$  ergs,  $\delta t = 1$  s et  $\Gamma_l = 10$ , nous obtenons  $\tau_{IS} = 10^3$ , ce qui traduit un matériel opaque à son propre rayonnement. Nous pouvons remarquer l’importance d’une valeur faible de  $\Gamma_l$ , puisque dès que  $\Gamma_l$  dépasse 50 le matériel devient transparent. Ceci explique donc pourquoi de telles phases de chocs internes n’ont

pas été observées.

### Condition sur les angles d'ouverture

Nous avons vu (section 10.3) qu'un jet de matière s'étend latéralement avec une certaine loi décrite par l'équation (10.28). Cette expansion latérale dépend du facteur de Lorentz de la matière, et donc de son évolution. Nous avons vu que le matériel rapide voyait son facteur de Lorentz décroître sous l'influence du milieu extérieur tandis que le matériel lent, protégé par le matériel rapide, garde une vitesse constante. Les évolutions en facteurs de Lorentz des deux matériels étant différentes, leur expansion le sera aussi.

De façon plus détaillée, en partant de l'équation (10.28) nous obtenons l'évolution en fonction du temps de l'angle d'ouverture d'un jet de matière (dans le référentiel fixe) :

$$\Delta\theta = \Delta\theta_0 + \int_0^t \frac{c_s dt}{\Gamma R} \quad (15.11)$$

où  $\Delta\theta_0$  est l'angle initial d'ouverture du jet, identique pour les matériels lent et rapide.

L'évolution de l'angle d'ouverture dépend donc de la vitesse  $c_s$  d'expansion latérale. Or, comme nous l'avons vu, la matière du milieu extérieur accrétée par le matériel rapide est chaude, et donc sa vitesse d'expansion latérale est grande, valant  $c_s = c/\sqrt{3}$ . Au contraire, le matériel lent se déplace dans le vide, la matière ayant été balayée devant lui par le matériel rapide, et est donc froid. Il n'est cependant pas arbitrairement froid, puisque comme nous venons de le voir, des chocs internes se sont déroulés en son sein alors qu'il était encore opaque à son rayonnement, mais reste bien plus froid que le matériel rapide, les chocs internes n'étant que faiblement relativistes. Nous avons donc  $c_s^{lent} \ll c_s^{rapide}$ , ce qui suffit à contrebalancer le fait que jusqu'à la collision  $\Gamma_l < \Gamma_r$ , et donc au moment où se déroule le rattrapage  $\theta_l < \theta_r$ . Nous obtenons donc tout naturellement un angle d'ouverture du matériel rapide plus grand que celui du matériel lent au moment de la cassure, et ce même en partant d'un angle d'ouverture identique pour les deux au niveau de la source.

#### 15.1.6 Conclusion

Nous avons donc vu au cours de ce travail un cadre dans lequel les bosses de la rémanence de GRB 030329 s'expliquent naturellement. Sous l'hypothèse des chocs rafraîchis, pour obtenir  $\Delta t_{bosse}/t_{bosse} \lesssim 0.23$ , deux conditions sont nécessaires : l'angle d'ouverture du matériel lent doit être plus faible que celui du matériel rapide au moment de la cassure dans la rémanence, et la distribution de facteur de Lorentz dans le matériel lent doit être très étroite. La première condition est une conséquence naturelle de l'expansion latérale du jet, et la deuxième est naturellement obtenue si des chocs internes ont eu lieu dans le

matériel lent avant le rattrapage. Tout ceci peut expliquer les bosses à la condition que la cassure observée dans la rémanence soit un "jet break".

**Nous avons donc au cours de ce travail montré que la rémanence de GRB 030329 est une bonne indication en faveur des chocs internes, puisque ces derniers permettent d'expliquer naturellement une condition sinon peu évidente à satisfaire pour expliquer les observations.**

Ce travail a cependant été effectué dans le cadre du modèle "standard" du choc avant, il sera donc important de réexaminer la situation avec le modèle du choc retour (étude que nous n'avons malheureusement pas eu le temps de mener) : notre nouveau modèle permet-il d'expliquer aussi simplement les bosses de la rémanence de GRB 030329, et les conclusions sont-elles les mêmes ? une telle étude permettrait-elle de donner des indices en faveur de l'un ou l'autre modèle au temps où les bosses se trouvent ?

## 15.2 Environnement réaliste des sursauts gamma et son effet sur la rémanence

Nous venons de voir que la rémanence des sursauts présente parfois des bosses, que nous avons expliqué par le modèle des chocs rafraîchis. Nous allons maintenant montrer qu'un environnement plus réaliste peut aussi conduire à la formation d'une bosse.

L'association des sursauts gamma avec des supernovae de type Ib/c a été confirmée par plusieurs observations directes (GRB 980425 et SN 1998bw ; GRB 030329 et SN 2003dh). Ceci montre que les étoiles de type Wolf-Rayet (notées WR dans la suite) sont des objets parents des sursauts gamma, puisqu'elles sont à l'origine de ce type de supernovae. De plus, les modèles d'objets parents et d'environnement (Ramirez-Ruis et al, 2001 [94] ; Ramirez-Ruis et al, 2005 [95] ; Chevalier, Li et Fransson, 2004 [17] ; van Marle, Langer et Garcia-Segure, 2005 [108]) des sursauts ont montré que les WR sont de bons candidats objets parents : les pentes de déclin des rémanences correspondent à une densité de type vent de WR, et certaines raies d'absorption observées donnent une vitesse compatible avec les vitesses de vents d'étoiles WR. Connaissant le type d'étoile donnant lieu à des sursauts gamma, nous pouvons étudier l'environnement que de telles étoiles produisent et qui sera donc celui dans lequel la rémanence du sursaut sera émise.

Dans cette étude nous avons utilisé le travail de Eldridge (Art 1) sur les environnements d'étoiles de type WR et leur évolution jusqu'au moment de la supernova ou du sursaut gamma : nous étudions l'effet d'un tel environnement sur la rémanence, en particulier sa



capacité à créer ou non des bosses dans la courbe de lumière. Nous allons donc commencer par décrire l'environnement des sursauts tel qu'il a été obtenu par Eldridge, puis nous étudierons les rémanences obtenues dans de tels environnements.

### 15.2.1 Description de l'environnement

L'interaction du vent de l'étoile WR avec le milieu uniforme crée finalement une bulle composée de différentes parties, comme on peut le voir figure 15.5, schématisé figure 15.6 : tout d'abord le vent de l'étoile libre ("free wind"), puis le vent choqué ("stalled wind"), avant d'atteindre le milieu interstellaire, choqué tout d'abord puis non choqué.

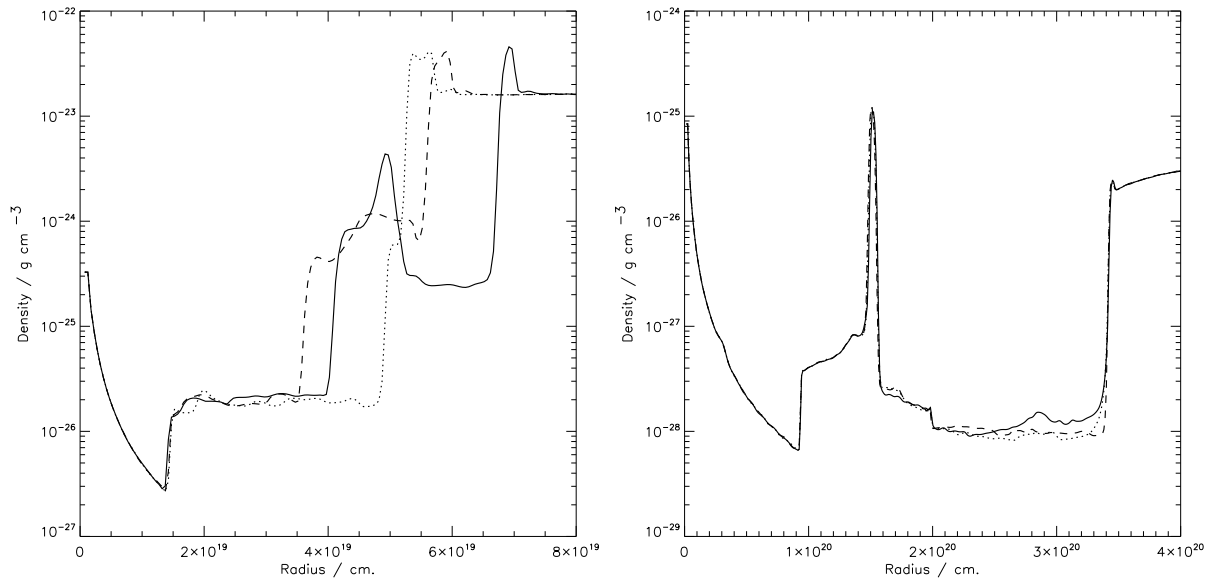


FIG. 15.5 – Densité de l'environnement d'une étoile de 70 masses solaires avec une métallicité  $Z = 0.004$ . La densité initiale du milieu interstellaire est  $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$  (gauche) ou  $n_0 = 0.01 \text{ cm}^{-3}$  (droite). La densité est représentée selon l'axe  $y$  de rotation (ligne de traits), selon l'axe  $x$  perpendiculaire à l'axe de rotation (ligne continue) et selon l'axe  $x = y$  (ligne pointillée).

Lorsque la densité  $n_0$  du milieu interstellaire augmente, la bulle est de rayon de plus en plus petit. Les inhomogénéités du vent choqué dépendent de  $n_0$  et de l'inhomogénéité initiale du vent stellaire.

Seule la hauteur du saut de densité entre les vents libre et choqué est importante pour les rémanences de sursauts gamma, puisqu'une fois l'éjecta au-delà de cette interface il est considérablement ralenti et prend des années pour atteindre les autres interfaces. La

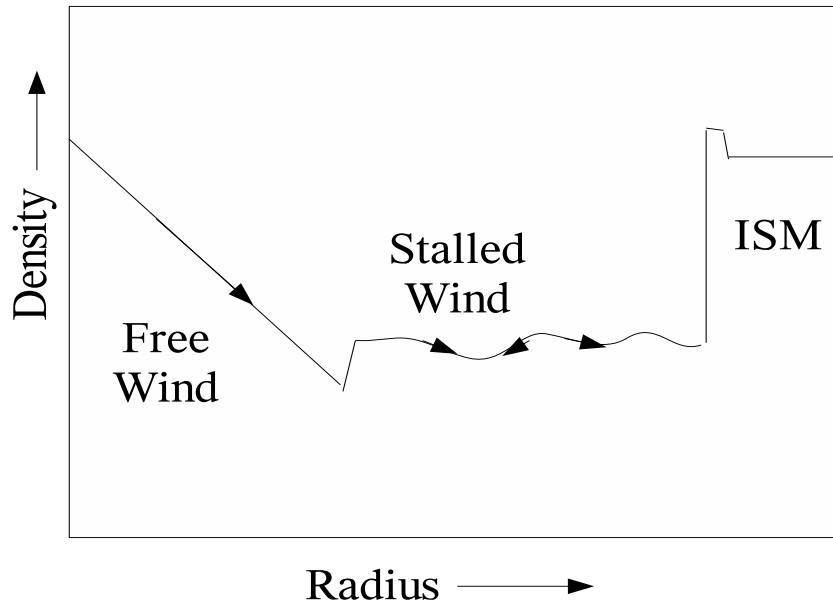


FIG. 15.6 – Schéma de la densité au sein d'une bulle créée par le vent stellaire. Les axes sont en unités logarithmiques. C'est un profil de densité de ce type que nous prendrons pour en étudier l'effet sur la rémanence des sursauts gamma.

rémanence sera alors trop faible pour être observable. Selon les paramètres de départ (principalement  $n_0$ ) les rayons de transition vent libre/vent choqué ( $R_{lc}$ ) et vent choqué/milieu interstellaire ( $R_{MIS}$ ) varient :  $2 \cdot 10^{18} \leq R_{lc} \leq 7 \cdot 10^{20}$  cm et  $10^{19} \leq R_{MIS} \leq 9 \cdot 10^{20}$  cm.

Le saut de densité entre les deux vents est compris entre 4 et 8. Le facteur 4 est le cas d'un choc adiabatique. Le facteur 8 est rare et arrive seulement pour des milieux interstellaires initialement très denses (le cas de la figure 15.5 gauche par exemple). En général, les modèles donnent des sauts d'un facteur à peine plus grand que le cas adiabatique ( $< 5$ ).

L'environnement que nous avons trouvé commence (aux petits rayons) par un milieu de type vent, c'est-à-dire de densité  $A r^{-2}$ . Les valeurs de  $A^*$  obtenues par Eldridge sont au final  $0.3 \leq A^* \leq 3$ . Ce modèle ne semble donc pas pouvoir expliquer des valeurs plus basses, comme celles trouvées à partir de plusieurs rémanences observées (tableau 15.1). Cependant, étant donné les incertitudes présentes dans le modèle notamment sur la classification des différents types d'étoiles WR (que nous ne détaillerons pas ici), des valeurs plus basses que 0.3 peuvent sans doute être acceptées.

Les environnements de sursauts considérés sont la plupart du temps purement de type vent ou uniforme (c'est ce que nous avons utilisé dans nos autres travaux). Nous

GRB	$A_*$
011121	0.02
020405	< 0.07
021211	$\sim 0.015$
970508	0.3 0.39
991208	0.4 0.65
991216	$\sim 1$
000301C	0.45
000418	0.69
021004	0.6

TAB. 15.1 – Valeurs de  $A_*$  pour divers sursauts, adapté de Chevalier, Li et Fransson (2004 [17]) et Panaitescu et Kumar (2002 [89]).

voyons qu’il faut cependant considérer le vent choqué. Ce dernier présente de grandes inhomogénéités, mais après l’avoir pénétré l’éjecta est énormément ralenti et ne parcourra pas une grande distance. Nous pouvons donc considérer le vent choqué comme un milieu uniforme. Pour notre étude des effets d’un tel environnement sur la rémanence, nous allons finalement considérer un milieu de type vent (densité en  $Ar^{-2}$ ) suivi d’un milieu uniforme avec un saut de densité au rayon de transition.

### 15.2.2 Effet d’un tel environnement sur la rémanence

Nous allons maintenant étudier la rémanence obtenue par ralentissement de l’éjecta dans un environnement tel que décrit dans la section précédente. Nous supposons une énergie isotrope totale  $E_{iso} = 10^{53}$  ergs, des paramètres microphysiques  $\alpha_B = 10^{-3}$  et  $\alpha_e = 0.1$ , une pente du spectre des électrons  $p = 2.5$  et un redshift  $z = 1$ . Nous supposons aussi un angle d’ouverture du jet  $\Delta\theta = 10^\circ$ , et une ligne de visée alignée avec l’axe du jet. Nous calculons les rémanences obtenues dans la bande V.

Nous observons dans les rémanences (figure 15.7) une descente initiale de pente  $\sim -1.5$  correspondant à un environnement de type vent, puis un saut dû au passage de l’interface vent libre/vent choqué à  $R_{lc}$ , et ensuite une descente de pente  $\sim -1$  correspondant à un milieu uniforme. Nous pouvons aussi voir dans certains cas la cassure due au “jet break”.

Nous illustrons figure 15.7 gauche l’effet de la variation de la densité du vent (à  $R_{lc}$  fixé) : une densité plus grande implique une rémanence plus brillante et une décélération de l’éjecta plus rapide. La rencontre avec l’interface à  $R_{lc}$  a donc lieu plus tard lorsque  $A_*$  augmente.

L’effet du rayon  $R_{lc}$  auquel se situe la transition vent libre/vent choqué est décrit

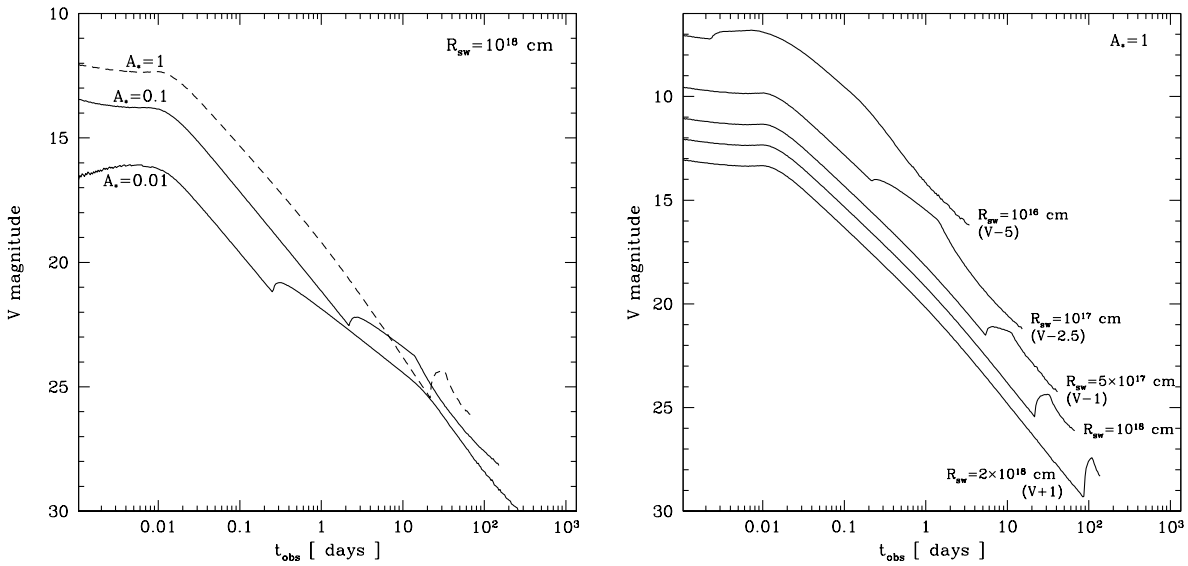


FIG. 15.7 – Gauche : Rémanences obtenues pour un rayon de transition vent libre/vent choqué  $R_{lc} = 10^{18}$  cm, un angle d’ouverture du jet  $\Delta\theta = 10^\circ$  et diverses valeurs de  $A^*$  : 1, 0.1 et 0.01. La ligne en traits n’a été utilisée que pour rendre l’ensemble plus lisible aux temps longs. Droite : Idem, mais cette fois-ci  $A^* = 1$  est fixé et c’est  $R_{lc}$  qui varie.

figure 15.7 à droite. Pour des rayons de transition très petits ( $R_{lc} = 10^{16}$  cm), l’effet du saut de densité est masqué dans la forme générale de la courbe. Plus  $R_{lc}$  est grand, plus le saut et le changement de pente l’accompagnant ont lieu tard dans la rémanence.

Il faut cependant noter que ces courbes ont été obtenues au début de ma thèse, donc avant que l’effet d’expansion latérale du jet soit inclus dans le programme. Lorsqu’un tel effet est inclus, le jet ralentit plus vite, et donc atteint la transition entre le vent libre et le vent choqué plus tard.

### 15.2.3 Conclusion

Nous venons de voir une façon plus réaliste de décrire l’environnement des sursauts gamma que simplement un milieu uniforme ou de type vent. Cependant, l’environnement que nous venons de décrire n’est pas incompatible avec ces hypothèses simplificatrices, puisque selon la valeur de la transition entre le vent libre et le vent choqué divers cas se présentent : pour  $R_{lc}$  très grand, l’éjecta ne se propage que dans le vent libre (la transition a lieu à un moment où la rémanence n’est plus visible) ; pour  $R_{lc}$  très petit, nous avons vu que l’effet du saut de densité est masqué dans la forme de la rémanence, et nous observe-

rons donc une rémanence de type uniforme ; pour des  $R_{lc}$  intermédiaires, nous observons la transition par un saut accompagné d’un changement de pente dans la rémanence.

Le cas des  $R_{lc}$  intermédiaires implique que le saut est vu dans la rémanence, nous pouvons donc penser que cela serait un moyen d’expliquer des bosses comme dans le cas de GRB 030329. Cependant, le passage de la transition implique un changement de pente (vers une descente plus douce) après le saut, ce qui n’est pas observé dans la courbe de lumière de GRB 030329. Une telle explication n’est donc pas valable, d’autant plus qu’une seule bosse est causée par ce type d’environnement, alors que la rémanence de GRB 030329 en présente plusieurs. Cependant, si dans une rémanence était observée une bosse suivie d’un adoucissement du déclin, un effet de l’environnement tel que nous venons de le voir serait à considérer.

### 15.3 La rémanence “classique” : conclusion générale

Nous avons donc étudié la rémanence “classique” des sursauts, c’est-à-dire pour des temps  $t \gtrsim 10^4$  s. Nous avons observé la présence de bosses dans certaines rémanences, et tenté de les expliquer par divers moyens.

**L’hypothèse des chocs rafraîchis s’est révélée capable d’expliquer de telles bosses, et apporte même dans le cas de GRB 030329 une indication en faveur du modèle des chocs internes, de même qu’en faveur de l’ouverture latérale du jet.**

L’effet d’un milieu extérieur plus réaliste que ce qui est habituellement considéré est de produire une bosse dans la rémanence, ainsi qu’un changement de pente pour un déclin plus doux après cette bosse. Un tel effet ne peut donc pas expliquer les rémanences présentant plusieurs bosses, ni celles dont la pente est la même avant et après la ou les bosses(s). Cependant, une telle forme est assez repérable, et si elle était trouvée dans une courbe de lumière on pourrait remonter aux valeurs des densités des vents libre et choqué, ainsi qu’au rayon de transition.



# Cinquième partie

## Conclusion





Cette thèse a débuté environ un an avant l'arrivée des premières observations de *Swift*. Cela m'a donc laissé le temps d'appréhender le modèle "standard", avant de le voir remis en cause par de plus en plus d'observations incohérentes avec tel ou tel point de ce modèle. C'est donc dans cette ère de remise en question que nous avons abordé diverses questions concernant les différentes phases des sursauts gamma, et en particulier la rémanence précoce, particulièrement importante du fait de son rôle charnière entre l'émission prompte et la rémanence classique. C'est de plus cette phase pour laquelle le flux de données de *Swift* est encore aujourd'hui le plus important, et qui pose le plus de contraintes auquel tout modèle doit répondre avant d'être validé. Ces données ont conduit la communauté scientifique à constater l'existence d'une rémanence canonique, composée d'une descente raide, suivie d'un plateau ou d'une descente douce, avant qu'apparaisse la rémanence telle qu'observée avant *Swift*.

Nous nous sommes placés la plupart du temps dans le cadre de modèles baryoniques ("standard", ou notre modèle du choc retour), bien que nous ayons aussi étudié certains cas sous l'éclairage du modèle électromagnétique.

Nous avons tout d'abord vu comment nous modélisons l'éjecta dans le cadre du modèle des chocs internes, et comment nous avons pris en compte les effets géométriques dus à la courbure des surfaces émettrices ainsi que l'étalement latéral du jet. Le freinage de l'éjecta par le milieu extérieur cause les chocs avant et retour. Dans le modèle "standard", c'est le choc avant qui émet la rémanence.

Nous avons montré que les chocs internes, le choc avant et le choc retour ne sont pas forcément temporellement distincts, et que le choc retour peut notamment perturber le profil du sursaut en intervenant en même temps que les chocs internes. Ceci fait de notre code un outil particulièrement adapté à l'étude de la rémanence précoce, où les chocs internes, avant et retour interviennent simultanément.

Nous avons ensuite étudié le sursaut phase par phase, en commençant par l'émission prompte, avant de passer à la rémanence précoce puis à la rémanence plus tardive. Nous avons montré, en nous appuyant sur le sursaut GRB 050820A, que la montée de la rémanence durant l'émission prompte était difficilement explicable dans le cadre du modèle "standard", le choc retour venant perturber le profil gamma. Ceci nous a amené à proposer un modèle alternatif au modèle "standard", où la rémanence est due au choc retour plutôt qu'au choc avant.

Ce modèle du choc retour reproduit très bien la forme de la rémanence canonique sous réserve que trois conditions soient remplies : le choc retour doit être de longue durée, ce qui implique la présence d'une queue lente dans la distribution initiale de facteur de Lorentz, la contribution du choc avant doit être plus faible que celle du choc retour, et enfin seule une partie des électrons doit être accélérée. Ce modèle permet de plus d'obtenir des

cassures chromatiques dans la rémanence, et reproduit aussi la diversité des rémanences radio observées. Seuls les "flares" posent problème, puisque nous pouvons expliquer la diversité de positions et d'intensités observée, mais pas les pentes de descente très raides. Le modèle du choc retour est donc à considérer sérieusement comme alternative au modèle "standard" pour expliquer la rémanence précoce en cette période où les observations de *Swift* remettent en cause bien des faits que nous pensions acquis.

Le modèle électromagnétique permet de reproduire aisément la rémanence de GRB 050820A, mais l'absence de modélisation de l'émission prompte rend toute conclusion définitive impossible. De même, nous ne pouvons conclure quant à une distinction observationnelle de ce modèle par rapport au modèle "standard". Une mesure critique serait l'observation de la polarisation de l'émission prompte, qui doit être forte dans le cas du modèle électromagnétique, contrairement au modèle "standard".

Le travail effectué sur la rémanence plus tardive montre que les bosses observées dans la rémanence de GRB 030329 sont une bonne indication en faveur des chocs internes. Nous avons aussi montré l'effet d'un milieu extérieur plus détaillé et réaliste que les simples vent ou milieu uniforme habituellement considérés.

Voici donc les contributions que nous avons apporté à l'effort théorique visant à comprendre les sursauts gamma :

- notre analyse d'un sursaut bien observé, GRB 030329, favorise le modèle des chocs internes.
- notre modèle a montré qu'il est impossible de distinguer à partir des observations de la rémanence le modèle "standard" du modèle électromagnétique.
- nous avons montré que le modèle "standard" a de grosses difficultés à reproduire la montée de la rémanence de GRB 050820A.
- ceci, ajouté à des difficultés à reproduire les rémanences précoces observées par *Swift*, nous a conduit à proposer un modèle alternatif pour la rémanence, dans lequel elle est produite par le choc retour. Ce modèle donne des résultats prometteurs (forme des rémanences, cassures chromatiques), mais nécessite encore de nombreuses études.

Il nous reste cependant de nombreuses études à effectuer, sur notre modèle ou sur la rémanence de façon plus générale :

- l'étude du modèle du choc retour est à poursuivre, notamment en ce qui concerne l'identification du phénomène physique manquant pour expliquer les pentes très raides de fin de sursaut et des "flares".
- il nous faut encore déterminer les caractéristiques observationnelles qui permettront de trancher en faveur du nouveau modèle, du modèle "standard" du choc avant ou

d'une cohabitation des deux selon le temps et/ou le sursaut.

- certains travaux de cette thèse ayant été effectués dans le cadre du modèle "standard", il serait intéressant de les réexaminer à la lumière du modèle du choc retour, afin de comparer les résultats des deux études.
- enfin, il nous paraît intéressant d'étudier une sorte particulière de sursauts, courts ( $T_{90} \lesssim 5$  s) et durs mais suivis d'une bosse longue (jusqu'à une centaine de secondes) et molle. Nous pensons qu'ils pouvaient être expliqués par une superposition de l'émission prompte et de la montée de la rémanence, mais une étude préliminaire a montré que cette interprétation ne se révélait pas pleinement satisfaisante.

Les données sont chaque jour plus nombreuses grâce aux missions actuelles, et de nouvelles missions déjà prévues vont apporter d'autres observations, ouvrant notamment de nouvelles fenêtres :

- Le satellite italien *AGILE* observera à la fois dans les domaines 10 – 40 keV (instrument *superAGILE*) et 30 MeV - 50 GeV (instrument *GRID*). Il fut mis en orbite par une fusée indienne *PSLV* (*Polar Satellite Launch Vehicle*) le 23 avril 2007, et travaillera dans les mêmes bandes d'énergie que le faisait l'instrument *EGRET* à bord du satellite *ComptonGRO*.
- *Xshooter* est un spectromètre qui doit être installé sur le *VLT* en 2007. Il devrait recevoir la première lumière en juillet 2008 et commencer à être opérationnel début 2009. Il aura la particularité d'avoir une large bande d'observation à résolution intermédiaire, et pourra entre autres utiliser les sursauts gamma comme source lointaine permettant d'étudier le milieu inter-galactique.
- Le satellite international *GLAST* (*Gamma Ray Large Area Space Telescope*), dont le lancement est prévu pour fin 2007, observera l'univers à haute énergie. L'observation des sursauts gamma se fera de 10 keV à 300 GeV, ouvrant ainsi une fenêtre dans les hautes énergies. Ce satellite comportera un télescope nouvelle génération *LAT*, sensible de 20 MeV à 300 GeV, et plusieurs détecteurs de sursauts gamma, *GBM*, sensibles de 20 keV à 25 MeV. Sa meilleure sensibilité (environ trente fois supérieure aux performances actuelles) et sa résolution angulaire lui permettront de localiser les sources à quelques minutes d'arc seulement.
- L'instrument *ECLAIRS*, élément clé du satellite sino-français *SVOM* (*Space based multi-band Variable Object Monitor*) est un télescope multi longueurs d'onde dédié à l'étude des sursauts gamma. Il sera doté de deux caméras observant dans les domaines 4 – 300 keV et 1 – 10 keV. Le point important de cette mission sera la coordination avec deux télescopes au sol observant dans le visible et le proche infra-rouge, ce qui permettra de suivre des rémanences de sursauts à très grand redshift. Son lancement est prévu en 2012.

Les sursauts gamma sont toujours un domaine en pleine expansion où les surprises

apportées par un nouveau satellite sont une constante : leur découverte par les satellites *VELA* en 1967, la révélation par *BATSE* de leur isotropie sur le ciel, la découverte des contreparties par *BeppoSAX* et enfin les observations de rémanences précoces par *Swift*. Nous devons donc nous attendre à de nouveaux rebondissements dans les années futures, mais il faut espérer que l'importance du flux de données de ces prochaines années permettra de tendre vers une connaissance approfondie et détaillée de ces phénomènes.

# Bibliographie

- [1] Akerlof C., Balsano R., Barthelemy S., Bloch J., Butterworth P., Casperson D., Cline T., Fletcher S., Frontera F., Gisler G., Heise J., Hills J., Kehoe R., Lee B., Marshall S., McKay T., Miller R., Piro L., Priedhorsky W., Szymanski J. & Wren J., 1999, *Nature* **398**, 400
- [2] Band D., Matteson J., Ford L., Schaefer B., Palmer D., Teegarden B., Cline T., Briggs M., Paciesas W., Pendleton G., Fishman G., Kouveliotou C., Meegan C., Wilson R. & Lestrade P., 1993, *ApJ* **413**, 281
- [3] Barthelmy S., et al., 2005, *Nature* **438**, 994
- [4] Barraud C., Daigne F., Mochkovitch R., Atteia J-L., astro-ph/0507173, *A&A*
- [5] Beloborodov A.M., 2002, *ApJ* **565**, 808
- [6] Beloborodov A.M., 2005, *ApJ* **627**, 346
- [7] Beloborodov A.M. & Uhm Z.L., 2007, astro-ph/0701205
- [8] Berger E., Kulkarni S.R., Pooley G., et al., 2003, *Nature* **426**, 154
- [9] Berger E., et al., 2005, *ApJ* **634**, 501
- [10] Blaes O., Blandford R., Goldreich P. & Madau P., 1989, *ApJ* **343**, 839
- [11] Blandford R et McKee C., 1976, *The Physics of Fluids* **19**, 1130
- [12] Blandford R. & Znajek R., 1977, *MNRAS* **179**, 433
- [13] Bloom J. & Prochaska J., 2005, “*Gamma Ray Bursts in the Swift Era*”, Washington D.C., eds S Holt et al., 473
- [14] Briggs M.S., Band D.L., Kippen R.M., Preece R.D., Kouveliotou C., van Paradijs J., Share G.H., Murphy R.J., Matz S.M., Connors A., Winkler C., McConnell M.L., Ryan J.M., Williams O.R., Young C.A., Dingus B., Catelli J.R., Wijers R.A.M.J., 1999, *ApJ* **524**, 82
- [15] Cenko S.B., Kasliwal M., Harrison F.A., Pal’shin V., Frail D.A., Cameron P.B., Berger E., Fox D.B., Gal-Yam A., Kulkarni S.R.; Moon D.-S., Nakar E., Ofek E.O., Penprase B.E., Price P.A., Sari R., Schmidt B.P., Soderberg A.M., Aptekar R., Frederiks D., Golenetskii S., Burrows D.N., Chevalier R.A., Gehrels N., McCarthy P.J., Nousek J.A., Persson S.E., Piran T., 2006, *ApJ* **652**, 490

- [16] Chevalier R. & Li Z.Y., 2000, *ApJ* **536**, 195
- [17] Chevalier R. & Li Z.Y. & Fransson C., 2004, *ApJ* **606**, 369
- [18] Chincarini G. et al, 2006, *A&A*, astro-ph/0506453 submitted
- [19] Ciardi B. & Loeb A., 2000, *ApJ* **540**, 687
- [20] Covino S., Malesani D., Tavecchio F., Antonelli L.A., Arkharov A., Di Paola A., Fugazza D., Ghisellini G., Larionov V., Lazzati D., Mannucci F., Masetti N., Barrena R., Benetti S., Castro-Tirado A.J., Alighieri S. Di Serego, Fiore F., Frontera F., Fruchter A., Ghinassi F., Gladders M., Hall P.B., Israel G.L., Klose S., Magazzu' A., Palazzi E., Pedani M., Pian E., Romano P., Stefanon M., Stella L., 2003, *A&A* **404**, L5
- [21] Daigne F., 1998, *Étude théorique des sursauts gamma : moteur central et mécanismes d'émission*, thèse de doctorat de l'université Paris XI Orsay
- [22] Daigne F. & Mochkovitch R., 1997, *MNRAS* **285**, L15
- [23] Daigne F. & Mochkovitch R., 1998, *MNRAS* **296**, 275
- [24] Daigne F. & Mochkovitch R., 2000, *A&A* **358**, 1157
- [25] Daigne F. & Mochkovitch R., 2003, *MNRAS* **342**, 587
- [26] Dermer C., 2005, "Gamma Ray Bursts in the Swift Era", Washington D.C., eds S Holt et al., 97
- [27] Dezalay J., Lestrade J., Barat C., Talon R., Sunyaev R., Terekhov O. & Kuznetsov A., 1996a, *ApJ* **471**, L27
- [28] Eichler D., Livio M., Piran T. & Schramm D., 1989, *Nature* **340**, 126
- [29] Eichler D., Granot J., 2005, *ApJ* **641**, L5
- [30] Epstein R., 1985, *ApJ* **291**, 822
- [31] Falcone A.D., Burrows D.N., Lazzati D., Campana S., Kobayashi S., Zhang B., Meszaros P., Page K.L., Kennea J.A., Romano P., Pagani C., Angelini L., Beardmore A.P., Capalbi M., Chincarini G., Cusumano G., Giommi P., Goad M.R., Godet O., Grupe D., Hill J.E., La Parola V., Mangano V., Moretti A., Nousek J.A., O'Brien P.T., Osborne J.P., Perri M., Tagliaferri G., Wells A.A., Gehrels N., 2006, *ApJ* **641**, 1010
- [32] Fan Y.Z. & Piran T., 2006, *MNRAS* **369**, 197
- [33] Fan Y.Z. & Wei D.M., 2005, *MNRAS* **364**, L42
- [34] Fenimore E., Epstein R., Ho C., Klebesadel R.W., Lacey C., et al., 1993, *Nature* **366**, 40
- [35] Fenimore, E.E. ; Zand, J.J.M.in't ; Norris, J.P. ; Bonnell, J.T. ; Nemiroff, R.J., 1995, astro-ph/9504075

- [36] Fox D., et al., 2005, *Nature* **437**, 845
- [37] Galama T.J., Groot P.J., van Paradijs J., Kouveliotou C., Strom R.G., Wijers R.A.M.J., Tanvir N., Bloom J., Centurion M., Telting J., Rutten R.G.M., Smith P., Mackey C., Smartt S., Benn C., Heise J., Zand J.in't, 1998, *ApJ* **497**, L13
- [38] Garnavich P.M., Loeb A. & Stanek K.Z., *ApJ* **544**, L11
- [39] Gehrels N., et al., 2005, *Nature* **437**, 851
- [40] Golennetskii S et al., 2005, *GCN* No **3852**
- [41] Goodman J., 1986, *ApJ* **308**, L47
- [42] Gou L.J., Mészáros P., Abel T. & Zhang B., 2003, *ApJ* **604**, 508
- [43] Granot J., Nakar E. & Piran T., 2003, *Nature* **426**, 138
- [44] Hameury J. & Lasota J., 1986, in *Gamma-Ray Bursts*, eds Liang E. et Petrosian V., volume **177**, Am. Inst. Phys. Press. New-York
- [45] Harding A. & Baring M., 1994, *AIPC* **307**, 520
- [46] Harrison F.A., Bloom J.S., Frail D.A., Sari R., Kulkarni S.R., Djorgovski S.G., Axelrod T., Mould J., Schmidt B.P., Wieringa M.H., Wark R.M., Subrahmanyan R., McConnell D., McCarthy P.J., Schaefer B.E., McMahon R.G., Markze R.O., Firth E., Soffitta P., Amati L., 1999, *ApJL* **523**, L121
- [47] Heyl J.S. & Perna R., 2003, *ApJ* **586**, L13
- [48] Hjorth, J. et al., 2003, *Nature* **423**, 847
- [49] Jakobsson P., 2005, *GCN* **3940**, 1
- [50] Jakobsson P., Levan A., Fynbo J.P.U. et al., 2006, *A & A* **447**, 897
- [51] Klebesadel R., Strong I. & Olson R., 1973, *ApJ* **182**, L85
- [52] Kobayashi S., Zhang B., Meszaros P., Burrows D.N., 2005, *ApJ* **655**, 391
- [53] Kouveliotou C., Meegan C., Fishman G., Bhat N., Briggs M., Koshut T., Paciesas W. & Pendleton G., 1993, *ApJ* **413**, L101
- [54] Kulkarni S.R, et al., astro-ph/9707001, *Nature*
- [55] Kumar P.,& Panaitescu A., 2000, *ApJ* **541**, L51
- [56] Kumar P.,& Piran T., 2000a, *ApJ* **532**, 286
- [57] Kumar P.,& Piran T., 2000b, *ApJ* **535**, 152
- [58] Lamb D.Q. & Reichart D., 2000, *ApJ* **536**, 1L
- [59] Lazzati D. et al., 2002, *A&A* **396**, Lr
- [60] Lee W.H., Ramirez-Ruiz E., Granot J., 2005, *ApJ* **630**, L165
- [61] Le Floc'h et al., 2003, *A&A* **400**, 499

- [62] Le Floch et al., 2003, “*Gamma Ray Bursts in the Swift Era*”, Washington D.C., eds S Holt et al., 528
- [63] Lipkin Y.M. et al., 2004, *ApJ* **606**, 381
- [64] Lithwick Y. & Sari R., 2001, *ApJ* **555**, 540
- [65] Lyutikov M., 2004, *35<sup>th</sup> COSPAR meeting*, astro-ph/0409489
- [66] Lyutikov M., Blandford R., 2002, astro-ph/0210671
- [67] Lyutikov M., Blandford R., 2003, astro-ph/0312347
- [68] , ,
- [69] Madau P & Thomson C, 2000, *ApJ* **534**, 239
- [70] Mészáros P., 2006, *Reports on Progress in physics*, IOP Publishing Ltd; astro-ph/0605208
- [71] Mészáros P., 1995, in *17<sup>th</sup> Texas Symp. Relat. Astrophys.*, H. Boehringer et al, N.Y.Acad.Sci. **440**, 410
- [72] Mészáros P. & Rees MJ., 1993, *ApJ* **418**, L59
- [73] Mészáros P. & Rees MJ., 1997b, *ApJ* **482**, L29
- [74] Milosavljević M. & Nakar E., 2006, *ApJ* **641**, 978
- [75] Mitrofanov I. & Sagdeev R., 1990, *Nature* **344**, 313
- [76] Mochkovitch R., Hernanz M., Isern J. & Martin X., 1993, *Nature* **361**, 236
- [77] Mochkovitch R., Daigne F; Barraud C; Atteia J-L, “*Gamma-Ray Bursts in the Afterglow Era*” *proceedings*, 3<sup>th</sup> workshop, Rome, 17-20 septembre 2002
- [78] Nakar E. & Piran T., 2003, *ApJ* **598**, 400
- [79] Nakar E., Piran T. & Granot J., 2003, *New Astronomy* **8**, 495
- [80] Narayan R., Paczyński B., & Piran T., 1992, *ApJ* **395**, L83
- [81] Natarajan P., et al., 2005, *MNRAS* **364**, L8
- [82] Norris J., Nemiroff R., Bonell J., Scargle J., Kouveliotou C., Paciesas W., Meegan C. & Fishmann G., 1996, *ApJ* **459**, 393
- [83] Nousek J.A, Kouveliotou C., Grupe D. et al., 2005, *ApJ* **642**, 389
- [84] Paciesas W., Meegan C., Pendleton G., Briggs M., Kouveliotou C., Koshut T., Lestrade J., McCollough M., Brainerd J., Hakkila J., Henze W., Preece R., Connaughton V., Kippen R., Malozzi R., Fishman G., Richardson G. & Sahi M., 1999, *ApJS* **122**, 465
- [85] Paczyński B., 1986, *ApJ* **308**, L43
- [86] Paczyński B., 1991, *Acta Astron.* **41**, 257
- [87] Panaitescu A., 2006, astro-ph/0607396



- [88] Panaitescu A. & Kumar P., 2001, *ApJ* **554**, 667
- [89] Panaitescu A. & Kumar P., 2002, *ApJ* **571**, 779
- [90] Panaitescu A. & Kumar P., 2004, *MNRAS* **350**, 213
- [91] Panaitescu A., Mészáros P., Gehrels N., Burrows D., Nousek J., 2006, *MNRAS* **366**, 1357
- [92] Panaitescu A., Mészáros P., Burrows D., Nousek J., Gehrels N., O'Brien P., Willingale N., 2006, *MNRAS* **369**, 2059
- [93] Preece R.D., Briggs M.S., Malozzi R.S., Pendleton G.N., Paciesas W.S., Band D.L., 2000, *ApJS* **126**, 19
- [94] Ramirez-Ruis E., Dray L.M., Madau P. & Tout C.A., 2001, *MNRAS* **327**, 829
- [95] Ramirez-Ruis E., Garcia-Segura G., Salmonson J.D. & Perez-Rendon B., 2005, *ApJ* **361**, 435R
- [96] Rees M.J. & Mészáros P., 1992, *MNRAS* **258**, P41
- [97] Rees M.J. & Mészáros P., 1994, *ApJ* **430**, L93
- [98] Rees M.J. & Mészáros P., 1998, *ApJ* **496**, L1
- [99] Rhoads J.E., 1999, *ApJL* **487**, L1
- [100] Rhoads J.E., 1999, *ApJ* **525**, 737
- [101] Sari R. & Mészáros P., 2000, *ApJ* **535**, L33
- [102] Sari R. & Piran T., 1999, *ApJ* **517**, L109
- [103] Sari R., Piran T. & Halpern J.P., 1999, *ApJ* **519**, L17
- [104] Sari R., Piran T. & Narayan R., 1998, *ApJ* **497**, L17
- [105] Savaglio S., Glazebrook K. & Le Borne D., 2005, "Gamma Ray Bursts in the Swift Era", Washington D.C., eds S Holt et al., 540
- [106] Stanek K.Z.; Matheson T.; Garnavich P.M.; Martini P.; Berlind P.; Caldwell N.; Challis P.; Brown W.R.; Schild R.; Krisciunas K.; Calkins M.L.; Lee J.C.; Hathi N.; Jansen R.A.; Windhorst R.; Echevarria L.; Eisenstein D.J.; Pindor B.; Olszewski E.W.; Harding P.; Holland S.T.; Bersier D., 2003, *ApJ* **591**, L17
- [107] Stanek K.Z., Gnedin O.Y., Beacom J.F, Gould A.P., Johnson J.A., Kollmeier J.A., Modjaz M., Pinsonneault M.H., Pogge R. & Weinberg D.H., 2006, soumis à *APJ* astro-ph/0604113
- [108] van Marle A.J., Langer M., Garcia-Segura G., 2004, *G.2004RMxAC* **22**, 136V
- [109] van Paradijs J., Groot P., Galama T., Kouveliotou C., Strom R., Telting J., Rutten R., Fishman G., Meegan C., Pettini M., Tanvir N., Bloom J., Pederson H., Nordgaard-Nielsen H., Linden-Vornle M., Melnick J., van der Steene G., Bremer M., Naber R., Heise J., In't Zand J., Costa E., Feroci M., Piro L., Frontera F., Zavattini G., Nicastro L., Palazzi E., Bennet K., Hanlon L. & Parmar A., 1997, *Nature* **386**, 686

- [110] Vestrand W.T., Wosniak P.R., Wren J.A. et al., 2005, *Nature* **435**, 178
- [111] Vestrand A.J., Wren J.A., Wosniak P.R. et al., 2006, *Nature* **442**, 172
- [112] Villaseñor J.S., Lamb D.Q., Ricker G.R., Atteia J.-L., N. Kawai, N. Butler, Nakagawa Y., Jernigan J.G., Boer M., Crew G.B., Donaghy T.Q., Doty J., Fenimore E.E., Galassi M., Graziani C., Hurley K., A. Levine, Martel F., Matsuoka M., Olive J.-F., Prigozhin G., Sakamoto T., Shirasaki Y., Suzuki M., Tamagawa T., Vanderspek R., Woosley S.E., Yoshida A., Braga J., Manchanda R., Pizzichini G., Takagishi K. & Yamauchi M., 2005, *AAS* **37**, 1187
- [113] Wijers R., Rees M. J. & Mészáros P., 1997, *MNRAS* **288**, L51
- [114] Wijers R., Bloom J., Blaga J. & Natarajan P., 1998, *MNRAS* **294**, L13
- [115] Woosley S. & Wallace R., 1982, *ApJ* **258**, 716
- [116] Wu X.F., Dai Z.G., Wang X.Y., Huang Y.F., Feng L.L., Lu T., *ApJ* submitted, astro-ph/0512555
- [117] Zhang B., Fan Y.Z., Dycks J. et al., 2005, *ApJ* **642**, 354
- [118] Zhang B., Liang E., Page K.L. et al., 2006, *ApJ* in press, astro-ph/0610177

# Compléments : publications

## Articles

- (art 1) *The circumstellar environment of Wolf-Rayet stars and Gamma-ray burst afterglows*, J. J. Eldridge, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, MNRAS, 367 186 (2005)
- (art 2) *Afterglow calculation in the electromagnetic model for gamma-ray bursts*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, A&A, 457, 737 (2006)
- (art 3) *Can the early X-ray afterglow of GRBs be explained by a contribution from the reverse shock ?*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, MNRAS, in press (astro-ph/0701204)
- (art 4) *The rise of the afterglow in GRB 050820A*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, A&A, 471, 1 (2007)
- (art 5) *Bumps in the afterglow of GRB 030329 : testing the refreshed shock hypothesis and the internal shock model in GRBs ?*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, to be submitted

## Actes de colloques

- (proc 1) *Bumps in the optical afterglow of GRB030329 : refreshed shocks and evidence for internal shocks in GRBs ?*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, proceedings of the *Gamma-ray bursts in the Swift era* (Washington) meeting.
- (proc 2) *Can the early X-ray afterglow of GRBs be explained by a contribution from the reverse shock ?*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, proceedings of the *Gamma-ray bursts in the Swift era* (Washington), the *Swift and GRBs : unveiling the relativistic universe* (Venice) and the *The next decade of GRB afterglows* (Am-

sterdam) meetings.

- (proc 3) *Afterglow calculation in the Blandford-Lyutikov electromagnetic model for gamma-ray bursts*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, proceedings of the *Gamma-ray bursts in the Swift era* (Washington) and the *Swift and GRBs : unveiling the relativistic universe* (Venice) meetings.
- (proc 4) *The rise of the afterglow in GRB 050820A*, F. Genet, F. Daigne & R. Mochkovitch, to be published in the proceedings of the *Recent developments in the study of Gamma-ray bursts* (London) and the *The next decade of GRB afterglows* (Amsterdam) meetings.