

MILIEU INTERPLANÉTAIRE. — *Origine de la composition (à la source) du rayonnement cosmique et des particules d'origine solaire.* Note (\*) de **Jorge Pérez-Pérez**, présentée par Jean-Claude Pecker.

On propose un schéma dans lequel la composition du rayonnement cosmique et des particules solaires est contrôlée par des interactions coulombiennes au cours de l'accélération de matière thermique; les sources de matière sont vraisemblablement relativement froides.

*We propose a scenario where the source composition of cosmic rays and solar particles is controlled by coulombian interactions, during the acceleration of thermal matter: the sources of matter are likely to be relatively cold.*

Compte tenu des erreurs statistiques sur les abondances des éléments dans le système solaire (SS), dans la photosphère et la couronne (SL = soleil local), dans le rayonnement cosmique à la source (RCS) et dans les particules solaires (PS), les caractéristiques suivantes paraissent être bien établies : les abondances relatives (RCS/SS) et  $\langle PS \rangle / SL$  (la moyenne  $\langle PS \rangle$  de PS étant calculée en utilisant plusieurs événements) des éléments tels que  $11 < Z < 30$  sont normales, sauf pour S et Ar, qui, comme les éléments tels que  $Z < 10$ , sont sous-abondants. Les rapports RCS/ $\langle PS \rangle$  restent proches de l'unité (sauf pour He, C et N). En se basant sur ces analogies, on est conduit à reconnaître que les particules doivent être affectées par des effets de sélection communs aux sources des rayons cosmiques et des PS. On se propose d'associer ces effets aux interactions coulombiennes entre les particules du plasma local qui sont accélérées avec la matière même de la source. Pour pouvoir subir ces accélérations, les ions doivent avoir des vitesses thermiques supérieures à la vitesse locale d'Alfvén. Le taux de perte d'énergie  $(dE/dt)_a$  dépend du rapport  $q^2/A$ , où  $q$  est la charge et  $A$  la masse d'un ion, ce qui affecte de différente manière les différents éléments et même les différents ions d'un même élément. Les ions dont le taux de décélération est systématiquement inférieur au taux d'accélération  $(dE/dt)_a = \alpha_a f(E)$  (où  $\alpha_a$  représente l'efficacité de l'accélération et  $f(E)$  est une fonction de l'énergie) sont « librement accélérés ». Or, si l'ion prépondérant d'un certain élément, à la température de la source, est librement accéléré, l'abondance de cet élément dans les flux particuliers sera représentative de l'abondance locale. Par contre si le taux d'accélération n'est pas systématiquement supérieur au taux de décélération, il existe deux valeurs-seuils de l'énergie,  $E_s$  et  $E'_s$ , définies par  $(dE/dt)_a = (dE/dt)_d$ , tel que  $(dE/dt)_a = (dE/dt)_d$  pour  $E < E_s$  et  $E > E'_s$ . Ceci est illustré sur la figure 1 où l'on montre la perte d'énergie des ions  $C^{++}$  et  $C^{+++}$ , dans un milieu de température  $10^5$  K et de densité  $N$ , en compétition avec deux valeurs du taux d'accélération du type Fermi-statistique  $(dE/dt) = \alpha_a \beta W$ , où  $W$  est l'énergie cinétique, et  $\beta$  est le rapport des vitesses des ions accélérés à la vitesse de la lumière.

Dans ce dernier cas, les ions du plasma local qui participent effectivement au processus accélérateur sont ceux qui, à la température de la source, ont des énergies  $E < E_s$ , et bien entendu, une fraction (négligeable) de la queue de distribution maxwellienne extrêmement chaude correspondant à  $E > E'_s$ . Si l'ion prépondérant d'un élément dans la région d'accélération est assujéti à ces conditions, cet élément apparaîtra sous-abondant par rapport à l'abondance locale, car la population accélérée se concentre à des énergies inférieures à  $E_s$ . Or cette dépression devient plus notable lorsque les conditions de densité et de température, et l'efficacité de l'accélération à la source, sont relativement basses, car  $E_s$  devient alors très bas par rapport au domaine des énergies observées.

On peut donc définir, pour chaque ion, une valeur critique de l'efficacité d'accélération, au-dessus de laquelle cet ion est préférentiellement accéléré et au-dessous de laquelle il devient sous-abondant, pour des conditions de densité et température données. Cette valeur critique est définie comme étant l'énergie  $E_c$  (fig. 1), où les taux de gain et de perte d'énergie sont identiques et tangents :

$$\alpha_c(Z, A) = \text{Cte.} (q^2/A) f(E_c, T, N),$$

où  $f(E_c, T, N)$  est un facteur évalué en fonction de  $E_c$ , à la température et à la densité de la source; ceci peut s'exprimer en fonction de la valeur critique évaluée pour les protons, en écrivant :

$$\alpha_c(Z, A) = (q^2/A) \alpha_c(p).$$

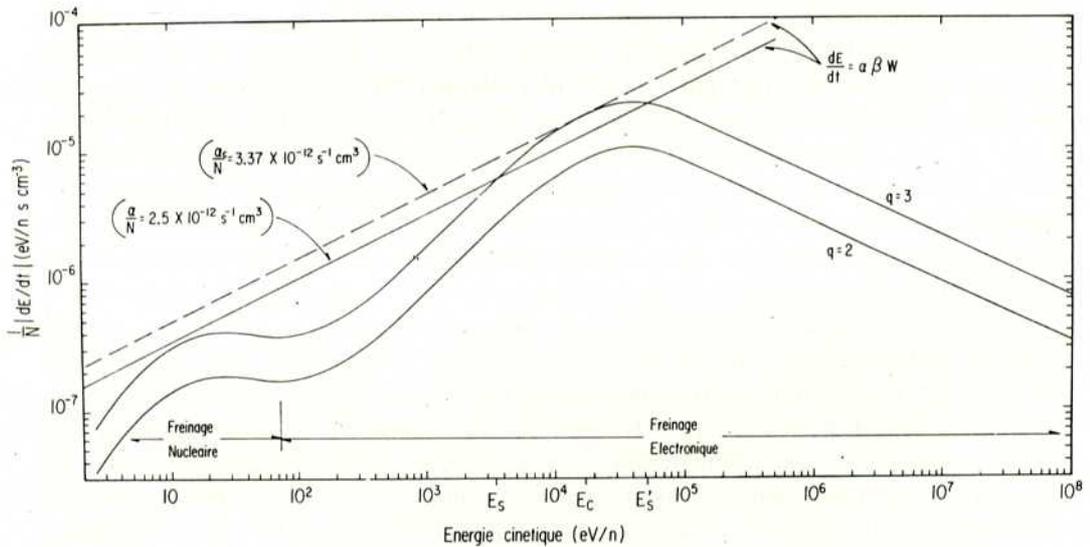


Fig. 1.

Si l'efficacité du mécanisme d'accélération,  $\alpha_a$ , est extrêmement élevée, supérieure aux  $\alpha_c$  de tous les ions de tous les éléments, la composition chimique du rayonnement devrait être représentative des abondances locales, ce qui n'est pas le cas en fait pour tous les éléments. Il est évident que pour que l'accélération préférentielle des protons se produise, il faut que l'on ait  $\alpha_a > \alpha_c(p)$ , soit  $\alpha_a = \delta \alpha_c(p)$  avec  $\delta < 1$ , et pour l'accélération préférentielle des ions plus lourds, il faut  $\alpha_a > (q^2/A) \alpha_c(p)$ , ce qui entraîne  $q^2/A < \delta$ ; pour une certaine valeur de  $\delta$ , il existe alors une limite supérieure de la charge,  $q_s$ , qui détermine quels sont les ions d'un élément qui participent librement à l'accélération (fig. 2). L'accouplement de cette restriction à la théorie de l'équilibre d'ionisation [1] fournit la fraction de particules susceptibles d'être préférentiellement accélérée :

$$\xi_A(q, T) = \sum_{q=1}^{q_s} n_q(A, T) / N_t(A, T),$$

où  $n_q(A, T)$  est le nombre d'ions de l'élément A qui se trouvent à l'état de charge  $q$  à la température T, et  $N_t(A, T) = \sum_{q=0}^Z n_q(A, T)$  est le nombre total de particules de l'élément A

dans tous ses états de charge (atomes neutres compris). Le rapport  $\xi_A/\xi_{ref}$  détermine les abondances relatives à la source (cosmiques ou solaires). Bien entendu, un élément est préférentiellement accéléré (représentatif alors des abondances locales) ou retenu (sous-abondant) selon que l'état de l'ion prépondérant, à la température de la source, est inférieur à  $q_s(\delta)$ , ou supérieur (ou égal) à  $q_s(\delta)$ .

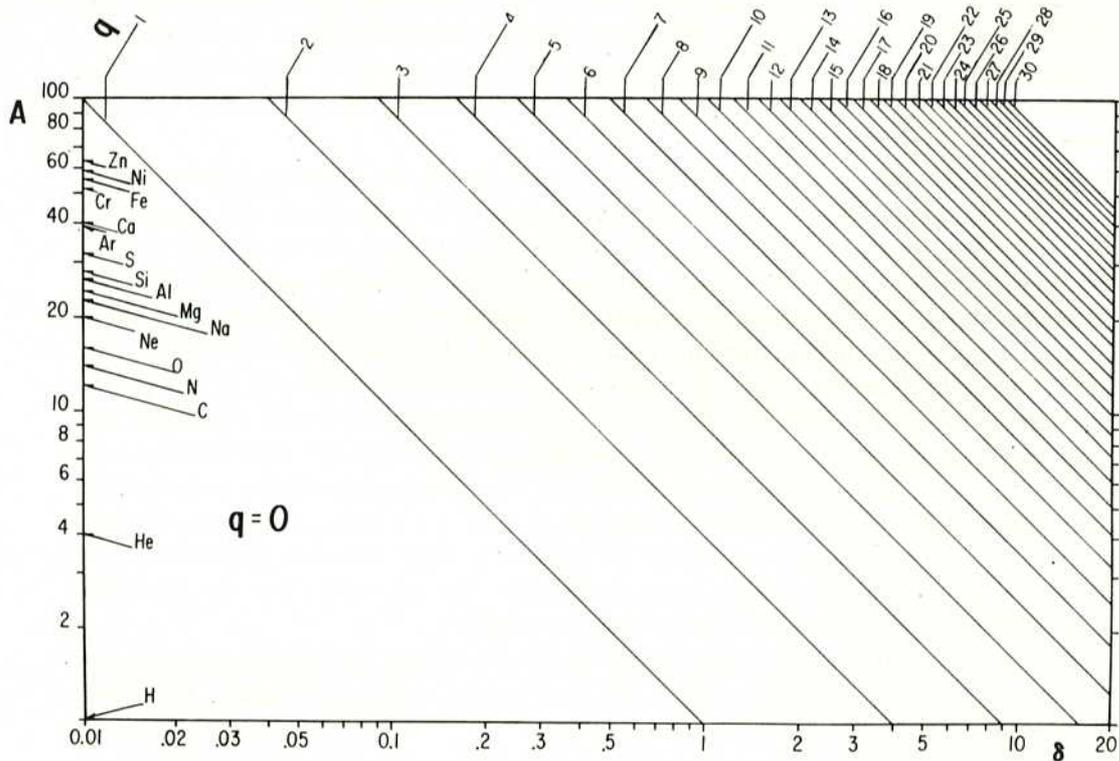


Fig. 2. — On peut trouver sur ce diagramme les valeurs  $q_s$  satisfaisant à la condition  $q^2/A < \delta$ , telles que les ions thermiques de charge  $q \leq q_s$  sont « librement accélérés ».

Il faut noter que ces effets de sélection, qui déterminent le spectre de charge du flux particulaire dépendent fortement des valeurs de  $q$  au cours de l'accélération, lesquelles sont déterminées par la température du milieu et par l'efficacité de l'accélération. D'une part, le comportement relatif des différents éléments varie en fonction des états de charge prédominant à la température de la source; on en déduit ainsi, par exemple, que les régions très chaudes, où les états de charge sont très élevés, sont des sources très peu probables de rayonnement cosmique, car les effets de sélection, liés à la valeur de  $q^2/A$ , seraient trop favorables aux éléments légers. D'autre part, si  $\alpha_a < \alpha_c$ , les particules subissent des transferts de charge au cours de l'accélération, car le libre parcours moyen d'interaction devient plus court que la longueur caractéristique de l'accélération. Dans ces conditions d'établissement de l'équilibre de charge, le comportement relatif des différents éléments varie au cours de l'accélération, car les sections efficaces de capture et de perte électronique se comportent différemment, pour les différents éléments, à une vitesse donnée. En tenant compte de ce que la dépendance  $f(E)$  du taux d'accélération en fonction de l'énergie définit  $E_c$ , soit au niveau du freinage nucléaire coulombien ( $v < v_i$ ), soit au niveau du freinage électronique ( $v \gg v_i$ ) ( $v_i$  étant la vitesse caractéristique des protons thermiques du milieu), il existe une ample gamme

de possibilités pour des effets de sélection dans la détermination du spectre de charge. En effet, si l'équilibre de charge s'établit, le rapport entre les valeurs  $q^2/A$  de différents éléments n'est pas nécessairement le même au niveau du freinage nucléaire et du freinage électronique, de telle sorte que trois facteurs participent simultanément à la détermination de la composition chimique du rayonnement cosmique ([1], [2]) : la *température* du milieu, l'*efficacité* de l'accélération et la *relation entre le taux d'accélération et l'énergie*. Ceci se traduit dans le cas des PS par une différence dans le spectre de charge, d'un événement à l'autre. Bien que cette variabilité ne soit pas évidente dans le RCS, étant donné la forte similitude entre les abondances RCS et  $\langle \text{PS} \rangle$ , on en déduit que les mêmes effets de sélection agissent sur les PS et le RCS.

*En conclusion*, nous suggérons que, dans la mesure où les interactions coulombiennes ne sont pas négligeables dans la partie dense des sources, la composition du rayonnement se détermine au cours de l'accélération du plasma thermique (processus d'injection) et non pas au cours d'une étape postérieure, où les particules arrivent avec des énergies suprathermiques : en effet, lorsque les particules atteignent des vitesses  $v \gg v_e$  (où  $v_e$  est la vitesse caractéristique des électrons thermiques du milieu) leurs charges deviennent proches de la charge nucléaire; or, dans ces conditions, les effets coulombiens, en  $q^2/A$  seraient systématiquement favorables aux éléments légers, ce qui n'est pas observé. Le processus qui rend compte de ces résultats est celui d'une injection avec une efficacité  $\alpha$  relativement basse, telle que le taux d'accélération soit comparable au taux de décélération, mais reste capable d'emporter les particules à des énergies suprathermiques. Puis interviendrait une nouvelle accélération, d'une efficacité  $\alpha$  (soit dans un milieu plus dilué, soit avec  $\alpha_a \gg \alpha$ ); les pertes d'énergie coulombiennes seraient alors négligeables, de telle sorte que les particules atteindraient alors des énergies subrelativistes et relativistes.

Des fructueux commentaires sur ce travail ont été apportés par des collègues du S.E.P. du C.E.N. Saclay, tout particulièrement, M<sup>me</sup> C. Césarsky, MM. J.-P. Meyer, M. Cassé, T. Montmerle et H. Reeves.

(\*) Remise le 2 mars 1981.

[1] N. K. JAIN et U. NARAIN, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 31, 1978, p. 1.

[2] R. LARA et J. PÉREZ-PERAZA, *Proc. 16<sup>e</sup> Conf. Int. du rayonnement cosmique*, Kyoto, 12, 1979, p. 259.

[3] J. PÉREZ-PERAZA et S. TRIVEDI, *Proc. du 94<sup>e</sup> Symp. U.A.I.*, Bologne, 1980.

S.E.P., C.E.N. Saclay, 91190 Gif-sur-Yvette  
et Instituto de Astronomía, U.N.A.M., Mexico 20, D.F. Mexique.