

## Rayonnement cosmique de ultra-haute énergie : modèles théoriques

Martin Lemoine

*GReCO, Institut d'Astrophysique de Paris, C.N.R.S.,  
98 bis boulevard Arago, 75014 Paris*

**Abstract.** Cette revue présente les différents modèles de sources du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie (UHE) au-delà de la cheville ( $E \gtrsim 10^{19}$  eV).

On présentera tout d'abord l'énigme du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie : quels objets peuvent accélérer des particules à  $\sim 10^{20}$  eV, pourquoi ne devrait-on pas voir de noyaux de cette énergie, pourquoi ne voit-on pas de contrepartie dans les directions d'arrivée des rayons cosmique UHE ?

On discutera alors les modèles dits "astrophysiques", dans lesquels les rayons cosmiques UHE sont des protons ou noyaux lourds accélérés dans des objets astrophysiques : sursauts  $\gamma$ , radio-galaxies, étoiles à neutrons, etc... On insistera sur l'importance des champs magnétiques cosmiques dans l'explication de l'absence de contrepartie aux événements UHE.

On présentera ensuite brièvement les modèles dits "hybrides", selon lesquels les rayons cosmiques UHE sont issus de sources astrophysiques lointaines et protégés contre les pertes d'énergie par divers mécanismes hypothétiques de la physique des particules.

Enfin on discutera les modèles dits *top-down*, dans lesquels le rayon cosmique est produit par la désintégration d'une particule super-massive, de masse  $M \gtrsim 10^{21}$  eV/ $c^2$ .

### Table des matières

<b>1. Introduction</b>	<b>385</b>
<b>2. L'énigme</b>	<b>386</b>
2.1 Comment accélérer des particules aux énergies observées et plus ? . . . . .	386
2.2 Doit-on voir des particules d'énergie $E \geq 10^{20}$ eV ? . . . . .	388
2.3 Pourquoi ne voit-on pas les sources ? . . . . .	391

<b>3. Sources astrophysiques</b>	<b>392</b>
3.1 Étoiles à neutrons, objets compacts . . . . .	392
3.2 Sursauts gamma . . . . .	393
3.3 Radio-galaxies . . . . .	394
3.4 Sources “proches” et champ magnétique intense . . . . .	395
<b>4. Modèles hybrides</b>	<b>397</b>
4.1 <i>Z-burst</i> . . . . .	398
<b>5. Modèles top-down</b>	<b>398</b>
5.1 Défauts topologiques . . . . .	399
5.2 Wimpzillas! . . . . .	400
<b>6. Perspectives</b>	<b>401</b>

## 1. Introduction

Où se trouve la fin du spectre du rayonnement cosmique? Aux énergies  $E \gtrsim 10^{20}$  eV, le flux n'est plus que d'une particule par  $\text{km}^2$  et par siècle. Les gerbes produites par l'interaction de ces rayons cosmiques avec l'atmosphère terrestre s'étalent sur des  $\text{km}^2$  au sol. Leur observation requiert donc la construction de détecteurs de particules déployés sur des distances importantes. En dépit d'une quarantaine d'années de recherches intensives dans ce domaine, on ne sait toujours pas où se trouve le bout du spectre. Les expériences récentes AGASA (*Akeno Giant Air Shower Array*)<sup>1</sup> et HiRes Fly's Eye<sup>2</sup> mesurent des flux en apparence contradiction vers  $10^{20}$  eV. Cette dernière expérience semble suggérer que le spectre trouve sa fin juste en deçà de  $10^{20}$  eV, tandis que l'expérience AGASA observe des événements d'énergie aussi élevée que sa sensibilité le permet. Une comparaison plus détaillée de ces spectres et des informations complémentaires sur la composition du rayonnement à ces énergies est présentée dans une autre contribution par le même auteur dans ce volume.

La contribution présente tente de discuter de manière générale les différents modèles théoriques qui ont été proposés pour expliquer les données sur le rayonnement cosmique UHE au-delà de la cheville ( $E \gtrsim 10^{19}$  eV). Ces modèles sont nombreux, pour deux raisons essentielles. Tout d'abord les données sont quant à elles peu nombreuses en raison du très faible flux à ces énergies. De plus, l'existence de ces particules de ultra-haute énergie présente un problème d'interprétation dont la solution semble requérir des phénomènes astrophysiques nouveaux ou des mécanismes encore inconnus de la physique des hautes énergies. Alors, la boîte de Pandor s'ouvre, et ... une myriade de modèles théoriques s'en échappe.

Le but de cet exposé ne sera pas de comprendre les détails de chaque scénario, mais plutôt d'en étudier les motivations, d'en présenter les grandes lignes et d'en discuter les signatures caractéristiques. On peut en fait classer ces modèles en trois grandes catégories : les modèles "astrophysiques" pour lesquels le rayon UHE est un noyau accéléré dans une source (Section 3), les "hybrides" qui font intervenir de la physique non standard (Section 4) et les "top-down" dans lesquels la particule UHE n'est pas accélérée mais produite par la désintégration d'une particule super-massive (Section 5). Ces différents modèles sont discutés en détail dans le livre *Physics & astrophysics of ultra-high energy cosmic rays* édité

---

<sup>1</sup>AGASA : <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>

<sup>2</sup>HiRes Fly's Eye : <http://hires.physics.utah.edu/>

par M. Lemoine & G. Sigl (2000). On pourra également consulter les revues par Bhattacharjee & Sigl (2000), Olinto (2000), Nagano & Watson (2002) et Anchordoqui *et al.* (2003) pour plus de détails.

## 2. L'énigme

Le mystère du rayonnement cosmique UHE repose sur trois points essentiels :

### 2.1 Comment accélérer des particules aux énergies observées et plus ?

Les mécanismes d'accélération de particules dans les objets astrophysiques ne sont pas encore très bien compris. Pour les noyaux, on distingue deux processus fondamentaux : le premier fait intervenir l'accélération dans un champ électrique, le second repose sur le mécanisme de Fermi. Dans les objets astrophysiques les champs électriques sont reliés aux variations spatiales ou temporelles du champ magnétique  $B$ . Le travail effectué par la force électromotrice dans ce champ permet en principe à une particule de charge  $Z$  d'acquérir (en l'absence de processus de pertes d'énergie !) une énergie  $E \sim ZecBR$ , où  $R$  représente l'échelle spatiale de cohérence du champ électro-magnétique.

Le mécanisme de Fermi est traditionnellement proposé sous deux variantes, Fermi-1 ou Fermi-2 selon la dépendance du gain d'énergie en fonction de la vitesse des centres de diffusion. Une présentation détaillée du mécanisme de Fermi-1 est donnée dans les contributions de E. Parizot (limite non relativiste) et Y. Gallant (limite relativiste) ; le mécanisme Fermi-2 est discuté dans la contribution de G. Pelletier. Il est particulièrement difficile d'établir avec confiance l'énergie maximale pouvant être atteinte dans un objet astrophysique donné. Il faudrait pouvoir comptabiliser précisément les gains et les pertes d'énergie dans le milieu ambiant ainsi que la probabilité d'échappement des particules. Il existe cependant un critère dit "de Hillas" (Hillas 1984) pour donner une estimation de cette énergie maximale. Ce critère *ignore* les pertes d'énergie et stipule que l'accélération a lieu tant que les particules sont confinées à l'intérieur de l'accélérateur (ce qui est fort raisonnable !). Ce critère de confinement peut s'écrire  $r_L \lesssim L$ , où  $r_L \equiv E/ZeBc$  représente le rayon de Larmor de la particule d'énergie  $E$  dans le champ magnétique ambiant  $B$ , et  $L$  représente la taille de l'accélérateur. On trouve donc l'énergie maximale  $E \sim ZeBcL$  ; cette formule coïncide avec celle obtenue pour l'accélération par force électromotrice, ce qui n'est pas étonnant pour des raisons de dimensions.

Si l'accélération a lieu dans un milieu en mouvement relativiste par rapport à la Terre et que la particule s'échappe du site d'accélération en direction de la Terre, l'énergie maximale pouvant être atteinte est

réhaussée du facteur de Lorentz  $\Gamma$  du flot. Aussi la formule la plus générale donne l'énergie maximale d'accélération comme  $E \sim \Gamma Z e c B L \sim 10^{20} \Gamma \text{ eV } Z (B/1\mu\text{G})(L/1\text{Mpc})$ , et comme précédemment,  $B$  et  $L$  sont respectivement le champ magnétique et l'échelle spatiale caractéristique du site d'accélération mesurés dans le référentiel comobile (i.e. référentiel du flot au repos). Finalement, si on représente les objets astrophysiques connus dans le plan  $B - L$ , on peut sélectionner les candidats pour les sources du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie. On voit ainsi émerger les étoiles à neutrons ( $B \sim 10^{12} \text{ G}$ ,  $L \sim 10 \text{ km}$ )<sup>3</sup>, les noyaux actifs de galaxies ( $B \sim 10^4 \text{ G}$ ,  $L \sim 1 \text{ AU} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ km}$ ), les lobes ou points chauds des grandes radio-galaxies ( $B \sim 10^{-4} \text{ G}$ ,  $L \sim 1 \text{ kpc}$ ), les centres des amas de galaxies ( $B \sim 1 \mu\text{G}$ ,  $L \sim 1 \text{ Mpc}$ ), les chocs d'accrétion sur les grandes structures cosmologiques ( $B \sim 1 \mu\text{G}?$ ,  $L \sim 1 \text{ Mpc}?$ ) et les sursauts gamma (voir plus bas).

Il est important de souligner que cette formule ne donne qu'un ordre de grandeur et qu'elle ne prend pas en compte les mécanismes de perte d'énergie dans la source. Ce n'est qu'un "casting" de candidats ; il faut ensuite, au cas par cas, étudier en détail les caractéristiques physiques de chaque pour savoir s'il peut être ou non un site accélérateur de rayons cosmiques UHE. Un bon exemple est donné par les noyaux actifs de galaxies. Si ceux-ci semblent posséder les caractéristiques requises pour accélérer des noyaux jusqu'à  $E \sim 10^{21} \text{ eV}$  le long de lignes de champs électriques, il apparaît que l'énergie maximale est plus probablement  $\sim 10^{16} \text{ eV}$  (Norman *et al.* 1995). Cette énergie est en effet l'énergie à laquelle le temps caractéristique de gain d'énergie  $|(1/E)dE/dt|_{\text{gain}}^{-1}$  devient comparable au temps de perte d'énergie  $|(1/E)dE/dt|_{\text{perte}}^{-1}$  associé au rayonnement synchrotron des particules accélérées et à la production de pions (ou photodissociation pour les noyaux lourds) sur le rayonnement ambiant. Au-dessus de  $\sim 10^{16} \text{ eV}$ , le temps de perte d'énergie est plus court que le temps caractéristique de gain et cela marque la fin du processus d'accélération.

Il est souvent difficile, voire impossible, de donner une prédiction de cette énergie maximale avec une précision meilleure qu'un ordre de grandeur. Les connaissances sur les caractéristiques d'un objet donné sont en effet souvent limitées. En particulier il est difficile de mesurer ou d'évaluer l'intensité d'un champ magnétique dans un objet. Par ailleurs il subsiste des incertitudes théoriques importantes sur les mécanismes d'accélération. Ainsi on ne connaît pas bien le temps d'accélération pour un choc relativiste, et pourtant la comparaison de celui-ci au temps de perte d'énergie ou à la durée de vie du choc contrôle en général l'énergie

---

<sup>3</sup>On rappelle  $1 \text{ Mpc} \simeq 3 \cdot 10^{24} \text{ cm}$

maximale d'accélération. Plus généralement le critère de confinement n'est pas aussi simple qu'il paraît. Cette notion de confinement repose sur la diffusion de particules dans un champ magnétique, qui est en soi un domaine de recherches intensives.

On peut alors résumer la situation de la manière suivante. Le critère de Hillas (le "casting" de Hillas) montre qu'il existe une variété d'objets pouvant a priori accélérer des particules à des énergies  $\sim 10^{20}$  eV avec une incertitude d'un ordre de grandeur. Pour chaque objet des études ultérieures tenant compte des mécanismes de pertes d'énergie dans la source sont nécessaires pour affiner l'estimation de l'énergie maximale d'accélération. On retiendra comme candidat pré-sélectionné pour la source du rayonnement UHE : étoiles à neutrons, points chauds ou jets relativistes de radio-galaxies, sursauts gamma et chocs d'accrétion de grandes structures. Ces sources sont rares, et hormis les étoiles à neutrons, elles sont situées à des distances cosmologiques.

## 2.2 Doit-on voir des particules d'énergie $E \geq 10^{20}$ eV ?

Il y a quelques années, on se serait posé la question : "Pourquoi voit-on...", mais les résultats de l'expérience HiRes ont démontré qu'on ne connaissait pas bien le spectre aux énergies extrêmes, en particulier au-delà de  $\simeq 5 \cdot 10^{19}$  eV. On attend en fait une coupure du spectre à cette énergie si les rayons cosmiques UHE sont des protons ou noyaux émis par des sources situées à des distances cosmologiques. En effet les photons du rayonnement de fond micro-onde d'énergie caractéristique  $\epsilon_\gamma \sim 10^{-3}$  eV sont perçus comme des photons gamma d'énergie  $\sim 100$  MeV dans le référentiel au repos d'un proton d'énergie  $E \gtrsim 5 \cdot 10^{19}$  eV dans le référentiel laboratoire. A ces énergies, la production inélastique de pions ( $m_\pi c^2 \simeq 140$  MeV) devient possible :  $\gamma + p \rightarrow N + n\pi$ , où  $N$  est soit un proton soit un neutron, et  $n$  désigne le nombre de pions produits. Dans le référentiel du proton au repos, l'énergie seuil de production de pions s'écrit comme suit :

$$\epsilon'_\gamma = \frac{m_\pi c^2 (m_p + m_\pi/2)}{m_p} \simeq 160 \text{ MeV}.$$

Dans le référentiel laboratoire, l'énergie du photon est  $\epsilon_\gamma = \epsilon'_\gamma / \Gamma$  (en supposant une collision frontale), où  $\Gamma = E/m_p c^2$  est le facteur de Lorentz du proton. On obtient donc l'énergie seuil du proton dans le référentiel laboratoire pour la production de pion :

$$E = \frac{m_\pi c^2 (m_p + m_\pi/2)}{\epsilon_\gamma} \simeq 7 \cdot 10^{19} \left( \frac{\epsilon_\gamma}{10^{-3} \text{ eV}} \right)^{-1} \text{ eV}.$$

La longueur caractéristique d'interaction est de l'ordre de  $\sim 6$  Mpc, et l'énergie perdue dans chaque interaction est de l'ordre de  $\sim 20\%$ . La longueur de perte d'énergie des protons, quelques dizaines de Mpc, est donc petite par rapport aux échelles cosmologiques. Qualitativement, on ne doit pas voir de proton d'énergie  $\gtrsim 3 \cdot 10^{20}$  eV après  $\sim 30$  Mpc, ou de proton d'énergie  $\gtrsim 10^{20}$  eV après  $\sim 100$  Mpc. On s'attend donc à observer une coupure d'énergie maximale du spectre du rayonnement cosmique vers  $\sim 5 - 7 \cdot 10^{19}$  eV (coupure Greisen-Zatsepin-Kuzmin ou GZK) si les rayons cosmiques sont des protons issus de sources à distances cosmologiques. On s'attend en outre à observer un amoncèlement de particules juste en deçà de cette coupure car le nombre de nucléons est conservé dans chaque interaction et seule l'énergie est dégradée. Le spectre attendu est représentée dans la Fig. 1 pour une population de sources réparties de manière homogène dans l'Univers. On notera que les protons peuvent également perdre leur énergie par production de paires  $e^- - e^+$  sur le rayonnement de fond, mais ce processus n'est important que pour des distances cosmologiques et des énergies en deçà de la coupure. Dans ce régime, il faut également tenir compte des pertes par expansion universelle  $dE/dt = -HE$ ,  $H(t)$  désignant le taux d'expansion.

Pour les noyaux, la production de pions a également lieu, mais il est facile de voir que l'énergie seuil est repoussée vers les énergies plus élevées en raison de la masse élevée. En revanche, les noyaux peuvent perdre de l'énergie par photo-dissociation :  $\gamma + A \rightarrow (A - 1) + N$ , où  $A$  désigne le noyau et  $N$  un nucléon (proton ou neutron). Dans le référentiel au repos du noyau, l'énergie seuil est de l'ordre de  $15 - 20$  MeV, et la section efficace pique vers  $20 - 30$  MeV dans le domaine de la résonance dipolaire géante. Il est facile de voir que ce seuil plus bas (par rapport à la production de pions pour un proton) compense la différence de masse entre proton et noyaux lourds, de sorte que l'énergie seuil pour la photo-dissociation sur le rayonnement de fond cosmologique pour un noyau de fer se situe également aux alentours de  $7 \cdot 10^{19}$  eV. L'énergie perdue par réaction de photo-dissociation  $\sim E/A$  par nucléon retiré est relativement faible, mais la longueur d'interaction est courte  $\sim 1$  Mpc. Aussi la propagation de noyaux lourds est sévèrement limitée en distance. Qualitativement, on ne doit pas voir de noyaux de fer d'énergie  $\gtrsim 2 \cdot 10^{20}$  eV après une distance parcourue  $\sim 10$  Mpc, ou de noyaux d'énergie  $\gtrsim 10^{20}$  eV après  $\sim 100$  Mpc. On s'attend donc à observer une coupure du spectre très semblable à la coupure GZK si les sources sont à distances cosmologiques et les rayons cosmiques UHE des noyaux lourds. Enfin les noyaux lourds peuvent également perdre leur énergie par production de paires sur le rayonnement de fond :  $A + \gamma \rightarrow A + e^- + e^+$ , et par expansion universelle. Les temps de perte d'énergie incluant ces divers processus sont représentés dans la Fig. 2 pour des noyaux d'hélium-4 (courbe pleine),

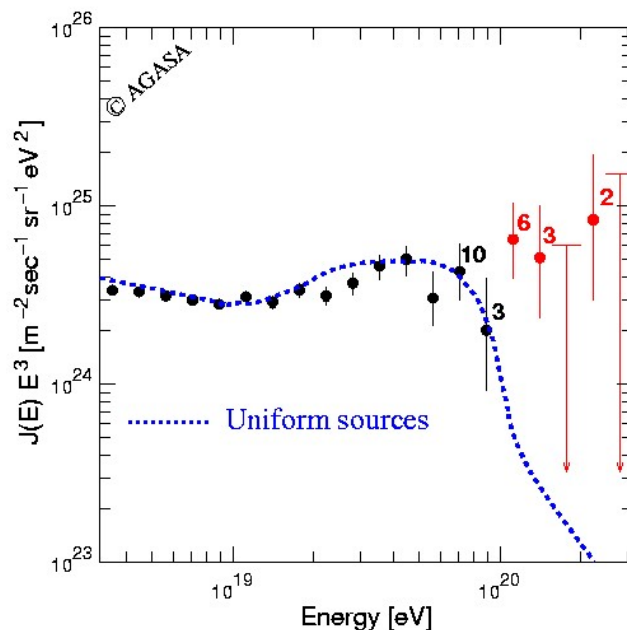


Figure 1.: Spectre  $E^3 dI/dE$  mesuré par l'expérience AGASA. La courbe pointillée représente le spectre attendu pour une population de sources distribuées de manière homogène dans l'Univers (donc à distances cosmologiques) émettant des protons UHE. La coupure GZK prédite à  $\simeq 6 \cdot 10^{19}$  eV n'est pas observée.

de carbone (pointillés), de silicium (tirets) et de fer (tirets-points). On remarquera dans cette courbe la coupure qui apparaît comme une diminution brutale de la distance de propagation, dont la position évolue linéairement avec la masse atomique du noyau.

En conclusion, si les sources sont des objets situés à des distances cosmologiques et les rayons cosmiques UHE des protons ou noyaux, on ne devrait pas voir de particules d'énergie  $\gtrsim 10^{20}$  eV. Or l'expérience AGASA semble avoir détecté une douzaine de particules au-delà de cette énergie et le spectre ne semble pas présenter de coupure. L'expérience Fly's Eye a recueilli l'événement de plus haute énergie observé  $E \simeq 3 \pm 0.9 \cdot 10^{20}$  eV, dont la source devrait être située à moins de  $\sim 50 - 100$  Mpc de la Terre. Cependant, les mesures de l'expérience HiRes Fly's Eye révèlent l'existence d'une coupure GZK dans le spectre juste en deçà de  $10^{20}$  eV. Les particules d'énergie trans-GZK existent-elles ? La question reste en suspens...



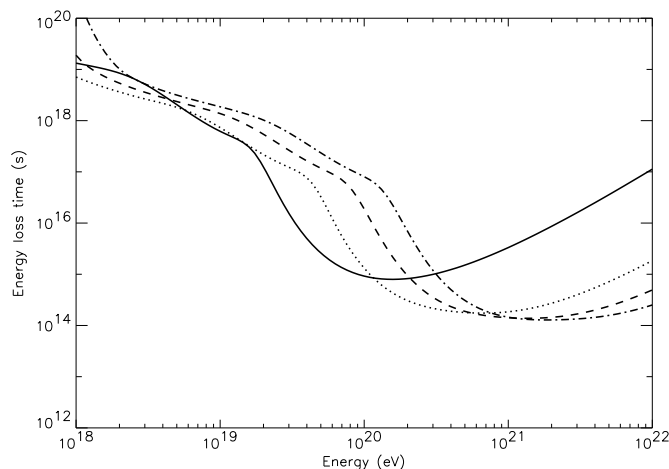


Figure 2.: Temps caractéristique de perte d'énergie  $|(1/E)dE/dt|^{-1}$  pour des noyaux, par photo-dissociation sur le rayonnement de fond micro-onde et infra-rouge, par production de paires et par expansion. Courbe pleine : hélium ( $A = 4$ ); pointillés : carbone ( $A = 12$ ); tirets : silicium ( $A = 28$ ); tirets-points : fer ( $A = 56$ ). On notera l'équivalence pour une particule se déplaçant à la vitesse  $\sim c$  :  $1 \text{ Mpc} \simeq 10^{14} \text{ sec}$ .

### 2.3 Pourquoi ne voit-on pas les sources ?

Une conséquence de la discussion précédente est la suivante. Si les sources sont proches (en comparaison à une échelle cosmologique), pourquoi ne les voit-on pas dans les directions d'arrivée des événements de plus hautes énergies ? A priori, on s'attend à ce que la déflexion magnétique des rayons cosmiques UHE dans le champ magnétique Galactique soit faible :  $\theta \sim \mathcal{O}(1^\circ)Z(E/10^{20}\text{eV})^{-1}$ . Par conséquent, en l'absence de champ magnétique extra-galactique, les directions d'arrivée devraient indiquer les positions des sources dans le ciel. L'observation de multiplets d'événements par l'expérience AGASA (cf contribution sur les données observationnelles par le même auteur dans ce volume) trouverait dans ce cadre une interprétation naturelle. Donc si les sources sont proches, i.e. à une distance  $D \lesssim 100 \text{ Mpc}$ , on devrait les trouver dans les grands relevés optique, infra-rouge, radio, X ou gamma. Cependant, en dépit de recherches intensives, aucune source particulière n'apparaît dans les directions d'arrivée des événements de très hautes énergies ou dans celles des multiplets.

En résumé, le mystère de l'origine du rayonnement cosmique UHE est le suivant. La liste des candidats sources extra-galactiques pour la

production du rayonnement cosmique UHE se résume aux radio-galaxies, sursauts gamma et chocs de grandes structures. Ces sources doivent être proches de nous car les pertes d'énergie lors de la propagation dans le bain de photons cosmologiques sont importantes. Mais alors, pourquoi ne voit-on pas de telles sources dans les directions d'arrivée ?

Dans la suite de ce texte, on passera rapidement en revue les différents modèles de sources. On verra que chaque modèle tente de résoudre l'énigme ci-dessus en faussant une des hypothèses faites dans le raisonnement précédent.

### 3. Sources astrophysiques

#### 3.1 Étoiles à neutrons, objets compacts

La magnétosphère des étoiles à neutrons semble propice à l'accélération de particules aux énergies extrêmes selon le critère de Hillas. La rotation rapide de l'étoile, de période  $P$ , couplée au champ magnétique  $B$ , engendre une différence de potentiel qui permet (en principe) l'accélération jusqu'à une énergie  $E \sim 6 \cdot 10^{19} \text{ eV } Z(B/10^{13}\text{G})(P/10^{-3}\text{sec})^{-2}$ . Cependant, il apparaît difficile d'accélérer des particules à l'intérieur du cône de lumière (zone en co-rotation avec l'étoile limitée spatialement pour des raisons de causalité) car la production copieuse de paires  $e^- - e^+$  écrante le champ électrique. Aucun modèle complet, c'est-à-dire traitant de l'origine des noyaux, du site et du processus d'accélération n'a été formulé. Néanmoins un modèle phénoménologique propose qu'une fraction importante ( $\lesssim 1$ ) de l'énergie de décélération de l'étoile à neutron soit transférée à des noyaux de fer extirpés de la surface de l'objet. Si cette condition est réalisée l'accélération jusqu'à  $E \sim 10^{21}(Z/26) \text{ eV}$  devient possible. Ce modèle requiert cependant que la période de rotation soit suffisamment petite  $P \sim 10^{-3} \text{ sec}$  et le champ magnétique suffisamment intense  $B \sim 10^{13} \text{ G}$ . On ne connaît pas actuellement de telles étoiles à neutrons, mais si une fraction  $> 10^{-6}$  de la population des très jeunes étoiles à neutrons remplit ces conditions, il paraît possible d'expliquer le flux observé du rayonnement cosmique UHE.

On notera que dans ce type de modèle la source est galactique. Pour expliquer l'absence de contrepartie et l'isotropie apparente à grande échelles des directions d'arrivée, la déflexion angulaire par le champ magnétique galactique doit être conséquente. La connaissance actuelle du champ magnétique galactique (cf contribution de K. Ferrière dans ce volume) permet d'exclure les modèles pour lesquels les rayons cosmiques UHE sont des protons issus de sources résidant dans le disque galactique. Ces scénarios prédisent en effet une forte anisotropie des directions d'ar-

rivée liée au plan galactique, qui n'a pas été observée. On ne sait pas encore s'il est possible d'expliquer l'isotropie globale pour des noyaux de fer se propageant dans le champ magnétique galactique.

### 3.2 Sursauts gamma

On consultera la contribution de F. Daigne dans ce volume pour une discussion détaillée des sursauts gamma. Ces sources peuvent être modélisées de manière phénoménologique par un vent en expansion relativiste de facteur de Lorentz  $\Gamma_w$ . Le moteur central reste mystérieux de même que la source d'énergie du vent. Dans ce modèle, dit de la "boule de feu" (bien que l'émission soit très vraisemblablement collimatée dans un angle solide  $\delta\Omega \ll 4\pi$ ), le vent n'est pas homogène et des couches de facteurs de Lorentz sensiblement différents entrent en collision les unes avec les autres. Les chocs engendrés sont modérément relativistes (facteur de Lorentz  $\Gamma_s \sim 2 - 3$ ) dans le référentiel comobile du vent. L'énergie du vent est en partie dissipée dans ces chocs dits "internes". L'accélération concomitante de particules donne lieu à l'émission  $\gamma$  observée par le rayonnement synchrotron des électrons accélérés. La décélération du choc terminal du vent avec le milieu extérieur (dit "choc externe") donne lieu au phénomène de rémanence observée à différentes longueurs d'onde. Il semble que l'accélération de rayons cosmiques UHE puisse avoir lieu dans les chocs internes ou dans le choc externe. Il suffit d'accélérer ces particules à  $\sim 10^{18}$  eV dans le référentiel comobile car elles bénéficient du mouvement relativiste dirigé vers nous avec un facteur de Lorentz  $\Gamma_w$ .

Si l'énergie cédée aux rayons cosmiques UHE est comparable à celle accordée au photons  $\gamma$  observés, il est possible de rendre compte du flux absolu mesuré par HiRes. S'agit-il d'une coïncidence numérique ? La comparaison du temps d'accélération dans les chocs internes au temps de perte d'énergie par synchrotron et production de pions semble également indiquer que l'accélération est possible jusqu'à  $\sim 10^{20}$  eV pour des protons. Cependant cette conclusion apparaît dépendre très fortement des hypothèses sur l'évolution du champ magnétique en fonction du rayon et le débat reste ouvert sur ce sujet (cf contribution de G. Pelletier dans ce volume).

Pourquoi n'observe-t-on pas de contrepartie dans ce modèle ? On suppose qu'il existe un champ magnétique extra-galactique suffisamment intense pour retarder les temps d'arrivée des protons UHE par rapport aux photons. Le temps de retard imparti par un champ magnétique  $B$  de longueur de cohérence  $\lambda$  sur une distance  $D$ , dans l'hypothèse de petites déflexions angulaires, peut s'écrire  $\tau \simeq 10^7 \text{ ans } (E/10^{20} \text{ eV})^{-2} (ZB\sqrt{\lambda}/10^{-8} \text{ G Mpc}^{1/2})^2 (D/100 \text{ Mpc})^2$ . L'intensité des champs magnétiques extra-galactiques est contrainte par la non-détection de rotation Faraday :  $B\sqrt{\lambda} \lesssim 10^{-8} \text{ G Mpc}^{1/2}$ . Si le temps de

retard est suffisamment long ( $\gtrsim 100$  ans) l'absence de contrepartie est expliquée par l'absence de corrélation temporelle des rayonnements  $\gamma$  et UHE.

En fait il est nécessaire de postuler l'existence de ces champs magnétiques pour expliquer la différence des taux de détection de rayons cosmiques UHE et des sursauts gamma. En effet les détecteurs de rayons cosmiques UHE enregistrent des événements d'énergie  $\sim 10^{20}$  eV sur un rythme de l'ordre de  $\sim \mathcal{O}(1)$  par an. Or on a vu que ces particules ne peuvent se propager sur une distance supérieure à  $\sim 100$  Mpc. Enfin le taux de sursauts dans un rayon de  $\sim 100$  Mpc est estimé à  $\sim 10^{-3}$  par année. Il est donc nécessaire d'étaler les temps d'arrivée des particules UHE sur des échelles  $\sim 10^3$  ans pour réconcilier ces taux d'émission et de détection. Il est raisonnable de supposer que la dispersion des temps d'arrivée  $\Delta\tau \lesssim \tau$  car la déflexion angulaire dans un champ magnétique aléatoire, donc le temps de retard, est un processus stochastique.

Ce modèle prédit qu'une même source de rayons cosmiques UHE ne peut être observée que dans une bande étroite d'énergie. En effet  $\tau \propto E^{-2}$ , donc si on observe un rayon cosmique d'une énergie  $E$  en provenance d'un sursaut particulier, les rayons d'énergies inférieures arriveront plus tard alors que ceux d'énergies supérieures sont déjà passés. Le spectre observé du rayonnement cosmique UHE serait alors la superposition d'une multitude de contributions piquées de sursauts différents. Cependant, à très haute énergie  $E \gtrsim 10^{20}$  eV, le volume effectif dans lequel on peut trouver des sources est réduit car la distance de perte d'énergie est faible. Au fur et à mesure que  $E$  augmente, le nombre de sources pouvant contribuer à cette énergie diminue et par conséquent la dispersion autour du spectre moyen prédit augmente. Ceci signifie que la prédiction du spectre au-delà de la coupure GZK souffre d'une variance cosmique importante. Néanmoins on s'attend à observer une coupure GZK relativement prononcée dans le spectre car les sursauts gamma sont des sources dont l'échelle de distance est cosmologique. Ainsi ce modèle semble en bon accord avec le spectre mesuré par l'expérience HiRes, mais en désaccord avec celui mesuré par l'expérience AGASA. Enfin on notera que l'existence de multiplets d'événements dans ce modèle traduit la faible déflexion angulaire : les directions d'arrivée pointent dans la direction des sources et les événements d'un même multiplet proviennent d'une même source.

### 3.3 Radio-galaxies

Selon le critère de Hillas, les conditions semblent réunies pour permettre l'accélération aux énergies requises  $E \sim 10^{20}$  eV dans les jets relativistes et point chauds des plus puissantes radio-galaxies (e.g. FR-II, cf contribution de A. Marcowith dans ce volume). Cependant on ne peut

expliquer simplement l'absence de contrepartie. D'autre part l'échelle de distance de ces sources est  $\gtrsim 100$  Mpc et ce modèle prédit par conséquent une coupure GZK prononcée dans le spectre UHE.

Des études récentes indiquent une corrélation entre les directions d'arrivée des rayons cosmiques UHE et le catalogue existant (mais incomplet) des objets BL Lacertae. Cependant ces blazars sont probablement des radio-galaxies peu actives de type FR-I vues par l'axe du jet. D'un point de vue théorique, on ne s'attend pas à ce que ces sources puissent accélérer des particules jusqu'à  $10^{20}$  eV. Par ailleurs il est difficile d'établir avec certitude l'existence de corrélations angulaires entre un catalogue d'événements UHE et un catalogue de sources en raison du faible nombre de données existant. Il est également possible que la corrélation existe pour les événements d'énergie en deçà de la coupure GZK et que les événements trans-GZK (s'ils existent bien) proviennent d'un autre type de source.

Enfin on mentionnera l'existence d'un modèle qui attribue la production de rayons cosmiques UHE à des restes de quasars, c'est-à-dire des noyaux actifs de galaxies dont la luminosité du moteur central s'est considérablement affaiblie. L'absence de contrepartie s'expliquerait par le simple fait que ces sources sont aujourd'hui invisibles. Cependant l'accélération de particules dans le moteur central dépend entièrement de l'intensité du champ magnétique, tout comme la luminosité. On ne comprend donc pas pourquoi cette dernière se serait affaiblie tandis que la production de rayons cosmiques UHE pourrait rester efficace.

### 3.4 Sources "proches" et champ magnétique intense

La déflexion angulaire moyenne  $\theta$  acquise sur une distance  $D$  s'écrit (dans la limite des faibles déflexions angulaires) :  $\theta \simeq 25^\circ (E/10^{20} \text{ eV})^{-1} (ZB\sqrt{\lambda}/10^{-8} \text{ G Mpc}^{1/2})(D/100 \text{ Mpc})^{1/2}$ . Comme on l'a vu la limite observationnelle  $B\sqrt{\lambda} \lesssim 10^{-8} \text{ G Mpc}^{1/2}$  provient de la non détection de rotation Faraday de la lumière polarisée émise par des sources lointaines. Cependant cette limite est valable pour un champ homogène, c'est-à-dire pour lequel  $\langle B^2 \rangle$  est spatialement uniforme. Or la distribution de matière baryonique est hautement inhomogène à l'échelle GZK  $\lesssim 100$  Mpc. Les galaxies sont distribuées le long de murs et de filaments, séparés par de grands vides. Si le champ magnétique est gelé dans la matière, son intensité  $B \propto \rho^{2/3}$ ,  $\rho$  représentant la densité de baryons. En reformulant la limite observationnelle Faraday pour des champs inhomogènes, on peut contraindre le champ magnétique à l'intérieur des grandes structures à  $B \lesssim 10^{-6} \text{ G}$  (cf contribution de K. Ferrière dans ce volume). La Voie Lactée est située dans un tel mur de matière. Ce "superamas local" apparaît dans le ciel comme un plan (vu par la tranche) centré sur l'amas de la Vierge et dans lequel se concentre la distribu-

tion de galaxies proches. Si le champ magnétique dans ce super-amas excède  $\sim 10^{-7}$  G la déflexion angulaire devient conséquente et cela peut permettre d'expliquer l'absence de contrepartie.

Ce type de modèle repose sur la propagation de particules chargées dans des champs magnétiques extra-galactiques inhomogènes. On ne spécifie pas nécessairement la nature de la source. Cette dernière est modélisée par son spectre d'injection et son échelle de distance. Lorsque le produit  $BZ \gtrsim 10^{-7}$  G la propagation des rayons cosmiques d'énergie  $\sim 10^{19}$  eV devient diffusive (si  $D > 1$  Mpc). Les rayons cosmiques d'énergie  $> 10^{20}$  eV se propagent encore de manière approximativement rectilinéaire. Plus précisément le régime diffusif a lieu si le temps de retard  $\tau \simeq D^2/4\mathcal{D}(E) \gg D/c$  [ $\mathcal{D}(E)$  désigne le coefficient de diffusion], c'est-à-dire si  $E \ll 10^{20}$  eV  $(ZB\sqrt{\lambda}/10^{-6}\text{G Mpc}^{1/2})(D/10\text{Mpc})^{1/2} \equiv E_{\text{tr}}$ . La phénoménologie de ces modèles est particulièrement riche car on ne connaît ni la configuration ni l'intensité des champs magnétiques extra-galactiques si bien que l'espace des paramètres est important. On peut néanmoins résumer les divers effets physiques de la façon suivante. Le spectre UHE observé est  $dI/dE \propto q(E)/\mathcal{D}(E)$  dans le domaine d'énergie  $E \ll E_{\text{tr}}$  dans lequel les rayons cosmiques diffusent,  $q(E)$  représentant le spectre d'injection. La diffusion a pour effet de rendre le spectre plus pentu car la concentration locale de particules de plus basse énergie est rendue plus importante par leur plus faible vitesse de diffusion. En revanche à haute énergie le spectre est  $dI/dE \propto q(E)$  car la vitesse de diffusion des particules  $\sim c$ . En outre il faut tenir compte des pertes de particules sur les bords du super-amas local : si le champ magnétique est quasiment nul à l'extérieur, une particule entrant en contact avec ce bord ne peut revenir à l'intérieur. Un phénomène semblable a lieu pour les rayons cosmiques galactiques (cf contribution de R. Taillet dans ce volume).

En définitive la présence du champ magnétique tend à durcir (i.e. à aplanir) le spectre, donc à favoriser les hautes énergies au détriment des basses énergies. Il est ainsi possible de reproduire le spectre de l'expérience AGASA pour une population de sources d'échelle de distance  $\sim 10$  Mpc et un champ magnétique  $BZ\sqrt{\lambda} \sim 3 \cdot 10^{-7}$  G Mpc<sup>1/2</sup>. En outre ce modèle permet d'expliquer l'absence de contrepartie aux événements UHE. Il assure également l'isotropie à grande échelle si le nombre de sources est suffisamment important  $\gtrsim 10$ , même si celles-ci sont distribuées dans le super-amas local. Enfin ce modèle peut expliquer la présence de multiplets d'événements par des phénomènes de caustiques résultant de la propagation dans le champ magnétique. L'analogie avec une piscine donne une bonne représentation de ce phénomène : la source de lumière (le Soleil) éclaire uniformément la surface, mais à l'observation, cette lumière semble provenir de points brillants à la surface de

l'eau. Pour les rayons cosmiques UHE, une seule source peut être vue comme plusieurs sources quasi-ponctuelles en raison de ce phénomène de lentille magnétique.

Quelles pourraient être les sources? Une étude récente propose d'accélérer des noyaux lourds jusqu'à  $\sim 10^{20}$  eV dans le vent terminal de galaxies à flambée d'étoiles. Ces galaxies possèdent un champ magnétique intense  $\sim 50 - 100 \mu\text{G}$  et la formation d'étoiles génère un vent important. On connaît quelques galaxies de ce genre dans un rayon de  $\sim 3\text{Mpc}$ . On peut également penser aux chocs d'accrétion sur le super-amas local en tant que sources proches, mais une étude détaillée de ce modèle n'a pas encore été conduite.

#### 4. Modèles hybrides

Une autre voie de sortie au dilemme de l'origine du rayonnement cosmique UHE consiste à rechercher un moyen d'éviter les pertes d'énergie lors de la propagation. Ainsi les sources pourraient être situées à des distances cosmologiques et cela résoudrait le problème de contrepartie. Là encore on ne stipule pas vraiment la nature de la source. On se contente de supposer qu'elle existe (!) et on la modélise par un spectre d'injection et une distance caractéristique. Ces modèles sont dits "hybrides" car ils reposent sur un mécanisme d'accélération mais font appel à une "nouvelle" physique pour expliquer l'absence de coupure GZK.

Selon un premier modèle la production de pions ne pourrait avoir lieu en raison d'une violation de l'invariance de Lorentz dans la théorie fondamentale. On peut en effet montrer qu'une très faible violation suffit à rendre impossible la cinématique de la réaction de production de pions dans certaines conditions. Les rayons cosmiques UHE seraient alors des protons accélérés dans des sources lointaines qui pourraient se propager sans dommage. On ne peut pas vraiment préjuger de ce modèle car il invoque des effets physiques non contrôlés : les futurs grands détecteurs trancheront !

Dans un second modèle les rayons cosmiques UHE sont des nouveaux hadrons lourds ou des objets macroscopiques, par exemple des monopoles magnétiques ou des boucles de cordes cosmiques supra-conductrices en rotation, qui ne subissent pas la perte par production de pions. Ces objets existent-ils? Quel type de gerbe produisent-ils lors de leur interaction dans l'atmosphère?

Les neutrinos ne subissent pas de pertes d'énergie par production de pions et il est tentant de les proposer comme rayons cosmiques UHE. Cependant la section efficace d'interaction neutrino-nucléon est faible et la probabilité de production d'une gerbe pour un neutrino de  $10^{19}$  eV est  $\simeq 10^{-5} / \cos(\theta)$ , où  $\theta$  représente l'angle de la gerbe à la normale au sol.

On s'attend donc à observer des gerbes horizontales et non pas verticales. Or on observe bien ces gerbes verticales, par ailleurs en bon accord avec des gerbes hadroniques. Il existe pourtant une voie de sortie. L'énergie d'interaction primaire-atmosphère dans le référentiel de centre de masse est  $2\sqrt{Em_p c^2} \simeq 10^{15}$  eV pour  $E = 10^{20}$  eV, soit  $\sim 10^3$  fois supérieure aux énergies explorées dans les grands accélérateurs de particules. Si la section efficace d'interaction neutrino-nucléon excède sa valeur extrapolée par quelques ordres de grandeur vers  $10^{15}$  eV, on pourrait expliquer l'aspect hadronique des gerbes observées. Malheureusement il n'existe pas encore de modèle de physique des particules convaincant pour expliquer ce brusque accroissement de la section efficace.

#### 4.1 *Z-burst*

Un autre scénario remarque que la résonance due au  $Z_0$  dans la section efficace de diffusion  $\nu - \nu_{\text{rel}}$ , où  $\nu_{\text{rel}}$  est un neutrino relique, a lieu pour une énergie (référentiel laboratoire)  $E_\nu \sim 4 \times 10^{21} \text{eV} (m_\nu/1\text{eV})^{-1}$  ( $m_\nu$  masse du neutrino relique). Pour simplifier on désignera par  $\nu$  dans ce paragraphe aussi bien un neutrino qu'un anti-neutrino. Au pic de la résonance la section efficace est suffisamment importante pour permettre la conversion d'une fraction non négligeable du flux de neutrinos en paires leptons-anti-leptons ou quarks-anti-quarks. Si cette conversion a lieu dans le voisinage cosmologique de la Voie Lactée, les paires engendrent des cascades électromagnétiques et hadroniques qui peuvent donner lieu aux événements UHE. Ce modèle dénommé *Z-burst* requiert néanmoins l'injection de neutrinos d'énergie  $\sim 10^{21}$  eV. L'accélération de protons dans une source astrophysique, puis la conversion de ces protons en neutrinos par production de pions  $p + \gamma \rightarrow N + n\pi$ , suivi de  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$  et  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$  donne lieu à la production de neutrinos dont l'énergie est  $\sim 0.05$  de l'énergie du proton. On ne connaît pas de source capable de produire des protons d'énergie  $\sim 10^{22}$  eV donc des neutrinos de l'énergie requise. Aussi ce modèle est généralement incorporé dans un modèle de type *top-down* discuté dans la section suivante.

## 5. Modèles top-down

Une troisième catégorie de modèles suggère de produire les rayons cosmiques UHE par la désintégration de particules super-massives  $Mc^2 \gtrsim 10^{21}$  eV. On notera à cet effet que l'échelle de grande unification est attendue vers  $M_{\text{GUT}}c^2 \sim 10^{25}$  eV. Les modèles de physique des particules prévoient en effet l'existence d'un grand nombre de particules de masse  $\sim M_{\text{GUT}}$  qui auraient pu être créées en abondance dans l'Univers très primitif. Tout le problème est de les maintenir en vie jusqu'à aujourd'hui :



le temps de vie caractéristique d'une particule super-massive de masse  $M$  est  $\sim \hbar/Mc^2 \sim 10^{-37} \text{sec} (M/10^{21} \text{eV})!$

### 5.1 Défauts topologiques

Des défauts topologiques formés à la transition de phase de grande unification pourraient être de bons refuges pour ces particules. Une corde cosmique est un défaut linéique qui peut se former lors de la brisure spontanée d'une symétrie de jauge de type  $U(1)$  à la transition de phase. La corde cosmique sépare une région où cette symétrie de jauge est exacte (l'intérieur de la corde) de la région où elle est brisée (l'extérieur). Les particules peuvent avoir acquis une masse  $\sim M_{\text{GUT}}$  dans la région de symétrie brisée et conserver une masse  $\sim 0$  dans la région où la symétrie est préservée. Un défaut topologique est stable pour des raisons... topologiques, ce qui garantit un temps de vie suffisamment long pour que de tels défauts soient encore présents en nombre aujourd'hui. Néanmoins ils peuvent perdre de l'énergie de diverses manières, e.g. par l'annihilation de paires monopoles-anti-monopoles, par l'intercommutation ou la fragmentation de cordes cosmiques, etc... Ces pertes d'énergies peuvent se faire sous forme d'émission d'ondes gravitationnelles ou de quanta de masse  $\sim M_{\text{GUT}}$ . Ces derniers se désintègrent en paires quarks-leptons, qui donnent lieu à une gerbe de hadrons, photons et neutrinos de très hautes énergies  $\gtrsim 10^{23}$  eV. On peut estimer le spectre de particules produites à partir de l'injection mono-énergétique d'une paire lepton-quark en extrapolant les données expérimentales des processus d'hadronisation. En revanche on ne peut pas prédire avec confiance la densité de défauts topologiques à un instant précis, de même qu'on ne peut pas prédire la quantité d'énergie cédée par un défaut par unité de temps. On peut donc prédire la forme du spectre produit, mais pas sa normalisation : il est nécessaire d'ajuster cette dernière arbitrairement.

L'échelle de distance de ces défauts topologiques est cosmologique et les processus de pertes d'énergie lors de la propagation sont donc importants. Les nucléons perdent leur énergie par production de pions, de paires et par expansion, comme on l'a vu précédemment. Les neutrinos ne perdent leur énergie que par expansion (sauf phénomène *Z-burst*). Enfin les photons peuvent s'annihiler en paires  $e^- - e^+$  sur les fonds diffus radio, micro-onde, infra-rouge, optique (suivant l'énergie du photon). Les paires ainsi produites transfèrent à leur tour leur énergie aux photons des fonds diffus par effet Compton inverse et une cascade électromagnétique se développe. La production de paires sur le fond diffus n'a plus lieu si l'énergie du photon  $\lesssim 1$  TeV de sorte que le spectre des photons présente une bosse aux énergies  $\sim 10 - 100$  GeV. Ce fait est particulièrement intéressant car le satellite EGRET a permis de contraindre fortement l'émission diffuse du ciel dans la bande d'énergie  $\sim 0.1 - 100$  GeV. Cette

contrainte est tellement forte qu'il semble aujourd'hui difficile d'expliquer le flux du rayonnement cosmique UHE sans contredire cette limite supérieure. On comprend bien que plus le flux aux hautes énergies est important, plus le flux  $\gamma$  en-dessous du TeV est également important.

Les modèles de ce type sont donc en difficulté. Bien entendu cette conclusion n'est pas encore définitive car elle repose sur de nombreuses hypothèses reliées à la nature de l'énergie injectée, au phénomène de développement de gerbes aux énergies  $\lesssim M_{\text{GUT}}c^2$ , etc... Quoiqu'il en soit ce type de modèle prédit un flux de neutrinos très important aux énergies  $\gtrsim 10^{18}$  eV, qui pourrait être observable par les prochaines générations de détecteurs. Il sera possible de discriminer ces modèles de sources astrophysiques du rayonnement cosmique UHE dont le flux de neutrinos doit être moins important. Enfin on notera que ces modèles ne permettent d'expliquer que le spectre aux plus hautes énergies, généralement les événements trans-GZK. Il est donc nécessaire de postuler l'existence d'une source expliquant le flux de rayons cosmiques UHE d'énergie en deçà de la coupure GZK, pourquoi pas des blazars comme on l'a suggéré précédemment. Enfin la composition chimique à  $E \gtrsim 10^{20}$  eV doit inclure une fraction importante de photons.

## 5.2 *Wimpzillas!*

Un deuxième scénario fait abstraction des défauts topologiques et suppose que les particules super-massives ont un temps de vie très long car leur (méta-)stabilité est assurée pour une raison non spécifiée (e.g. symétrie ou nombre quantique préservé). On notera en exemple que le temps de vie du proton n'est pas  $\hbar/m_p c^2$  car la désintégration est interdite par la conservation du nombre baryonique. Celui-ci n'est que très faiblement violé, ce qui garantit la stabilité du proton sur des échelles de temps  $\gtrsim 10^{32}$  ans! Ces particules super-massives (dénommées *wimpzillas*) peuvent avoir été produites dans l'Univers très primitif. Leur désintégration donne lieu à une gerbe de nucléons, photons et neutrinos. Ces particules peuvent à la fois rendre compte du rayonnement cosmique UHE (trans-GZK!) et de la matière noire. Mais dans tous les cas, il faut ajuster le temps de vie de ces particules de façon arbitraire car celui-ci contrôle le taux d'injection d'énergie sous forme de particules UHE :  $\tau \sim 3 \times 10^{20} \text{ans} (\Omega h^2 / 0.1) (M / 10^{12} \text{GeV})^{-1/2}$ , où  $\Omega h^2$  représente la fraction de densité d'énergie critique sous forme de wimpzillas. A la différence des défauts topologiques, l'échelle de distance de ces sources est petite car le flux est dominé par les particules confinées dans le puits de potentiel gravitationnel de la Voie Lactée. Par conséquent les processus de pertes d'énergie n'ont pas d'effet sur le spectre et les contraintes EGRET ne s'appliquent pas. Le flux aux plus hautes énergies est presque entièrement dominé par les photons. On notera que la position excentrée

de la Terre dans le halo Galactique implique que le flux observé doit être légèrement anisotrope. Que cette anisotropie soit en excès par rapport aux limites actuelles ou non fait toujours l'objet d'un débat. Enfin on peut tenter d'expliquer la présence de multiplets d'événements par l'existence présumée de grumeaux dans la distribution de matière noire.

## 6. Perspectives

Le lecteur qui aura atteint cette conclusion en ayant subi toutes les étapes intermédiaires comprendra qu'il est impossible de résumer en quelques phrases l'immense richesse de ce domaine de recherche. Les différents modèles de source du rayonnement cosmique de ultra-haute énergie couvrent une gamme gigantesque de processus physiques, des étoiles à neutrons à la grande unification. Il est impossible de dire à l'heure actuelle quel modèle est juste, quel modèle est faux, car aucun n'apparaît "parfait" ou même naturel. En quelque sorte cet étalement d'idées ressemble à un alignement de suspects lors d'une séance de confrontation. Et dans le cas présent, chaque suspect semble avoir un alibi solide car chaque modèle souffre d'un problème particulier ou invoque un nouveau phénomène physique ou astrophysique. Aussi ces conclusions se résumeront aux deux remarques suivantes :

1. La revue précédente ne doit surtout pas donner l'idée que tout a été fait. En réalité il reste beaucoup à faire sur le plan théorique pour chaque modèle. Il faut en particulier étudier les capacités d'accélération des sources et affiner les prédictions de composition chimique, de directions d'arrivée et de flux de chaque. Chaque modèle est en soit un sous-domaine de recherche potentiellement très riche.

2. Pour connaître la solution du mystère, on peut attendre la mise en service des futurs grands détecteurs, par exemple l'Observatoire Pierre Auger. Sa méthode de détection hybride du profil longitudinal et latéral de la gerbe permettra de trancher rapidement entre le flux mesuré par HiRes Fly's Eye et celui obtenu par AGASA. On saura alors si oui ou non il existe une coupure GZK, si elle est prononcée ou non, etc... Cela apportera une contrainte très forte sur la plupart des modèles. La mesure de composition chimique permettrait d'éliminer une partie des modèles. Ainsi la présence d'éléments lourds à  $10^{20}$  eV irait à l'encontre des prédictions des modèles de type *top-down* (ou même hybrides), alors que l'observation d'un flux important de neutrinos signifierait l'implication de "nouvelle" physique dans la source. Enfin les statistiques de directions d'arrivée sont tout aussi importantes : l'isotropie à grande échelle angulaire est-elle confirmée, les multiplets d'événements sont-ils bien réels, etc... ? La conjonction de ces informations permettra de faucher les "mauvais" modèles comme on fauche les mauvaises herbes.

Peut-être ne restera-t-il alors que quelques, une ou même aucune source précédemment envisagée ? Là, les expériences donnent le pas.

**Remerciements** : il a fallu faire un choix entre citer  $\sim 300$  articles ou aucun. En accord avec les recommandations de l'éditeur, seuls les articles de revue ont été cités. On pourra y retrouver toute la bibliographie détaillée qui mériterait bien entendu de figurer ici.

### Références

- [1] Anchodorqui, L., Paul, T., Reucroft, S., Swain, J., 2003, *Int. J. Mod. Phys. A* 18, 2229.
- [2] Bhattacharjee, P., Sigl, G., 2000, *Phys. Rep.* 327, 109.
- [3] Hillas, A. M., 1984, *ARA&A* 22, 425.
- [4] Lemoine, M., Sigl, G. (Eds.), "Physics and astrophysics of ultra-high energy cosmic rays", 2001, *Lecture Notes in Physics* 576 (Springer-Verlag : Berlin).
- [5] Nagano, M., Watson, A. A., 2000, *Rev. Mod. Phys.* 72, 689.
- [6] Norman, C. A., Melrose, D. B., Achterberg, A., 1995, *ApJ* 454, 60.
- [7] Olinto, A., 2000, *Phys. Rep.* 333, 329.



*Dernières lueurs au château de Goutelas...*