

Qu'est-ce que le rayonnement cosmique?

Christophe Lagoute, lycée Bellevue Toulouse

3 juillet 2010

[Site internet du projet <http://ch.lagoute.free.fr/CosmoDCL>]

[Texte adapté de C. Lagoute, BUP, **911** (1), 143 (2009)]

I. Découverte

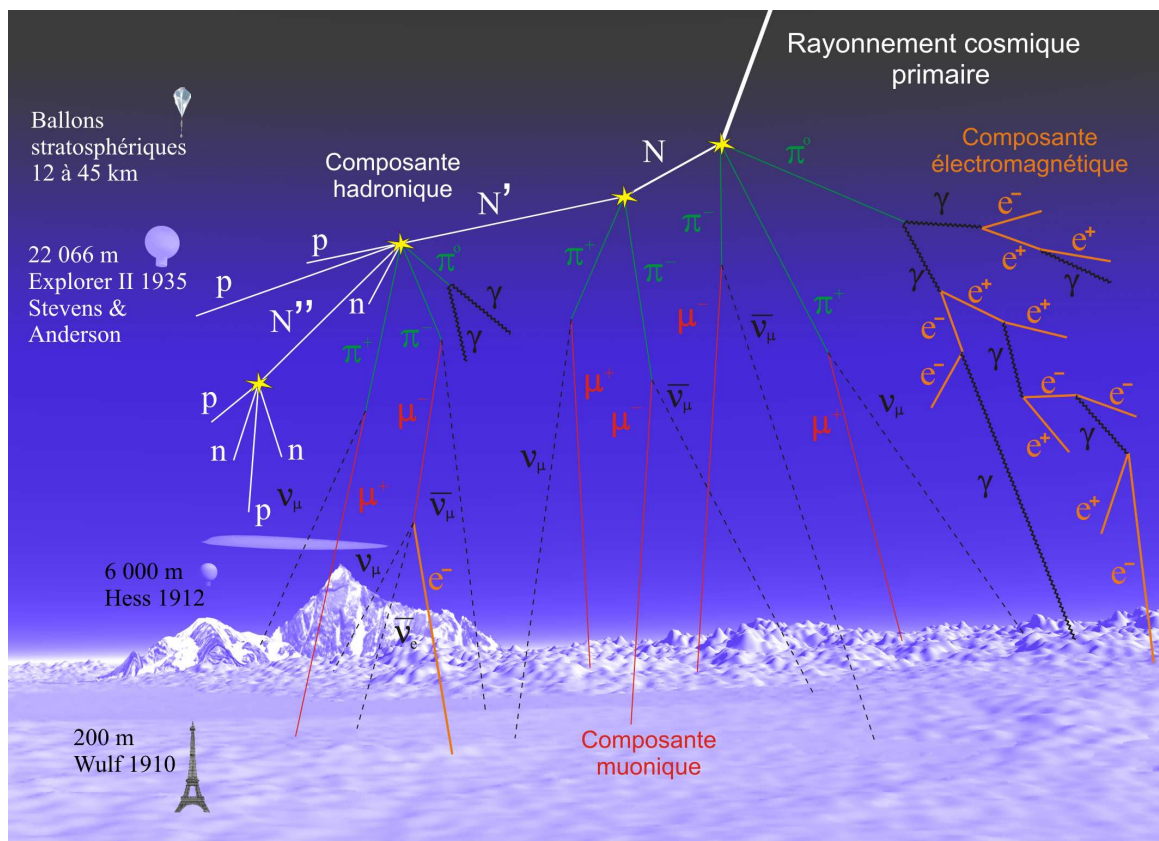


FIG. 1 – *Gerbe cosmique*

La découverte des rayons X en 1895 par le physicien allemand Wilhelm Röntgen, puis celle de la radioactivité naturelle en 1896 par Henri Becquerel, suscita l'engouement de la communauté scientifique pour ces rayons aux propriétés surprenantes, comme par exemple, la possibilité de radiographier le squelette avec des rayons X . Parmi les instruments de laboratoire de l'époque figurait l'électroscope, inventé dans les années 1750 par l'abbé Jean-Antoine Nollet, destiné à détecter et mesurer des charges électriques. Au cours de diverses expérimentation sur les corps radioactifs, les physiciens relevèrent la présence d'un fond continu de rayonnement qui déchargeait l'électroscope, dont l'origine était attribuée à la radioactivité naturelle de l'écorce terrestre.

À l'issue de l'exposition universelle de Paris en 1889, Gustave Eiffel proposa pour protéger sa tour du démantèlement qu'on l'utilisât à des fins de recherche scientifique. C'est ainsi que le père Theodore

Wulf, physicien amateur néerlandais, s'aperçut contre toute attente, que le fond de rayonnement continu était plus intense au sommet de la tour qu'à sa base. Résultat bien surprenant, car si l'origine du rayonnement avait été terrestre, son intensité aurait dû décroître avec l'altitude.

La question de l'origine de ce rayonnement se posait à nouveau. Pour y répondre, le physicien et aérostatier autrichien Viktor Frantz Hess effectua une série de mesures en ballon, souvent de nuit, à une altitude de 6000 m en 1912. Il confirma ainsi l'accroissement de l'intensité du rayonnement avec l'altitude, ce qui lui permit de démontrer que son origine est une "source extraterrestre de radiation pénétrante". En 1926, le physicien américain Robert Millikan leur donna le nom de rayons cosmiques. De grandes ascensions stratosphériques, en cabines pressurisées, souvent très périlleuses, se succéderont entre 1931 et 1935, et contribueront à caractériser plus précisément ce rayonnement (Fig. 1). Hess, obtint en 1936, le prix Nobel de physique pour la découverte du rayonnement cosmique.

II. Interaction avec la Terre

Entre 1928 et 1932, le physicien néerlandais Jacob Clay effectua, en bateau, une première série de mesures, entre Amsterdam et Java, qui établit la dépendance du flux du rayonnement cosmique avec la latitude. Une étude détaillée de cette dépendance débuta en 1930, à l'initiative du physicien américain Arthur Compton, qui lança de nombreuses expéditions à travers le monde impliquant soixante neuf stations distribuées entre 78° de latitude nord et 46° de latitude sud. On comprit alors que la variation du flux était liée à l'influence du champ magnétique terrestre sur des particules incidentes électriquement chargées [1].

Un effet est/ouest, très instructif, fut mis en évidence : le flux reçu en direction de l'ouest était légèrement plus important qu'en direction de l'est. Cette anisotropie azimutale indique que les particules incidentes sont majoritairement positives. En effet, si l'on considère deux faisceaux incidents dans le plan équatorial, initialement confondus sur une même trajectoire radiale, l'un constitué de particules de charge positive, l'autre, de particules de charge négative (Fig. 2a), la déviation magnétique est telle qu'en un point M de l'équateur, on ne reçoit du faisceau initial que les charges positives dans la direction de l'ouest ; les charges négatives ayant été déviées, elles, vers l'ouest. Un excès de charges positives dans le faisceau incident engendre donc un flux accru en direction de l'ouest.

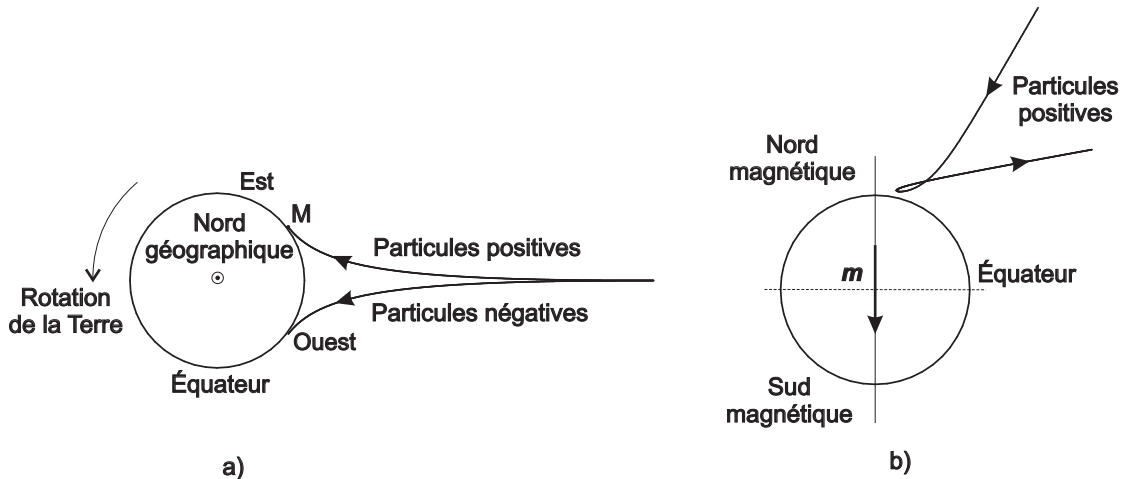


FIG. 2 – Interaction avec la Terre a) Effet est-ouest b) Interaction particule-dipôle

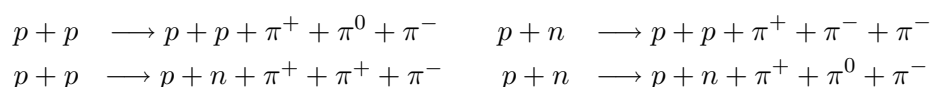
Plus généralement, le mouvement d'une particule du rayonnement cosmique dans l'environnement terrestre dépend de sa trajectoire initiale et de son énergie. Comme le champ magnétique terrestre est bien représenté par celui d'un dipôle magnétique placé au centre de la Terre, le problème se ramène à l'étude du mouvement de particules chargées dans le champ d'un dipôle de moment m (Fig. 2b).

III. Gerbes cosmiques

Les particules du rayonnement cosmique primaire, c'est-à-dire tel qu'il se présente avant d'interagir avec la Terre, entrent en collision avec les noyaux d'azote ou d'oxygène dans la stratosphère à typiquement 20 km d'altitude. Ces collisions créent des gerbes de milliards de nouvelles particules (Fig. 1), mises en évidence en 1938 par le physicien français Pierre Auger [2].

Des analyses ultérieures, notamment de trajectoires dans des chambres à bulles, ont montré que le rayonnement cosmique primaire est essentiellement constitué de protons (87%) et de noyaux d'hélium ou particules α (12%), ainsi que de quelques électrons (1%).

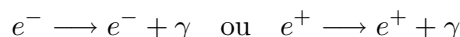
Les collisions qui brisent les noyaux d'azote ou d'oxygène en noyaux (N , N' , N'' sur la figure) plus légers comme le lithium, le béryllium ou le bore, donnent au sol une composante dite hadronique (Fig. 1). Des pions (π^0 , π^+ et π^-) qui sont des particules constituées de quarks et d'antiquarks, de la famille des mésons (cf. annexe 1), se forment lorsqu'un proton du rayonnement primaire interagit avec un proton, ou un neutron, d'un noyau atomique, selon des réactions du type :



Les pions neutres π^0 , dont la durée de vie est brève (8×10^{-17} s), se désintègrent en donnant deux photons gamma, qui eux-mêmes, créent des paires électron-positron :

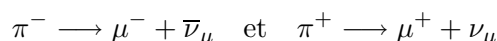


Par rayonnement de freinage, il se forme de nouveaux photons γ :



Cette composante électromagnétique de la gerbe a notamment pour effet d'exciter la fluorescence de l'azote, dont l'observation est précieuse dans la détection des gerbes.

Les pions chargés, de 26 ns de durée de vie, se désintègrent eux, en muons et neutrinos muoniques :



Les neutrinos traversent la Terre en interagissant très peu, tandis que l'on détecte, au sol, les muons, particules responsables du déchargement des électroscopes.

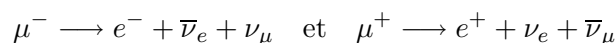
Notons que les collisions produisent d'autres types de mésons, notamment des kaons (K^0 , \bar{K}^0 , K^+ et K^-). Ils se désintègrent eux aussi, et selon des réactions analogues à celles des mésons π .

En raison de la complexité et de la richesse des collisions en jeu dans les gerbes, les rayons cosmiques ont longtemps constitué une source précieuse d'information sur les particules élémentaires, avant que les accélérateurs ne prennent le relais. Citons, par exemple, la découverte du positron en 1932 par le physicien américain Carl Anderson, pour laquelle il reçut le prix Nobel de physique la même année que Hess, suivie de celle du muon en 1936, des pions et kaons en 1947 et 1949 [3] et des hypérons Λ (1949), Ξ (1952), Σ (1953).

IV. Désintégration des muons

Les muons sont des particules électriquement chargées, de masse environ 207 fois celle de l'électron ; aussi les considère-t-on parfois comme des « électrons (ou positrons) lourds ». L'énergie de masse d'un électron étant $m_e c^2 = 0,511$ MeV, celle d'un muon vaut $m_\mu c^2 = 106$ MeV.

Les muons sont instables, de durée de vie moyenne $\tau_p = 2,197 \mu\text{s}$. Ils se désintègrent en donnant des électrons ou des positrons, et des neutrinos, électroniques et muoniques :



V. Flux et énergie des muons

Le flux de muons reçu au sol en France est typiquement de 130 particules par mètre carré et par seconde au niveau de la mer, taux qui participe à environ 10% de la radioactivité naturelle. S'ajoutent environ 50 électrons et positrons par mètre carré et par seconde, issus de la composante électromagnétique des gerbes.

Une fois créés, les muons sont soumis aux interactions électromagnétiques des charges électriques de la colonne d'atmosphère qu'ils traversent. Ce sont essentiellement les noyaux d'azote et d'oxygène qui diffusent élastiquement les muons (diffusion Rutherford). La déviation de la trajectoire est au plus de quelques degrés, mais les muons perdent une partie de leur énergie au taux linéaire d'environ 0,2 MeV par $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$ de matière rencontrée. La relation entre la pression atmosphérique p à l'altitude z et la masse par unité de surface m_s de la colonne verticale d'atmosphère présente au dessus du détecteur, s'établit facilement dans l'hypothèse d'une atmosphère en équilibre hydrostatique et d'un champ de pesanteur uniforme d'intensité g_0 . En désignant par ρ_m la masse volumique de l'air, on a, l'axe Oz étant croissant selon la verticale ascendante :

$$\frac{dp}{dz} = -\rho_m g_0 \quad \text{qui donne, en intégrant} \quad p(z) = -\int_{\infty}^z \rho_m g_0 dz$$

d'où l'on tire, puisque $p(\infty) = 0$:

$$p(z) = g_0 m_s(z) \quad \text{puisque} \quad m_s(z) = \int_z^{\infty} \rho_m dz$$

Ainsi, au niveau de la mer, où $p(0) \approx 1013 \text{ hPa}$, avec $g_0 = 9,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, on obtient :

$$m_s(0) = \frac{p(0)}{g_0} = \frac{1,013 \times 10^5}{9,8} = 1,03 \times 10^4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$$

d'où une perte totale d'énergie $\Delta\mathcal{E}$, après traversée de cette colonne de matière :

$$\Delta\mathcal{E} = 0,2 \times 1,03 \times 10^4 \approx 2 \text{ GeV}$$

La distribution en quantité de mouvement des muons décroît au delà de quelques $\text{GeV} \cdot \text{c}^{-1}$, comme on peut le voir sur les courbes de la figure 3, données pour différentes valeurs de masse par unité de surface de colonne d'air traversée. À une altitude proche du niveau de la mer (courbe à $960 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$), la coupure se situe autour de $2 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$. La relation entre l'énergie totale \mathcal{E} d'une particule libre, sa quantité de mouvement P et son énergie de masse \mathcal{E}_0 étant :

$$\mathcal{E}^2 = P^2 c^2 + \mathcal{E}_0^2$$

on obtient, en négligeant l'énergie de masse, une énergie typique de quelques GeV.

VI. Effet relativiste

Les muons les plus énergétiques ont donc une énergie totale de plusieurs dizaines de fois leur énergie de masse, ce qui en fait des particules ultra-relativistes. Leur vitesse, dans le référentiel du laboratoire, est alors proche de c , et la distance d parcourue pendant la durée de vie d'un muon vaut :

$$d = c\tau_p \approx 3 \times 10^8 \times 2,197 \times 10^{-6} \approx 660 \text{ m}$$

Comme ils se forment dans la stratosphère, par exemple à 20 km d'altitude, la durée du trajet jusqu'au sol est supérieure d'un facteur $f = 20/0,66 \approx 30$ à leur durée de vie moyenne. Puisque la loi de désintégration des particules élémentaires est une loi exponentielle (cf. annexe 2), la population $N(t)$

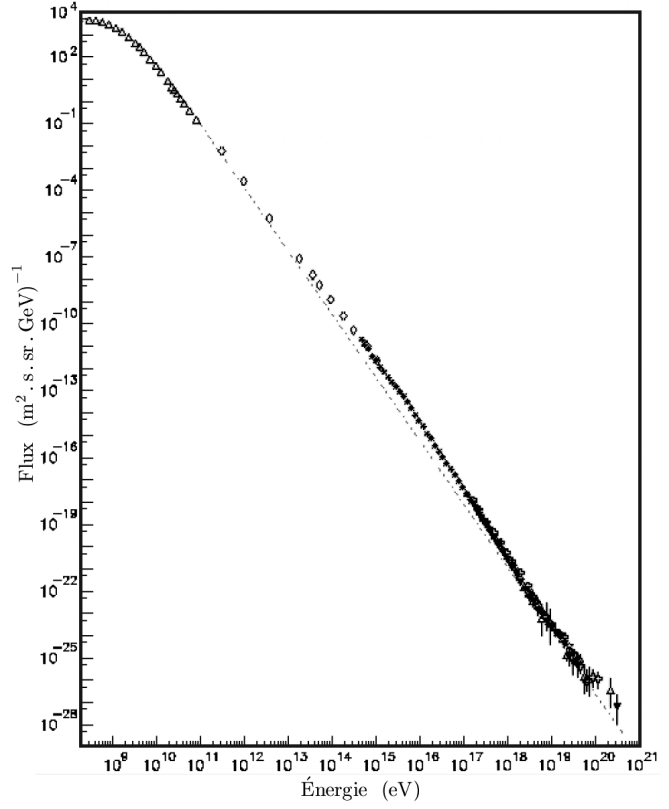
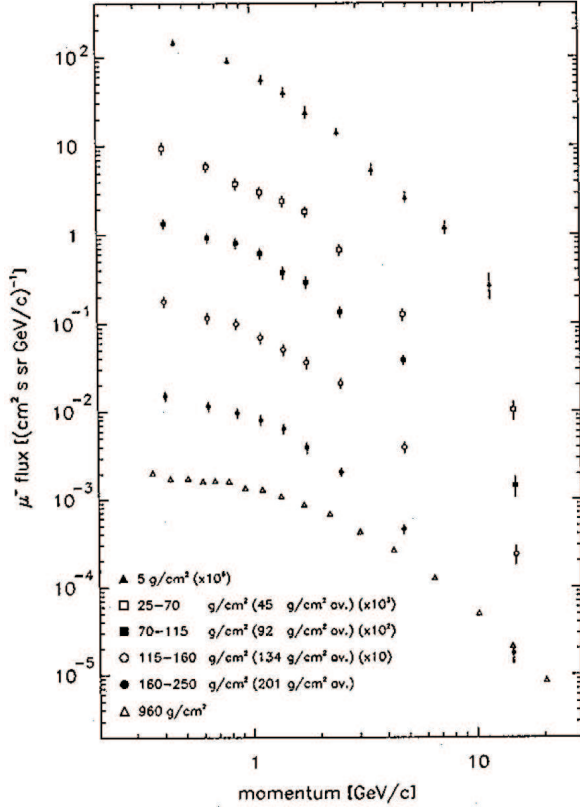


FIG. 3 – Spectre de quantité de mouvement de muons négatifs à 50° de latitude nord [4]

FIG. 4 – Spectre d'énergie du rayonnement cosmique primaire sur douze ordres de grandeur [7]

de muons à l'instant t , formés à l'instant origine dans la stratosphère, décroît selon la loi exponentielle suivante :

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

τ étant la durée de vie moyenne de la particule dans le référentiel du laboratoire. Si $\tau = \tau_p$, la fraction de muons arrivant au sol à l'instant $t = 30\tau_p$ est :

$$\frac{N(30\tau_p)}{N(0)} = \exp\left(-\frac{30\tau_p}{\tau_p}\right) = \exp(-30) \approx 10^{-13}$$

Sur les milliards de particules formées dans les gerbes, aucune ne devrait atteindre le sol. Cependant, on détecte bien des muons !

Ce problème trouve sa solution dans le contexte de la dynamique einsteinienne, dont il constitua d'ailleurs une confirmation historique [5]. En réalité, la durée de vie moyenne τ_p des muons est celle mesurée dans le référentiel où ils sont immobiles, c'est-à-dire, dans leur référentiel propre. En dynamique einsteinienne, le temps est relatif, ce qui se traduit par la dilatation des durées [6]. Précisément, l'intervalle de temps moyen τ_p qui sépare, dans son référentiel propre, l'instant de création et celui de désintégration d'un muon, devient τ'_p , dans le référentiel terrestre, en translation rectiligne uniforme par rapport au référentiel du muon, à la vitesse relative v . La relation entre τ_p et τ'_p est la suivante :

$$\tau_p = \frac{\tau'_p}{\gamma} \quad \text{où} \quad \gamma = \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{-1/2}$$

est le facteur de Lorentz, relié à l'énergie totale du muon par :

$$\mathcal{E} = \gamma m_\mu c^2$$

Pour un muon d'énergie 1 GeV , on obtient :

$$\gamma = \frac{\mathcal{E}}{m_\mu c^2} = \frac{10^3}{207 \times 0,511} = 9,5$$

Ainsi, dans le référentiel terrestre, la durée de vie moyenne du muon n'est pas $\tau = \tau_p$, mais $\tau = \tau_p' = \gamma\tau_p$. Le taux de réduction de la population de muons d'énergie 1 GeV est alors :

$$\frac{N(30\tau_p)}{N(0)} = \exp(-30/9,5) \approx 0,04$$

ce qui justifie leur présence au niveau du sol.

VII. Sources du rayonnement

Le spectre d'énergie du rayonnement cosmique primaire s'étend sur près de 12 ordres de grandeurs et possède une remarquable régularité (Fig. 4). Une partie des particules, celles dont l'énergie cinétique se situe entre 10 et 100 MeV provient du Soleil. Pour les énergies supérieures, entre 100 MeV et 10 GeV , on considère des mécanismes de production impliquant des restes de supernovae galactiques.

Au delà, les particules sont si énergétiques, que les sources plausibles ne peuvent être que d'origine extragalactique telles que des quasars ou noyaux actifs de galaxies. Les mécanismes imaginés impliquent souvent des trous noirs supermassifs. Une autre piste avancée est celle de la désintégration de particules lourdes non encore détectées qui seraient des reliques des premiers instants de l'Univers.

Une prédiction importante, faite en 1965 par Kenneth Greisen, Vadim Zatsepin et Georgiy Kouzmin et qui reste à confirmer expérimentalement, est la coupure attendue dans le spectre aux alentours de 10^{19} eV . Au-delà de cette énergie, appelée coupure GZK, les particules doivent interagir avec les photons du fond diffus cosmologique, ce qui aurait pour effet de limiter leur parcours. Comme aucune source proche n'est susceptible de produire des particules ayant de telles énergies, on s'attend bien à observer une coupure dans le spectre. L'expérience Auger, installée dans le sud de l'Argentine, s'intéresse particulièrement à la détection de ces particules ultra énergétiques.

Annexe 1 - Classement des particules élémentaires

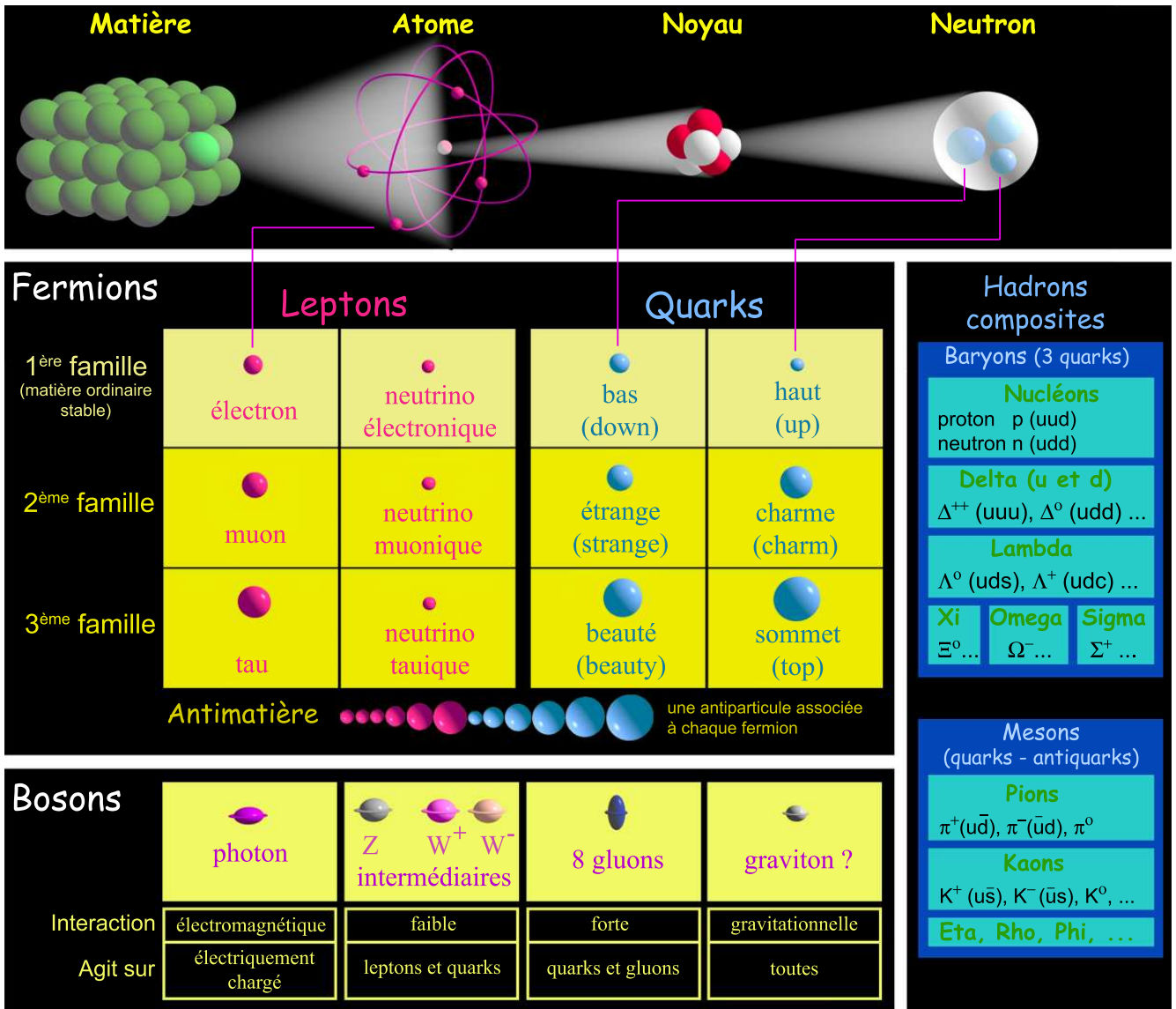


FIG. 5 – Classement des particules élémentaires.

Annexe 2 - Loi de décroissance exponentielle

Densité de probabilité

Un événement aléatoire, dont la probabilité λ par unité de temps qu'il se réalise est indépendante du temps, est décrit par une variable aléatoire Γ dont la densité de probabilité $g(t)$ suit la loi de décroissance exponentielle :

$$g(t) = \lambda \exp(-\lambda t)$$

Citons par exemple l'instant de détection d'un muon mesuré depuis un instant origine arbitraire, la durée qui sépare l'arrivée de deux muons, et celle entre l'instant de détection d'un muon et celui de sa désintégration.

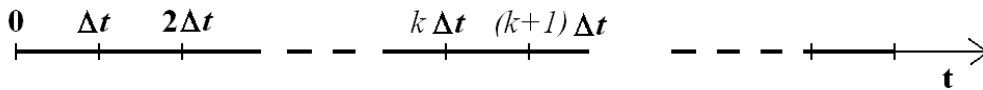


FIG. 6 – Découpage d'un intervalle temporel de durée T en n intervalles de durée Δt .

Afin d'établir ce résultat, écrivons la probabilité p_0 que l'événement se produise entre l'instant origine et Δt , un petit intervalle de temps (Fig. 6) :

$$p_0 = \Pr(\Gamma < \Delta t) = \lambda \Delta t$$

La probabilité p'_0 qu'il se réalise, dans un même intervalle de durée, entre les instants $k\Delta t$ et $(k+1)\Delta t$, k étant un nombre entier, vaut aussi p_0 , puisqu'elle est indépendante du temps :

$$p'_0 = \Pr(k\Delta t < \Gamma < (k+1)\Delta t) = p_0$$

Calculons la probabilité p_k de ne pas observer d'événement avant l'instant $t = k\Delta t$, et de l'observer avant l'instant $(k+1)\Delta t$. La probabilité de non réalisation dans un intervalle Δt étant $1 - p_0$, celle de sa réalisation valant p_0 , p_k s'écrit :

$$p_k = (1 - p_0)^k p_0$$

En faisant tendre Δt vers zéro, on en déduit la densité probabilité $g(t)$ de Γ à l'instant t :

$$g(t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{p_k}{\Delta t} = \lambda \lim_{\Delta t \rightarrow 0} (1 - \lambda \Delta t)^{t/\Delta t} \quad \text{avec} \quad k = \frac{t}{\Delta t}$$

Puisque $\exp x = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 + x/n)^n$, en posant $n = 1/\Delta t$ et $x = -\lambda$, on en déduit la relation recherchée : $g(t) = \lambda \exp(-\lambda t)$.

Moyenne et variance

La valeur moyenne d'une loi exponentielle est facile à déterminer :

$$\langle \Gamma \rangle = \int_0^{\infty} t \times g(t) dt = \lambda \int_0^{\infty} t \exp(-\lambda t) dt = \lambda \left[-\frac{t \exp(-\lambda t)}{\lambda} \right]_0^{\infty} + \int_0^{\infty} \exp(-\lambda t) dt = \frac{1}{\lambda}$$

Un calcul analogue permet d'établir l'expression de la variance : $\sigma^2 = 1/\lambda^2$.

Probabilité de réalisation

La probabilité de réalisation de l'événement dans un intervalle de durée T est :

$$\Pr_{exp}(\Gamma < T) = \int_0^T g(t) dt = \lambda \int_0^T \exp(-\lambda t) dt = 1 - \exp(-\lambda T)$$

celle qu'il ne se réalise pas valant : $\exp(-\lambda T)$

Bibliographie

- [1] L. Leprince-Ringuet, *Les rayons cosmiques* (Albin Michel, 1945)
- [2] P. Auger et al., CR Aca. des Sc. **206**, 1721 (1938)
- [3] Élémentaire, numéro 3, IN2P3, (<http://elementaire.web.lal.in2p3.fr/>)
- [4] R. Bellotti et al., Phys. Rev. D, **53**, 1 (1996)
- [5] D. H. Frish et J. H. Smith, Am. J. Phys., **31**, 342 (1963)
- [6] J-Ph. Pérez, *Relativité et invariance* (Dunod, 2005)
- [7] J. Cronin, T.K. Gaisser, and S.P. Swordy, Sci. Amer., *276*, 44 (1997)