



HAL
open science

Existe-t-il un rayonnement cosmique cosmologique?

Thierry Montmerle

► **To cite this version:**

Thierry Montmerle. Existe-t-il un rayonnement cosmique cosmologique?. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1977. Français. NNT: . tel-00725650

HAL Id: tel-00725650

<https://theses.hal.science/tel-00725650>

Submitted on 27 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS VII

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Thierry MONTMERLE

EXISTE-T-IL UN RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE ?

Soutenue le 14 juin 1977, devant la Commission d'Examen

Lydie	KOCH
Jean-Marc	LEVY-LEBLOND
Jean-Paul	MEYER
Françoise	PRADERIE
Hubert	REEVES
Dennis W.	SCIAMA
Gilbert	VEDRENNE

T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE PARIS VII

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Thierry MONTMERLE

EXISTE-T-IL UN RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE ?

Soutenu le 14 juin 1977, devant la Commission d'Examen

Hubert	REEVES	Président
Lydie	KOCH	
Jean-Marc	LEVY-LEBLOND	
Jean-Paul	MEYER	Examineurs
Françoise	PRADERIE	
Dennis W.	SCIAMA	
Gilbert	VEDRENNE	

A Béatrice

T A B L E D E S M A T I E R E S

PREAMBULE

RESUME

1ère partie : LE RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE

I - FOND DU CIEL γ ET COSMOLOGIE

- (1)^(x) Le rayonnement X et γ du fond du ciel (B. I. S. T. 187, 13 ; 1973)
- (2) Des photons γ contemporains de la jeunesse de l'Univers (La Recherche 37, 787 ; 1973)

II - EXISTE-T-IL UN RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE ?

- (3) Proc. 12th ESLAB Symposium " Recent advances in γ -ray astronomy ",
Frascati (Italie), n° 34 (1977)
- On the possible existence of cosmological cosmic rays :
- (4) 1- The framework for light element and γ -ray production (Ap. J.
à paraître, 15 août 1977)
- (5) 2- The observational constraints set by the γ -ray background
spectrum and the lithium and deuterium abundances (Ap. J., à
paraître, 1er septembre 1977)
- (6) 2a- Light element production by cosmological cosmic rays (Ap. J. à
paraître, 1er novembre 1977)

(x) Références du résumé.

- (7) 3- Nuclear γ -ray production (Ap. J. à paraître, 15 novembre 1977)
- (8) Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv (Bulgarie), n° OG-17 (1977)
- (9) Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv (Bulgarie), n° OG-45 (1977)
- (10) Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv (Bulgarie), n° OG-130 (1977)

III - THEORIE ET OBSERVATION

- (11) On the ability of current experiments to test Π^0 decay γ -ray background theories (Ap. J. 197, 285 ; 1975)
- (12) Proc. 12th ESLAB Symposium " Recent advances in γ -ray astronomy ", Frascati (Italie), n° 35 (1977)

IV - OBSERVATIONS ET INSTRUMENTATION

- (13) Diffuse γ -ray measurement above 20 MeV with a balloon borne experiment (14th Int. Cosmic Ray Conf., Munich, OG-1, 14 ; 1975)
- (14) Diffuse cosmic γ -ray background above 20 MeV (13th Int. Cosmic Ray Conf., Denver, OG-1, 8 ; 1973)
- (15) Le rayonnement X et γ cosmique (Monographie CEA ; 1974)

2ème partie : LA DIFFUSION DANS LES ETOILES

- (16) La diffusion dans les atmosphères stellaires (La Recherche, à paraître, septembre 1977)
- (17) Diffusion in stars : ionization and abundance effects (Ap. J. Suppl. 31, 489 ; 1976)

3ème partie : D'AUTRES HORIZONS

- (18) Des bouffées de photons γ d'origine cosmique (La Recherche 47, 666 ; 1974)
- (19) Intergalactic ionized hydrogen in nearby groups of galaxies (Astr. & Sp. Sci. 15, 383 ; 1972)
- (20) Où l'on reparle des ondes gravitationnelles (La Recherche 31, 160 ; 1973)

REMERCIEMENTS

(NUCLEO)GENESE

P R E A M B U L E

La présente thèse comprend vingt articles qui ont témoigné à des degrés divers de mon activité de recherche en Astrophysique.

Les articles originaux (publiés ou à paraître dans "The Astrophysical Journal", ou encore sous forme de communications à des congrès) portent sur deux sujets distincts :

- a) Contraintes observationnelles sur l'existence d'un rayonnement cosmique cosmologique (première partie) ;
- b) Problèmes liés à la diffusion des éléments dans les atmosphères stellaires, étudiés pendant mon stage de Coopération à l'Université de Montréal, sous la direction de Georges Michaud (deuxième partie).

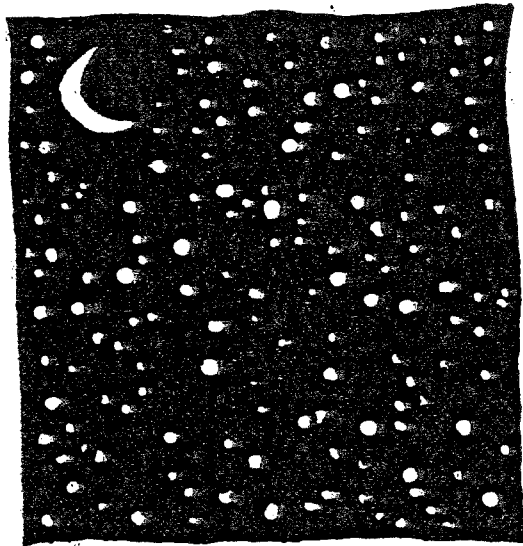
Une troisième partie est consacrée à d'autres domaines de l'Astrophysique (elle comprend aussi un article original, publié dans "Astrophysics and Space Science").

Dans chaque partie, j'ai placé des articles de vulgarisation, en guise soit d'introduction au sujet (ils sont alors en tête), soit de complément d'information (notamment dans la troisième partie). Ils ont été publiés dans "La Recherche", ou par les soins du CEA. Je l'ai fait pour deux raisons : la présentation de la thèse en est facilitée, mais surtout, cela témoigne de l'importance que j'attache à la vulgarisation scientifique. Je crois en effet nécessaire pour un chercheur de faire connaître à l'extérieur l'activité de son domaine de recherches, qu'il s'agisse de découvertes ou de questions encore sans réponse.

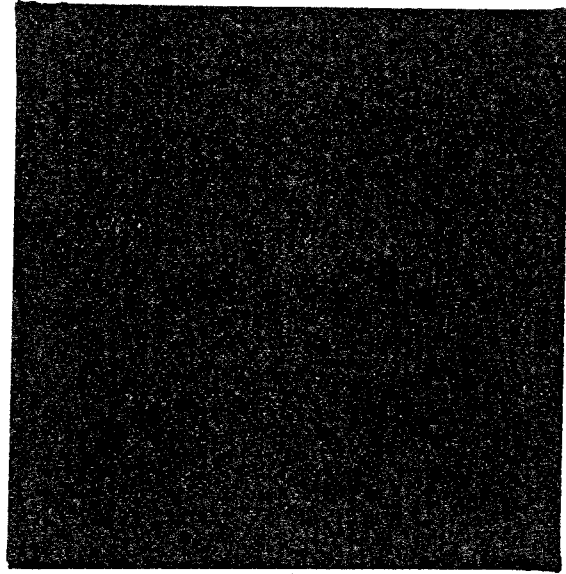
Ces articles sont précédés d'un résumé qui justifie leur agencement, et dont les références sont données dans la Table des Matières.

R E S U M E





("Les Terriens", par Réal Godbout, "Le Jour", Montréal, 1-3-74)



1ère PARTIE : LE RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE

I. FOND DU CIEL γ ET COSMOLOGIE

Au moment où se déroulent les événements dont il est question dans ce travail, il n'y a pas encore d'étoiles ... La température du corps noir universel est d'environ 300°K (il fait bon !).

L'univers est environ 100 fois plus "petit" que maintenant ; en d'autres termes, le rapport de deux distances caractéristiques quelconques alors (R) et maintenant (R_0) est donné par $R_0/R \approx 100$. Une distance caractéristique utile et d'emploi généralisé est une longueur d'onde ; l'expansion de l'univers se manifeste alors par l'effet Doppler et l'on pose

$$\lambda_0 / \lambda = 1 + z .$$

La quantité z est le "redshift" (décalage vers le rouge), qui, dans un modèle d'univers donné, correspond à une époque donnée.

Pour $z \approx 100$, donc, l'univers était âgé dans le modèle standard d'environ dix millions d'années (soit un millième de son âge actuel)^{(1)(*)}.

Dans la bande γ (c'est-à-dire environ de 1 MeV à 10 GeV), on a pu montrer que l'univers était transparent au rayonnement jusqu'à des distances très grandes, correspondant à des valeurs de z de l'ordre de 100 à 300 : c'est dire que les observations dans cette bande d'énergie sont potentiellement reliées à des événements à haute énergie se déroulant pendant la jeunesse de l'univers^{(1), (2)}.

Les observations réalisées jusqu'à présent (sur lesquelles nous reviendrons dans les § III et IV) peuvent s'interpréter par la désintégration de particules π^0 produites lors de réactions mettant en jeu l'interaction forte (hypothèse proposée par Floyd Stecker en 1969)⁽²⁾. Dans ce contexte cosmologique, les deux types de réactions susceptibles de produire des π^0 sont :

(*) Les références renvoient aux articles qui constituent le présent travail (voir la Table des Matières).

- (a) l'annihilation matière-antimatière ("hypothèse NN ");
- (b) les collisions entre des particules de haute énergie (quelques GeV) et un gaz au repos (hypothèse du rayonnement cosmique cosmologique, ou "hypothèse CCR").

Les spectres du fond du ciel dans la bande γ qui correspondent respectivement à ces deux hypothèses sont pratiquement indiscernables, compte tenu de la précision des observations⁽²⁾, ce qui implique la nécessité de trouver d'autres critères d'observation.

Sur le plan théorique, essentiellement à la suite des travaux d'Omnès et de ses collaborateurs, l'hypothèse NN a longtemps été sérieusement envisagée^{(1), (2)}, au détriment de l'hypothèse CCR, qui n'a fait l'objet pratiquement d'aucune recherche approfondie. Mais récemment, des objections sérieuses se sont fait jour à la théorie d'Omnès, si bien qu'il est devenu justifié de considérer sous un angle nouveau l'hypothèse CCR, comme substitut possible à l'hypothèse NN .

L'objet du présent travail est donc d'étudier l'hypothèse CCR de façon plus approfondie, et, en particulier, de proposer et d'examiner d'autres critères observationnels permettant d'en éprouver la validité.

II. EXISTE-IL UN RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE ?

A l'époque correspondant à $z \sim 100$, la matière (au sein de laquelle se formeront ultérieurement les galaxies et les étoiles) est essentiellement un gaz d'hydrogène, et d'hélium -4 produit par des réactions thermonucléaires dans les toutes premières phases de l'univers⁽¹⁾ (dans un rapport ${}^4\text{He}/\text{H} \approx 0.1$). Dans l'hypothèse où les phénomènes qui apparaissent à cette époque sont assez violents pour accélérer des protons, on doit s'attendre à une accélération simultanée de particules α . Par collision sur le gaz, des réactions possibles sont donc $p + p$, $p + \alpha$ et $\alpha + \alpha$.

Dans ce contexte, à haute énergie, il y a production de rayonnement γ (§ I) par désintégration de π^0 , essentiellement dans les réactions $p + p$.

A basse énergie, en revanche, les réactions ci-dessus produisent des éléments légers D, ^3He , ^6Li , ^7Li et ^7Be , qui sont ensuite ralentis et thermalisés dans le gaz. Leurs abondances (absolues et relatives) sont alors comparées à celles observées actuellement.

On présente d'abord une synthèse⁽³⁾ du contexte théorique et des résultats obtenus. A l'appui, le formalisme théorique, dans le cadre du "modèle standard" d'univers, est développé⁽⁴⁾, puis appliqué au rayonnement γ et au lithium et les résultats sont comparés aux observations⁽⁵⁾.

Ces travaux sont étendus à l'ensemble des éléments légers ci-dessus⁽⁶⁾. En remarquant que ceux-ci peuvent être produits dans des états excités qui se désexcitent par émission de photons γ nucléaires, on calcule le flux de photons obtenu, qui se trouve être, à cause de l'expansion de l'univers, dans les bandes X du spectre du fond du ciel⁽⁷⁾.

En substance, on obtient les résultats suivants. L'hypothèse CCR permet d'expliquer à la fois le fond du ciel γ observé et l'abondance du ^7Li (qui n'est pas expliquée de façon satisfaisante à l'heure actuelle). La production de deutérium et d'hélium-3, le flux du rayonnement γ nucléaire, l'intensité du rayonnement cosmique cosmologique maintenant, sont tous compatibles avec les observations.

Cependant, le rapport $^7\text{Li}/^6\text{Li}$ pose un sérieux problème, même compte tenu de l'ignorance présente des sections efficaces des réactions $\alpha + \alpha$ ^{(4), (7)}. Pour réconcilier la valeur théorique et les observations, il faut que le deutérium interstellaire ne soit pas d'origine cosmologique (ce qui n'est pas admis en général actuellement), et il faut supposer l'existence d'une phase active particulière de l'évolution stellaire au début de la Galaxie (ce qui, en revanche, n'est pas exclu)⁽⁵⁾. En effet, ceci offre la possibilité de détruire par astration le ^6Li produit sans toucher au ^7Li ; le ^6Li interstellaire observé est alors produit entièrement par le rayonnement cosmique galactique.

Ces résultats sont également présentés de façon plus sommaire et d'un point de vue un peu différent^{(8), (9)}; la production de deutérium, qui ressortit particulièrement à la cosmologie, est examinée au contraire en détail⁽¹⁰⁾.

En résumé, sur la base de ce que nous avons dit, la réponse à la question posée plus haut est donc plutôt négative, mais il reste des possibilités qui ne permettent pas de trancher définitivement.

III. THEORIE ET OBSERVATION

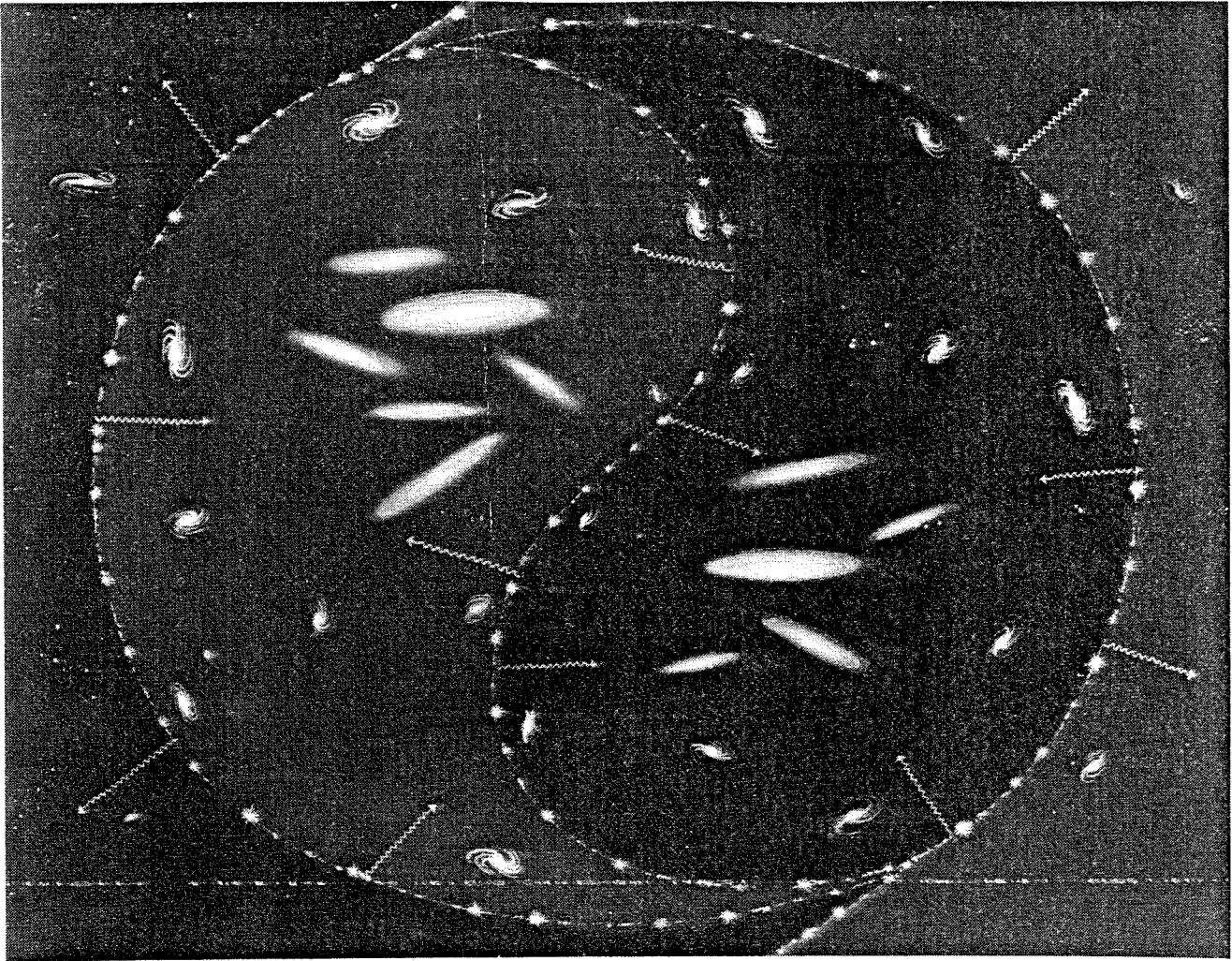
Existe-t-il cependant un espoir de vérifier, par l'observation directe, l'hypothèse $\bar{N}N$ ou l'hypothèse CCR ? On peut répondre affirmativement à cette question, du moins dans l'avenir.

En effet, en couplant les modèles théoriques et l'efficacité des détecteurs utilisés, on obtient une "fonction de visibilité"⁽¹¹⁾, qui permet de prédire la contribution relative des photons γ venant de tel ou tel redshift z , au flux total observé. En particulier, on peut mettre en évidence des fluctuations spatiales à une certaine époque dans le flux reçu, fluctuations correspondant par exemple à des sources de rayonnement cosmique cosmologique ou à des zones d'annihilation matière-anti-matière (fig. 1).

On montre ainsi que les détecteurs actuels ne sont pas assez sensibles à basse énergie (< 10 MeV) pour que les photons observés viennent surtout de z grands (~ 100 , c'est-à-dire d'époques contemporaines des sources de rayonnement supposées)^{(11), (12)}; en d'autres termes, la contribution au flux reçu est surtout "locale" ($z \leq 10$).

IV. OBSERVATION ET INSTRUMENTATION

En attendant la nouvelle génération de détecteurs qui aura les caractéristiques requises, il a tout de même été possible, nous l'avons vu (§ II et III) d'exploiter les données d'observation existantes.



NASA G-13 -9217

Fig. 1 "Impression d'artiste" du modèle matière-antimatière de formation des galaxies de Stecker et Puget (1972)(Cliché NASA)

Ces observations sont faites surtout au moyen de chambres à étincelles, qui convertissent le photon γ incident en une paire d'électrons dont on identifie la trace visuellement (fig. 2 et 3).

On a longtemps fait ces observations à l'aide de ballons stratosphériques. Le flux du fond du ciel est obtenu dans ce cas en extrapolant à une atmosphère résiduelle nulle le flux reçu au cours de la montée du ballon^{(13), (14)}. D'autres expériences en ballon sont poursuivies au Laboratoire (fig. 4), avec cependant pour objectif principal l'observation de sources de rayonnement γ .

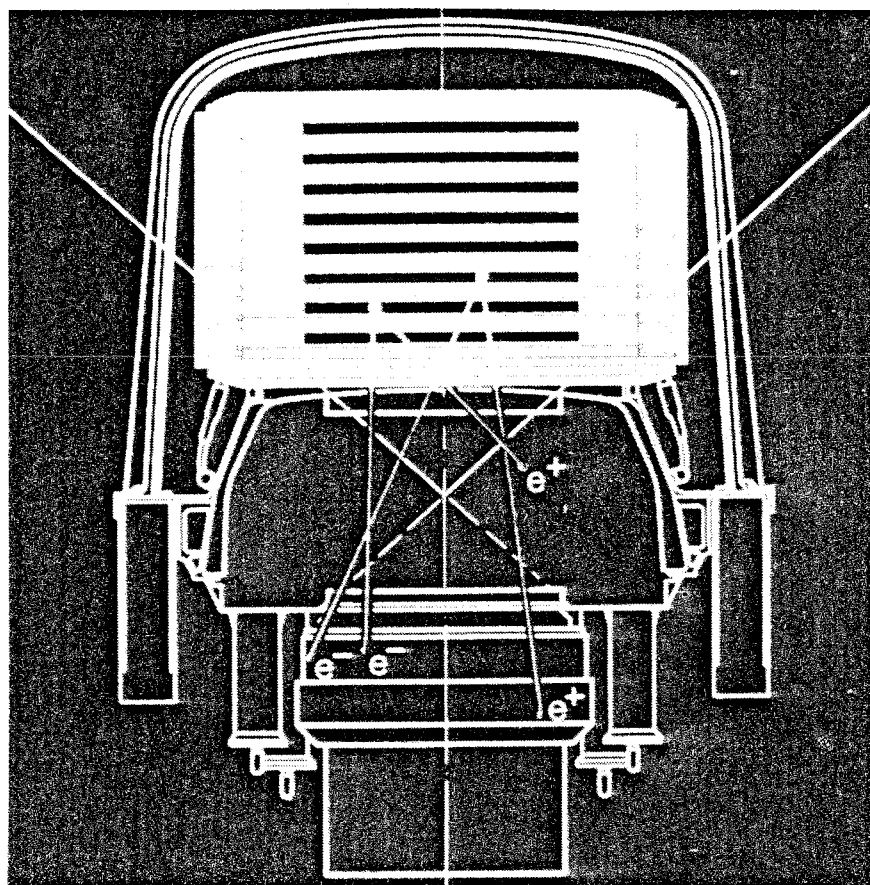


Fig. 2 Eclaté du satellite européen COS-B, montrant le processus de matérialisation des photons γ incidents en paires d'électrons $e^- e^+$, dans la chambre à étincelles embarquée (Cliché ESA)

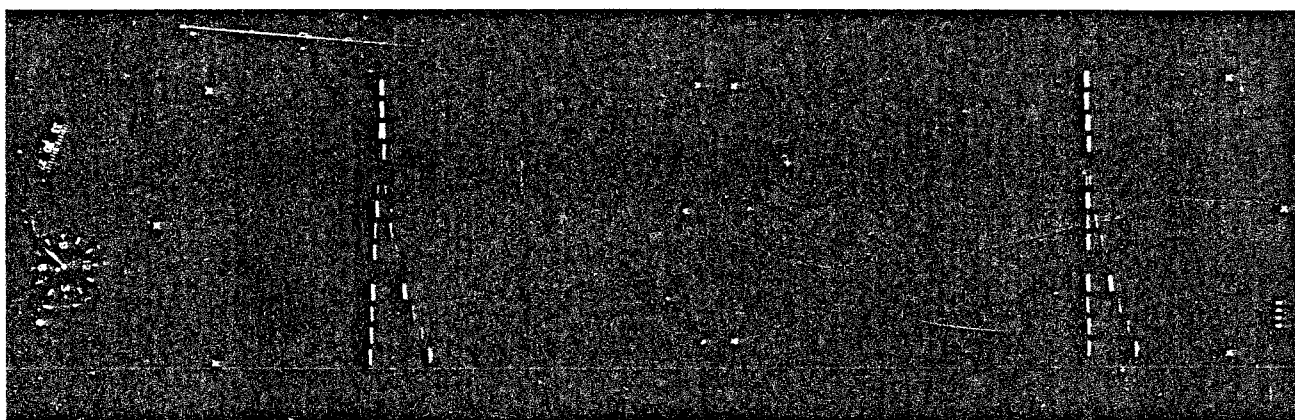


Fig. 3 Visualisation photographique des étincelles créées à la suite du passage d'une paire d'électrons, montrant le V inversé caractéristique qui lui correspond. La prise de vues est stéréoscopique pour remonter à la direction du photon γ incident (Cliché SEP/CEA)



Fig. 4 Expérience AGATHE, comportant des plateaux de chambre à étincelles de 1 m^2 de surface (Cliché SEP/CEA)

Actuellement, les principaux résultats d'astronomie γ sont obtenus à l'aide de satellites (fig. 5 et 6).

A titre d'illustration, on a également présenté une vue d'ensemble des problèmes d'instrumentation et des projets en astronomie X et γ tels qu'ils existaient en 1973⁽¹⁵⁾.

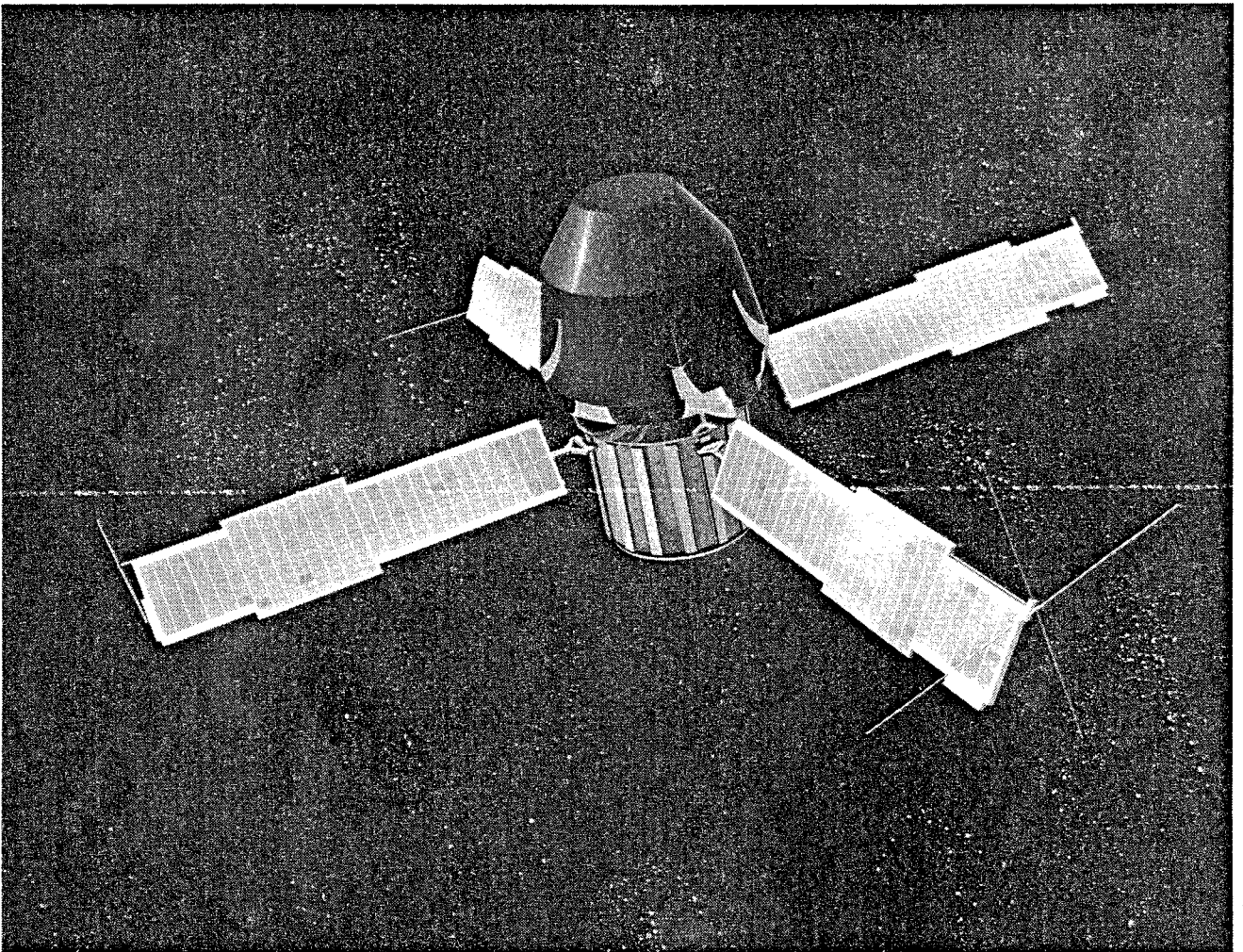


Fig. 5 Le satellite américain SAS-2, mis sur orbite à la fin de 1972. Il a cessé d'émettre en 1975 (Cliché NASA)

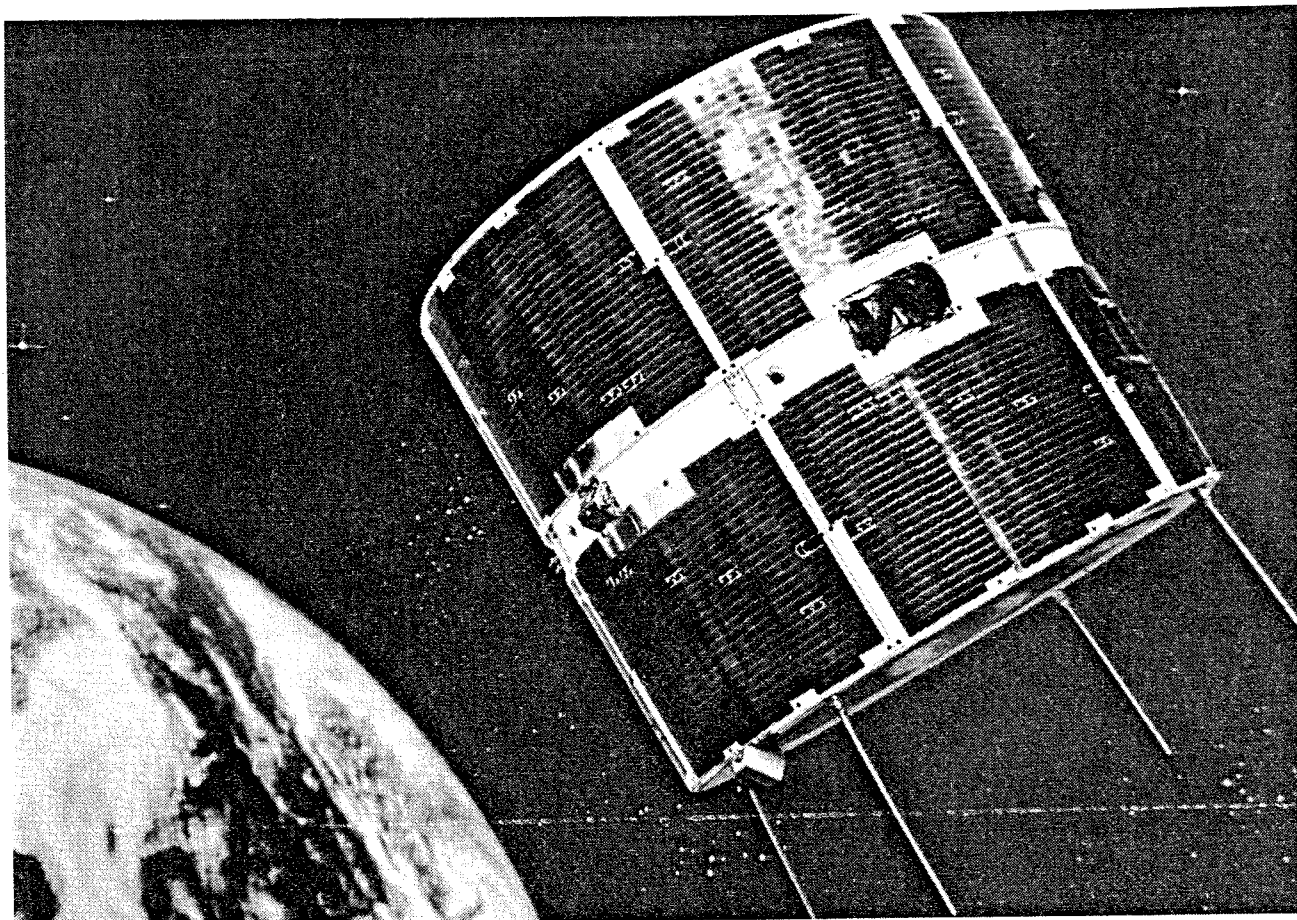


Fig. 6 Le satellite européen COS-B, mis sur orbite en Août 1975
(voir aussi la fig. 2)(Cliché ESA)

2ème PARTIE : LA DIFFUSION DANS LES ETOILES

On a situé dans le contexte des observations actuelles le problème des anomalies d'abondances dans les étoiles A et B particulières, en exposant de façon accessible la théorie de la diffusion des éléments dans les atmosphères stellaires, initialement proposée par Georges Michaud en 1970⁽¹⁶⁾.

Cette théorie est assez bien connue en mécanique statistique, mais son extension aux conditions physiques régnant dans les atmosphères stellaires requiert des précautions particulières. On doit tenir compte notamment de l'ionisation partielle des éléments, d'une abondance relative à l'hydrogène non négligeable et de l'influence de ces facteurs sur le calcul des forces radiatives. C'est ainsi qu'une nouvelle équation de diffusion a été obtenue⁽¹⁷⁾, qui est applicable à la majorité des cas astrophysiques.

3ème PARTIE : D'AUTRES HORIZONS

On a rendu compte de la découverte en 1973 d'éruptions γ d'origine extraterrestre dont la ou les source(s) rest(ent) encore inconnue(s) aujourd'hui.

On s'est également intéressé au problème du défaut de masse apparent dans les amas de galaxies, en examinant à quelles conditions celui-ci pourrait s'expliquer par la présence de nuages de matière ionisée non détectés⁽¹⁹⁾. Le problème n'est toujours pas résolu.

Enfin, on a témoigné de l'activité scientifique régnant à la suite de la détection, avancée par Joseph Weber, d'ondes gravitationnelles⁽²⁰⁾. Il semble maintenant que les signaux détectés soient attribuables à des effets de bruit dans les antennes particulières utilisées ; toutes les tentatives ultérieures pour détecter des ondes gravitationnelles ont échoué.

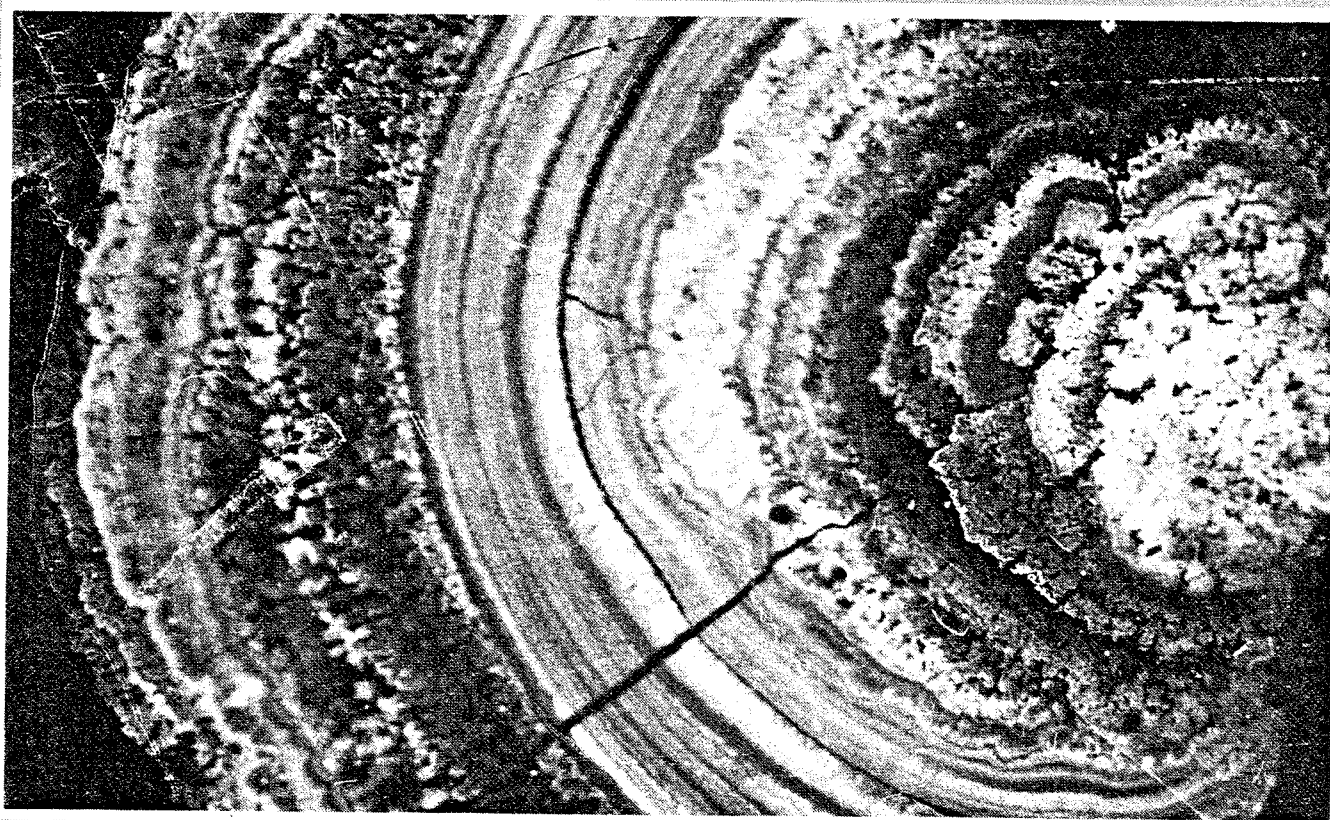
1ère partie

LE RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE

I - FOND DU CIEL γ ET COSMOLOGIE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Bulletin d' Informations Scientifiques et Techniques



187

DECEMBRE 1973

Physique spatiale et géophysique nucléaire

"un roc
faux manoir
tout de suite
évaporé en brumes
qui imposa
une borne à l'infini
C'ETAIT
issu stellaire"

(Stéphane Mallarmé, "Un coup de dés")

Le rayonnement X et gamma du fond du ciel

Par T. MONTMERLE* et C. RYTER*

Résumé :

Le principe de fonctionnement des appareils utilisés dans les diverses bandes d'énergie est d'abord présenté succinctement. Les effets parasites provoqués par les rayons cosmiques chargés et les difficultés qui en résultent pour l'interprétation des données sont décrits. Les résultats d'observation ont été rassemblés et triés selon des critères assez rigoureux, et les données qui ont été utilisées devraient former un ensemble cohérent. Le spectre du fond du ciel qui en résulte présente une forme "en puissance de l'énergie des photons" $\propto E^{-0,9}$ ($\text{erg cm}^{-2} \text{S}^{-1} \text{sd}^{-1} \text{erg}^{-1}$). La dispersion des points ne dépasse pas un facteur cinq, crête à crête. Les "cassures" et "excès" dans le spectre, si souvent évoqués, sont à peine perceptibles vers 0,2 keV, 40 keV, 5 MeV. De plus le spectre se place presque exactement sur le prolongement du fond du ciel observé en radio. On en conclut que le rayonnement du fond du ciel est très probablement dû aux rayonnements couplés synchrotron et Compton inverse provenant d'objets éloignés. Une légère courbure voisine de 10 MeV est en accord avec les modèles à cosmologie symétrique de Stecker et Omnès.

Summary :

Available data on the sky background radiation have been compiled taking into account stringent selection criteria. Those data to which the various corrections made by the authors are not explicitly mentioned are rejected. The remaining data are believed to form a consistent sample. They are displayed on a graph. The spectrum obtained exhibits a general power-law shape $\propto E^{-0.9}$ ($\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sd}^{-1} \text{erg}^{-1}$). The dispersion of the data points does not exceed a factor five, peak to peak. The existence, so frequently advocated, of "excesses" and "breaks" at several energies like 0.2 keV, 40 keV, 5 MeV, is marginally perceptible. This is due to the wide scale of the graph, which resets the features in their general context. Furthermore, the spectrum lies very close to the extrapolation of the extragalactic radio spectrum. It is concluded that the sky background is easily accounted for by a very general mechanism like coupled synchrotron and Compton effect of distant objects. However, a slight excess around 10 MeV is still present and gives support to Stecker-Omnès's symmetrical cosmology model.

Descripteurs : Astrophysique, détection du rayonnement gamma, détection des rayons X, fond de rayonnement, effet Compton, rayonnement synchrotron, rayonnement de freinage, spectres gamma, spectres de rayons X, sources de rayons X cosmiques, sources gamma cosmiques.

Descriptors : Astrophysics, gamma detection, X-ray detection, background radiation, Compton effect, synchrotron radiation, bremsstrahlung, gamma spectra, X-ray spectra, cosmic X-ray sources, cosmic gamma sources.

Consacrer une étude du fond du ciel, qui semble moins bien défini que ne peuvent l'être des objets isolés, risque de paraître insolite et mérite quelques mots d'explication.

L'astronomie du rayonnement X et γ est une science très jeune. La première observation de rayons X date de 1961 et la première détection positive de rayonnement γ a été publiée en 1968. L'atmosphère terrestre, qui constitue un écran de 1 kg cm^{-2} , est opaque à tout rayonnement d'énergie supérieure au proche ultra-violet,

ce qui explique que l'existence d'un rayonnement électromagnétique cosmique de haute énergie n'ait pu être mis en évidence qu'avec l'avènement des engins spatiaux. Le temps d'observation total qui a été consacré à ces études est court, et les surfaces collectrices de signal sont petites par rapport à celles dont on peut disposer dans d'autres domaines d'énergie. (Que l'on songe aux télescopes de 5 m de l'astronomie optique, ou aux réflecteurs de centaines de m^2 de la radio astronomie). Les appareils sont donc relativement peu sensibles comme le montre le tableau I.

* Service d'Electronique Physique, CEN de Saclay.

TABLEAU I

Sensibilité limite des instruments d'observation utilisés en astronomie dans différentes bandes d'énergie.

Domaine spectral	Sensibilité limite (Watt m ⁻² Hz ⁻¹)	Bande passante
Radioastronomie (0.01 unité de flux)	10 ⁻²⁸	1kHz (4x10 ⁻¹² eV)
Grand télescope (m _v ~ 23)	4 x 10 ⁻³²	0,4-0,8 μm (0,5 eV)
Rayonnement X (Satellite "Uhuru")	1,5 x 10 ⁻³²	2 - 10 keV
Rayonnement γ (chambre à étincelles 850 cm ²)	6,6 x 10 ⁻³⁴	50 - 100 MeV

En conséquence, les objets observés individuellement à ce jour sont relativement proches, et leur nombre est trop faible pour qu'il puisse avoir une signification statistique. Par ailleurs, la résolution angulaire des appareils est souvent médiocre, et une partie importante du signal reçu provient d'objets non résolus, distants mais nombreux, ce qui précisément constitue le fond du ciel : ainsi les étoiles proches se détachent-elles sur la luminescence diffuse de la Voie Lactée.

Les connaissances que l'on déduit de l'étude du fond du ciel sont donc de nature globale. Elles permettent souvent de dégager des propriétés générales et de fixer des paramètres lorsque l'on tente de construire un modèle pour une certaine classe d'objets. Mais, surtout, le signal que l'on reçoit témoigne de tous les événements qui se produisent sur une ligne de visée. Dans le domaine qui nous intéresse, ce signal peut provenir des confins de l'univers, là où la notion d'objet isolé se dilue avec la distance. Nous verrons qu'à l'échelle cosmologique, les notions de distance et de temps se confondent ; ainsi l'étude du fond du ciel se rattache-t-elle directement aux problèmes posés par l'évolution de l'univers.

Le rayonnement X et γ s'étend sur un domaine qui est traditionnellement divisé en "X mous" (quelques dizaines d'eV à quelques keV), "X durs" (quelques dizaines de keV), et "γ" (à partir de 0,5 MeV). En gros cette division correspond à trois processus par lesquels le rayonnement est absorbé par la matière.

a. Effet photo-électrique

Un électron lié à un atome est éjecté en absorbant un photon, un surcroît d'énergie étant transformé en énergie cinétique ; c'est l'effet dominant en-dessous de 50 keV.

b. Effet Compton

Un photon et un électron subissent une collision élastique ; c'est le processus dominant à quelques MeV.

c. Création de paire d'électrons (e⁺e⁻)

Elle a lieu dans le champ coulombien des noyaux. Le seuil de la réaction se situe vers 1 MeV (deux fois la masse de l'électron) et elle est prépondérante à partir de 50 MeV pour l'hydrogène.

I. MECANISMES ELEMENTAIRES DE PRODUCTION DU RAYONNEMENT

A. Interaction électromagnétique

À côté des mécanismes d'émission et d'absorption de raies spectrales, qui ressortissent à la physique atomique et moléculaire, il existe certaines interactions, intéressant le plus souvent les électrons de haute énergie, qui sont capables de produire un rayonnement électromagnétique dont le spectre est toujours étendu et peu détaillé. Les propriétés de ces interactions sont brièvement exposées ci-dessous.

1. Effet synchrotron

On sait qu'un électron circulant dans un champ magnétique subit la force de Lorentz, perpendiculaire à sa direction instantanée et au champ magnétique. Il en résulte qu'il décrit, dans un champ homogène H, une hélice dont l'axe est parallèle au champ. D'autre part, l'accélération centripète qu'il subit (due justement à la force de Lorentz) excite un rayonnement, comme c'est le cas pour toute charge subissant une accélération. Il est curieux de constater que, pour un électron relativiste, l'énergie totale $E = \gamma mc^2 \gg mc^2$ (où γ est le facteur de Lorentz), les ordres de grandeur que l'on trouve dans la nature sont tels que le calcul du rayonnement est l'un des rares problèmes de physique microscopique qui puisse être traité de façon satisfaisante par la physique classique. Partant du concept de potentiel retardé, on peut montrer que le rayonnement est concentré dans la direction du mouvement instantané de l'électron, le précédant comme le faisceau d'un phare ayant une ouverture de l'ordre de 1/γ. La puissance émise par l'électron, exprimée dans le référentiel "fixe" de l'observateur, est proportionnelle à $\gamma^2 H^2/8\pi$, où $H^2/8\pi$ n'est autre que la densité d'énergie magnétique du champ H ; le spectre est très étalé, avec un large

maximum situé au voisinage d'une fréquence caractéristique donnée par $\nu_s = \gamma^2 \nu_L = \frac{1}{2\pi} \gamma^2 eH/mc$, où ν_L est la fréquence de Larmor dans le champ H. (e et m sont la charge et la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière).

2. Effet Compton inverse

Une situation assez semblable à la précédente se présente lorsqu'un électron relativiste circule dans un milieu contenant une certaine densité ρ de rayonnement dont les photons ont une énergie moyenne $\langle h\nu \rangle = \epsilon$ (on a simplement $\rho = n\epsilon$, où n est le nombre de photons par unité de volume).

Des collisions électron-photon se produisent, et on peut montrer que, compte tenu de l'énergie élevée des électrons, les photons voient leur énergie augmentée d'un facteur de l'ordre de γ^2 après la collision. (D'où le terme d'effet Compton inverse ; dans l'effet Compton ordinaire, les photons cèdent une partie de leur énergie à des électrons initialement au repos).

Comme le nombre de collisions (par électron et par seconde) est bien entendu proportionnel à la densité initiale de photons, c'est-à-dire à la densité d'énergie ρ , on trouve que la puissance émise par électron est proportionnelle à $\rho\gamma^2$.

3. Propriétés communes aux effets synchrotron et Compton inverse.

On voit que les deux effets, synchrotron et Compton inverse, présentent de grandes similitudes, la fréquence émise étant dans les deux cas de l'ordre de γ^2 fois la fréquence caractéristique du milieu (fréquence de Larmor, fréquence des photons), et la puissance proportionnelle à la densité d'énergie présente et au carré de l'énergie de l'électron. La raison de cette similitude réside dans le fait que, pour un électron relativiste, le champ magnétique statique H apparaît comme un champ presque purement électromagnétique (la différence entre le champ électrique et le champ magnétique n'étant en valeurs relatives que de $1/\gamma$), à peine discernable d'un champ électromagnétique pur comme celui produit par les photons.

On peut montrer qu'un spectre de la forme

$$\frac{dI}{d\nu} \propto \nu^{-\alpha}$$

est nécessairement produit dans les deux cas par une distribution d'électrons de la forme

$$\frac{dn}{dE} \propto E^{-(2\alpha+1)}$$

dite "en puissance de l'énergie". Or des spectres et des distributions de cette nature sont extrêmement fréquents dans l'univers, et peuvent toujours être associés à des

événements violents. Ainsi, des explosions (à l'échelle d'une étoile ou d'un noyau de galaxie) sont toujours accompagnés d'émissions de particules relativistes dont le rayonnement produit par effets synchrotron et Compton inverse est observable et présente une forme "en puissance de la fréquence".

On voit par ce qui précède que les deux mécanismes d'émission ont des caractéristiques communes, mais pas de signature propre. Il n'est donc pas possible, a priori, de déterminer par la seule observation du spectre, si l'on a affaire à une interaction avec un champ magnétique ou un champ de rayonnement. Remarquons cependant, pour fixer les idées, que la fréquence de Larmor dans un champ magnétique de $3 \mu\text{gauss}$ (typique en astrophysique) est de 10 Hz. Les fréquences typiques de champ de rayonnement sont plutôt de $10^{10} - 10^{11}$ Hz pour le rayonnement universel à 2.7°K , et 10^{14} Hz pour la lumière. Ainsi, un électron de 5 GeV ($\gamma = 10^4$) produit des ondes radio ($\sim 10^9$ Hz) par effet synchrotron et du rayonnement X ou γ (photons de ~ 10 keV ou de ~ 10 MeV) par effet Compton inverse sur le rayonnement universel ou visible. Enfin, lorsque la configuration du champ magnétique régnant dans l'objet émetteur est suffisamment simple, le rayonnement synchrotron présente une certaine polarisation, ce qui n'est jamais le cas du rayonnement Compton inverse.

4. Rayonnement de freinage

Nommé traditionnellement "Bremsstrahlung" ou transition "free-free", selon que l'on évoque une culture semi-classique germanique, ou quantique anglo-saxonne, le rayonnement de freinage provient de l'interaction d'un électron libre avec le champ électrique coulombien d'un noyau. C'est une collision après laquelle les trajectoires relatives de l'électron et du noyau sont modifiées. L'accélération subie par l'électron excite un rayonnement électromagnétique, mais le phénomène est de nature nettement quantique. En particulier, l'électron a une probabilité non nulle d'être complètement arrêté, dans une seule collision, toute son énergie étant convertie en celle d'un seul photon. Cette situation contraste avec la précédente (effets synchrotron et Compton inverse), où des collisions "fortes" de ce genre ne se produisent pas, sauf à des énergies exceptionnellement élevées.

Le rayonnement de freinage se produit aussi bien lorsque des électrons circulent dans un milieu neutre ou ionisé, que lorsque des protons ou des noyaux d'énergie élevée circulent dans ce milieu ; on parle alors de "Bremsstrahlung inverse".

Dans le cas ordinaire, ce sont les électrons thermiques du milieu qui rayonnent et le spectre présente une forme exponentielle $\propto \exp(-h\nu/kT)$ qui ne fait que refléter la distribution de Maxwell des électrons (k est la constante de Boltzmann et T la température). Au contraire, le spectre de "Bremsstrahlung inverse" reflète la distribution non thermique des particules (protons et électrons) de haute énergie (une distribution $dN/dE \propto E^{-\beta}$ donne le spectre $I(\nu) \propto (h\nu)^{-\beta}$). Il faut noter cependant que les particules de haute énergie circulant dans un gaz perdent

beaucoup d'énergie lors des collisions par transfert de moment. Il s'ensuit que le gaz chauffe rapidement, et que, sauf situation très exceptionnelle, le rayonnement thermique l'emporte sur le rayonnement non-thermique. L'étude du rayonnement X des éruptions solaires est significative à ce sujet. Le spectre émis n'est non-thermique qu'au début de l'éruption ; ensuite il se thermalise, et l'on peut même suivre le refroidissement progressif du milieu émetteur.

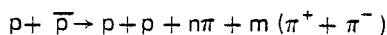
B. Interactions nucléaires

1. Autour de 1 MeV : le domaine nucléaire

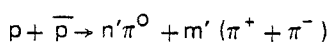
De 0,5 à 10 MeV environ s'étend le domaine du rayonnement γ nucléaire, c'est-à-dire des raies issues de désexcitation de niveaux nucléaires. Ces spectres sont très variés, et de nombreuses réactions en produisent, mais peu de sections efficaces de production de ce rayonnement sont connues. Le flux reçu est fonction de l'abondance des éléments qui en sont à l'origine. Ainsi, l'un des éléments les plus abondants dans l'Univers (à part l'hydrogène et l'hélium) est le ^{56}Fe . On pense que cet élément est synthétisé dans les supernovae : la réaction de désintégration $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ produit un rayonnement γ à plusieurs énergies, de 0,511 à 3,47 MeV. Si l'on suppose que tout le ^{56}Fe est fabriqué dans les supernovae (qui apparaissent dans les galaxies à raison d'une tous les 50 ans environ), le flux émis par les galaxies, intégré sur la profondeur de l'univers, est proche de celui mesuré. Malheureusement, l'identification des raies n'est pas encore possible, à cause de la mauvaise résolution en énergie des détecteurs. Cependant, la somme des contributions de toutes les raies peut donner un spectre continu et fournir une partie importante des photons de quelques MeV.

2. Autour de 100 MeV : les réactions à haute énergie.

Considérons un système formé de deux ou plusieurs baryons (protons ou particules "élémentaires" plus lourdes) qui entrent en collision ou susceptibles de s'annihiler. Dès que, dans le centre de masse du système, l'énergie disponible est supérieure à 135 MeV, on assiste à la création de mésons π^+ , π^- , π^0 , qui sont les vecteurs des interactions "que subissent" ces particules (dites "interactions fortes") comme les photons sont les vecteurs de l'interaction électromagnétique. Le méson π^0 a une durée de vie de 10^{-16} s et se désintègre en deux photons emportant chacun la moitié de son énergie totale, soit environ $1/2 m_{\pi^0} c^2 = 70$ MeV s'il est au repos. Sur le plan astrophysique, les principales réactions utiles sont de la forme :



n et m dépendant de l'énergie disponible dans le membre de gauche: cas d'un proton de haute énergie (~ 300 MeV) entrant en collision avec un proton au repos, ou encore



Cette réaction d'annihilation a lieu dès le "repos" ; à haute énergie ($\triangleright 3$ GeV) elle ne se distingue plus de la précédente. La production des mésons π peut se faire par l'intermédiaire de résonances. Le spectre γ issu de la désintégration des π^0 ainsi produits a une propriété remarquable. En effet, on montre que quel que soit le spectre des π^0 , le spectre γ qui en résulte, exprimé en logarithme de l'énergie, est symétrique par rapport à $\frac{1}{2} m_{\pi^0} c^2 = 70$ MeV. On trouvera sur la figure 1 un tel spectre théorique pour les interactions pp et p \bar{p} .

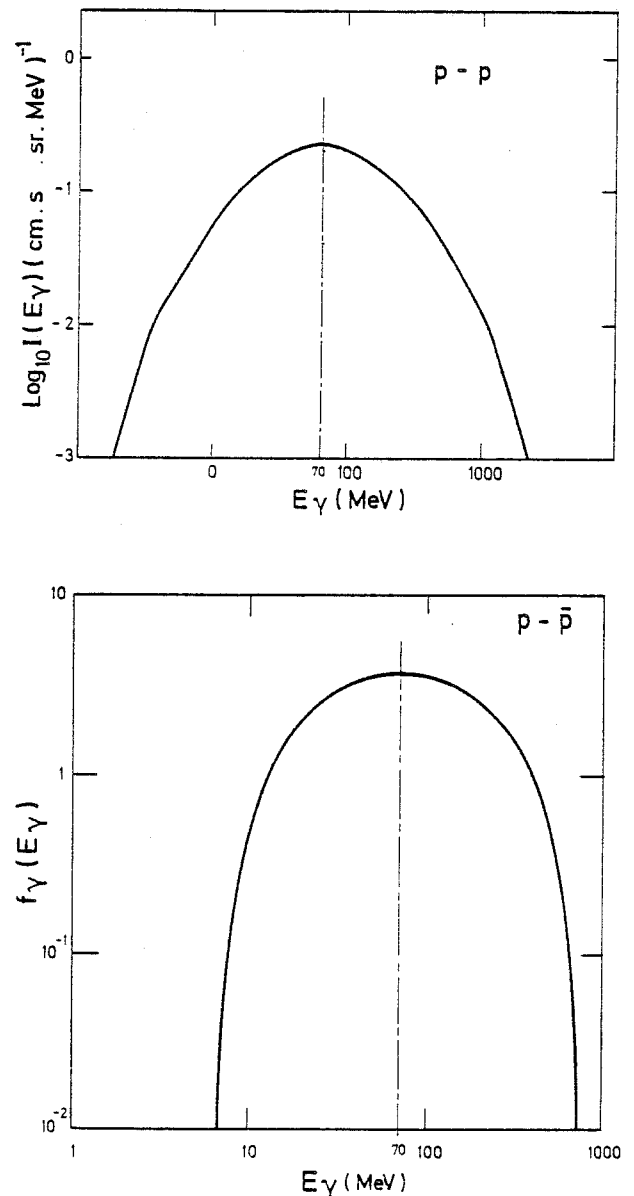


Fig. 1. - Spectres produits par la désintégration en 2 γ du π^0 résultant :

- des interactions de type proton-proton à haute énergie (plus précisément, il s'agit ici de collisions entre le rayonnement cosmique et la matière interstellaire) ;
- des annihilations de type proton-antiproton au repos. On note la symétrie par rapport à la moitié de la masse du π^0 , soit 70 MeV (avec l'aimable autorisation de F.W. Stecker, NASA, Goddard Space Flight Center).

Des interactions analogues peuvent avoir lieu avec d'autres noyaux, telles que $\alpha + p$, $\alpha + \alpha$ etc. Malheureusement on ne dispose pratiquement d'aucune mesure de laboratoire des sections efficaces, et l'on est réduit à faire certaines estimations théoriques ou semi-empiriques.

II. PRINCIPE DES DETECTEURS

A. Détecteurs de rayons X "mous" (0,2 à 20 keV)

L'énergie du photon détecté est essentiellement transformée en l'énergie cinétique d'un électron. Ce dernier est ralenti dans la matière par les collisions ionisantes successives qu'il subit et le nombre d'ionisations produites est proportionnel à l'énergie du photon incident. La charge libérée est recueillie par une anode portée à une tension convenable. C'est le principe du détecteur proportionnel. Il est constitué en général d'une enceinte contenant des électrodes et un gaz adapté au domaine d'énergie étudié (léger pour les basses énergies, lourd, comme le krypton, pour les énergies plus élevées). La fenêtre qui sert à confiner le gaz doit être assez mince pour ne pas atténuer sensiblement le rayonnement. Ainsi, les mesures faites dans la bande d'énergie dite "à 0,27 keV" ne sont possibles qu'avec des fenêtres formées d'une feuille de plastique très mince (mylar ou polypropylène de quelques microns). Entre 1 et 20 keV, on utilise en général du béryllium de $50 \mu\text{m}$, qui permet la construction de détecteurs robustes et fiables.

Cependant de nouvelles techniques se développent pour l'étude de la partie basse de la gamme d'énergie. La technologie des semi-conducteurs est maintenant suffisamment avancée pour que des détecteurs proportionnels à semi-conducteur (silicium compensé au lithium) présentent une résolution excellente, même à une énergie aussi basse que 0,2 keV, et puissent être utilisés conjointement avec des systèmes optiques à incidence rasante.

B. Détecteurs de rayons X "durs"

Au-dessus de 20 keV, un matériau plus dense qu'un gaz est nécessaire pour que la probabilité d'arrêter, c'est-à-dire de détecter, un photon soit suffisante. On utilise en général des cristaux scintillateurs formés d'halogénures alcalins (NaI, CsI) ou l'énergie libérée par le photon (par effet Compton ou photoélectrique) est en partie convertie en rayonnement visible, mesuré par des photomultiplicateurs. La quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie du photon X incident.

C. Détecteur de rayonnement γ

A l'heure actuelle, la grande majorité des détecteurs (pour $E > 20 \text{ MeV}$) est constituée par des chambres à étincelles d'usage courant en physique nucléaire. Ce sont des empilements de plateaux métalliques minces, au

nombre d'une ou plusieurs dizaines, contenus dans une enceinte étanche remplie d'un gaz rare. Ces plateaux font se matérialiser les photons en paires d'électrons, qui ionisent le gaz sur leur passage. Une haute tension (quelques kV) appliquée entre les différents plateaux déclenche une série d'étincelles dans le "couloir" ainsi ionisé. Un dispositif d'anticoïncidence empêche le déclenchement de la chambre par des particules incidentes chargées. Enfin, des photos de ces étincelles sont prises avec un système stéréoscopique qui permet de reconstituer la direction d'arrivée des photons γ . Malheureusement, la précision de cette reconstitution ne peut dépasser 2 ou 3 degrés à cause de la diffusion multiple des électrons créés dans la chambre. Ceci a pour effet, en particulier, de faire apparaître les sources localisées comme ayant une dimension angulaire finie. Il en résulte une importante réduction du contraste d'une "image" déjà très faible en raison de la petitesse du flux reçu.

D. Contraintes propres aux observations astrophysiques

Les observations relevant de l'astrophysique des hautes énergies sont toujours faites dans des conditions matérielles très difficiles, auxquelles s'ajoutent les lourdes contraintes d'expériences embarquées à bord de véhicules spatiaux, c'est-à-dire inaccessibles et transmettant toutes les informations par radio. Mais l'obstacle de base provient du fait que les particules du rayonnement cosmique sont peu discernables du rayonnement électromagnétique. Dans les détecteurs proportionnels (0,2 à 20 keV), photons et particules produisent aussi bien l'un que l'autre une brève ionisation du gaz qui est enregistrée comme un signal. L'élimination des signaux dus aux rayons cosmiques pose un délicat problème que l'on ne peut résoudre que de façon plus ou moins approximative en analysant la forme des impulsions et en introduisant des compteurs de garde en anticoïncidence. Aux très basses énergies ($< 0,5 \text{ keV}$), des flux d'électrons non-relativistes (d'énergie inférieure à $\sim 10 \text{ keV}$) sont capables de traverser les très minces fenêtres qui ferment les détecteurs et sont pratiquement indiscernables de ceux produits par la photo-ionisation. Canalisés par le champ magnétique terrestre, ils ont une distribution anisotrope. Il est donc nécessaire d'éliminer ces électrons, qui entraînent une surestimation du rayonnement X et une mauvaise appréciation de sa distribution angulaire. On ne s'est avisé que très récemment de cet effet parasite, et on l'élimine maintenant au moyen de déflecteurs magnétiques.

Dans les détecteurs à scintillation, la situation est encore plus sérieuse. Les rayons cosmiques chargés de haute énergie, essentiellement des protons, induisent des réactions nucléaires conduisant à la présence dans le détecteur d'isotopes radioactifs, de périodes pouvant atteindre plusieurs semaines. Ainsi, le bruit de fond du détecteur à scintillation dépend de la durée de l'exposition aux rayons cosmiques, du passage du véhicule spatial dans les zones de Van Allen (les ceintures de radiation) etc. et son spectre comporte de larges pics comme le montre, à titre d'exemple, la figure 2. On tente de remonter au spectre initial par une étude soignée

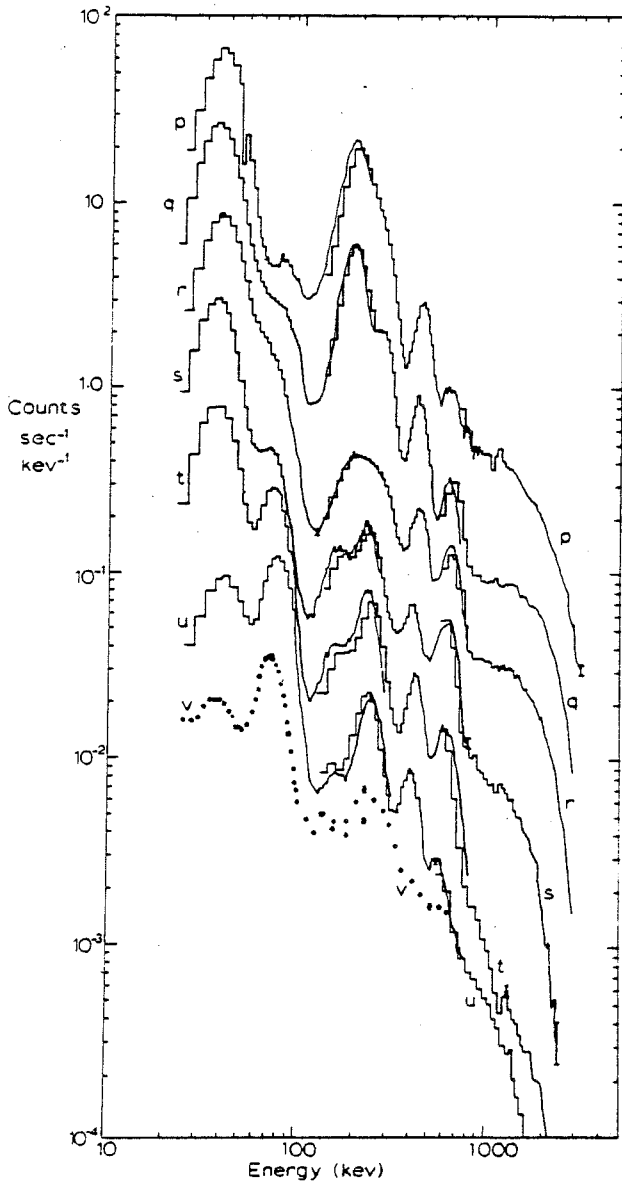


Fig. 2. - Spectres du bruit de fond obtenu en irradiant un cristal d'iodure de césium par un flux de protons de 155 MeV. Les courbes "p" à "v" donnent les taux de comptage de 7 heures à 224 jours après l'irradiation. La forme de ces spectres montre combien il est difficile d'opérer une soustraction rigoureuse du bruit de fond du flux de photons incidents (avec l'aimable autorisation de G. Carpenter et C. Dyer, Imperial College, Londres).

du détecteur et une simulation des conditions d'observation. Il n'en subsiste pas moins, encore à l'heure actuelle, une certaine ambiguïté quant à la forme exacte du spectre dans ce domaine d'énergie. Il faut aussi remarquer que, pour les expériences faites en ballon, la diffusion des photons (20–100 keV) dans l'atmosphère est suffisante pour augmenter sensiblement l'angle solide effectif défini par la géométrie du détecteur, et affecte par conséquent la brillance attribuée au fond du ciel.

Aux plus hautes énergies, les photons γ sont identifiés sans équivoque lorsque l'on observe une matérialisation en paire d'électrons dans une chambre à étincelles. Mais une certaine quantité de photons provient de désintégra-

tions de mésons π^0 produits par interactions fortes, soit dans la structure du véhicule, soit dans l'atmosphère résiduelle pour les expériences conduites en ballon. Là encore, diverses méthodes d'analyse doivent être utilisées pour remonter au flux de photons cosmiques primaires.

III. RESULTATS ET INTERPRETATION

Comme on l'a déjà mentionné, l'interprétation des observations du fond du ciel dans le domaine X et γ demande un soin tout particulier si l'on veut éviter de tenir pour réels des effets qui ne sont que des parasites produits par le rayonnement cosmique particulière. Une sélection des mesures récentes est représentée dans la figure 3. On n'a cité que les auteurs qui déclarent explicitement avoir fait les corrections nécessaires ; malgré cela, la dispersion des points est encore considérable, et il n'est pas possible de dire actuellement si les légers excès qui semblent apparents vers 0,3 keV, 40 keV et ~ 3 MeV, par rapport à une droite qui exprimerait un spectre "en puissance de l'énergie", sont réels. Il est possible qu'ils résultent d'une correction insuffisante des effets atmosphériques et nucléaires mentionnés plus haut. Enfin la grande dispersion des points vers 300 eV est probablement due aux électrons suprathérmiqes de l'ionosphère (voir chapitre II-D).

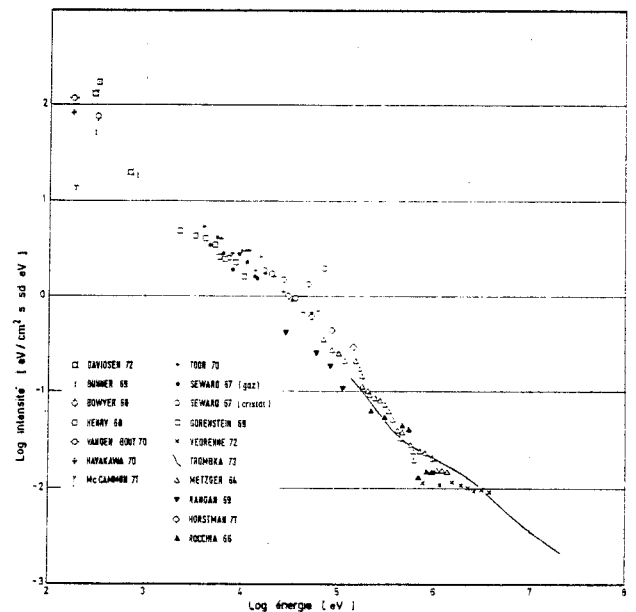


Fig. 3. - Résultats d'observations sur le fond du ciel X, obtenus en fusée (X mou) ou en ballon (à partir de 20 keV). A une loi de puissance en E^{-1} qui pourrait représenter tout le spectre se superpose un "coude" vers 40 keV qui est probablement en partie d'origine instrumentale.

Dans la figure 4 on a inclus les mêmes résultats dans un spectre complet du rayonnement électromagnétique, s'étendant du domaine radio aux γ extrêmes, c'est-à-dire sur plus de 20 décades.

Nous discuterons séparément l'allure générale du spectre et les implications éventuelles des excès possibles. Mais il faut auparavant donner quelques précisions sur la notion même de "fond du ciel", en liaison avec l'isotropie du rayonnement observé.

A. Distribution angulaire du rayonnement

L'univers étant pratiquement transparent au rayonnement X au-dessus de 1 keV, la répartition angulaire du fond du ciel peut donner des renseignements sur la structure de l'univers à grande échelle.

On doit s'attendre à ce que le fond du ciel comprenne dans tous les cas une composante apparemment diffuse,

car tout détecteur n'est sensible qu'à un flux supérieur à un certain seuil : toutes les sources ponctuelles dont on reçoit un flux inférieur à ce seuil ne peuvent être détectées (quelle que soit la résolution angulaire du détecteur), mais leur contribution totale peut l'être. Assignant aux sources ponctuelles une luminosité typique (ou une certaine distribution des luminosités), les sources ne sont vues individuellement qu'en deçà d'un certain rayon R. La soustraction du flux mesuré de la contribution des sources situées à une distance supérieure à R donne le fond diffus au-delà de R.

Cependant le fond du ciel nous apparaît à travers notre Galaxie, qui présente, elle, une image extrêmement anisotrope dont il faut tenir compte avant d'étudier la structure de l'Univers. Ceci suppose d'abord que l'on observe tout le ciel, et c'est le privilège des satellites que de pouvoir le faire. De telles observations ont été conduites à bord du satellite OSO III, dans la bande de 7 à 38 keV et aux alentours de 100 MeV. Nous y reviendrons. Dans les autres domaines d'énergie, les mesures faites en fusée ou en ballon ne concernent jamais qu'une faible partie du ciel. Par exemple, les chambres à

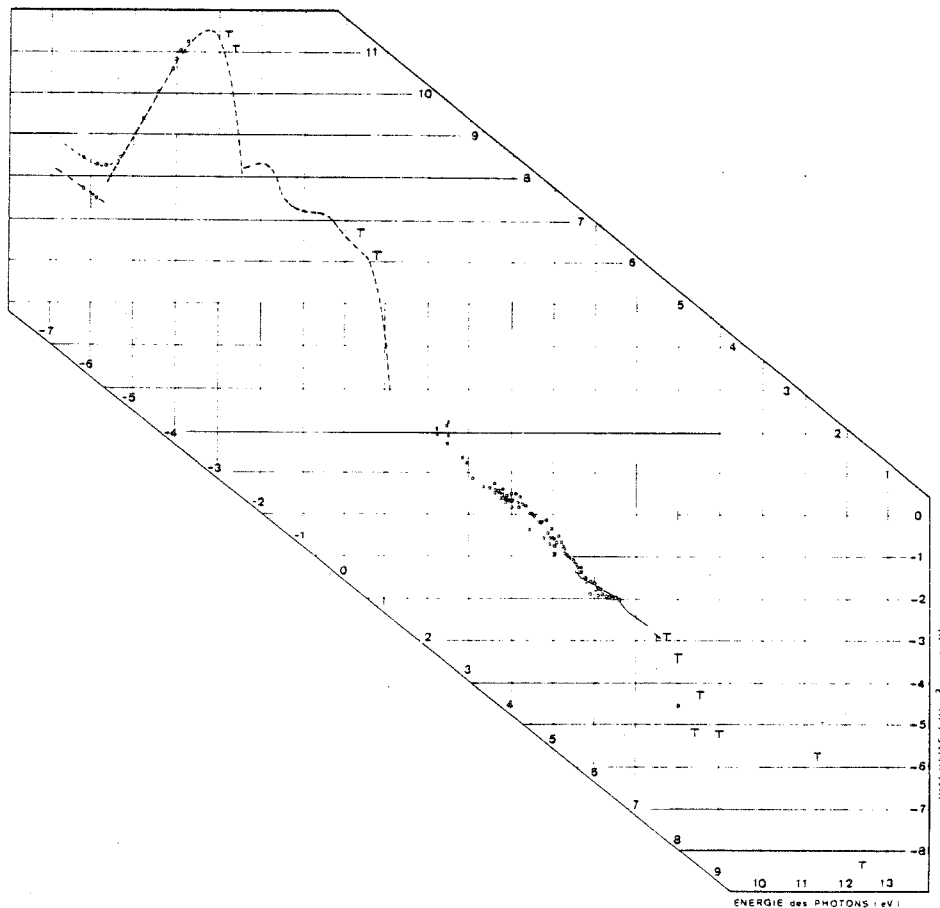


Fig. 4. - Le spectre du fond du ciel actuellement connu. Il s'étend des ondes radio (10^{-7} eV) au rayonnement γ de très haute énergie (10^{12} eV), soit sur près de 20 décades. On peut remarquer que :

1. C'est dans le domaine X que les points de mesure sont les plus nombreux ;
2. Le spectre X et le spectre radio sont pratiquement sur une même droite de pente de l'ordre de -1 . A cette droite se superpose un certain nombre de contributions : corps noir universel à 3°K (10^{-6} à 10^{-2} eV), rayonnement infrarouge probablement dû à la superposition de l'émission de galaxies actives (10^{-2} - 1 eV) jusqu'à la discontinuité de Lyman (13,6 eV). Les diverses contributions au-dessus de 100 eV sont discutées dans le texte. La courbe en tirets adjointe aux points de mesure (o) ou aux limites supérieures (T) est une estimation théorique. Les points de mesure dans le domaine radio (vers 10^{-6} eV) sont obtenus respectivement en soustrayant (points du bas) ou en négligeant (points du haut) l'émission attribuée à notre galaxie.

étincelles utilisées au-dessus de 10 MeV ont servi jusqu'ici à observer le plan galactique. Mis à part la Nébuleuse et le Pulsar du Crabe, aucune source n'a été détectée de façon positive. Aux très hautes énergies (10^{11} – 10^{12} eV), les flux ne dépassent pas le seuil de sensibilité des détecteurs. Vers 1 MeV, les détecteurs utilisés jusqu'ici n'avaient aucune directivité. Cela est dû au fait qu'on ne peut utiliser de collimateur (comme cela se fait à plus basse énergie), à cause des interactions nucléaires dont nous avons parlé qui ne feraient qu'accroître un bruit de fond déjà difficile à évaluer.

Aux très basses énergies (~ 0.5 keV) l'absorption par le milieu interstellaire devient importante, même en direction des pôles galactiques où l'épaisseur de gaz que le rayonnement doit traverser pour nous parvenir est la plus faible ; les corrections à faire sont délicates et la situation est encore assez incertaine.

A 100 MeV, l'expérience installée à bord d'OSO III a permis une résolution angulaire de 15° . Elle présente un ciel anisotrope, avec un excès situé le long du plan galactique, que l'on attribue en partie à l'interaction du rayonnement cosmique avec le gaz interstellaire, en partie à une "queue" à haute énergie du spectre des sources X galactiques (la faible résolution angulaire du détecteur ne permet pas de préciser plus avant cette question).

Finalement la distribution angulaire du fond du ciel n'est bien connue que dans la bande X. Les résultats ont été obtenus il y a moins de trois ans. Ces résultats sont de deux ordres : d'abord des fluctuations à petite échelle, qui reflètent une distribution statistique de sources non vues individuellement, ensuite des variations à une échelle beaucoup plus grande, que l'on attribue au déplacement de la Terre par rapport aux galaxies lointaines (effet Doppler portant sur tout le spectre, ou effet Compton-Getting). Il faut, bien entendu, tenir compte de la présence de sources X connues par ailleurs. On obtient ainsi des fluctuations de moins de 4 % dans un angle inférieur à l'ouverture du détecteur ($1/2$ angle de $11,5^\circ$ et de moins de 2 % sur tout le ciel.

Du premier résultat, on déduit que l'on doit avoir au moins $2,5 \cdot 10^6$ sources ponctuelles de même luminosité réparties uniformément dans l'Univers. A partir du second résultat, on trouve une limite supérieure raisonnable (800 km s^{-1}) de la vitesse de la Terre par rapport aux galaxies lointaines, en accord avec des mesures comparables effectuées sur le rayonnement universel à 2,7 K.

Le fait qu'il ne reste pas de "résidu" lorsque l'on tient compte du mouvement de la Terre montre que le fond du ciel — donc l'Univers — est bien isotrope, ce qui confirme une des hypothèses de base de la cosmologie aussi appelée "principe cosmologique".

B. Allure générale du spectre

On voit sur la figure 4 que l'allure générale du spectre, mis à part le domaine du visible, de l'infrarouge, et le

rayonnement universel à 2,7 K, présente un aspect peu structuré et décroît approximativement comme E^{-1} . Bien qu'il y ait plusieurs modèles proposés, on pense généralement que le fond du ciel est produit par la superposition des rayonnements émis par une ou plusieurs classes d'objets, en l'occurrence des galaxies.

On sait que, classant les galaxies par ordre de luminosité croissante, on trouve successivement les galaxies normales (dont la nôtre et sa voisine M 31 dans la constellation d'Andromède semblent être des représentants typiques), des radio-galaxies, (en général elliptiques géantes), des galaxies de Seyfert (très actives, avec un noyau brillant), enfin des quasars. Les luminosités typiques de ces objets s'étendent de 10^{44} à 10^{48} erg s^{-1} (*). Les galaxies de Seyfert et les quasars présentent un excès de rayonnement dans l'infrarouge et dans le violet, avec une émission radio variable dans un très large domaine.

On sait aussi que notre galaxie contient des sources de rayons X, et que sa luminosité totale, au-dessus de 1 keV, est de l'ordre de 2×10^{39} erg s^{-1} . En supposant que cette valeur soit typique des galaxies normales, et si l'on fait le total pour tout l'univers (c'est-à-dire jusqu'à la limite de l'univers observable, d'un rayon $R_H \approx 10^{29}$ cm), on constate qu'il s'en faut d'un facteur de l'ordre de 100 pour rendre compte du flux observé. Il faut donc invoquer l'existence des galaxies émettant un rayonnement X intrinsèque suffisamment intense. Or cette hypothèse s'est vérifiée récemment. On a découvert quelques "galaxies X" émettant de 10^{42} à 10^{44} erg s^{-1} entre 2 et 10 keV. Ce sont toujours des radio-galaxies ou des galaxies de Seyfert et les spectres X et radio sont approximativement dans le prolongement l'un de l'autre, ce qui suggère immédiatement une parenté avec le fond du ciel.

On a vu (chapitre I) que, dans des conditions habituelles, des électrons de quelques GeV d'énergie peuvent produire simultanément du rayonnement radio par effet synchrotron, et du rayonnement X par effet Compton inverse. Les propriétés de ces mécanismes sont telles que les pentes des spectres émis dans les deux domaines sont les mêmes et conduisent très naturellement à l'émission d'un spectre "en puissance de l'énergie" des photons (ou de leur fréquence) dans un très large domaine spectral (ici plus de 10 décades). On admet donc que les électrons relativistes qui produisent l'émission radio produisent également le rayonnement X par interaction avec les photons du rayonnement universel. Cette hypothèse implique une relation (cf. chapitre I) entre les densités d'énergie sous forme de champ magnétique d'une part, de photons d'autre part. Si l'on prend soin de tenir compte du fait que la densité de photons augmente proportionnellement à T^4 (où T est la température), c'est-à-dire avec $(1+z)^4$ lorsque l'on remonte dans le passé, (voir annexe), on obtient pour le champ magnétique une valeur de l'ordre de 10^{-6} gauss, en bon accord avec les idées actuelles sur la structure des radio-sources.

* Rappelons que le soleil émet 2×10^{33} erg s^{-1}

Cependant, une difficulté subsiste. Si l'on essaie de superposer les contributions de toutes les galaxies que rencontre "une ligne de visée" jusqu'aux confins de l'univers, le flux calculé est au moins inférieur d'un facteur 10 au flux observé. On se trouve donc dans la même situation qu'en radioastronomie, lorsqu'on essaie de rendre compte du fond du ciel par le comptage des radio-sources. On admet donc de même que la densité ou l'activité des sources étaient plus grande dans le passé que maintenant (Voir annexe).

C. Quelques particularités du spectre

On a vu (figure 3) que le spectre du fond du ciel semble présenter des irrégularités aux alentours de 0,3 keV, 40 keV et 3 MeV. Ces irrégularités pourraient n'être dues qu'à des parasites induits par le rayonnement cosmique particulaire (chapitre II). Il ne faut pas oublier non plus que les mesures sont faites au moyen d'appareils différents suivant la gamme d'énergie, et que la seule comparaison de deux gammes adjacentes a souvent fait apparaître des différences dans la pente du spectre, différences qui ont tendance à se fondre entre elles lorsque l'on considère l'ensemble du spectre. Mais il se pourrait aussi que cette interprétation soit insuffisante, et que les particularités du spectre aient une signification réelle. C'est ce que nous allons discuter maintenant.

1. La région de 0.27 keV

On a pensé pendant longtemps, malgré la grande dispersion des résultats, que le fond du ciel présentait un excès entre 0.2 et 0.5 keV, par rapport à la droite exprimant un spectre en "puissance de l'énergie" des photons. Cet excès était attribué à un gaz chaud (quelques millions de degrés) qui remplirait l'espace intergalactique. Même si l'excès en question ne devait être qu'apparent et entièrement attribué à des électrons ionosphériques (voir chap. II), les mesures permettent au moins de fixer une limite supérieure à la densité du gaz intergalactique, par la ligne de raisonnement suivante :

- a. Le gaz est nécessairement constitué principalement d'hydrogène, qui, lorsqu'il n'est pas ionisé, est très opaque à la raie Lyman- α .
- b. Cette raie souvent émise par les quasars (que l'on situe à des distances énormes, dites cosmologiques) peut être observée dans certains cas. On ne constate pas de signe appréciable d'absorption, et l'on peut conclure que la densité d'hydrogène neutre au voisinage des quasars est inférieure à 10^{-11} atome cm^{-3} . Ceci peut être compatible avec l'existence d'un gaz intergalactique plus dense mais porté à une température élevée (comptée en millions de degrés), donc fortement ionisé.
- c. Ce gaz rayonne alors par "bremsstrahlung", proportionnellement au carré de sa densité, dans le domaine des X mous dont il est question ici. Ainsi l'observation de la raie Lyman- α des quasars d'une part, les

mesures du fond du ciel vers 0.3 - 0.5 keV d'autre part, permettent d'encadrer la valeur de la température et de la densité du gaz intergalactique. On trouve dans le meilleur des cas une température de 10^7 à 10^8 degrés, et une densité de $\sim 10^{-7}$ protons par cm^3 . Cette faible densité a pour conséquence que le gaz intergalactique n'est pas capable d'assurer la "fermeture" de l'univers (voir annexe).

2. La région de 40 keV.

On a passablement discuté ces dernières années de l'origine possible d'un "coude" à 40 keV du spectre du fond du ciel. Il est probable qu'une partie au moins de l'effet puisse être attribué aux interactions nucléaires parasites et aux effets atmosphériques décrits au chapitre II. La figure 3 montre encore un léger excès dans ce domaine d'énergie, mais qui ne semble pas devoir revêtir un caractère prépondérant dans l'interprétation du spectre du fond du ciel. De toute façon, l'excès ne peut pas être attribué à un effet réellement cosmologique ; même en supposant que toutes les galaxies X présentent un spectre ayant la même particularité, l'effet serait "lissé" par le décalage spectral vers le rouge des galaxies lointaines qui contribuent au fond du ciel, et le "coude" en question devrait s'étaler sur une plus large gamme d'énergie.

3. Au-delà de 1 MeV

Le spectre, là encore, semble présenter un léger excès par rapport à la loi "en puissance de l'énergie" mentionnée plus haut. Les mesures positives s'arrêtent vers 30 MeV (Apollo 15). A 100 MeV, le seul point de mesure, d'ailleurs sujet à une incertitude d'au moins 30%, a été obtenu par le satellite OSO III. Entre ces deux valeurs, il n'y a pour le moment que les limites supérieures.

Compte tenu de cette situation, le théoricien peut faire deux hypothèses :

1. Le spectre en loi de puissance continue jusqu'à 100 MeV et au-delà. Il y a alors une petite "bosse" vers quelques MeV, et le point d'OSO III est sensiblement en-dessous du flux réel.
2. La courbure amorcée vers quelques MeV se poursuit au moins jusqu'à 100 MeV.

La première hypothèse est paradoxalement la plus conservatrice. En effet, l'excès de flux vers quelques MeV peut s'expliquer assez naturellement par une origine nucléaire, mais elle suppose explicitement que la mesure à 100 MeV soit fautive (ce qui ne peut être totalement exclu, en l'absence d'autres résultats positifs à cette énergie). Cette dernière possibilité a été détaillée au chapitre I ; il faut noter cependant que rien de très quantitatif n'a encore été fait dans l'ensemble de ce domaine. Cette interprétation en termes de raies nucléaires s'applique au premier chef au détecteur lui-

même, comme nous l'avons vu. Il semble bien, cependant, qu'il subsiste après corrections un léger excès. Il serait intéressant d'avoir une résolution en énergie suffisante pour vérifier la théorie selon laquelle cet excès serait dû aux raies de désexcitation des noyaux des éléments synthétisés au cours des explosions de supernovae.

L'autre hypothèse, si elle se trouve confirmée, a d'importantes implications cosmologiques. Ici, le rayonnement γ de 1 MeV à 100 MeV est supposé issu d'un processus non électromagnétique, la désintégration du méson π^0 . Cette possibilité a été évoquée au chapitre I ; on y a vu, en particulier, que le spectre issu de collisions p-p ou p- \bar{p} présentait un maximum vers 70 MeV. L'idée, récente, est de supposer que des collisions de ce type ont eu lieu à une époque reculée : le spectre émis est décalé vers le rouge (ici $z \sim 70$, donc 70 MeV, deviennent ~ 1 MeV) et la plus forte densité de matière à l'époque contribue à la forte intensité du flux γ : les collisions envisagées sont soit l'interaction du rayonnement cosmique avec la matière intergalactique (type pp), soit l'annihilation entre matière et antimatière (type $p\bar{p}$). La valeur $z = 70$ n'est pas ad hoc, comme on pourrait le penser a priori ; au contraire, on peut montrer (voir figure 5) que l'univers est opaque au rayonnement de 1 à 100 MeV émis avant cette époque, à condition de supprimer l'existence d'un gaz intergalactique dense (actuellement 10^{-5} cm^{-3}) qui le "fermerait" (voir annexe). Autrement dit, à ces énergies, on ne peut "voir" plus loin (donc avant) que $z = 70$. Si le spectre γ peut ainsi s'expliquer par le décalage vers le rouge, l'interprétation de l'intensité du flux reçu dépend cependant du modèle choisi.

a. Interaction du type pp

Le flux reçu est proportionnel à la densité de rayon-

nement cosmique et à la densité de gaz intergalactique. La densité de matière qui est proportionnelle à $(1+z)^3$ est, pour $z = 70$, de l'ordre de $3,5 \times 10^5$ fois plus grande que maintenant ; cependant, pour rendre compte de l'intensité observée au-delà de 1 MeV, il faut en plus postuler l'existence de sources de rayonnement cosmique beaucoup plus actives par le passé et ce, au moins jusqu'à $z = 70$. Or cette valeur est beaucoup plus grande que celle à laquelle il faut couper l'évolution de radiogalaxies ($z = 5$ ou 6 au maximum, voir annexe) pour rendre compte du fond du ciel radio. Cette difficulté sérieuse rend l'hypothèse peu vraisemblable et celle-ci n'est en général pas retenue.

b. Interactions du type $p\bar{p}$

Il s'agit là de conditions cosmologiques très différentes, entrant dans le cadre d'une théorie d'un univers symétrique matière-antimatière, telle qu'elle est aujourd'hui proposée par Omnès (voir annexe). Cette théorie prédit, en particulier, l'existence d'une phase de séparation entre des volumes de matière et des volumes d'antimatière (ces volumes donnant ultérieurement naissance à des galaxies) avec annihilation à la frontière entre ces volumes "opposés". Cette annihilation produit des photons γ de façon très efficace, puisque la matière subissant cette réaction est intégralement convertie en énergie ; de plus, le taux de production de ces photons est proportionnel au produit des densités de matière et d'antimatière, soit à $(1+z)^6$. Le flux détecté résulte des annihilations de $z = 70$ à $z = 0$ (maintenant).

On voit qu'il y a là une solution élégante, qui allie une possibilité intéressante d'explication des observations avec une très grande simplicité de l'hypothèse de base, à savoir que le nombre baryonique de l'univers est nul (ce qui n'est pas le cas dans les cosmologies tradition-

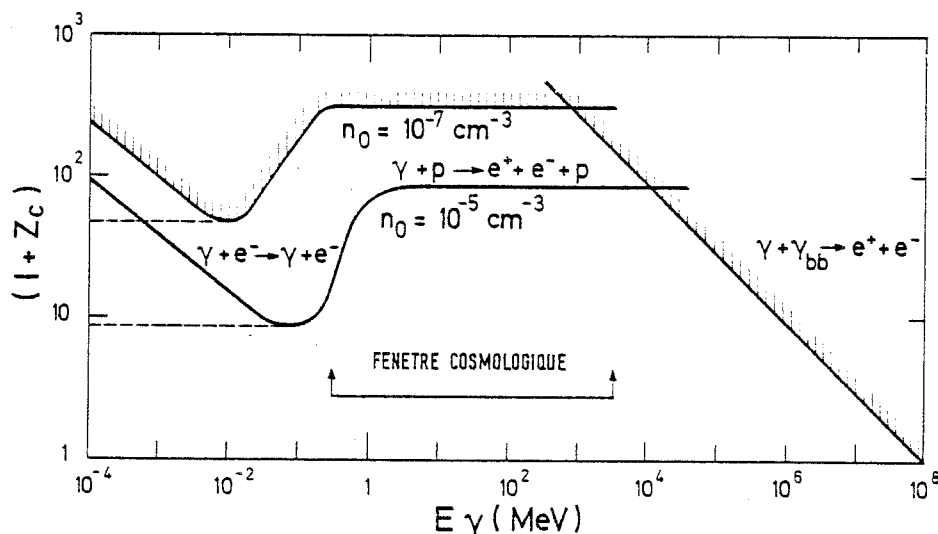


Fig. 5. - Le décalage cosmologique z_c au-delà duquel l'univers est opaque au rayonnement γ . n_0 est la densité de l'univers aujourd'hui, dans deux hypothèses : $n_0 = 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ est la densité requise pour que l'univers soit fermé ; $n_0 = 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ est celle de la matière visible. Les processus d'absorption sont l'effet Compton ($\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$) l'effet de création de paires d'électrons sur le milieu matériel ($\gamma + p \rightarrow e^+ + e^- + p$) ou sur les photons du corps noir universel ($\gamma + \gamma_{bb} \rightarrow e^+ + e^-$). On remarquera que l'on peut grâce à l'étude de ce domaine d'énergie, remonter aux premiers âges de l'univers : $z_c \approx 100$ ou $z_c \approx 300$ (10^6 à 10^7 ans après sa naissance), d'où le nom de "fenêtre cosmologique" que l'on utilise parfois pour le qualifier.

nelles), même si au stade actuel cette théorie comporte encore une certaine part de spéculation.

Ces aspects cosmologiques montrent à quel point ce domaine d'énergie est important à étudier. Les propriétés de la propagation du rayonnement montrent que les photons reçus à la terre sont susceptibles de nous parvenir des premiers âges de l'univers ($z = 100$ corres-

pond à l'époque où l'univers avait environ 10^7 ans alors qu'il en a maintenant 10^{10}), et donc de nous donner de précieuses informations sur les conditions physiques régnant à cette époque. De plus, si le spectre γ observé entre 1 et 100 MeV confirmait les prévisions théoriques, cela constituerait une sérieuse présomption (peut-être la seule) en faveur de l'existence d'antimatière dans l'univers à grande échelle.

ANNEXE

QUELQUES NOTIONS DE COSMOLOGIE

1. L'expansion de l'Univers :

En 1929, Hubble fit une découverte fondamentale en remarquant que les spectres des galaxies étaient systématiquement décalés vers le rouge, proportionnellement à leur distance. Interprétant ce phénomène par l'effet Doppler, il arriva à la conclusion que les galaxies s'éloignent les unes des autres avec une vitesse proportionnelle à leur distance mutuelle. Le facteur de proportionnalité (constante de Hubble H_0) est de l'ordre de $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (*), suivant de récentes estimations.

La découverte de l'expansion de l'univers, dont la possibilité avait été prévue théoriquement par la relativité générale (modèles de Friedmann, 1917), devait révolutionner notre conception du monde et permettre de jeter les bases de la cosmologie moderne.

2. Le rayonnement universel de corps noir :

L'idée qui vient à l'esprit est de renverser, par la pensée bien sûr, le sens du temps, et d'étudier la contraction de l'univers, aussi loin que le permet la connaissance des lois physiques. Lors de cette contraction, la densité de matière augmente et l'univers devient de plus en plus chaud, par compression adiabatique. On arrive ainsi à un moment où la matière se met en équilibre avec le rayonnement et où la densité d'énergie des photons (rayonnement de corps noir) devient supérieure à la densité de matière ; on peut dire qu'alors l'évolution de l'univers ne dépend pratiquement plus que du rayonnement. On arrive ainsi, il y a environ dix milliards d'années, à un univers hyperdense ($10^{24} \text{ g cm}^{-3}$) et à très haute température (quelques 10^{12} ou 10^{13} K). En particulier, des réactions d'annihilation et de création des particules ($p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \gamma$, etc) se produisent. Moyennant l'hypothèse que la matière (c'est-à-dire les nucléons) et le rayonnement sont en équilibre thermodynamique, on montre que, si l'on refait alors le chemin en sens inverse (dans le "bons sens") à partir de l'explosion initiale, la matière se détend et se refroidit peu à peu. On atteint des températures ($10^6 - 10^7$ K) telles que des réactions thermonucléaires aient lieu, et l'on peut expliquer quantitativement les abondances observées de l'hélium et du

deutérium qui se forment par fusion (**).

On montre qu'il doit subsister une certaine partie du rayonnement initial, qui reste un rayonnement de corps noir, dont la température décroît progressivement. C'est à Gamow (1948), que revient le mérite d'avoir prévu théoriquement que l'univers devait encore être rempli d'un tel rayonnement, actuellement à la température de quelques degrés Kelvin. Gamow avait prédit 7 K ; on a trouvé 3 K en 1965 et les mesures les plus récentes semblent bien confirmer que l'on a affaire à un rayonnement de corps noir, à une température de 2,7 K.

Ce très beau succès de la théorie confirme la prééminence du modèle du "big bang" sur les autres théories cosmologiques. D'autres arguments, que nous ne détaillerons pas ici, vont dans le même sens. C'est cette théorie que l'on admet généralement lorsque l'on tente d'interpréter des résultats d'observation dans la bande X et γ .

3. Le décalage vers le rouge et l'écoulement du temps.

Lorsque l'on regarde des galaxies dont la distance est telle que la lumière mette des millions, voire des milliards d'années pour nous parvenir, les notions de distance et de temps se confondent.

Comme le décalage spectral est fonction de la distance et de H_0 (il n'en est fonction linéaire que pour $z \lesssim 0,3$; la relativité restreinte donne $1 + z = \sqrt{(1 + v/c)(1 - v/c)}$, v étant la vitesse de récession de la galaxie étudiée (Figure A1)) on peut associer à chaque valeur de z un temps t ayant comme origine l'instant d'observation, c'est-à-dire l'instant où l'image d'un phénomène passé nous parvient. Ainsi on parlera de la période de formation des galaxies de $z = 100$ à $z = 50$, ou du "découplage matière-rayonnement" (lorsque le rapport de la densité de matière à celle du rayonnement devient de l'ordre de 1) vers $z = 1000$.

* $1 \text{ pc} = 3,26$ années-lumière.

** Cette théorie est communément appelée théorie du "big bang" ou du "grand boum", ou encore de "l'atome primitif".

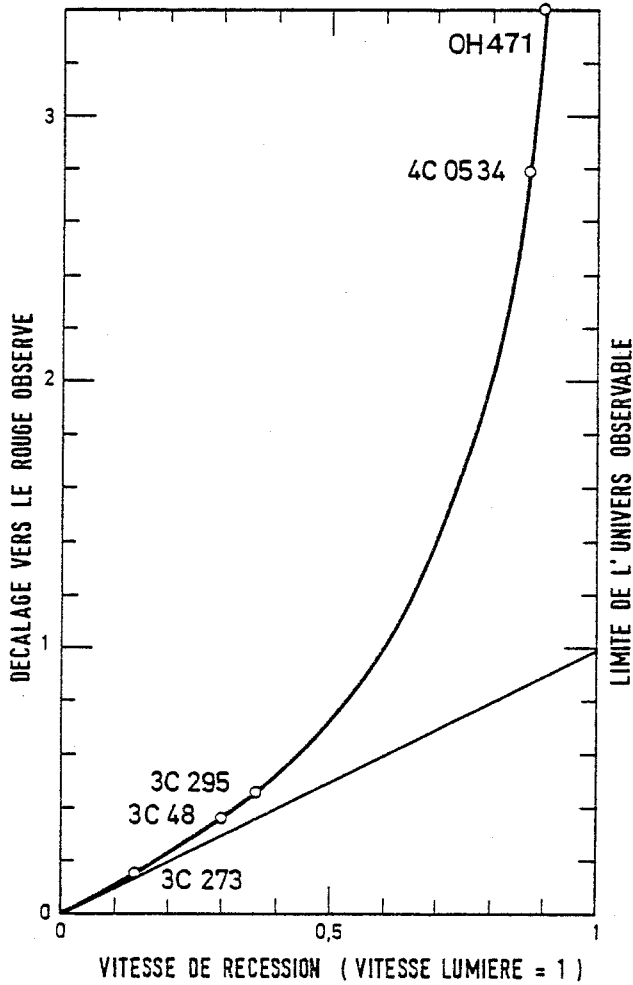


Fig. A1. - Décalage cosmologique vers le rouge en fonction de la vitesse de récession par rapport à la Terre (Effet Doppler) d'un objet donné. On a noté les points correspondant à différents quasars : on voit que le décalage le plus élevé correspond à une vitesse de récession de l'ordre de 90% de la vitesse de la lumière. (On a trouvé très récemment (juin 1973) que le spectre du quasar OQ 172 était décalé vers le rouge d'un facteur 3,53).

En d'autres termes, pour ces événements datant de la jeunesse de l'univers, la notion de distance perd sa valeur intuitive habituelle, et seul le temps (ou, ce qui est équivalent, le décalage spectral) conserve un sens physique. Le décalage vers le rouge tend vers l'infini lorsque l'on remonte dans le temps vers l'origine de l'univers. Mais il faut savoir que le z le plus élevé que l'on ait mesuré (juin 1973) pour un objet déterminé (le quasar OQ 172) vaut $z = 3,53$. La figure A2 résume les résultats de la théorie du "big bang" et fait en particulier ressortir la correspondance entre le décalage vers le rouge et l'époque considérée.

4. Cosmologies symétriques

Dans la théorie du "big bang", telle que nous l'avons esquissée au § 2, l'univers était composé initialement de rayonnement et de matière, ou plus exactement de

rayonnement en équilibre avec des particules et des antiparticules (conformément à la théorie des interactions fortes) en quantité légèrement différentes : 10^{-8} en valeur relative. Lorsque la température diminue par suite de l'expansion, particules et antiparticules s'annihilent progressivement, et la matière qui nous entoure provient précisément de la petite différence initiale entre le nombre de particules et le nombre d'antiparticules.

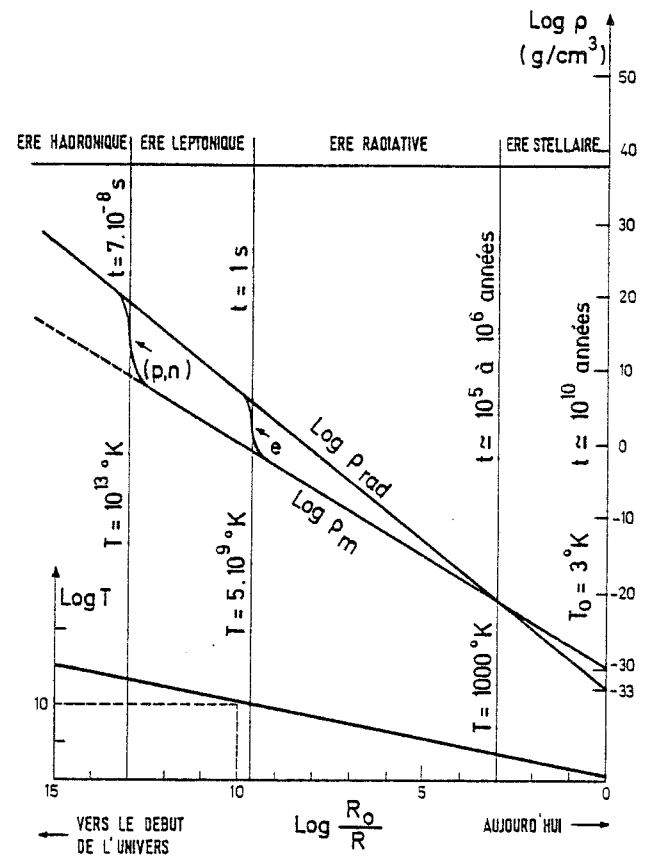


Fig. A2. - Résumé des résultats de la théorie du "big bang"

En abscisses, on a porté le logarithme du rapport entre une longueur quelconque actuelle R_0 (qui peut être aussi bien une longueur d'onde que la distance entre deux galaxies) et la même longueur à une époque donnée, R . On a donc $R_0/R = 1 + z$, où z est le décalage cosmologique résultant de l'expansion de l'univers.

En ordonnées, on a porté la température T et la densité ρ (densité de matière, ρ_m , ou densité de rayonnement, ρ_{rad}).

On voit également la correspondance entre le temps et le décalage vers le rouge. Par exemple, $z = 100$ correspond à $t = 10^7$ ans après le début de l'univers.

On a l'habitude de scinder l'histoire de l'univers en plusieurs époques, correspondant chacune à un processus prépondérant : création de hadrons (protons, neutrons, particules plus lourdes), de leptons (électrons, muons, etc.), prédominance du rayonnement sur la matière qui vient d'être créée, et enfin naissance des corps célestes individualisés (galaxies, étoiles). (avec l'aimable autorisation de H. Andriolat, d'après E.R. Harrison, Physics today 5, p. 35 (1968)).

L'existence d'un excès initial de matière, si naturelle qu'elle puisse paraître, ne répond pas à une nécessité théorique. On sait, par les expériences en accélérateur, que de l'énergie pure, sous forme de photons, peut produire des paires de particules et d'antiparticules. Il est donc possible d'envisager une théorie cosmologique ne faisant pas appel à cette dissymétrie initiale, et ne postulant que la présence de rayonnement. C'est ce qu'a fait Omnès, reprenant les suggestions d'Alfvén et Klein (1962). Dans ce modèle, des paires particule-antiparticule se forment au fur et à mesure de l'expansion, et conduisent à un univers symétrique, fait pour moitié de matière et pour moitié d'antimatière. Omnès a donné de bons arguments en faveur de l'existence d'un processus de séparation conduisant à des volumes finis et distincts de matière et d'antimatière. Le contact entre deux de ces cellules "opposées" produit un rayonnement gamma intense par annihilation d'une partie des particules et des antiparticules qui diffusent de l'une vers l'autre. Mais la pression de radiation qui en résulte peut être comparée à un effet de caléfaction qui empêche une annihilation rapide et totale de se produire ; actuellement l'univers serait alors composé de galaxies et d'antigalaxies qui ont eu alors le temps de se former.

5. Densité de l'univers

Cette expansion doit-elle se poursuivre indéfiniment ? Sans entrer dans les détails, cela revient en gros à poser la question suivante : l'énergie potentielle de gravitation de l'univers est-elle plus petite que son énergie cinétique ? Si oui, on dit que l'univers est ouvert (expansion indéfinie). Sinon, il est fermé (l'expansion devant un jour s'arrêter et changer de sens). On trouve que la "densité critique", c'est-à-dire la densité moyenne nécessaire pour "fermer" l'univers, est de 10^{-5} atomes par cm^3 (pour une constante de Hubble de $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$).

La densité de matière sous forme visible (de l'ordre de $5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$) est présente essentiellement sous forme de galaxies, groupées en amas de quelques unités à quelques centaines. Or, il est maintenant bien connu que ces amas paraissent instables en ce sens que la masse qu'ils contiennent (sous forme de galaxies) ne paraît pas suffisante pour les lier gravitationnellement ; comme les temps d'expansion que l'on peut calculer sont sensiblement inférieurs à l'âge de l'univers, les amas auraient dû se disperser depuis longtemps et les galaxies devraient être réparties au hasard sur la sphère céleste. Ce n'est pas le cas et l'on est conduit à admettre la présence d'une masse invisible qui stabiliserait les amas. La densité moyenne de matière (visible et invisible) est alors pratiquement la densité critique.

Une telle masse invisible n'a jamais pu être mise en évidence ; l'hypothèse de son existence sous forme de gaz intergalactique a des incidences importantes sur le rayonnement X mou du fond du ciel.

6. Evolution des galaxies

On pourrait penser qu'il existe en principe un moyen de savoir si l'univers est ouvert ou fermé (§ 5) par le comptage des radio-sources. Tout d'abord on observe que ces radio-sources sont réparties de façon isotrope sur la sphère céleste, et homogène dans les sphères de rayons croissants ; il n'y a pas de groupement en amas alors que c'est le cas pour les galaxies ordinaires. (Ceci résulte essentiellement du fait que environ une galaxie sur 10^4 est une radio-galaxie, et qu'il est par conséquent peu probable que deux radiogalaxies appartiennent au même amas). La grande sensibilité des radio-télescopes permet d'atteindre des objets beaucoup plus éloignés que les galaxies "visibles" et de sonder ainsi l'univers plus loin qu'au moyen des télescopes classiques. Disposant d'un récepteur (radio-télescope) accordé sur une certaine fréquence, on compte le nombre de sources N émettant un flux supérieur à un flux donné S , et on donne le résultat sous forme d'une courbe dite "LogN-LogS". Si l'on suppose que l'univers est euclidien et que toutes les sources ont le même luminosité, le flux S issu d'une source à la distance R reçu par le récepteur varie comme R^{-2} ; d'autre part, le volume $4\pi R^3/3$ contient N sources émettant un flux S . Éliminant R , il vient la relation : $N(>S) \propto S^{-3/2}$. Si les deux hypothèses précédentes sont vérifiées, la courbe LogN-LogS doit donc être une droite de pente $-1,5$; Or cette courbe est sensiblement différente d'une telle droite, surtout aux faibles flux (Figure A3), ce qui montre que l'une ou l'autre de ces hypothèses (voire les deux) est fautive. Il est à noter que ces flux faibles sont en majorité émis par des quasars, dont le décalage vers le rouge est très important (jusqu'à 3,5), et qui restent des objets très mal connus. En conséquence, le problème est lié en grande partie à la nature du décalage vers le rouge des quasars. C'est donc en réalité trois hypothèses qu'il faut examiner, ensemble ou séparément :

1. Le z des quasars est-il cosmologique ?
2. La luminosité des radio-sources est-elle constante au cours du temps ?
3. L'univers est-il euclidien ?

La première question est d'une brûlante actualité. En effet, on a découvert très récemment que, au moins dans quelques cas, un quasar et une galaxie très proches l'un de l'autre sur la sphère céleste et ayant des décalages spectraux très différents semblent physiquement liés par un "pont" de matière.

Cela a relancé une querelle déjà ancienne entre les tenants des quasars "locaux" et ceux des quasars "cosmologiques" mais avec une différence essentielle. En effet, l'hypothèse "locale" ne mettait pas en doute l'interprétation de z par l'effet Doppler alors que ces associations entre galaxies (ordinaires en apparence) et quasars permettent de penser qu'il existe peut-être des cas où cette interprétation n'est pas valable.

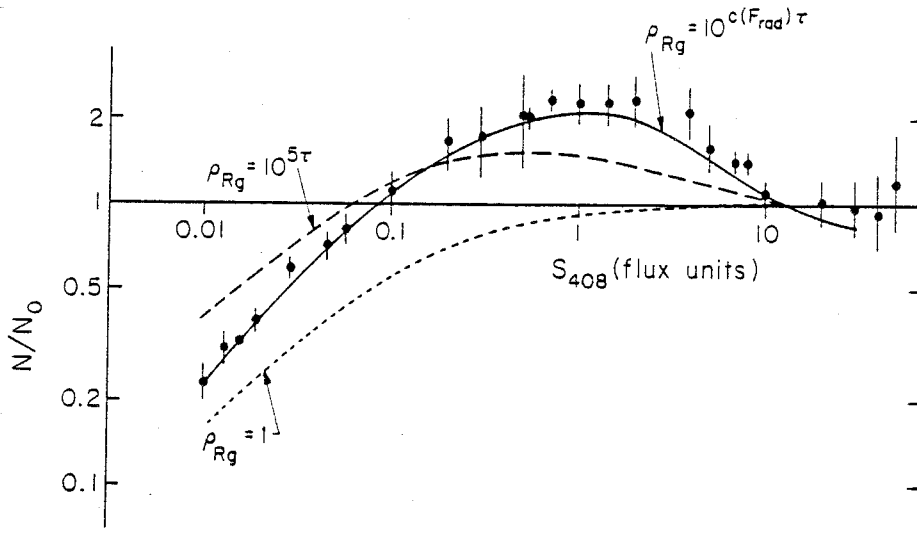


Fig. A3. - Comptage des radio-sources, à 408 MHz (1 unité de flux = $10^{-26} \text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$) (nombre de sources N dont le flux est supérieur à S). Les points de mesure sont comparés à une distribution isotrope dans un univers euclidien représenté par la droite $N/N_0 = 1$. Pour rendre compte de ces comptages, il faut postuler une évolution du nombre et/ou de l'activité des sources. Le meilleur accord est obtenu ici pour les radio-galaxies par une densité de sources évoluant à la fois avec le temps (compté à l'envers par rapport à nous) et la luminosité intrinsèque F_{rad} , fonction du type de la galaxie. (avec l'aimable autorisation de M. Schmidt, California Institute of Technology).

Sans discuter plus avant ce problème, disons que l'hypothèse "locale" où le décalage spectral est d'origine Doppler pose de délicats problèmes énergétiques, et, de plus, impose que nous soyons situés dans un endroit particulier de l'Univers ; l'hypothèse "z non Doppler" débouche sur l'inconnu. C'est pourquoi on choisit généralement, faute de mieux en quelque sorte, l'hypothèse "cosmologique". On admet donc ici que le comptage des radio-sources, où l'on inclut les quasars, est bien le reflet de la structure de l'Univers.

Si l'on admet que la luminosité des radio-sources reste constante et si on ajuste des paramètres géométriques (comme la courbure), on ne peut obtenir de modèle d'univers qui permette en particulier de rendre compte de la distribution sensiblement euclidienne des galaxies

proches. Il est nécessaire d'invoquer une évolution des radio-sources, telle qu'elles aient été plus nombreuses ou plus lumineuses dans le passé. Notons que l'on n'est pas absolument libre de choisir n'importe quelle évolution, car le fond du ciel que l'on peut ainsi déduire ne doit pas excéder celui observé.

La courbe LogN-LogS théorique dépend donc a priori de deux facteurs à la fois : la géométrie de l'univers et l'évolution des radio-sources. Cependant, l'influence des facteurs d'évolution est dix à cent fois plus importante que celle provenant des différences entre les modèles qui admettent une évolution. Autrement dit, la courbe LogN-LogS expérimentale donne des informations essentiellement sur l'évolution des radio-sources, presque indépendamment des modèles d'univers.

TABLEAU II

Exposants utilisés dans les lois de densité $\rho = \rho_0 10^{cT}$ et $\rho = \rho_0 (1+z)^k$
 F_{rad} est la luminosité radio intrinsèque en WHz^{-1} à 500 MHz

Log F_{rad}	c	k	log F_{rad}	c	k
28,03	8,0	10,10	26,03	1,7	3,2
27,63	5,5	7,5	25,63	1,2	2,4
27,23	4,0	6,0	25,23	0,8	1,6
26,83	3,0	5,0	24,83	0,4	0,8
26,43	2,3	4,1	24,43	0,0	0,0

On postule plus souvent une évolution de la luminosité sous la forme $L = L_0 (1 + z)^k$, ou la densité $\rho = \rho_0 (1 + z)^k$. C'est celle qui est couramment employée dans certaines interprétations du fond diffus radio, X et γ (où l'on admet $k = 4$ à 6). Mais on peut aussi obtenir un assez bon accord avec une évolution de la forme $\rho = \rho_0 \times 10^{c\tau}$ (τ étant le temps compté depuis l'instant présent, en unités d'âge de l'univers). Cette deuxième forme exprime une diminution plus précoce du nombre des radio-sources à partir du moment où elles se sont formées. En réalité, pour que l'accord soit bon, les constantes c et k doivent être fonction de la luminosité intrinsèque de la source, comme le montre le tableau II.

Il est clair que l'on ne peut actuellement faire la distinction entre ces deux modèles d'évolution. Pour éviter la divergence du flux total lorsque $z \rightarrow \infty$ on est obligé de

supposer qu'il existe une valeur z_c au-delà de laquelle les objets émetteurs n'évoluent plus ou n'existent pas : par ce biais, on a peut être un moyen de situer dans le temps une étape de l'évolution des galaxies. Suivant les paramètres utilisés, on aboutit à des valeurs de z_c de 2,5 à 5 ou 6. On retrouve des exigences analogues dans l'étude du fond du ciel X, où il est également nécessaire d'invoquer une coupure dans l'évolution.

NOTE :

Les résultats préliminaires obtenus par le satellite SAS-II semblent montrer également un léger excès vers 5 MeV, et une chute rapide du spectre aux énergies plus élevées, confirmant la valeur d'OSO III. L'hypothèse d'un très intense rayonnement de désintégration des mésons π^0 depuis l'époque $z = 70$ se trouve renforcée.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

1. Fond du ciel

[1] SCWARTZ D.A.
The Isotropy of the diffuse cosmic X-rays determined by OSO III. *Astrophysical Journal*, 162, 439 (1970).

[2] SILK J.,
Diffuse cosmic X-and γ -radiation. *Space Science Reviews* 11, 671. (1970).

[3] STECKER F.W.
Cosmic γ rays. Rapport NASA SP-249 (1971).

[4] BRADT H., and GIACCONI R.,
Eds. D REIDEL Pub. Co., (1973) *X and γ -ray astronomy - Symposium-IAU 55.*

[5] Gamma ray Astrophysics Colloquium
Rapport ESRO - SP - 58 (1970).

2. Cosmologie

[6] ANDRILLATH H.
Introduction à l'étude des cosmologies, Armand Colin, Paris (1970).

[7] PEEBLES P. J.E.
Physical Cosmology Princeton University Press (1972).

[8] OMNES R.
The possible role of elementary particle physics in Cosmology.
Physics Reports 3C (1972).

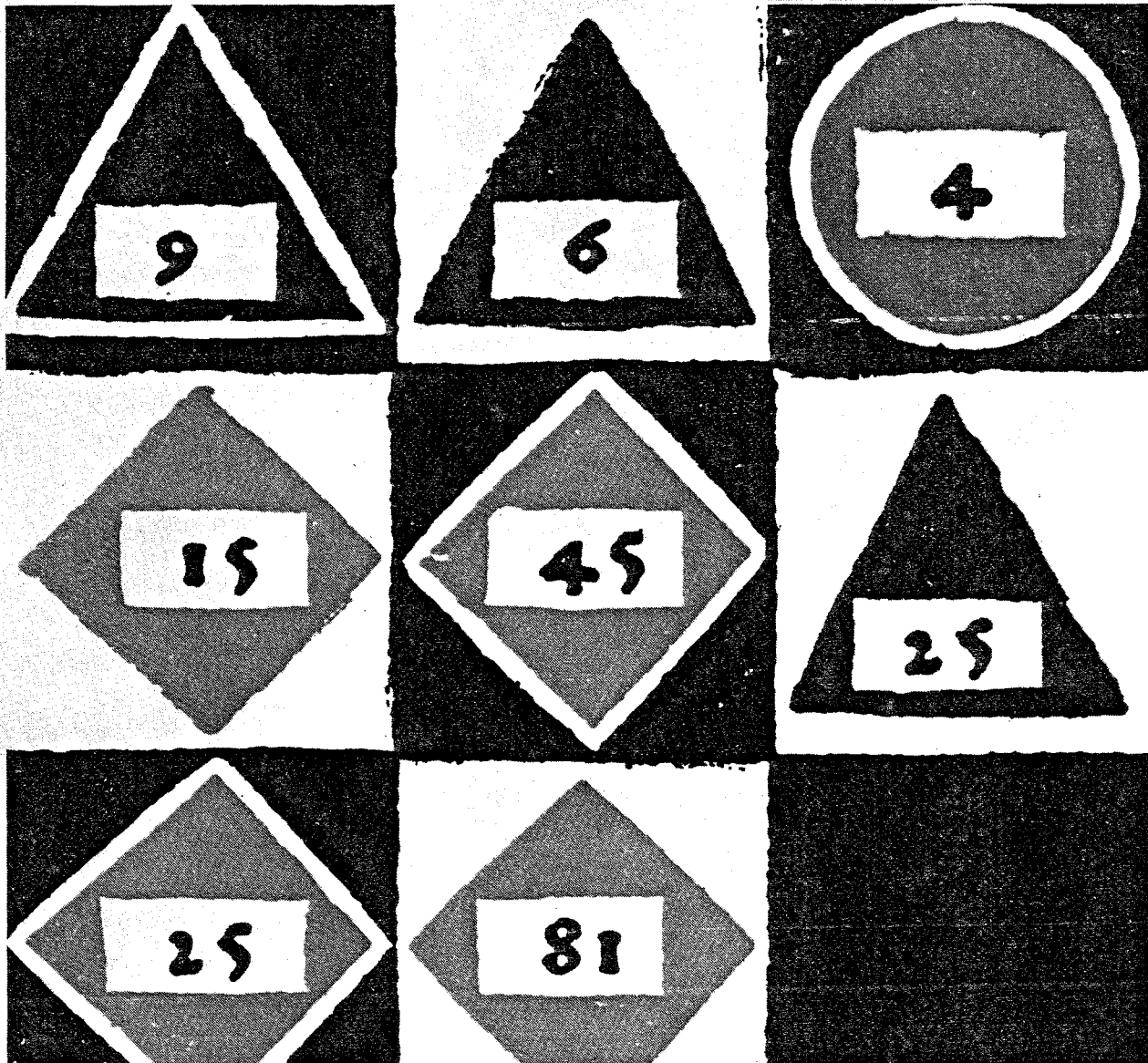
LA RECHERCHE

SCIENCE PROGRES
DECOUVERTE

mensuel n° 37 septembre 1973 8,50 francs

Des photons gamma contemporains de
la jeunesse de l'univers

RCCHBV 4(37) 727-806 (1973)



BELGIQUE : 92 FB CANADA : \$2.25 ESPAGNE : 95 PTAS ITALIE : 1 100 LIRES

Des photons contemporains de la jeunesse de l'univers

Le satellite américain SAS-II, deuxième de la série des Small Astronomical Satellites, a été lancé en novembre 1972. Entièrement consacré à la détection du rayonnement γ au-dessus de 30 MeV et successeur de Uhuru (satellite d'astronomie X), il commence à livrer un certain nombre de résultats. Les plus importants sans doute, pour l'instant, sont ceux qui concernent le fond du ciel, c'est-à-dire l'émission diffuse, non localisée, d'origine extra-terrestre, à des longueurs d'onde correspondant à des photons de haute énergie. Avant de donner ces résultats, qui sont encore préliminaires, il convient d'expliquer en quoi ce fond du ciel est important. Nous parlerons ici plus particulièrement du fond du ciel entre 1 et 100 MeV, en évoquant tout d'abord certains mécanismes physiques.

Comment s'affranchir de l'absorption atmosphérique ?

Comme pour tout rayonnement, les photons γ sont susceptibles d'être absorbés par la matière. Cependant, aux énergies de l'ordre de quelques MeV qui les caractérisent, les processus d'absorption n'ont rien à voir avec ceux qu'on a l'habitude de rencontrer en physique atomique. Cela provient essentiellement du fait que l'énergie des photons est très grande par rapport aux énergies des niveaux quantiques des atomes : le noyau d'un atome et les électrons interagissent indépendamment avec le photon. Dans le domaine qui nous intéresse, les photons sont absorbés par deux processus. Aux plus basses énergies (quelques MeV), l'effet Compton prédomine : il s'agit d'une collision élastique au cours de laquelle un photon cède une partie de son énergie à un électron. Nous avons donc en réalité affaire à un phénomène de diffusion, mais on peut considérer qu'un photon d'énergie donnée est absorbé, puis réémis à une énergie plus basse. A partir de quelques dizaines de MeV (la limite exacte dépendant de l'élément considéré), l'effet dominant est la création de paires d'électrons (e^- et e^+)

lorsqu'un photon γ passe dans le champ coulombien d'un noyau. Contrairement à l'effet Compton, il s'agit là d'une absorption réelle, puisque le photon a complètement disparu au cours de l'interaction.

Dans la pratique, les photons γ ne peuvent traverser que quelques dizaines de grammes de matière par centimètre carré avant de subir l'un ou l'autre des effets décrits ci-dessus. Ce chiffre est important à retenir. En effet, la quantité d'air présente au-dessus de nous est d'environ 1 kilogramme par centimètre carré. C'est dire que l'atmosphère absorbe la totalité du rayonnement extra-terrestre à ces énergies, et que son étude requiert des moyens de s'affranchir de la plus grande partie de cet obstacle. Les ballons stratosphériques, qui sont capables de monter à une altitude où la pression résiduelle n'est que de quelques grammes par centimètre carré (environ 40 km) paraissent bien adaptés à cette tâche, mais le rayonnement cosmique particulaire (voir *la Recherche*, n° 35, p. 549, juin 1973) produit également un rayonnement intense par interaction avec les noyaux de l'atmosphère. Le bruit de fond parasite ainsi créé est très gênant, et rend souvent délicate l'interprétation des résultats d'observation. Cependant, c'est ainsi que l'on a mis en évidence un flux d'origine extraterrestre, très faible, de l'ordre de 10^{-4} photons par centimètre carré, par seconde et par stéradian, soit 1 photon par mètre carré toutes les secondes. Les fusées (qui montent à 250 km d'altitude environ) sont mieux à même de s'affranchir de ce bruit de fond, mais pendant une durée tellement courte (au plus quelques minutes) que le nombre de photons γ reçus est pratiquement nul. Le vecteur le mieux adapté est incontestablement le satellite, qui autorise de longues expositions et qui n'est pas sujet au bruit de fond atmosphérique. En contrepartie, un détecteur embarqué à bord d'un satellite est long et coûteux à mettre au point ; de plus, d'autres sources de bruit de fond importantes apparaissent dans certains détecteurs, sur lesquelles nous reviendrons tout à l'heure.

Supposons donc que nous ayons pu nous affranchir de l'atmosphère. D'où peut provenir un tel rayonnement ? Le connaît-on bien ? Comment peut-il être engendré ? C'est à ces questions que nous allons successivement tenter de répondre.

Il est bien connu que l'espace qui nous entoure n'est pas vide : dans notre galaxie, la densité de matière interstellaire varie, suivant les endroits, de 0,2 à 100 particules par centimètre cube (atomes d'hydrogène, es-

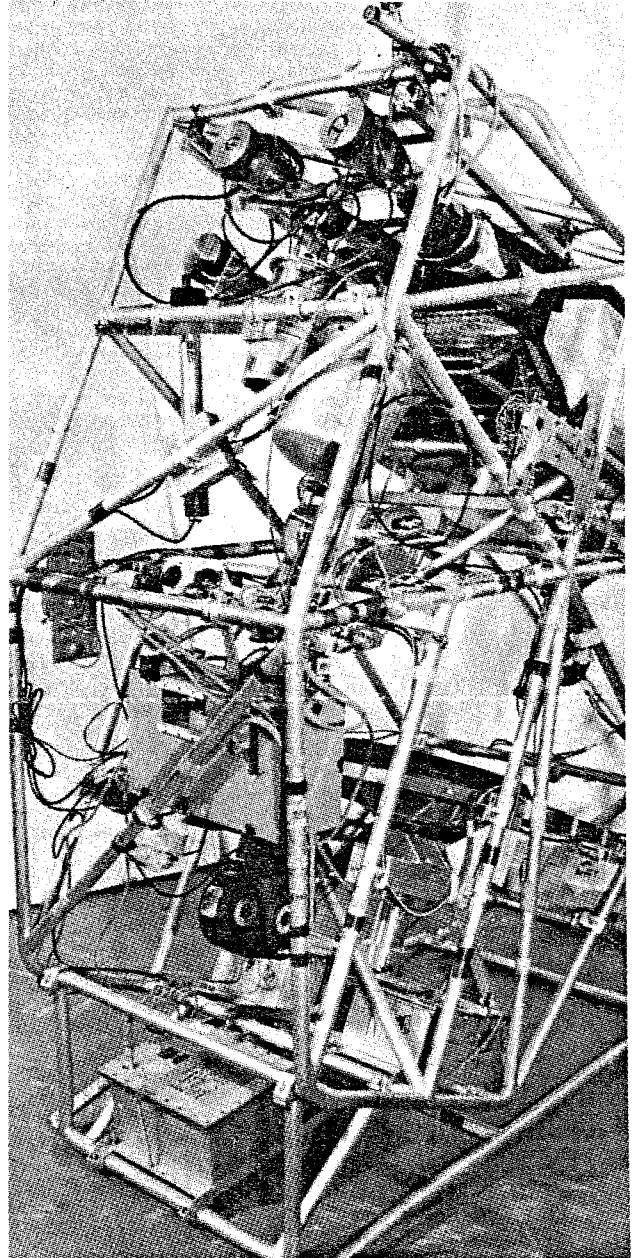


Figure 1. Une chambre à étincelles est située à la partie supérieure de cette nacelle. La chambre comprend des plateaux d'aluminium qui permettent au photon incident de se matérialiser en une paire d'électrons et de former temporairement (après le passage des électrons qui ionisent le gaz) un condensateur, entre les plaques duquel éclatent alors des étincelles. Celles-ci sont photographiées par la caméra de la partie inférieure de la nacelle et permettent de reconstituer la direction d'arrivée du photon. Cette nacelle, embarquée en ballon, est utilisée pour le groupe de Saclay pour mesurer l'intensité (au-dessus de 20 MeV) du flux du fond du ciel et d'objets ponctuels comme la nébuleuse du Crabe.

On peut maintenant envisager sérieusement la présence d'antimatière à grande échelle dans l'univers.

sentiellement); dans l'espace intergalactique, la densité de matière est inconnue, mais des arguments théoriques donnent 10^{-5} à 10^{-7} particules par centimètre cube, suivant les hypothèses. Cette densité est tellement plus faible que celle de l'atmosphère (qui compte environ 4.10^{19} atomes par centimètre cube au niveau du sol), que les quelques dizaines de grammes par centimètre carré nécessaires pour absorber un photon γ correspondent ici à une distance considérable. Tellement considérable, en fait, que le « temps de vie » des photons γ (qui se déplacent à la vitesse de la lumière!) est du même ordre que l'âge de l'univers, soit environ 10^{10} ans. C'est dire que le calcul exact de cette distance⁽¹⁾ ne peut en particulier négliger l'expansion universelle.

Une fenêtre cosmologique.

On sait que, par rapport à la Terre, la vitesse d'expansion est proportionnelle à la distance (loi de Hubble). L'effet Doppler qui lui est associé affecte les photons émis par n'importe quel corps céleste (galaxie, quasar...) d'un certain décalage vers le rouge (red-shift). Ce décalage « cosmologique » varie linéairement avec la vitesse lorsque celle-ci est faible, mais présente un comportement asymptotique lorsqu'elle tend vers la vitesse de la lumière. Le calcul montre alors que les photons γ peuvent subir un décalage vers le rouge cosmologique d'un facteur 100 avant d'être absorbés. Pour bien saisir l'importance de ce facteur, il convient de le comparer au nombre (record) de 3,53 obtenu récemment pour le quasar OQ172⁽²⁾, et de tenir compte de son comportement asymptotique avec la vitesse, donc avec la distance. En effet, à cause de la constance de la vitesse de la lumière, cela signifie que ces photons γ nous parviennent non seulement des limites de l'univers observable, mais encore sont contemporains de sa jeunesse (10^6 à 10^7 ans après sa naissance).

Cela explique le terme de « fenêtre cosmologique » donné à cette gamme d'énergie. Par l'observation de ces photons, on peut espérer obtenir de précieux renseignements sur les conditions physiques régnant au début de l'univers, sur la formation des galaxies, etc. La « fenêtre » se réfère vers 10^{11} eV, énergie à laquelle les photons sont absorbés par formation de paires d'électrons non plus sur la matière, mais sur les photons du rayonnement universel à 3 K.

Voyons maintenant à quel point l'observation permet de connaître cette « fenêtre cosmologique ». A basse

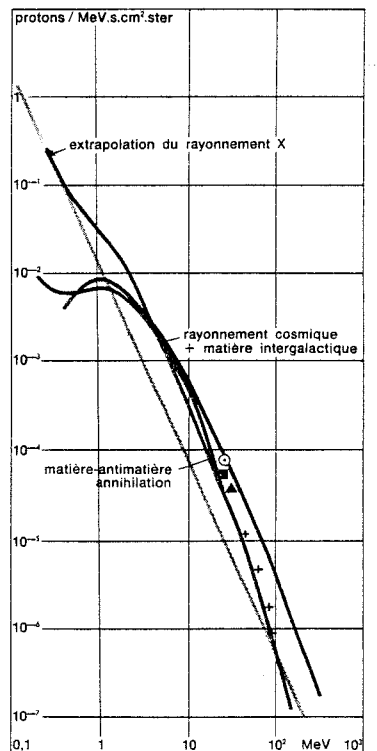
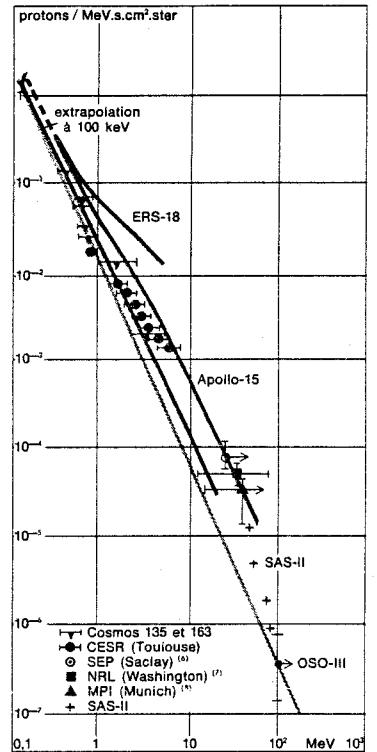
énergie (quelques MeV), les détecteurs sont constitués de cristaux scintillants d'iodure de sodium ou de césium. L'électron « poussé » par le photon γ (effet Compton) ionise les atomes de ce cristal, et la recombinaison de ces derniers se fait avec émission de lumière, captée et amplifiée par des photomultiplicateurs. Les résultats obtenus au moyen de tels cristaux ne sont pas encore définitifs car il subsiste quelques incertitudes en raison de la mauvaise connaissance du bruit de fond, dominant jusqu'à 10 MeV et dû essentiellement à un phénomène de radioactivité induite (voir encadré).

Pas de bruit pour SAS.

Cependant les résultats sont confirmés par des expériences en ballon⁽⁶⁾ faites avec un autre type de détecteur insensible à ces inconvénients. Cet autre détecteur est la chambre à étincelles, couramment utilisée en physique des particules (fig. 1). Son principe repose sur l'effet de création de paires dont nous avons parlé au début : le photon γ se matérialise en deux électrons qui ionisent un gaz. SAS-II, dont nous avons parlé au début de cet article, emporte une telle chambre à étincelles, mais de dimensions assez réduites (la surface utile est de 500 cm^2). Les électrons créés sont absorbés dans un calorimètre, ce qui permet de donner un assez bon spectre en énergie du rayonnement observé au-dessus de 30 MeV. Les résultats ont été communiqués lors d'un récent congrès à Washington et sont mentionnés sur la figure 2. On voit que ces points, obtenus pour la première fois, forment une suite continue, allant de ceux d'Apollo-15 à ceux d'OSO-III (première expérience à avoir mis en évidence un flux de photons γ de 100 MeV d'origine extraterrestre, en 1968).

Comme nous l'avons déjà dit, ces résultats sont préliminaires, et il faudra encore un certain temps avant de les voir confirmés; néanmoins, il semble que, mis à part quelques problèmes non encore parfaitement résolus vers quelques MeV, et grâce à la contribution de SAS-II, on connaisse maintenant assez bien le spectre γ de 1 à 100 MeV.

Il faut cependant noter que, pour l'instant, on ne possède pas de renseignements sur l'anisotropie éventuelle de ce fond du ciel : les scintillateurs employés ne sont pas directs, et les données de SAS-II permettant de reconstituer la direction d'arrivée des photons ne sont pas dépourvées. Néanmoins, on s'attend, par diverses considérations théoriques, à ce que la



(1) J. Arons, *Ap. J.*, 164, 457, 1971.
 (2) E.J. Wampler, *Nature*, 243, 336, 1973.
 (3) G.J. Fishman, *Ap. J.*, 171, 163, 1972;
 C.S. Dyer, G.E. Morfill, *Ap. and Space Sci.*, 14, 243, 1971;
 G. Carpenter, C.S. Dyer, *preprint Imperial College*, 1973.
 (4) J.I. Vette et al., *Ap. J.*, 160, L161, 1970.
 (5) J.I. Trombka, et al., *Ap. J.*, 181, 737, 1973.
 (6) B. Agrinier et al., *preprint Saclay SEP/SES*, 1973.
 G.G. Share et al., *preprint NRL*, 1972.
 H.A. Mayer-Hasselwander et al., *Ap. J.*, 175, L23, 1972.
 (7) F.W. Stecker, *Ap. J.*, 157, 507, 1969.
 (8) F.W. Stecker, J.L. Puget, *Ap. J.*, 178, 57, 1972.

Figure 2. Le spectre du fond du ciel entre 1 et 100 MeV. Le satellite SAS-II a mesuré le rayonnement du fond du ciel de 30 à 100 MeV ; on constate que ces points forment une suite continue allant de ceux d'Apollo-15 à ceux d'OSO-III (qui mit pour la première fois en évidence un flux de photons γ de 100 MeV d'origine extraterrestre). Le spectre d'ERS-18, quant à lui, amplifie trop ce rayonnement en raison de la non-corrrection des effets de radioactivité induite par le rayonnement cosmique (voir encadré sur le bruit de fond). On constate un net excès du flux mesuré par rapport à une extrapolation linéaire du spectre du rayonnement X en dessous de 1 MeV (voir explication fig. 3).

Les problèmes de bruit de fond

■ On ne s'est rendu compte que très récemment⁽³⁾ que les protons du rayonnement cosmique (d'une énergie typique de quelques centaines de MeV) pouvaient produire des réactions nucléaires avec les noyaux d'iode du cristal des détecteurs, et donner une multitude de composés radioactifs, de demi-vies s'échelonnant de quelques microsecondes à quelques centaines de jours ! L'effet de la désintégration des différents nucléides ainsi formés est alors d'émettre à retardement des photons de quelques MeV ou des électrons (qui sont alors considérés à tort comme résultant d'une collision Compton avec un photon incident). Ce bruit de fond dans le cristal même du détecteur conduit à une très nette surestimation du flux primaire, par un facteur pouvant atteindre 10 dans certains cas.

Les premières mesures dans ce domaine d'énergie, faites avec le satellite ERS-18⁽⁴⁾, indiquaient une déviation substantielle d'un spectre en loi de puissance que l'on prenait alors pour représenter le rayonnement X en dessous de 1 MeV. On sait maintenant qu'une partie de cet excès était due à ce phénomène de radioactivité induite dont nous venons de parler. Tous les problèmes liés à l'existence de ce bruit de fond ne sont pas encore résolus, mais les expériences d'irradiation artificielle actuellement en cours permettront bientôt de les maîtriser. Les résultats d'une expérience montée à bord d'Apollo-15⁽⁵⁾ ont confirmé en partie les premiers résultats obtenus en 1970 par ERS 18 : en particulier (voir fig. 2), la déviation par rapport à une loi de puissance persiste au-delà de 10 MeV. Comme on considère généralement que le bruit de fond n'est dominant qu'entre 1 et 10 MeV, les points de mesure à plus haute énergie peuvent être considérés avec confiance. ■

Figure 3. L'excès du flux mesuré au-delà de 1 MeV par rapport à une extrapolation linéaire du spectre du rayonnement X en dessous de 1 MeV suggère qu'à ce spectre doit être ajouté un autre spectre présentant un maximum vers 1 MeV. Ce dernier pourrait s'expliquer par l'annihilation entre matière et antimatière depuis les 10⁴ ou 10⁷ premières années de l'univers. Certains chercheurs ont également proposé que cette composante du flux soit due à des interactions à haute énergie entre les particules d'un rayonnement cosmique et les noyaux de la matière intergalactique. Cependant, cette interprétation se heurte à de sévères contraintes énergétiques et paraît peu soutenable actuellement. Par contre, l'accord entre la première théorie et les observations est suffisamment bon pour pouvoir envisager l'éventualité de la présence d'antimatière sur une grande échelle.

distribution angulaire de ce rayonnement soit isotrope.

Fond du ciel et antimatière.

Si ces résultats ne sont pas modifiés, le spectre du fond du ciel entre 1 et 100 MeV est très particulier. On constate en effet un excès inattendu du flux par rapport à une extrapolation linéaire du spectre de rayonnement X en dessous de 1 MeV (fig. 2). Comment expliquer ce phénomène alors que les processus d'émission électromagnétiques classiques (effets synchrotron et Compton inverse ; rayonnement de freinage) reflètent le spectre des particules relativistes (électrons, le plus souvent) qui en sont à l'origine ? Or, de façon générale, les particules de haute énergie émises par différentes sortes d'objets dans l'univers ont un spectre dit « en loi de puissance », donc représenté par une droite dans un diagramme en coordonnées logarithmiques. Le spectre des photons émis est alors également en loi de puissance (effets synchrotron et Compton inverse), ce qui n'est pas le cas du spectre observé. Une autre possibilité est que ce rayonnement soit émis par un gaz chaud (rayonnement de freinage), auquel cas le spectre est exponentiel. Dans le domaine considéré, cela pose de délicats problèmes, car le gaz en question devrait avoir une température de quelque 10¹¹K !

Il existe une autre interprétation, envisagée dès 1969 par F.W. Stecker⁽⁶⁾, et empruntée à la physique des hautes énergies. Dès que l'interaction de particules se fait avec une énergie de plus de 140 MeV dans le système du centre de masse, il y a production de mésons π . L'interaction peut être soit une collision de type proton-proton à haute énergie, soit une annihilation de type proton-antiproton au repos. Les mésons π sont les vecteurs de l'interaction (« interaction forte »), comme les photons ordinaires sont les vecteurs de l'interaction électromagnétique. Parmi ces mésons, le π^0 , neutre, se désintègre après 10⁻¹⁶ seconde en deux photons γ . Le spectre γ final dépend bien entendu du spectre des particules incidentes produisant l'interaction ; il présente néanmoins cette particularité d'être toujours symétrique par rapport à 70 MeV (soit la moitié de la masse du π^0), dans un diagramme où l'échelle des énergies est logarithmique. Il est très semblable, aux environs de cette valeur, pour les deux processus envisagés.

En fait, l'excès de flux constaté au-delà de 1 MeV (fig. 3) suggère un spectre composite : au spectre de loi de puissance que l'on prend pour

représenter le domaine du rayonnement X (1 keV à 1 MeV) s'ajoute un autre spectre qui présente alors un maximum vers 1 MeV. Comment est-il possible d'expliquer un tel excès au moyen de spectres théoriques présentant un pic vers 70 MeV ? Il suffit pour cela d'imaginer un processus par lequel seraient émis des π^0 (donc des photons γ) depuis maintenant jusqu'à cette époque reculée que nous avons évoquée plus haut, et d'où les photons nous parviennent après avoir vu leur énergie diminuée d'un facteur 100 (et non 70, si l'on tient compte de la diffusion des photons en plus de leur absorption). D'après ce que nous avons vu, il est inutile de remonter plus loin puisque les photons émis seraient alors absorbés par la matière intergalactique. Premier modèle : les réactions à haute énergie sont ici les collisions entre le rayonnement cosmique et cette matière (type proton + proton). Sans entrer dans les détails, les exigences sur le rayonnement cosmique paraissent difficiles à satisfaire : trop, pendant trop longtemps. Deuxième modèle : annihilation entre matière et antimatière (type proton + antiproton). Ce modèle entre dans le cadre de la cosmologie symétrique proposée par Omnès (voir *la Recherche*, n° 23, p. 449, mai 1972). Cette cosmologie, dont les bases avaient été jetées par Alfvén et Klein en 1962, a été reprise de façon beaucoup plus élaborée par R. Omnès et ses collaborateurs à Orsay depuis 1970. En particulier, la théorie de la formation des galaxies commence à prendre forme de façon assez convaincante⁽⁸⁾, et prédit la formation d'amas de galaxies et d'amas d'antigalaxies voisins. Alors l'annihilation matière-antimatière à la frontière produite, par l'intermédiaire des mésons π^0 , du rayonnement γ dont le spectre présente, nous l'avons vu, un pic à 70 MeV. Si l'on intègre ces annihilations en remontant le temps, on trouve le spectre théorique donné par la figure 3. L'accord entre la théorie et les observations qui l'ont suivie est suffisamment bon pour que l'on puisse envisager sérieusement l'éventualité de la présence d'antimatière sur une grande échelle.

Bien entendu, d'autres expériences sont nécessaires pour confirmer les premiers résultats de SAS-II, dont on poursuit activement le dépouillement des données. Il est toutefois important de retenir que ce domaine d'énergie du spectre électromagnétique est extrêmement riche en implications cosmologiques, essentiellement en raison du pouvoir pénétrant considérable de ces photons. Il y a là, pour le moins... antimatière à réflexion !

Thierry Montmerle.

II - EXISTE-T-IL UN RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE ?



esa

European space agency
agence spatiale européenne

TWELFTH ESLAB SYMPOSIUM

24-27 MAY 1977

Frascati, Italy

**RECENT ADVANCES IN
GAMMA RAY ASTRONOMY**

LIGHT ELEMENT PRODUCTION BY COSMOLOGICAL COSMIC RAYS AND THE γ -RAY BACKGROUND

T. Montmerle

Service d'Electronique Physique,
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France.

ABSTRACT

This paper examines the view that the 1-100 MeV γ -ray background is of cosmological origin, and is produced by high-energy collisions in a burst at high redshifts (~ 100) between cosmic rays and the ambient gas, as suggested by Stecker (1969). To test this "cosmological cosmic-ray (CCR) hypothesis", use is made of the fact that, simultaneously, low energy interactions give birth to the light elements D, ^3He , ^6Li , ^7Li and ^7Be . Their resulting abundances are calculated by normalizing the CCR flux to the observed γ -ray background. Since it is possible to find the correct (observed) ^7Li abundance, which is otherwise unexplained as yet, by this process, it is of interest to discuss the various uncertainties involved in the calculations. Among these, the spread of the present γ -ray data, especially between 1 and ~ 10 MeV, is a major uncertainty, and emphasis is put on its influence on the results and, as a consequence, on the validity of the CCR hypothesis.

Keywords : cosmology, γ -ray background, light elements, stellar processing.

1. THE γ -RAY BACKGROUND VS. THEORY

1.1 The "bump" and π^0 -decay theories

Due to the high transparency of the universe to ~ 1 -100 MeV γ -rays (hereafter simply " γ -rays") up to redshifts ~ 100 -300, observations of the diffuse background in this energy range have been recognized as providing a potentially powerful tool to probe high-energy events in the early universe (e.g., ref. 1 and references therein, also ref. 2, these proceedings).

The exact shape of the observed γ -ray background spectrum, however, is still a matter of controversy. Indeed, one has to take into account the activation of detector crystals in the ~ 1 -10 MeV range (e.g., refs 3 and 4) giving rise there to a poorly known spurious instrumental background. Nevertheless, the final Apollo results (5) are still in favour of a "bump"

in this energy range (although with a reduced statistical significance), after a downwards revision by a factor of order 2-3 with respect to earlier flux estimates.

If confirmed, this spectral shape strongly suggests a π^0 -decay origin, as has long been advocated by Stecker (6), although alternative proposals (7)(a) are not excluded at the present time.

Neutral pions can be produced either by pp-type interactions ("matter-antimatter", or NN, hypothesis, hereafter) or by pp-type collisions ("cosmological cosmic ray", or CCR, hypothesis, hereafter). Since both processes involve similar bump-shaped γ -ray source spectra after π^0 -decay (e.g., ref. 8), they give rise to similar γ -ray background spectra, when integrated up to high redshifts (~ 100) to account for the "bump" being observed in the ~ 1 -10 MeV range instead of the usual 70 MeV range. The NN and CCR hypotheses are difficult to distinguish from each other.

We shall return to the observational aspect of the problem in § 2.1. Let us first review briefly the theoretical status of the two proposed hypotheses.

1.2 The NN hypothesis

The matter-antimatter hypothesis (i.e., the presence of macroscopic regions of antimatter in the universe), first worked out in detail by Ommès (e.g., ref. 9) and co-workers, has been recently critically reviewed by Steigman (ref. 10, and references therein). As this work and others show, observational data on the γ -ray background flux (in particular) allow annihilation to be present only if the matter and antimatter regions are almost separate, that is if it takes place at the border of sufficiently large regions. This, in turn, implies the necessity of some separation mechanism at remote epochs. In spite of

(a) There seems to be currently some misunderstanding about this paper (see, e.g., ref. 20). Rocchia et al. use an energy γ -ray spectrum (EdI/dE), which has thus correctly a ~ -2 slope near 100 MeV.

much effort (11, 12, 13), the likelihood of such a separation mechanism has never been clearly demonstrated.

Even if one admits its existence, the theory faces further difficulties. For example, primordial nucleosynthesis seems impossible if the photon-to-baryon ratio has the observed value or, conversely, this ratio is not explained (as was thought possible at one time) if one wants elements like D or ^3He to originate in the big bang-a view widely held at present (e.g., ref. 14).

On the other hand, evaluations of the distortions of the 2.7°K blackbody radiation background (through Comptonization of the annihilation products) are somewhat controversial (see e.g., ref. 15 vs. ref. 16).

In a different context, the idea that $\bar{N}N$ annihilation might fuel quasars or active galaxy nuclei has led to contradictions with observations (10 ; also ref. 17).

All in all, the fit of the predicted $\bar{\nu}$ -ray background expected in the framework of Omnès' symmetric cosmology (18, 19) with observations, is possibly the only remaining positive evidence for the $\bar{N}N$ hypothesis, if one accepts the postulates of the theory (see ref. 20).

1.3 Cosmological cosmic rays

In view of the abovementioned difficulties, it seems worthwhile to give a closer look at the alternative CCR hypothesis. Although this hypothesis is now some eight years old, the $\bar{N}N$ hypothesis has been thought so promising at first that little work other than qualitative has been done to investigate on the possible existence of cosmological cosmic rays (21, 8). Initially, Stecker (22) postulated the existence of "protars", or pregalactic giant pulsars. Here, we will not speculate on the nature of possible CCR sources, but rather try to find observational constraints (in various fields) on their existence, in other words try to test the consistency of the CCR hypothesis with various observations.

Indeed, as mentioned earlier, the $\bar{\nu}$ -ray background in itself does not allow to distinguish between the $\bar{N}N$ hypothesis and the CCR hypothesis. A possible test was put forward by Stecker (23) by pointing out that, due to the absence of $\bar{\nu}$ -rays of energy greater than 919 MeV (in a rest frame) resulting from matter-anti-matter annihilation at rest (e.g., ref. 21), the $\bar{\nu}$ -ray background spectrum should be cut-off above ~ 1 GeV. However, recent observations in galactic $\bar{\nu}$ -ray astronomy by the SAS-2 (24, 25) and COS-B (26) satellites have led to the conclusion that the galactic diffuse background accounts for 30% of the observed flux at ~ 100 MeV (28, 27), thereby making the proposed test impossible. (Note also that there can even be a significant contribution to the $\bar{\nu}$ -ray

background above 100 MeV from normal galaxies [28].)

Hence the search for other tests of the CCR hypothesis. Forthcoming papers (29, 30, 31, 32, hereafter referred to as Papers I, II, IIIa and III, respectively) are devoted to this task and will be summarized in what follows.

It is perhaps worth mentioning at this point that whether or not the CCR hypothesis is valid has no implication on the value of the $\bar{N}N$ hypothesis, as far as the interpretation of the $\bar{\nu}$ -ray background spectrum is concerned.

2. OBSERVATIONAL CONSTRAINTS ON THE POSSIBLE EXISTENCE OF CCR

2.1 The CCR flux and the $\bar{\nu}$ -ray background

Since the CCR hypothesis leads to a good fit between the observed and calculated $\bar{\nu}$ -ray background spectral shapes, it is possible to normalize the CCR flux to the observed $\bar{\nu}$ -ray intensity, in other words to satisfy a priori the observational constraint set by the $\bar{\nu}$ -ray background shape.

Therefore, it is possible to calculate the absolute value of the CCR flux now (Papers I and II). As a consequence, a second observational constraint may be set: the CCR flux now should not exceed the observed galactic cosmic-ray (GCR) flux, which is widely believed to be of a galactic origin (e.g., ref. 33).

2.2 Low-energy interactions

At the epoch considered, corresponding to redshifts ~ 100 (i.e., typically a few million years after the big bang), the ambient medium is made up of radiation (blackbody photons) and matter. This matter component ("the gas" hereafter) includes essentially big-bang originated hydrogen and helium; as a result, any process able to accelerate protons to cosmic-ray energies could likewise accelerate helium nuclei. High-energy ($\sim 1-10$ GeV/n in the lab frame, ref. 23) $p\alpha$ - $p\alpha$ collisions (i.e., pp , $p\alpha$ and $\alpha\alpha$ collisions) produce ~ 100 MeV $\bar{\nu}$ -ray via π^0 decay (§ I). But in fact, these collisions take place throughout the CCR spectrum, in particular down to low energies ($\sim 10-100$ MeV/n). They thus give rise to the light nuclei " α ": D, ^3He , ^6Li , ^7Li and ^7Be (which decays into ^7Li). These nuclei are created as secondary CCR particles at first (eventually in excited states, see below and § 4.5), but are subsequently thermalized in the gas (see, e.g., ref. 34) out of which galaxies ultimately form.

The comparison of the resulting abundances (either absolute: λ/H , or relative: λ/λ') with observations provides the third - and, as will be shown, the strongest - observational constraint on the CCR hypothesis (Papers II and IIIa).

Another constraint comes from the production of nuclear γ -rays created in low-energy collisions by inelastic scattering or by the decay of excited states of light nuclei : their flux must not exceed the photon background flux, the comparison with observation taking place in the X-ray range because of redshift (Paper III).

These constraints will be reviewed in turn in what follows, after having briefly described the theoretical framework for the calculations. Other constraints may be found, also by inspiring oneself from interactions occurring between galactic cosmic rays and interstellar matter (ionization rates, etc.).

A CCR theory - or any theory involving high-energy phenomena at remote epochs - should meet all these constraints, which, by the way, are essentially indirect (except the comparison between the GCR flux and the calculated CCR flux now).

3. THE THEORETICAL FRAMEWORK

3.1 The CCR model and particle transport

Let us be now more specific as regards the gas and the CCR flux. (Full details are given in Paper I.)

In standard big-bang cosmology, the matter density is governed by essentially two parameters : the Hubble constant H_0 , and the deceleration parameter q_0 . In what follows, we take $q_0 = 0.1$ (corresponding to a present average density of hydrogen in the universe $n_{H,0} = 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$) ; there exists no really compelling argument in favour of this value, but it corresponds to a big-bang origin for the abundance of D (35 ; also ref. 14). The influence of the values of H_0 and q_0 on the results have been discussed in Paper I.

The simplest CCR model involves a burst of protons and α -particles (with $\alpha/p = 0.1$) at some redshift z_s . The injection spectrum at z_s is proportional to $(E + E_B)^{-\Gamma}$, where E is the kinetic energy per nucleon of the CCR. E_B will be taken either as the proton rest mass E_0 ("total energy" CCR spectrum) or as zero ("kinetic energy" CCR spectrum). Also, we take $\Gamma = 2.6$. This is suggested by galactic cosmic-ray observations and indirect evidence from radio galaxies (average radio spectral slope ~ -0.8 , e.g., ref. 36).

For a given value of q_0 , the results depend only on the parameter z_s .

Now the behaviour of all particles (CCR protons and α -particles, CCR-produced γ -rays and light nuclei) is governed by transport equations that can be cast into the form :

$$\frac{\partial N_{k,H}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial E} (\overline{b}_k N_{k,H}) + N_{k,H} (\overline{T_{D,k}}^{-1}) = \overline{Q_{k,H}}(E,z) \quad (1)$$

In eq. (1), $N_{k,H} \equiv N_{k,H}(E,z)$ is (in $[\text{GeV/n}]^{-1}$) the number density of moving particles k , per unit energy interval, of kinetic energy per nucleon E at redshift z , with respect to the ambient gaseous hydrogen in a comoving volume, i.e. $N_{k,H}/n_{H,0}(1+z)^{-3}$. Quantities of the form \overline{X}_k stand for $X_k(dt/dz)$, thereby relating the standard time dependence of eq. (1) to its redshift dependence.

The transport function $b_k \equiv (\partial E / \partial t)_k$ represents the energy losses per nucleon per second (in GeV/n s^{-1}) of particle k (ionization and/or expansion) ; the destruction of particles k is accounted for by the destruction lifetime $T_{D,k}$ (see Paper I for details). $Q_{k,H}(E,z)$ is numerically defined like $N_{k,H}(E,z)$ in a unit redshift interval ; it is the source function for the production of particles k .

In paper I, it is shown that the solution to eq. (1) is :

$$N_{k,H}(E,z) = \int_E^\infty \frac{dE' Q_{k,H}(E',z^*) \exp[-\xi(E,E',z)]}{|b(E,z^*)|} \quad (2)$$

In eq. (2), the term corresponding to destruction is :

$$\xi(E,E',z) = \int_E^{E'} \frac{dE''}{|b(E'',z^{**})| T_{D,k}(E'',z^{**})} \quad (3)$$

Due to energy losses between z^* and z , the energy E at redshift z was the energy E' (resp. E'') at redshift z^* (resp. z^{**}). The function z^* is known by solving numerically the equation

$$\frac{\partial z^*}{\partial E} = - \frac{1}{b(E,z)} \frac{\partial z^*}{\partial z} \quad (4)$$

(for further details, see Paper I).

This treatment is valid for any kind of particles, relativistic or not. This allows one to compute at the same time the evolution of the CCR flux, the γ -ray background, the abundance of light nuclei after thermalization in the ambient gas (Paper I) or the nuclear γ -ray flux (Paper III).

3.2 Source functions and cross-sections

To find the source-function appearing in eq. (1), let us consider the collision between a particle i of energy E' (moving with a velocity $c \beta'$) and a particle J at rest (of number density n_J) giving birth to a particle of energy E . (Note : a given particle will be denoted by capitals if at

rest, by the corresponding lower case or symbol if moving.) Let $\sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E)$ be the cross-section for this process.

The source-function for the production of particles k is then

$$Q_{k,H}(E, z) = \int_0^{\infty} \sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E) n_{Jc} \beta' N_{i,H}(E', z) dE' \quad (5)$$

or, as the case may be, a sum of equations of the form (5). This equation shows how the transport equations for particles i and k , of the form (5), are coupled. Now, we shall make the simplifying assumption that, notwithstanding the kinematical details, E is proportional to E' . Depending on the reaction (especially in the case of D-producing reactions), this may be more or less true and is discussed in ref. 37. In other words, we write the cross-sections as :

$$\sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E) = \sigma_{A(k)}(E') \delta(E - \lambda_{iJ} E') \quad (6)$$

λ_{ij} describing the kinematics of the reaction (for instance, $\lambda_{\alpha^4\text{He}} = 0.25$).

The $\bar{\nu}$ -ray source function is taken from Stecker (21 ; see also Paper I) ; a more general calculation is given by Bonnardeau (38). Recent calculations, using refined cross-section for pion production, were performed by Badhwar and Stephens (39) ; their use in the present work, however, would not substantially modify our results. The cross-sections $\sigma_{A(k)}$ appearing in eq. (6) are briefly described in §4, as well as the cross-sections for nuclear $\bar{\nu}$ -ray production.

3.3 The $\bar{\nu}$ -ray normalization problem

As explained above (§2.1), the $\bar{\nu}$ -ray background spectrum will be used to normalize the CCR flux, in order to calculate, along the preceding lines, the absolute value of the light element abundances and other effects resulting from interactions between CCR and the gas.

However, as mentioned before, there remains quite a number of uncertainties and the $\bar{\nu}$ -ray data are somewhat controversial. Roughly, though, the data points in the low-energy $\bar{\nu}$ -ray range can be divided into three sets :

- (1) a "big bump" set, generally made up of older observations, for which Stecker's work (23) gives a good fit ;
- (2) a "no bump" set, made up of points close to a power-law extrapolation from the hard X-ray background, and which result mainly from strong (too strong ?) instrumental background corrections (see e.g., ref. 40) ;
- (3) the Apollo data, which are the most recent in this energy range (5), and which still feature a "bump" (§1.1, and fig. 1).

In view of this situation, we shall pursue our analysis by normalizing the CCR

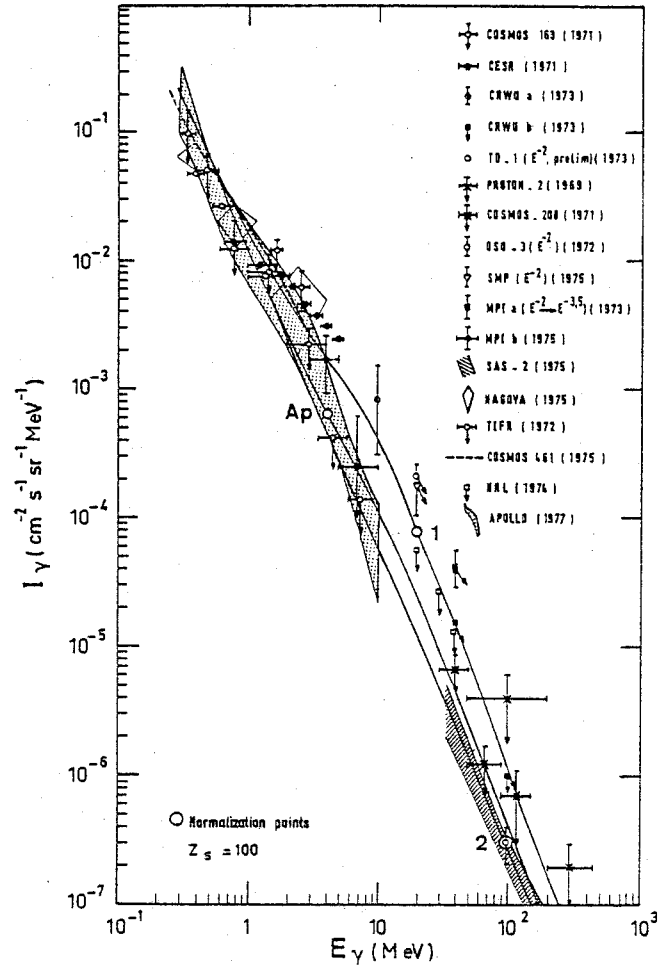


Fig. 1 A compilation of observational data on the γ -ray background (see Paper II for references), along with theoretical curves computed in the CCR hypothesis, normalized as shown and as explained in the text. The curves depend on z_s , but essentially not on q_0 .

flux to the Apollo data (taking into account the SAS-2 (24) data at higher energies) by choosing :

$$I_{\bar{\nu}}(\text{Ap}) = 6 \times 10^{-4} \text{ at } E_{\bar{\nu}}(\text{Ap}) = 4 \quad (b)$$

(hereafter, the "Apollo normalization"). Then, further normalizations to the other sets are needed to estimate the uncertainties on the light element yield (5). The corresponding theoretical $\bar{\nu}$ -ray spectra are shown on fig. 1, for $z_s = 100$. Within the spread of the observations, the shapes give a good fit to their respective data sets for $50 < z_s < 200$ (see Paper I for details). This result is almost independent of q_0 since $\bar{\nu}$ -rays suffer little absorption except at the highest redshifts. The $\bar{\nu}$ -ray intensity, on the other hand, does depend on q_0 , and the normalization to the observed value gives the normalization factor $F_{\bar{\nu}}$. This factor is related to the ratio (CCR flux now in intergalactic space)/(CCR flux) (see Paper I) ; it turns out that this ratio is $\sim 10^{-4}$ - 10^{-6} , thus meets the second observational constraint on the CCR hypothesis (§2.1).

(b) $I_{\bar{\nu}}$ in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; $E_{\bar{\nu}}$ in MeV.

Note that the redshift z_s is limited upwards by the "CCR lifetime constraint" : a build-up of CCR is impossible if, at a given epoch, their lifetime against collisional losses is smaller than the age of the universe (21).

4. LIGHT ELEMENT AND NUCLEAR γ -RAY PRODUCTION

4.1. Light element abundances

Observations of lithium and possible interpretations of its abundance are summarized in Paper II. A more up-to-date and thorough discussion can be found elsewhere in these proceedings (ref. 41 and refs therein ; see also ref. 14).

In short, observations lead to $\text{Li}/\text{H} = 10^{-9}$ within a factor of 2 either way, and ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} = 12.5$.

The ${}^6\text{Li}/\text{H}$ ratio is currently thought to be the result of spallation reactions between galactic cosmic rays (GCR) and interstellar matter (34) ; on the other hand, the (relatively) high ${}^7\text{Li}/\text{H}$ ratio (thus $\approx 10^{-9}$) has received no satisfactory explanation up to now.

The observed abundance of deuterium ($\text{D}/\text{H} = 2 \pm 1.10^{-5}$, see refs 42 and 14) is generally thought to be of a big-bang origin, although other possibilities are not excluded (see discussion in Paper II ; also § 5.3). For ${}^3\text{He}$, which will not be considered in detail, (as discussed in §4.4), see ref. (14).

4.2 Lithium production

In the context of the CCR hypothesis, ${}^6\text{Li}$ is produced via the ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}$ and ${}^4\text{He}(\alpha, pn){}^6\text{Li}$ reactions, and ${}^7\text{Li}$ via the ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}$ and ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ reactions (after the decay of ${}^7\text{Be}$ into ${}^7\text{Li}$). The relevant cross-sections σ_6 and σ_7 (see eq. 6) are not well known, especially at energies above ~ 100 MeV/n. (For a discussion, see Paper I.) Near threshold, however, detailed balance calculations from inverse reactions (43, 34) should be reliable and, for ${}^7\text{Li}$, are supported by the experimental results of King et al. (44).

The results obtained with the Apollo normalization (§2.1) are presented in fig. 2, which shows the ${}^7\text{Li}/\text{H}$ ratio as a function of z_s for a total energy CCR spectrum. It can be seen that the calculated ${}^7\text{Li}$ abundance lies well within the observational range. This result is noteworthy, but perhaps should not be taken at face value, as will be discussed in the next Section.

By contrast, if the CCR have a kinetic energy spectrum, ${}^7\text{Li}$ is overproduced by a large factor (whatever the value of q_0), which is $\approx 10^3$ for $q_0 = 0.1$. In practice, this means that any CCR spectrum appreciably steeper at low energies than a total energy spectrum (which is of course essen-

tially flat in this energy range) necessarily leads to an overproduction of ${}^7\text{Li}$. This is the case, in particular, for the kind of steep low-energy spectra (with indexes $\Gamma \approx 4-5$ or more) which are often invoked in the case of GCR (see refs 45 and 41). As a consequence, we will dismiss the corresponding CCR models in what follows.

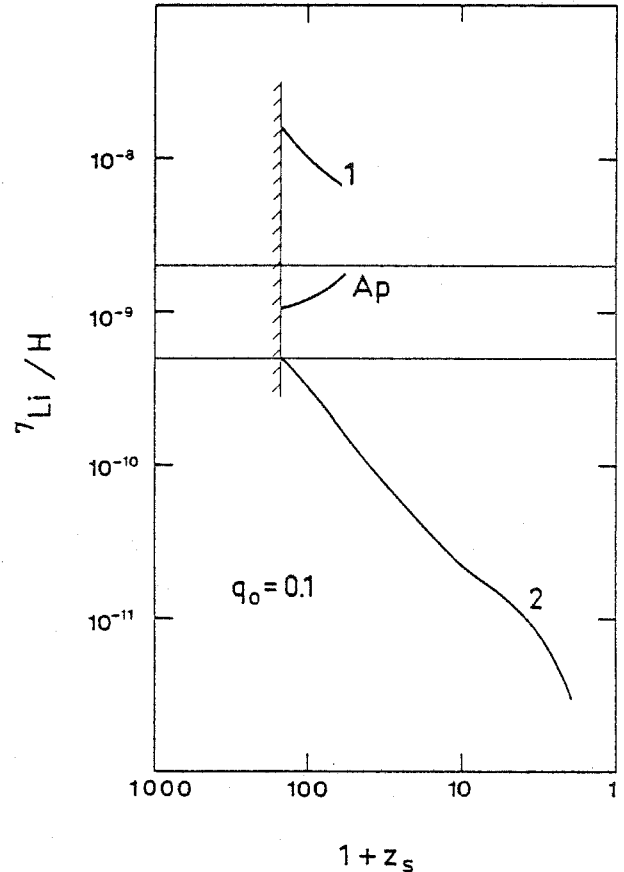


Fig. 2 The calculated ${}^7\text{Li}$ abundance as a function of z_s . The curves are labeled according to the normalizations indicated in Fig. 1. For each curve, the upper limit is determined by the CCR lifetime constraint (see text); the lower limit by the fit to the observed γ -ray background spectrum (Paper II). Observations lie between the thin horizontal lines.

4.3 The ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio

Calculations show that, in the CCR hypothesis (i.e., when only $\alpha\alpha$ reactions are considered), the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is very sensitive to Σ , the cross section ratio σ_7/σ_6 above ~ 100 MeV/n. Taking $\sigma_7 = 1$ mb above 100 MeV/n as a safe upper limit, Table 1 (Paper IIIa) shows that the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio ranges from ≈ 1.3 to ≈ 8 when Σ is varied from 1 to 100. Now the value $\Sigma = 100$ is certainly unrealistic, since the phase space available to the ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}$ reaction is greater than to the ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}$ or ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}$ reactions. In fact, above a certain energy, one would expect rather $\Sigma < 1$. Furthermore, other considerations on the ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}$ reaction lend support to the idea that the corresponding cross-

section currently used may be underestimated (Paper III).

Table 1
THE ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ RATIO RESULTING FROM
 $\alpha+\alpha$ REACTIONS, IN THE CCR HYPOTHESIS

q_0	$n_{\text{H},0}$ (cm^{-3})	Σ	${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$
0.1	4.90(-7)	1	1.37
		10	5.42
		100	7.69

0.5	2.43(-6)	1	1.29
		10	6.70
		100	11.6

As a consequence, for any reasonable value of the σ_6 and σ_7 cross-sections, it seems excluded to reach a value of the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio as high as 12.5.

Thus, as it turns out, the strongest observational constraint is to avoid overproduction of ${}^6\text{Li}$; this conclusion holds quite generally for any mechanism involving $\alpha\alpha$ reactions (see also ref. 46). We will see in the next section how this can be reconciled with the observational data.

4.4. Deuterium and helium-3

The cross-sections for the production of deuterons or tritons (via $p\alpha$ and $\alpha\alpha$ reactions) are much better known up to high energies than those for lithium production (47).

When one imposes only to avoid over- or underproduction of ${}^7\text{Li}$, it can be seen from fig. 3 that the D/H ratio may reach up to $\approx 20\%$ of its observed value (Paper IIIa). Although this amount is not quite negligible, it is still too small to be per se a valuable observational constraint. However, as will be discussed in §5.3, the observed abundance is an observational constraint when one notes that the fragility of D with respect to thermonuclear reactions is related to the possible destruction of heavier nuclei like ${}^6\text{Li}$.

Much the same results are obtained for ${}^3\text{He}$, but many formation mechanisms are possible (separately or simultaneously). Thus ${}^3\text{He}$ is much less relevant to the big bang than D is; it is essentially unimportant for us. The formation cross sections being very similar to those of deuterium (47), the CCR-produced ${}^3\text{He}$ abundance is of the same order of magnitude than the D abundance.

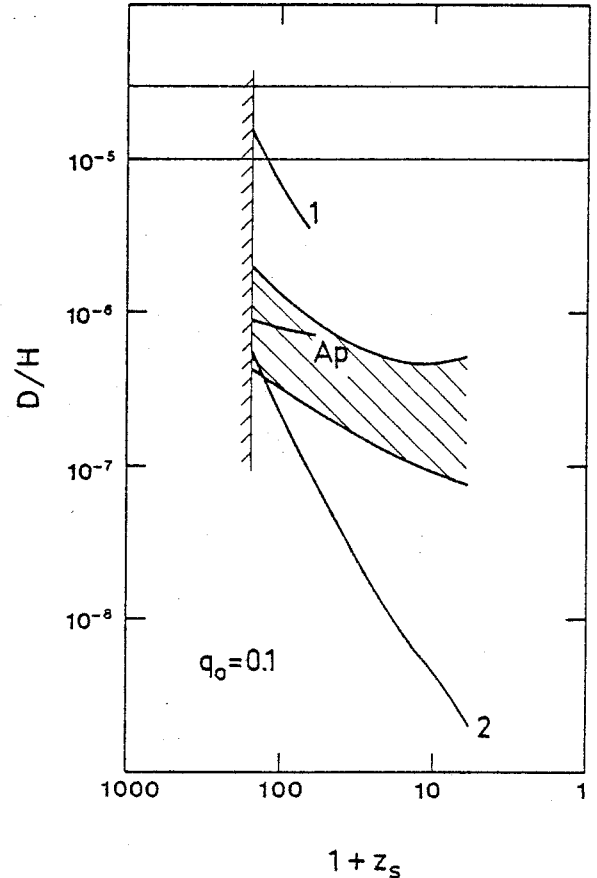


Fig. 3 Same as Fig. 2, for the D/H ratio. The hatched area gives the possible D abundances when avoiding under- or overproduction of ${}^7\text{Li}$, and correspond to the observed range in Fig. 2.

4.5 Nuclear γ -ray production

Through the low energy interactions of CCR with the gas, a fraction of the light nuclei are produced in excited states which can decay by γ -ray emission (Paper III). This is mainly the case for the ${}^6\text{Li}^*$ (3.562 MeV), ${}^7\text{Li}^*$ (0.478 MeV) and ${}^7\text{Be}^*$ (0.431 MeV) states; it is also the case for the ${}^4\text{He}^*$ (27.4 MeV) and ${}^4\text{He}^*$ (30.5 MeV) states which result from inelastic $p\alpha$ scattering.

The cross-sections $\sigma_{\nu,l}$ for producing nuclear γ -ray lines via the decay of nucleus l^* are related to the cross-sections σ_l^* for producing the light nucleus l in the relevant excited state by $\sigma_{\nu,l} = \sigma_l^* (\Gamma_\gamma / \Gamma)$, where Γ_γ is the width with respect to γ -ray decay of the level of total width Γ (e.g., ref. 48). The σ_l^* cross-section is known experimentally, or may be roughly estimated when the total cross-section σ_l (i.e., $\sigma_A(k)$ of eq. 6) for production of the nucleus l is known. A summary of the relevant available data and estimates is presented in ref. (37).

After integration over redshift (see Paper III for details), the corresponding lines contributes a flux I_ν to be observed X-ray background flux J_x . It turns out

that the main contribution comes from the ${}^7\text{Li}^*$ and ${}^7\text{Be}^*$ lines, but even these are quite weak ($I_\nu/J_x \sim 10^{-6}$), and do not show lines or edges sharp enough which could help their detection (fig. 4). Thus the nuclear γ -rays essentially do not provide any new observational constraint on the CCR flux, but are simply compatible with the CCR hypothesis.

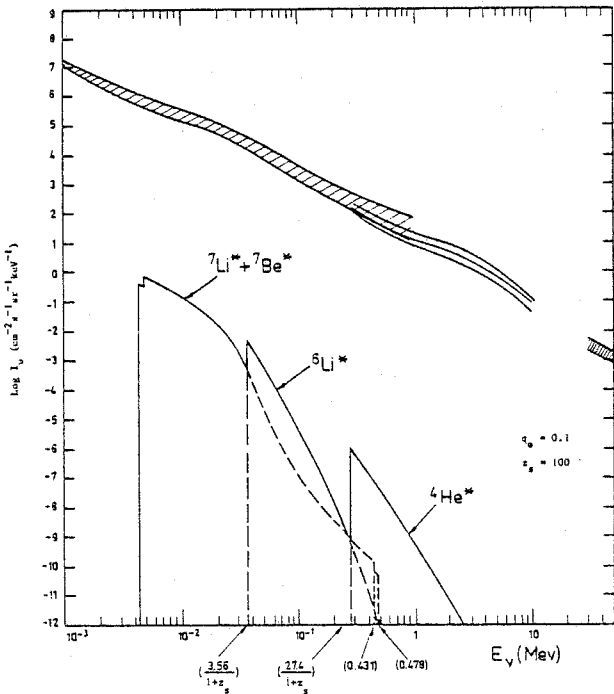


Fig. 4 The contribution of CCR-produced nuclear γ -rays is shown in heavy lines for the nuclei indicated. The observational data lie within the hatched areas; the corresponding references are given in (37). Characteristic energies are shown along the abscissa.

5. CONSEQUENCES OF THE SPREAD IN THE γ -RAY DATA

5.1 Uncertainties in the γ -ray background spectrum

In order to estimate the uncertainties on the results due to the spread in the γ -ray data (§2.1), we normalize the theoretical spectra to the "big-bump" set of observational points by taking the "normalization 1" as :

$$I_\gamma^{(1)} = 8.10^{-5} \text{ at } E_\gamma^{(1)} = 20 \text{ (b)}$$

This point belongs to a curve (ref. 23, with $z_s = 100$) which gives a typical fit to the "big-bump" data set (fig. 1). Also, this point is halfway between the bulk of crystal detector results (at lower energies) and of spark chamber results (at higher energies).

The "no-bump" data set is normalized by taking the "normalization 2" as

$$I_\gamma^{(2)} = 3.10^{-7} \text{ at } E_\gamma^{(2)} = 100 \text{ (b)}$$

This is the OSO-3 point (49) confirmed by SAS-2 (24). The corresponding theoretical spectra lie close to the power-law extrapolation from the hard X-ray background (see Paper II for further details). Note that, should the bump be ruled out, as some authors claim (e.g., ref. 40), this spectrum is very likely a strict upper limit to any kind of high-energy process giving rise to γ -rays. Of course, an interpretation in terms of π^0 decay would not be required in this case.

5.2 The lithium abundance and the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ problem

In §§ 4.2 and 4.3 the most interesting result was obtained about the ${}^7\text{Li}$ abundance, in relation with the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

The calculations of §4 were performed also using normalizations 1 and 2. The possible range of values of the ${}^7\text{Li}$ abundance (fig. 2) spans about a decade. This range is of the order of magnitude of the scatter of the γ -ray observational points.

Keeping in mind the results on the (too high) ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio (§4.3), it is thus possible to decrease the CCR flux, in order to be consistent with the ${}^6\text{Li}$ abundance (as deduced from the observed ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio). The γ -ray flux is then decreased correspondingly and the ${}^7\text{Li}/\text{H}$ ratio has only a fraction of its observed value. The CCR hypothesis gives no answer to the ${}^7\text{Li}$ problem in this case.

One sees here how the spread of the γ -ray data affects the results on the lithium abundance. Indeed, on the one hand, the CCR hypothesis cannot be rejected on the basis of a too high ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio, since one can manage to find a CCR model consistent at the same time with the observations of the γ -ray background spectrum and of the ${}^6\text{Li}$ abundance. But on the other hand it is possible to explain at the same time these two observations, provided it is possible to modify the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

The possibility to do so indeed exists (Paper II) and is outlined in the next subsection.

5.3 The deuterium constraint

A possibility (frequently invoked otherwise) to increase the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is to add to the CCR spectrum a very steep component at low energies ($\Gamma = 4-5$, see ref. 41). However, this leads to an overproduction of ${}^7\text{Li}$ by a large amount (§4.2).

A completely different possibility is that, at least in principle, stellar processing may modify the lithium isotopic ratio by a selective destruction of ${}^6\text{Li}$. A thorough discussion on this point has been presented (see Paper II and refs. therein) and is summarized hereunder. Note that this possibility is offered only to

those models in which the lithium isotopes are produced before galaxy formation (see also ref. 46).

First, we note that, in order to be observable with a different isotopic composition, lithium must be rejected (through mass-loss) in the interstellar medium after processing, but not too violently (to avoid complete destruction) : through stellar winds.

Post-main sequence phases of stellar evolution (red giant phase) involve stellar winds but, due to the presence of deep convection zones, the processing is then so complete that all the light elements are burned. As a result, the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is unchanged.

On the contrary, processing during the pre-main sequence (Hayashi) or (upper) main sequence phases is probably able to destroy ${}^6\text{Li}$ while leaving ${}^7\text{Li}$ intact, provided the stellar masses are high enough. The strong stellar winds known to exist in these phases would then have a modified lithium isotopic composition. In this scenario, then, ${}^7\text{Li}$ would be produced by CCR, and the observed ${}^6\text{Li}$ would be produced by GCR (34) only.

Now if ${}^6\text{Li}$ is destroyed, so is D. This brings out a further constraint, whether or not the observed (interstellar) D is of cosmological origin.

(a) If D is made in the early (hot) phases of the universe, its subsequent destruction in the galactic era implies some replenishment mechanism from the intergalactic medium (infall), since the "standard" big-bang D abundance agrees with observations. The CCR-produced lithium, being pregalactic, then infalls along with D, and the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is again unaltered.

(b) If D is not of cosmological origin (which is a possible, although admittedly controversial, interpretation of some puzzling observational results obtained recently with the Copernicus satellite, e.g., ref. 50), then the problem of its origin is decoupled from that of ${}^6\text{Li}$. In these conditions, the suggested scenario may work, and the CCR hypothesis may explain at the same time the ${}^7\text{Li}$ abundance and the γ -ray background spectrum.

The various alternatives are summarized in fig. 5.

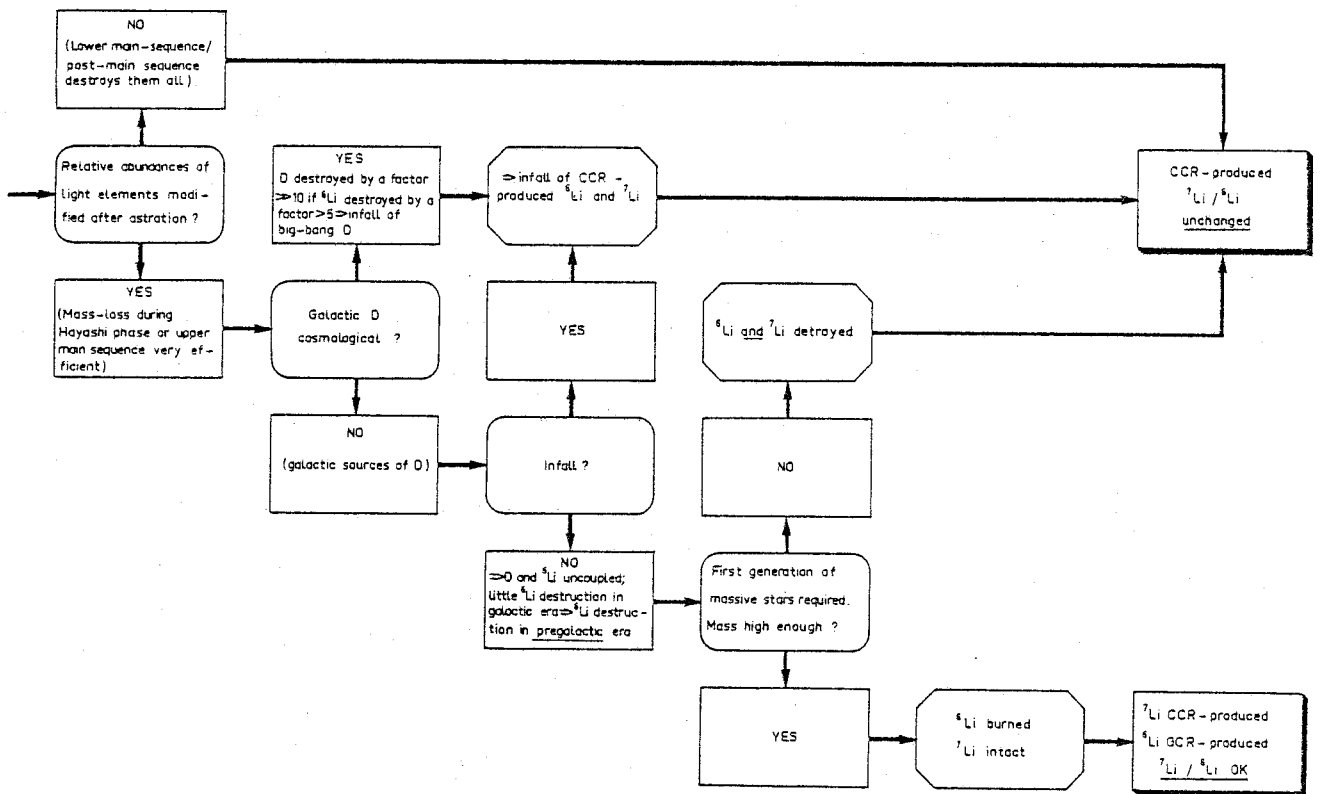


Fig. 5 This flow-chart (to be read from left to right) summarizes the various alternatives leading to a possible modification of the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

6. CONCLUDING REMARKS

A sketch of the various observational constraints we have just examined, for the Apollo normalization, is presented in Table 2. All give results either "positive", i.e., in favour of the CCR hypothesis, or "consistent" with it, i.e., compatible with the corresponding observational data,

except the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio. This ratio is "positive" only if the observed D is not cosmological.

If D is cosmological, whether or not it is possible to lower the CCR flux (in order not overproduce ${}^6\text{Li}$) then lies in a better determination of the γ -ray background spectrum, particularly at low energies.

ACKNOWLEDGEMENTS. It is a pleasure to thank Madame Bonguet for her efficient help in the preparation of this manuscript.

Table 2

OBSERVATIONAL CONSTRAINTS ON THE CCR HYPOTHESIS

constraint	studied in §	consistent	positive	negative
γ -ray background <u>flux</u>	2.1		✓ (normalization; see § 2.1)	
γ -ray background <u>shape</u>	2.1		✓	
CCR intensity now	3.3	✓		
D (and ${}^3\text{He}$)	4.4	✓		
${}^7\text{Li}$	4.2	✓ (c)	✓ ✓ (a)(b)	
${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$	4.3		✓ ✓ (b)(c)	✓ (a)
nuclear γ -rays	4.5	✓		

- (a) raw results from the CCR hypothesis (Apollo normalization)
 (b) possibility, if observed D is not cosmological
 (c) CCR flux lowered, if observed D is cosmological

7. REFERENCES

- Montmerle, T. (1975) *Ap. J.* **197**, 285.
- Montmerle, T. (1977) These proceedings, paper 35.
- Dyer, C.S. (1973) in Gamma-Ray Astrophysics, Eds. F.W. Stecker & J.I. Trombka, NASA SP-339, p. 83.
- Fishman, G.J. (1973) in Gamma-Ray Astrophysics, Eds. F.W. Stecker & J.I. Trombka, NASA SP-339, p. 61.
- Trombka, J.I., Dyer, C.S., Seltzer, S.M. and Metzger, A.E. (1976), *Ap. J.*, **212**, 925.
- Stecker, F.W. (1969) *Nature*, **224**, 870.
- Rocchia R., Ducros, R. and Gaffet, B. (1976) *Ap. J.* **209**, 350.
- Stecker, F.W. (1973) *Nature*, **241**, 74.
- Omnès, R. (1972) *Phys. Reports*, **3C**, 1.
- Steigman, G. (1976) *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **14**, 339.
- Omnès, R. (1969) *Phys. Rev. Letters*, **23**, 38.
- Omnès, R. (1971) *Astr. Ap.*, **15**, 275.
- Aldrovandi, R., Caser, S., Omnès, R. and Puget, J.L. (1973) *Astr. Ap.*, **28**, 253.
- Reeves, H. (1974) *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **12**, 437.

15. Ramani, A. and Puget, J.L. (1976) Astr. Ap., 51, 411.
16. Aldrovandi, R. and d'Olival, J.B.S. (1976) Astr. Sp. Sci., 44, 471.
17. Montmerle, T. (1971) Thesis (unpublished).
18. Stecker, F.W., Morgan, D.L. and Bredekamp, J. (1971) Phys. Rev. Letters, 27, 1469.
19. Stecker, F.W. and Puget, J.L. (1972) Ap. J., 178, 57.
20. Stecker, F.W. (1977) Ap. J., 212, 60.
21. Stecker, F.W. (1971) Cosmic γ -rays, NASA SP-249.
22. Stecker, F.W. (1971) Nature, 229, 105.
23. Stecker, F.W. (1973), in Gamma-ray Astrophysics, Eds. F.W. Stecker & J.I. Trombka, NASA SP-339, p. 211.
24. Fichtel, C.E., Hartman, R.C., Kniffen, D.A., Thompson, D.J., Bignami, G.F., Ogelman, H., Özel, M.E. and Tümer, T. (1975) Ap. J., 198, 163.
25. Thompson, D.J., Fichtel, C.E., Hartman, R.C., Kniffen, D.A., Bignami, G.F. and Lamb, R.C. (1976) in The structure and content of the Galaxy and galactic γ -rays, Eds. C.E. Fichtel & F.W. Stecker, NASA preprint X-662-76-154.
26. Bennett, K., Bignami, G.F., Boella, G., Buccheri, R., Burger, J.J., Cuccia, A., Hermsen, W., Higdon, J., Kanbach, G., Koch, L., Lichti, G.G., Masnou, J., Mayer-Hasselwander, H.A., Paul, J.A., Scarsi, L., Shukla, P.G., Swanenburg, B.N., Taylor, B.G. and Wills, R.D. (1976) in The structure and content of the Galaxy and galactic γ -rays, Eds. C.E. Fichtel & F.W. Stecker, NASA preprint X-662-76-154.
27. Schlickheiser, R. and Thielheim, K.O. (1976) Nature, 261, 478.
28. Lichti, G.G., Bignami, G.F. and Paul, J.A. (1977) These proceedings, paper 31.
29. Montmerle, T. (1977) Ap. J., 216, 000.
30. Montmerle, T. (1977) Ap. J., 216, 000.
31. Montmerle, T. (1977) Ap. J., 217, 000.
32. Montmerle, T. (1977) Ap. J., 218, 000.
33. Hillas, V. (1975) Phys. Reports, 20C, 61.
34. Meneguzzi, M., Audouze, J. and Reeves, H. (1971) Astr. Ap., 15, 337.
35. Wagoner, R. (1973) Ap. J., 179, 343.
36. De Young, D.S. (1976) Ann. Rev. Astr. Ap., 14, 447.
37. Montmerle, T. (1977) Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv (Bulgaria), paper OG-130.
38. Bonnardeau, M. (1977) Preprint.
39. Badhwar, G.D. and Stephens S.A. (1976) Preprint NASA.
40. Damle, S.W., Daniel, R.R. and Lavakare, P.J. (1977) Preprint TIFR.
41. Reeves, H. and Meyer, J.P. (1977) These proceedings, paper 33.
42. Vidal-Madjar, A., Laurent, C., Bonnet, R.M. and York, D.G. (1977) Ap. J., 211, 91.
43. Kozlovsky, B. and Ramaty, R. (1974) Astr. Ap., 34, 477.
44. King, C.H., Rossner, H.H., Austin, S.M., Chien, W.S., Mathews, G.J., Viola, V.E. and Clark, R.G. (1975) Phys. Rev. Letters 35, 988.
45. Meneguzzi, M., and Reeves, H. (1975) Astr. Ap., 40, 99.
46. Epstein, R.I. (1977) Ap.J., 212, 595.
47. Meyer, J.P. (1972) Astr. Ap. Suppl. 7, 417.
48. Blatt, J.M. and Weisskopf, V.F. (1952) Theoretical Nuclear Physics, New York, Wiley.
49. Kraushaar, W.L., Clark, G.W., Garmire, G.P., Borke, R., Higbie, P., Leong, V. and Thorsos, T. (1972) Ap. J., 177, 341.
50. Dupree, A.K., Baliunas, S.L. and Shipman, H.L. (1977) Preprint CfA.

ON THE POSSIBLE EXISTENCE OF COSMOLOGICAL COSMIC RAYS.

I. THE FRAMEWORK FOR LIGHT ELEMENT AND γ -RAY PRODUCTION

Thierry MONTMERLE

Service d'Electronique Physique

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY, FRANCE (*)

Running title : Cosmological cosmic rays

To be published in The Astrophysical Journal, August 15, 1977

*Part of this work was done while the author was at the
Département de Physique, Université de Montréal, Canada.

A B S T R A C T

This paper examines the possibility of the existence of cosmological cosmic rays (CCR), in the framework of big-bang cosmology. The model assumes a total energy spectrum, similar to that observed at Earth at high energies, a composition of protons and α -particles only, with $\alpha/p = 0.1$. Following Stecker (1969) the CCR are assumed to be born in a burst at some (high) redshift z_s . γ -rays originate from π^0 -decay resulting from interactions of the high-energy part of the CCR, and light elements are produced via $(p\alpha) + (p\alpha)$ reactions by the low-energy part, both by collisions with the ambient matter (of density corresponding to a deceleration parameter q_0).

The 1-100 MeV γ -ray background spectrum and the lithium abundance are considered as observational constraints on the possible CCR flux intensity. To this end, a theoretical framework is set for simultaneous γ -ray and light element production by solving a system of coupled time-dependent transport equations, taking ionisation and expansion losses into account. The absolute lithium abundance is calculated by normalizing the CCR flux to the observed γ -ray background spectrum ; numerical results will be given and discussed in a separate paper, as a function of q_0 and z_s .

Subject headings : elements : abundances -

cosmic rays : general - gamma rays : general -
nuclear reactions.

I. THE CASE FOR A COSMOLOGICAL COSMIC RAY HYPOTHESIS
AND POSSIBLE OBSERVATIONAL TESTS

a) Cosmological cosmic rays : why ?

It has been suggested many times (e.g. Brecher and Burbidge 1972) that cosmic rays observed in the terrestrial neighbourhood could be of extragalactic origin. The isotropy of ultrahigh energy ($\lesssim 10^{17}$ eV) cosmic rays, although not well established (Hillas 1975), along with the fact that their Larmor radius in the galactic magnetic field is of the order of the thickness of the galactic disk or more, has led many authors to conclude that, at least in the very high energy range, cosmic rays pervade intergalactic space. They would be produced either "locally", i.e. by active objects with redshifts observable optically, or on a cosmological scale in which case they would be "universal". In both cases, these extragalactic cosmic rays are those observed directly in the Galaxy.

Also, interactions of these cosmic rays with the relict

blackbody radiation up to high redshifts has led some authors (Strong, Wdowczyk and Wolfendale 1973) to a possible interpretation of the 1-100 MeV γ -ray background if the universe has a sufficiently low density ($\lesssim 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$). However, a good case can be made for a galactic origin of cosmic rays (Hillas 1975), at least at lower energies, especially in view of recent results of galactic γ -ray astronomy obtained by the SAS-2 and COS-B satellites (Dodds et al 1975, Kniffen et al 1976, Stecker 1976 ; Bennett et al 1976; see also Paul, Cassé and Cesarsky 1976, Puget et al. 1976), and observational tests have been suggested (e.g. Ginzburg 1972). Furthermore, Puget, Stecker and Bredekamp (1976) argue on theoretical grounds that ultrahigh energy cosmic rays cannot be universal either, although a supercluster origin cannot be excluded.

The view which we shall examine in this paper is quite different. Indeed, the cosmological cosmic rays (CCR) we shall deal with have nothing to do with the usual "universal" (or extragalactic) cosmic rays since it will be shown that they do not conflict with a galactic origin for the bulk of the cosmic rays observed in the Galaxy, but simply coexist with them. This implies, in particular, that observational evidence of CCR is essentially indirect.

In fact, the CCR hypothesis originated when the first observations of the 1-100 MeV γ -ray background by OSO-3 (Clark, Garmire and Kraushaar 1969) and ERS-18 (Vette et al., 1969, 1970) prompted Stecker (1969) to suggest that the flattening of the background photon spectrum in the MeV range was due to the decay of π^0 particles produced by the collisions of cosmic rays with

intergalactic matter up to high redshifts (~ 100). Stecker (1969) christened these cosmic-rays "primordial", and suggested they were produced by "protars" (Stecker 1971a), i.e. pregalactic giant pulsars. In what follows, we shall not deal with the origin of these cosmic rays nor with their possible relationship to galactic or pregalactic evolution. Hence we prefer simply the adjective "cosmological" to define them.

Indeed, before building a CCR theory and investigating possible CCR sources, it is interesting to see to what extent the very existence of CCR is compatible with observations in various fields, and eventually if CCR are an important component of the post-recombination period of the history of the universe in the framework of big-bang cosmology.

As has been mentioned, an observational field strongly relevant to CCR is the 1-100 MeV γ -ray background (hereafter called simply the γ -ray background). The presence of a "bump" in the 1-10 MeV range, if real (see below), is a strong argument in favour of a π^0 -decay origin, although interesting alternative proposals have been made (Rocchia, Ducros and Gaffet 1976 ; on the limits set by the γ -ray background on black hole evaporation, see e.g. Page and Hawking 1975). Two processes here may account for π^0 production : CCR interactions with matter, and matter-antimatter annihilations, both integrated up to high redshifts. Because of the almost simultaneous development of a detailed symmetrical cosmology by Omnès and co-workers (e.g. Omnès 1972), the matter-antimatter annihilation interpretation has been extensively studied and has led to very interesting results on galaxy formation (Stecker and Puget 1972).

However, recent developments in Omnès' symmetrical cosmology show that this theory runs into such severe problems, especially with regards to helium nucleosynthesis (Aly 1977, Combes, Fassi-Fehri and Leroy 1976) and distortion of the relict background radiation spectrum (Ramani and Puget 1976), that its viability is put into question in spite of its interest (see also Steigman 1976). On the other hand, the CCR interpretation never received much attention except a short and only qualitative comment on its difficulties, mainly on energy grounds (Stecker 1973a). Proposed observations at ~ 1 GeV (Stecker 1975), against which these two interpretations might be tested, are hampered by a strong diffuse γ -ray galactic contribution in this energy range (Stecker 1976).

All this gives further impetus to the study of the CCR interpretation as a possible valid π^0 -decay alternative to matter-antimatter annihilation, even if the energetics (which we shall not deal with in this paper as being strictly a part of a CCR theory) raise difficulties.

Now, on the other hand, the bump in the 1-10 MeV range likely includes a significant (but poorly known) contribution of background noise due to detector activation by galactic cosmic-ray particles, as shown by some observational results (e.g. Dyer et al. 1975, Trombka et al. 1976). The bump may even not exist at all (Damle et al. 1976). If this is the case, or if it is produced by mechanisms other than π^0 -decay, the γ -ray background spectrum allows to set at least upper limits, which are less compelling but nevertheless useful. Note

that, the universe being essentially transparent to γ -rays originating from redshifts less than ~ 100 (or more, depending on the intergalactic density) (Arons 1971 ; see also § III,d), there exists a "cosmological window" (in energy), independently of any interpretation, allowing one to probe much farther than in any other energy range the processes responsible for γ -ray production. This fact may be used in future generations of detectors (Montmerle 1975), possibly GeLi detectors, in which good angular resolution and sensitivity at low energy (~ 1 MeV) might allow to observe possible CCR sources directly.

b) The model

We shall make the simplest and most conservative assumptions concerning CCR production, composition and spectrum.

We shall assume that CCR were born in a burst (Stecker's [1971b] model II) at some starting redshift z_s . This means, physically, that CCR production took place in a time short compared to t_s , the age of the universe at z_s . Such a burst could be related to the turbulent state of the universe at that time. CCR will consist of protons and α -particles only (1), since we admit that

(1) Of course, CCR would also include electrons, but their abundance and spectrum would imply many arbitrary parameters. Hence we do not include them in our analysis.

hydrogen and helium were the only elements to be produced in adequate quantities in the big-bang, in a ratio

$\alpha/p \approx 0.1$. We shall take a spectrum similar to that observed in the vicinity of the Earth at high energy since similar spectra with spectral indices between 2 and 3 are quite frequent in radiogalaxies and other active objects (average radio spectral index ~ 0.8 , e.g. De Young 1976). More precisely, the high-energy (relativistic) part of the CCR spectrum will be $\propto E^{-2.6}$; the low-energy part can freely chosen (the spectrum at Earth is not known at low energies because of solar modulation effects, but has probably a different origin anyway). However, to obtain a lower limit on various results due to CCR in this energy range, we choose a "total energy spectrum" for the injection flux at the source, i.e. of the form $(E + E_0)^{-2.6}$, where E_0 is the proton rest mass and E is (throughout this paper) the kinetic energy per nucleon of CCR.

In other words, the source function for CCR $Q_s(E, t)$ in $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{GeV/n}^{-1}$ will be :

$$Q_s(E, t) \propto (E + E_0)^{-\Gamma} \delta(t_s - t) / (c\beta) \quad (1-1)$$

with $\Gamma = 2.6$ and β being the velocity corresponding to the kinetic energy E . The constant of proportionality will depend on various factors which will be determined later (§ III, a and d).

c) Interactions of CCR with matter

What are the effects to be expected from such a burst ? These effects result essentially from interactions of CCR with the ambient medium, photons and matter

(neutral hydrogen with 10% helium), assumed to be homogeneous throughout the universe.

The ultrahigh-energy part of the CCR spectrum ($\geq 10^{17}$ eV), through interactions with the universal blackbody radiation and other photon backgrounds will give rise to electron-photon cascades and various other very high energy interactions. However it will be shown in a forthcoming paper (Montmerle 1977a ; see also Stecker 1971b) that the CCR intensity now is much smaller than the galactic cosmic ray (GCR) intensity. Hence no results other than those which have been already obtained (Puget et al. 1976, Strong et al. 1973), with the appropriate scaling down, should be expected.

The high-energy part (relativistic, predominantly around a few GeV) of the CCR spectrum will produce π^0 mesons by collisions on matter (i.e. the ambient gaseous component, "AGC"), and γ -rays by π^0 -decay. The corresponding γ -ray source spectrum $G_g(E_\gamma)$, for a GCR total energy spectrum including 10% α -particles has been calculated by Stecker (1971b, 1973b).

The low-energy part (nonrelativistic but suprathermal) of the CCR spectrum, on the other hand, will be slowed down and subsequently thermalized by collisions with (mainly) intergalactic hydrogen, thus heating the ambient medium and ionizing the gaseous component. Also, light element production will take place : $\alpha + \alpha$ reactions give rise to ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}$, $p + p$ and $\alpha + p$ reactions give rise to D and ${}^3\text{He}$. These light elements are produced in the form of cosmic-ray nuclei, which

will be subsequently thermalized and added to the AGC as well. Furthermore, since lithium production takes place via excited states and return to the ground level by emission of 431 keV (${}^7\text{Be}$ which decays into ${}^7\text{Li}$ in a few days) and 478 keV (${}^7\text{Li}$) photons, these photons integrated up to an appropriate redshift will make a contribution to the hard X-ray background.

All these interactions and others provide as many tests to compare with observations. In fact, the problem can be largely adapted from the interactions of GCR with interstellar matter (e.g. Meneguzzi, Audouze and Reeves 1971), with the simplification that the reactants are less numerous: $(p + \alpha) + (H + He)$ only, but with the substantial modification that equations are time-dependent and that the universal expansion provides some specific features.

While it is our purpose to study all these effects, we present in this paper the framework for the simultaneous derivation of the γ -ray background spectrum and the ${}^7\text{Li}/\text{H}$ and ${}^6\text{Li}/\text{H}$ ratios (by number), under a variety of hypotheses. Numerical results will be presented in a forthcoming paper (Montmerle 1977a), following a discussion (theoretical and observational) of the γ -ray background spectrum and of the Lithium abundance. In particular, it will be shown there that, under certain conditions, the CCR hypothesis may explain at the same time the γ -ray background spectrum and the otherwise unexplained ${}^7\text{Li}$ abundance (see also Montmerle 1976). Results on D and ${}^3\text{He}$ will be presented elsewhere.

The present paper is outlined in the next section.

d) Outline of the paper

Some general properties of cosmic-rays in an expanding universe (big-bang cosmology) will be derived in § II. This will involve first a study of the relevant parameters (§ II,a) and transport equations (§ II,b) for photons as well as for nuclei. A physical insight of the problem can be gained through a detailed examination of the transport functions and of the relevant source functions (§ II,c), before analytical solutions to the transport equations, applicable to photons and to nuclei at the same time, are derived (Appendix A).

The theoretical results obtained in § II will then be applied in § III to find the γ -ray background spectrum (§ III,c) and the lithium abundance (§ III,d), after having established quantitative results on the CCR α -particle flux (§ III,a,b). Possible extensions of these results will be sketched (§ III,e).

II. COSMIC RAYS IN AN EXPANDING UNIVERSE

a) Cosmological parameters

In order to make the conclusions as strong as possible, and before examining the constraints set by observations, we restrict ourselves to a small number of parameters.

Big-bang cosmology (without cosmological constant) has in practice two fundamental parameters : the Hubble constant H_0 (essentially the age of the universe) and the deceleration parameter q_0 (essentially the average matter density now) (e.g. Peebles 1971, Weinberg 1972). Both are determined by observations.

Although difficulties remain, optical observations lead to $H_0 = 55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Sandage 1975), a value which is somewhat smaller than the value of $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ commonly used previously. Now, if one admits that the observed abundance of deuterium ($D/H \approx 2 \times 10^{-5}$) is of cosmological origin (Reeves 1974 ; see also Audouze and Tinsley 1974, Audouze et al. 1976 ; its dependence on electron and muon lepton numbers is examined in Yahil and Beaudet 1976, after Beaudet and Goret 1976), the present density of the universe is at least 5 times lower (Boesgaard 1976) than the closure density ($q_0 = 0.5$). This corresponds to $q_0 \approx 0.1$. On the

other hand, direct observations of visible matter (Sandage 1975) give a value at most 10 times lower. To sum up, in what follows we shall take $H_0 = 55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (and examine later the case $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ to have an idea of the uncertainties involved) and q_0 will be taken as a parameter such that $0.01 \leq q_0 \leq 0.5$, with a possible most probable value of ~ 0.1 . Note, however, that evolutionary effects in galaxies may lead to quite different numbers (Gunn and Tinsley 1975).

For CCR particles, once the source spectrum is fixed (eq. 1-1), the only other parameter is the moment of the burst t_s (corresponding to the redshift z_s). This parameter is not entirely free since there exists a physical constraint a priori : a build-up of CCR is impossible if, at a given epoch, their lifetime against collisional losses is smaller than the age of the universe. This is the "CCR lifetime constraint", which defines a critical (maximum) redshift, z_{max} (Stecker 1971b) : with $q_0 = 0.5$, $z_{\text{max}} \sim 100$ and if $q_0 = 0.01$, $z_{\text{max}} \sim 200$.

b) The transport equations

If $N(E,t)$ (in $\text{cm}^{-3} \text{ GeV/n}^{-1}$) is the number density of a given cosmic-ray species (photon or nuclei) of energy E at some time t (corresponding to redshift z) one has $N(E,t)/(1+z)^3 = \text{cst}$. This equation expresses the conservation of the number of particles in a volume element comoving with

the universal expansion, in the absence of any loss. Hence we shall define the corresponding number abundance with respect to the ambient gaseous hydrogen, $N_{,H}$ at any time t (in GeV/n^{-1}) as

$$N_{,H}(E,t) \equiv N(E,t)/n_{H,0} (1+z)^{-3} , \quad (2-1)$$

$n_{H,0}$ being the present average number density of the universe. The usual transport equation (e.g. Ginzburg and Syrovatskii 1964), when taking into account only energy losses and particle destruction, then reads for $N_{,H}(E,t)$ isotropic ($\nabla N_{,H} = 0$) :

$$\frac{\partial N_{,H}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} (bN_{,H}) + \frac{N_{,H}}{T_D} = Q_{,H} , \quad (2-2)$$

where the transport functions b and T_D depend on E and t . Also $Q_{,H}(E,t) \equiv Q(E,t)/n_H(t)$ is the source function in a comoving volume element, T_D is the lifetime against destruction, and $b \equiv (\partial E/\partial t)$ is the total energy loss per nucleon per second (in $\text{GeV}/n \text{ s}^{-1}$).

The solution of eq. (2-2), taking the redshift z as the time variable, is presented in Appendix A.

Physically, because of the energy losses, a particle

with some energy E at some redshift z had an energy E' ($>E$) at a given redshift z^* (E, E', z) ($>z$). Conversely, if there is no CCR flux for $z > z_s$, the injection energy of this particle at z_s was E'_s (E, z, z_s). The derivation of z^* and E'_s , two quantities which shall be frequently used in what follows, is also presented in Appendix A.

The same transport equation (2-2) will be applied in the next sections to photons (in this case the energy is expressed implicitly in GeV ; furthermore, we neglect Compton scattering, important only at the lowest energies) and to light nuclei (of kinetic energy expressed in GeV/n) α , ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$. This will allow a synthetic treatment of the various phenomena, such as formation of nuclei, destruction etc., for all particles (photons and nuclei).

The transport functions and source functions appearing in eq. (2-2) will be now discussed in turn.

c) Transport functions and source functions

i) Energy losses

The nuclei are slowed down by two processes : ionization and expansion. The photons lose energy by expansion only (Compton scattering is neglected, § II,b). Both these losses $b(E, z)$ can be put into the form of a product of an energy-dependent function by a time-dependent function.

Indeed, ionization losses for nuclei (A,Z) are given by the Bethe-Heitler formula (e.g. Meneguzzi et al. 1971), which, taking into account the variation of matter density with redshift, can be conveniently expressed as :

$$b_{I,\ell}(E,z) = -B_{I,\ell}(E) f_I(z) , \quad (2-3)$$

with

$$B_{I,\ell}(E) = 2.78 \times 10^{-17} \frac{Z^2}{A} \frac{n_{H,O}}{\beta} (11.06 + \ell \ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2) \text{ GeV/n s}^{-1} \quad (2-4)$$

(taking into account a ratio He/H = 0.1 in the AGC).

and

$$f_I(z) = (1+z)^3 . \quad (2-5)$$

The expansion losses function $b_E(E,z)$ can be found, with the help of e.g. Landau and Lifshitz (1966), Misner et al. (1973), and of

$$\frac{dz}{dt} = - H_0 (1+z)^2 (1+2 q_0 z)^{1/2} \quad (2-6)$$

(e.g. Sandage 1961), as :

$$b_E(E, z) = - B_E(E) f_E(z) , \quad (2-7)$$

with

$$B_E(E) = H_0 \frac{E(E+2E_0)}{E+E_0} , \quad (2-8)$$

and

$$f_E(z) = (1+z) (1+2 q_0 z)^{1/2} . \quad (2-9)$$

When numbers are fed into eqs (2-4) and (2-9) it can be seen that for light nuclei, ionization and expansion losses actually do compete within the range of variation of our parameters q_0 and z_s . Hence, for a given energy E , there exists a redshift $z_{b,l}(E)$ such that :

$$b_{I,l}(E, z_{b,l}) = b_E(E, z_{b,l}) , \quad (2-10a)$$

or conversely, for a given redshift z , there exists an energy $E_{b,l}(z)$ such that :

$$b_{I,l}(E_{b,l}, z) = b_E(E_{b,l}, z) . \quad (2-10b)$$

The critical redshift $z_{b,\ell}$ and the critical energy $E_{b,\ell}$ have to be computed numerically. Fig. 1 depicts $b_{I,\alpha}$ and b_E for $z = 0, 10$ and 100 , as a function of E , for $q_0 = 0.5$; it can be seen that, on either side of $E_{b,\alpha}$, except in the very neighbourhood of $E_{b,\alpha}$, one has $b_E/b_{I,\alpha}$ either $\gg 1$ or $\ll 1$.

Thus, as a good approximation, it is possible to take either $b = b_E$ or $b = b_{I,\ell}$ (for a given combination of z and E), instead of $b = b_E + b_{I,\ell}$. The mathematical usefulness of such an approximation is shown in Appendix A.

ii) Destruction

For γ -rays, destruction (i.e. absorption) is due essentially to the pair production effect in the field of (mainly) intergalactic hydrogen nuclei, which is a true absorption effect (the γ -rays disappear). For the energy range of interest, we make the usual approximation that the cross-section $\sigma_{D,\gamma}$ does not depend on energy, and is $\sigma_{D,\gamma} = 1.8 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$ (e.g. Stecker 1971) (see fig. 2).

For light nuclei ℓ , the destruction cross-sections $\sigma_{D,\ell}$ are deduced from Meyer (1972) and Epherre et al. (1974), by exchanging the incoming particle and the target (fig. 2); they level off for energies $\gtrsim 100 \text{ MeV/n}$ at $\sim 100 - 200 \text{ mb}$, that is ~ 10 times higher than for γ -rays. Hence, in order of magnitude and for energies $\gtrsim 100 \text{ MeV/n}$, the "opacity" of the universe to CCR light nuclei is 5 to 10 times greater than for γ -rays.

Note also the high threshold for the $\alpha + p$ reaction and, at low energies, the destruction cross-section higher for ${}^6\text{Li}$ than for ${}^7\text{Li}$.

If the destruction cross-section for a particle i (photon or nucleus) is $\sigma_{D,i}$, the opacity up to redshift z_s is

$$\tau_{i,s} = \sigma_{D,i} n_{H,O} \int_0^{z_s} \frac{dL}{dz} dz \quad (2-11)$$

(where $dL = c dt$ is the line element of the universe). Eq. (2-11) can be integrated analytically using eq. (2-6) (see also § III,c).

Fig. 3 shows the amount of matter $\mu_s = \tau_{i,s} \rho_0 / (\sigma_{D,i} n_{H,O})$ traversed up to z_s (in g.cm^{-2}), for various values of q_0 : it can be seen that it is sufficiently important that destruction is not negligible unless $z_s \ll 100$ for $q_0 \approx 0.5$ or if $q_0 \ll 1$. (ρ_0 is the average density now). Indeed, the amount of matter corresponding to $\tau_{i,s} = 1$ is about 100 g.cm^{-2} for γ -rays and only $10\text{-}20 \text{ g.cm}^{-2}$ for light nuclei.

The destruction lifetime T_D appearing in eq. (2-2), neglecting destruction on the ambient He, is given by :

$$T_{D,i}^{-1} = \beta c n_{H,O} (1+z)^3 \sigma_{D,i} \quad (2-12)$$

(with $\beta = 1$ for γ -rays), and is a function of time and energy.

iii) Source functions : the cross-sections

It is through the source functions appearing on the r.h.s. of eq. (2-2) that the transport equations for the various particles are coupled. Indeed, starting with the original source function for CCR α -particles given by eq. (1-1), which is a time-dependent function times an energy-dependent function, the CCR flux will give (high-energy part of the spectrum ; essentially protons) a γ -ray source function and (low-energy part of the spectrum ; α -particles) a source function for the light nuclei ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ (2),

(2) ${}^7\text{Be}$, decaying into ${}^7\text{Li}$ after 53 days, is here considered as ${}^7\text{Li}$ (see also the caption to fig. 4)

both with the same property. The time dependence will be found in the next section ; let us focus now on the energy dependence.

For γ -rays, as mentioned earlier, the π^0 -decay source differential γ -ray spectrum $G_g(E_\gamma)$ ($\text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$) for a total energy cosmic-ray spectrum has been studied in detail by Stecker (1971b). According to subsequent theoretical works by Cavallo and Gould (1971) and Stecker (1973b), $G_g(E_\gamma)$ could be higher by a factor of 1.3 to 1.5.

On the other hand, there remains considerable uncertainties on the high-energy (≥ 100 MeV/n) part of the $\alpha + \alpha \rightarrow \ell$ cross-sections σ_ℓ ($\ell = 6$ or 7 for ${}^6\text{Li}$ or ${}^7\text{Li}$ respectively). The known (i.e. calculated by detailed balance considerations of the inverse reaction, or measured) part of these cross-sections is represented on fig. 4, adapted from Kozlovsky and Ramaty (1974) for ${}^6\text{Li}$ and King et al. (1975) for ${}^7\text{Li}$, and improved with respect to Mitler (1972). and to Meneguzzi et al. (1971). It seems reasonable to assume that these cross-sections decrease with increasing energy, since the probability of "sticking" together two α -particles decreases with increasing relative momenta. However, one cannot estimate reliably at present how fast is such a decrease because of the small number of nucleons involved in the reactions. To evaluate the uncertainty on our results due to this, we have taken (as an upper limit)

$$\sigma_6 = \sigma_7 = 1 \text{ mb} \quad ; \quad E \geq 100 \text{ MeV/n} \quad . \quad (2-13)$$

Also, as suggested by some experimental results on (α, pn) reactions (Mulli  and Gauvin 1971 ; see Meneguzzi et al. 1971 for details), we take

$$\sigma_6 = \sigma_7 = \left(\frac{E}{100} \right)^{-2} \text{ mb} \quad , \quad E \geq 100 \text{ MeV/n} \quad . \quad (2-14)$$

This behaviour is also suggested by the cross-section for the pick-up reaction $p + \alpha \rightarrow d + {}^3\text{He}$ (Meyer 1972). The σ_7/σ_6 ratio at high energy ($\equiv \Sigma$) will be varied as well, and it will be shown in §V that Σ is a determining factor for the final ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

III. APPLICATION TO THE γ -RAY BACKGROUND
AND TO LITHIUM PRODUCTION

In this section, the basic equations are derived that allow to find the γ -ray background spectrum and the abundances of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$, starting from a CCR burst of protons and α -particles at z_s (see Appendix A for details).

a) The source function for CCR α -particles

As explained in § I,b, we assume that the cosmic-ray α -particle injection spectrum $\varphi_\alpha(E)$ is :

$$\varphi_\alpha(E) = K_\alpha (E + E_0)^{-\Gamma} \quad , \quad (3-1)$$

with $\Gamma=2.6$, $K_\alpha = 12.5 K_{\alpha p}$ if $\varphi_\alpha(E)$ is expressed in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{GeV/n}^{-1}$; at Earth, $K_{\alpha p} \equiv \alpha/p=0.1$ at $\sim 1 \text{ GeV/n}$. $K_{\alpha p}$ varies with energy, but since 0.1 is the big-bang value, and also the value at Earth within a factor of ~ 2 (Webber and Lezniak 1974), we shall take $K_{\alpha p}=0.1$ in what follows. Let F_γ be some normalization factor, to be determined later. From eq. (1-1) it is straightforward to show that the source function for CCR α -particles in a comoving unit volume $Q_{\alpha S,H}(E,z)$ in $\text{s}^{-1} \text{GeV/n}^{-1}$ can be expressed as :

$$Q_{\alpha S,H}(E,z) = F_\gamma \frac{K_\alpha}{n_{H,0}} (E+E_0)^{-\Gamma} \frac{1}{c\beta} \frac{dz}{dt} \delta(z-z_s). \quad (3-2)$$

The flux $\Phi_{\alpha,H}(E,z)$ of α -particles in a comoving unit

volume is :

$$\Phi_{\alpha,H}(E,z) = c\beta N_{\alpha,H}(E,z) \quad , \quad (3-3)$$

where $N_{\alpha,H}(E,z)$, defined in eq. (2-1), is given by eq. (A-9).

b) The CCR α -particle flux

From eqs (3-3) and (A-9) , knowing from eq. (3-2) the expression of the source function $Q_{\alpha S,H}(E,z)$, one readily derives :

$$\Phi_{\alpha,H}(E,z) = F_{\gamma} \varphi_{\alpha,H}(E) \frac{\beta}{\beta'_S} \left(\frac{E'_S + E_0}{E + E_0} \right)^{-\Gamma} \frac{B_{\alpha}(E'_S)}{B_{\alpha}(E)} e^{-\xi_{\alpha}(E, E'_S, z)} Y(z_S - z), \quad (3-4)$$

where $\beta'_S \equiv \beta(E'_S)$ is the injection velocity at z_S , Y is the step function and ξ_{α} is a destruction term (eq. A-10). Note that $B_{\alpha}(E'_S)$ may correspond to a different process than $B_{\alpha}(E)$. The transition from one process to the other takes place essentially through E'_S . Eq.(3-4) can be easily adapted to any kind of source energy spectrum $\varphi_{\alpha}(E)$.

Since at the relativistic energies required for γ -ray production by protons via π^0 -decay, expansion is always the dominating energy loss process, the flux of corresponding α -particles is :

$$\Phi_{\alpha,H}(E,z) \approx F_{\gamma} \varphi_{\alpha,H}(E) \left(\frac{1+z}{1+z_S} \right)^{\Gamma-1} Y(z_S - z) \quad (E \gg E_0) \quad . \quad (3-5)$$

This relation was already arrived at by Stecker (1971b), but the derivation presented here is more rigorous and general. In eq. (3-5), we have not taken destruction into account since α -particles play only a minor role in the γ -ray production.

On the contrary, lithium production takes place essentially at low energies ($\lesssim 100$ MeV/n) (see fig.4), where ionization losses dominates, at least at high redshifts, and where destruction has to be taken into account.

The resulting flux $\phi_{\alpha}(E, z)$ is shown on fig. 5, for $q_0 = 0.5$ and $z_s = 100$. The low-energy flux is cut down by a factor of ~ 3 , due to destruction from z_s to 0 (now). However, as will be shown (Montmerle 1977a), lithium is produced mainly at high redshifts, so that the abundance reduction due to the destruction term in the α -particle flux is in fact smaller.

The change in the energy-loss process (from ionization to expansion as the energy increases) takes place at the same energy E_b than for E'_s (see fig. 6). For smaller and smaller values of q_0 (i.e. of the density of the universe), the ionization losses dominate at lower and lower energies.

c) The γ -ray background spectrum

Let $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma}, E)$ be the cross-section for the production of a γ -ray of energy E_{γ} via π^0 decay (including

multiplicity in pion production) by cosmic-rays of energy E per nucleon (see Stecker 1971b, 1973b). The corresponding source function for γ -rays with respect to the CCR α -particle flux (assuming a constant factor $K_{\alpha p}$ at relativistic energies, between Φ_p which produces γ -rays and Φ_α which produces light nuclei), in a comoving volume (in $s^{-1} \text{GeV}^{-1}$) will be :

$$Q_{\alpha\gamma, H}(E_\gamma, z) = K_{\alpha p} \int_0^\infty \sigma_\gamma(E, E_\gamma) n_H(z) \Phi_{\alpha, H}(E, z) dE. \quad (3-6)$$

It has been shown (eq. 3-5), that, at the energies of interest for γ -ray production, $\Phi_{\alpha, H}(E, z)$ is the product of an energy dependent function $\varphi_{\alpha, H}(E)$ by a redshift dependent function. Hence, by writing

$$G_g(E_\gamma) \equiv K_{\alpha p} \int_0^\infty \sigma_\gamma(E, E_\gamma) \varphi_{\alpha, H}(E) dE, \quad (3-7)$$

one has, with eq. (3-5) :

$$Q_{\alpha\gamma, H}(E_\gamma, z) \approx 4\pi F_\gamma G_g(E_\gamma) \left(\frac{1+z}{1+z_s} \right)^{\Gamma-1} (1+z)^3 Y(z-z_s). \quad (3-8)$$

The \approx sign is used in eq. (3-8) because some approximations were made: the use of Stecker's source function $G_g(E_\gamma)$ does not take into account rigorously that the γ -ray producing cosmic-rays are not fully relativistic (peaked at ~ 3 GeV), hence that eq. (3-5) is not rigorously

valid ; destruction of α -particles has not been taken into account at high energy (see also the caption to fig 5). By writing

$$\langle \sigma_{\gamma} \phi_{\alpha, H}(E, z) \rangle \equiv \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{\gamma}(E, E_{\gamma}) \phi_{\alpha, H}(E, z) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_{\gamma}(E, E_{\gamma}) dE}, \quad (3-9)$$

one could, to obtain a higher degree of precision without doing Stecker's (1971b) work again from scratch, write eq. (3-8) in the form

$$Q_{\alpha\gamma, H}(E, z) = 4\pi G_g(E_{\gamma}) \frac{\langle \sigma_{\gamma} \phi_{\alpha, H}(E, z) \rangle}{\langle \sigma_{\gamma} \phi_{\alpha, H}(E) \rangle}. \quad (3-10)$$

However, in view of the observational uncertainties of the γ -ray background, we have used the simpler expression (3-8) instead of eq. (3-10) in what follows.

In a comoving volume, the number of γ -rays of energy E_{γ} per energy interval with respect to hydrogen (in GeV^{-1}) at redshift z is, by eq. (A-9)

$$N_{\gamma, H}(E, z) = F_{\gamma} \int_{E_{\gamma}}^{E_{\gamma}} \frac{1+z}{1+z} \frac{dE' Q_{\alpha\gamma, H}(E'_{\gamma}, z^*_{\gamma}) e^{-\xi_{\gamma}}}{|b_E(E'_{\gamma}, z^*_{\gamma})|}, \quad (3-11)$$

with $Q_{\alpha\gamma, H}(E, z) \equiv Q_{\alpha\gamma, H}(E, z) / F_{\gamma}$, and taking into account that expansion is the only energy-loss process for γ -rays.

The destruction (i.e. absorption) lifetime of γ -rays $T_{D\gamma}$, is given by :

$$T_{D\gamma}^{-1} = \sigma_{D\gamma} n_{H,O} c (1+z)^3 \quad (3-12)$$

The corresponding destruction function $\xi_{\gamma}(E_{\gamma}, E'_{\gamma}, z)$ (see eq. A-9) is readily shown to be, with a constant cross-section $\sigma_{D\gamma}$ (see § II, c) :

$$\xi_{\gamma}(E_{\gamma}, E'_{\gamma}, z) = \frac{\sigma_{D\gamma} n_{H,O} c}{H_0} \int_z^{(1+z)E'_{\gamma}/E_{\gamma} - 1} \frac{dz' (1+z')}{(1+2q_0 z')^{1/2}} \quad (3-13)$$

At Earth (i.e. at $z = 0$, where the γ -rays are observable), one has :

$$\xi_{\gamma}(E_{\gamma}, E'_{\gamma}, 0) = \frac{\sigma_{D\gamma} n_{H,O} c}{H_0 3q_0^2} \left[(q_0 z' + 3q_0 - 1) (1+2q_0 z')^{1/2} - (3q_0 - 1) \right], \quad (3-14)$$

with $z' = E'_{\gamma}/E_{\gamma} - 1$.

If $z' = z_s$, one recovers the Gunn and Peterson (1965) formula (see also Stecker 1971b), which gives the opacity $\xi_{\gamma,s} = \tau_{\gamma,s}$ (see eq. 2-11) of the universe to γ -rays such that their absorption cross-section is independent of energy. The absorption of γ -rays is important in practice

only for a high-density universe ($q_0 \lesssim 0.5$).

The theoretical γ -ray background spectrum $I_\pi(E_\gamma)$ due to π^0 -decay as observed on Earth is then (in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}$) :

$$I_\pi(E_\gamma) = \frac{c}{4\pi} n_{H,O} \mathcal{N}_{\gamma,H}(E_\gamma, 0) F_\gamma, \quad (3-15)$$

where $\mathcal{N}_{\gamma,H}(E, z) \equiv N_{\gamma,H}(E, z)/F_\gamma$.

In eq. (3-15), the normalization factor F_γ has been made explicit : by comparing with observations at a given normalization energy (to be discussed in Montmerle 1977a), one can find the "absolute" CCR flux intensity, thus allowing to evaluate quantitatively the various effects to be expected and mentioned in § I,c. In particular, normalization to the γ -ray background spectrum will allow to derive an "absolute" value for the lithium abundance, as shown in the next section.

Note that, except for absorption effects (eq. 3-13), the shape of the theoretical γ -ray background is independent of the density $n_{H,O}$ (i.e. of q_0). This means, in particular, that this shape allows to determine z_s , independently of q_0 , at least in principle. Absorption effects will be appreciable only in a high-density universe and at high redshifts, i.e. at low γ -ray background energies. Also, if $I_\pi(E_\gamma)$ is given, the CCR flux intensity is $\propto 1/n_{H,O}$, hence increases with decreasing values of q_0 .

Note also that, by making in eq. (3-11) the change of variable $E_{\gamma} = E'_{\gamma} (1+z)/(1+z')$, and by integrating over z' instead of E' , and with an appropriate definition of the normalization factor F'_{γ} :

$$F'_{\gamma} \text{ (Stecker)} = F_{\gamma} \text{ (this work)} \times (1+z_s)^{1-\Gamma} , \quad (3-16)$$

one recovers the formula given by Stecker (1971b) for $I_{\pi}(E_{\gamma})$. Stecker's normalization factor is physically the ratio $\Phi_{\alpha}(E,0)/\varphi_{\alpha}(E)$ i.e. the ratio of the CCR flux intensity now (in intergalactic space) to the GCR flux intensity for $E \sim 3$ GeV/n. It will be shown elsewhere that F_{γ} is in fact of the same order as the ratio (CCR energy density)/(energy density of blackbody radiation) at z_s .

Now the observed X-ray background spectrum, from ~ 40 KeV to ~ 1 MeV can be represented by a power-law. Whatever the mechanism responsible for this spectrum, we admit that it contributes a component also in the γ -ray range, written as :

$$I_X(E_{\gamma}) = 10^{-2} (E_{\gamma}/1 \text{ MeV})^{-2.3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \quad (3-17)$$

(see e.g. Fichtel et al. 1975). The γ -ray background spectrum $I_{\gamma}(E_{\gamma})$ is consequently given by

$$I_{\gamma}(E_{\gamma}) = I_{\pi}(E_{\gamma}) + I_X(E_{\gamma}) \quad (3-18)$$

d) The lithium abundance

Let $\sigma_{\alpha\alpha\rightarrow\ell}(E, E')$ ($\ell = 6$ or 7) be the cross-section for the production of a light nuclei of energy E by an α -particle of energy E' colliding with a He nucleus at rest. As in Meneguzzi et al. (1971), since the light nuclei move at about one half the velocity of the incident α -particles, one has $\sigma_{\alpha\alpha\rightarrow\ell}(E, E') = \sigma_{\ell}(E') \delta(E - E'/4)$. The cross-sections $\sigma_{\ell}(E')$ have been discussed in § II, b.

The source function in a comoving volume for the production of light nuclei ℓ of energy E at z is

$$Q_{\alpha\ell, H}(E, z) = \int_0^{\infty} \sigma_{\alpha\alpha\rightarrow\ell}(E, E') n_{\text{He}}(z) \phi_{\alpha, H}(E', z) dE'. \quad (3-19)$$

Setting

$$Q_{\alpha\ell, H}^1(E, z) = \sigma_{\ell}(E) n_{\text{He}, 0} (1+z)^3 \phi_{\alpha, H}(E, z), \quad (3-20)$$

one finds, from eq. (A-19) :

$$N_{\ell, H}(E, z) = \int_{4E}^{4E_s^1} \frac{dE' Q_{\alpha\ell, H}^1(E', z^*1) e^{-\xi_{\ell}^1(E, E', z)}}{|b(E, z^*1)|} \quad (3-21)$$

Also :

$$z^{*1} = z (E, E'/4, z) \quad , \quad (3-22a)$$

$$\xi_{\ell}^1(E, E', z) = \int_E^{E'/4} \frac{dE''}{|b(E, z^{*''})| T_D(E, z^{*''})} \quad (3-22b)$$

(see eq. A-10), and

$$E_S^1(E, z, z_S) = E'_S (4E, z, z_S) \quad (3-22c)$$

At some redshift z , the abundance by number of light nuclei with respect to gaseous hydrogen $n_{\ell, H}(z)$ is given by the amount of particles being slowed down to energies less than ~ 1 MeV (i.e. below any nuclear reaction threshold) and subsequently thermalized (for details, see Meneguzzi et al. 1971), that is :

$$n_{\ell, H}(z) = \int_{z_S}^z b(1 \text{ MeV}, z') N_{\ell, H}(1 \text{ MeV}, z') \frac{dt}{dz'} dz' \quad (3-23)$$

Since lithium is observed now in the Galaxy, the relevant redshift z in eq. (3-23) is the one corresponding to the beginning of galaxy formation, z_g , when the AGC density becomes constant. Essentially because of the rapid time-variation of the CCR low-energy α -particle flux (see fig. 5), and of the AGC density, the bulk of lithium nuclei is produced at high redshifts, and also thermalized then because of the high matter densities. Hence, provided $z_g \ll z_S$ (which is likely if z_S is greater than ~ 40 , say), the light nuclei

abundance ℓ/H to be compared with observations is :

$$\ell/H \approx n_{\ell,H} (0) \quad . \quad (3-24)$$

Numerical results (Montmerle 1977a) show that this is indeed a good approximation.

e) Extension of the theoretical results

The preceding formalism can be extended in a straightforward manner to couple other phenomena that arise as a result of the interaction of different parts of the CCR spectrum with the ambient medium. It will be used in future papers to test other observational constraint on the CCR hypothesis (see § I,c). On the other hand, since the universal expansion is adiabatic, much of this formalism is also relevant, for instance, to the adiabatic phase of the expansion of a supernova remnant (with a suitable adaptation of the variables).

In the next paper (Montmerle 1977a), the results obtained through eqs. (3-15) and (3-18) on the γ -ray background spectrum, and through eq. (3-24) on the lithium abundance, will be presented and discussed. The presentation will be preceded by a discussion of the present status of the relevant observations.

ACKNOWLEDGEMENTS

I benefited from numerous discussions with Hubert Reeves (who suggested the problem), and helpful comments by Catherine Cesarsky, Charlie Ryter and Maurice Meneguzzi. Useful conversations with Floyd Stecker and Igor Novikov, and a critical reading of the manuscript by Jean-Paul Meyer are gratefully acknowledged.

Also, I thank Georges Michaud and the staff of the Département de Physique (Université de Montréal) for their kind hospitality. Early stages of this research were partially supported by grants from Le Conseil National de Recherches du Canada and Le Ministère de l'Éducation du Québec.

APPENDIX A

Resolution of the transport equation

The general transport equation has been solved analytically for relativistic particles in some particular cases by Wilson (1975). We derive here for the case at hand (eq. 2-2) a simpler solution valid also for nonrelativistic particles. For simplicity of exposition, destruction is deferred until the end of this §. Eq. (2-2) then reads :

$$\frac{\partial N_{,H}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} (bN_{,H}) = Q_{,H}(E,t) \quad , \quad (A-1)$$

where $b \equiv (\partial E/\partial t)$ represents the energy losses and $Q_{,H}(E,t)$ is the source function. More adapted to cosmological problems is the expression of eq. (A-1) taking the

redshift z as the time variable :

$$\frac{\partial N_{,H}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial E} (\bar{b} N_{,H}) = \bar{Q}_{,H} (E, z) , \quad (A-2)$$

in which quantities of the form \bar{X} stand for $X(E, z) dt/dz$.

(Note that, because $dt/dz < 0$, $\bar{b} > 0$ and $\bar{Q}_{,H} < 0$.) Eq. (2-6) gives dt/dz .

For given z and E , to each E' corresponds some z^* :

$$z^* \equiv z^* (E, E', z) , \quad (A-3)$$

verifying $z^* (E, E, z) = z$. In other words, the energy E at redshift z was the energy E' at redshift z^* , due to energy losses between z^* and z . Thus the Green's function $G(E, z | E', z')$ associated to eq. (A-2) can be written as :

$$G(E, z | E', z') = g(E, E', z) \delta (z' - z^*) . \quad (A-4)$$

It is readily shown that, for a given energy-loss function $b(E, z)$, one can find $z^*(E, E', z)$ by integrating

$$\frac{\partial z^*}{\partial E} = - \frac{1}{\bar{b}(E, z)} \frac{\partial z^*}{\partial z} . \quad (A-5)$$

In practice, this is not difficult only if $\bar{b}(E, z)$ splits into a product of a function of E by a function of z .

One also finds :

$$g(E, E', z) = - 1 / \bar{b} (E, z^*) , \quad (A-6)$$

but this equation is valid only if, here also, $\bar{b}(E, z^*)$ splits into a function of E times a function of z^* . This is why it is a convenient approximation to take $b = b_E$ or $b = b_{I, \ell}$ i.e.

$$b = \sup (b_E, b_{I, \ell}) \quad , \quad (A-7)$$

(see § II,c). It has been checked that this approximation affects the final results by less than 1%. For our purpose, finally (noting that $\bar{Q}_{,H}/\bar{b} = Q_{,H}/b$), the solution to eq. (A-2) will be written as :

$$N_{,H}(E, z) = \int_E^\infty \frac{dE' Q_{,H}(E', z^*) e^{-\xi(E, E', z)}}{|b(E, z^*)|} \quad , \quad (A-8)$$

when one takes the destruction term $\exp - \xi(E, E', z)$ into account, with

$$\xi(E, E', z) \equiv \int_E^{E'} \frac{dE''}{|b(E'', z^{*''})| T_D(E'', z^{*''})} \quad , \quad (A-9)$$

$z^{*''}$ denoting $z^*(E, E'', z)$.

Note that eqs (A-8) and (A-9) involve an integration on all energies greater than a given energy E. But of course, it would be possible to integrate over all redshifts greater than a given z, because there is a duality between time (i.e. redshift) and energy, through energy losses (see also eq. A-3). However, for light nuclei it is more convenient in practice to integrate over energies ; it is equally convenient for γ -rays, if possibly unusual.

Of course, if the dominating energy-loss function changes at some energy $E_b > E$, the integrals appearing in eqs (A-8) and (A-9) split into two parts (integration from E to E_b , and from E_b to ∞), each featuring the relevant z^* and $b(E, z^*)$. This is implicitly understood when referring to eqs (A-8) and (A-9), when b and z^* appear without subscript (for details, see Montmerle 1977b).

When there is no CCR light nuclei flux before z_s (i.e. for $z > z_s$), the energy E at z comes from an injection energy $E'_s(E, z, z_s)$ at z_s , which can be found by inverting the equation :

$$z^*(E, E'_s, z) = z_s \quad (A-10)$$

Now from eqs (2-3) to (2-5) (ionization) and (2-7) to (2-9) (expansion), after some simple algebra one finds that $z^*_{I,l}$ and z^*_E corresponding to these processes are given respectively by :

$$\left[(q_0 z^*_{I,l} + 3q_0 - 1) (1 + 2q_0 z^*_{I,l})^{1/2} - (q_0 z + 3q_0 - 1) (1 + 2q_0 z)^{1/2} \right] / (3q_0^2) = H_0 \theta_{I,l} \quad (A-11)$$

with

$$\theta_{I,l} = \int_E^{E'} \frac{dE''}{B_{I,l}(E'')} \quad (A-12)$$

and

$$1 + z_E^* = (1 + z) \left[\frac{E'}{E} \frac{E' + 2E_0}{E + 2E_0} \right]^{1/2}, \quad (A-13)$$

with $E_0 = 0$ in case of γ -rays (usual redshift formula). Note that, contrary to the ionization case (eqs. A-11 and A-12), the expansion case (eq. A-13) does not depend on q_0 , hence on the density of the universe. Note also that, for $E' \ll E_0$, the redshift formula (A-13) depends on $(E'/E)^{1/2}$, not on E'/E as usual.

Correspondingly, from eq. (A-10), $E_{s,I\ell}$ and $E_{s,E}$ are given by :

$$H_0 \int_E^{E'_{s,I\ell}} \frac{dE''}{B_{I,\ell}(E'')} - \frac{1}{3q_0^2} \left[(q_0 z_s + 3q_0 - 1) (1 + 2q_0 z_s)^{1/2} - (q_0 z + 3q_0 - 1) (1 + 2q_0 z)^{1/2} \right] = 0, \quad (A-14)$$

and

$$E'_{s,E} = - E_0 + \left[E_0^2 + \left(\frac{1+z_s}{1+z} \right)^2 E(E+2E_0) \right]^{1/2}. \quad (A-15)$$

The solution to eqs (A-11) and (A-14) can be found only numerically. Eqs (A-11) to (A-15) are used selectively according to the dominating energy-loss process.

Since z^* depends on three variables, it is hardly depictable in a two-dimensional figure ; we have preferred instead to illustrate the injection energy E'_s as a function of E and z (fig. A-6) in the case where ionization competes most with expansion, i.e. for $q_0 = 0.5$. We have also taken $z_s = 100$, since a CCR model with such a value of z_s is typical of the γ -ray background (Stecker 1971a ; see also Montmerle 1977a).

REFERENCES

ALY J.J. 1977, Thesis

ARONS J. 1971, Ap. J. 164, 457

AUDOUZE J., LEQUEUX J., REEVES H., VIGROUX L. 1976, Ap. J. 208, L51

AUDOUZE J., TINSLEY B.M. 1974, Ap. J. 192, 487

BEAUDET G., GORET P. 1976, Astron. Astroph. 49, 415

BENNETT K., BIGNAMI G.F., BOELLA G., BUCCHERI R., BURGER J.J.,
CUCCIA A., HERMSEN W., HIGDON J., KANBACH G.,
KOCH L., LICHTI G.G., MASNOU J., MAYER-HASSELWANDER
H.A., PAUL J.A., SCARSI L., SHUKLA P.G., SWANENBURG
B.N., TAYLOR B.G., WILLS R.D. 1976, in The structure
and content of the Galaxy and galactic gamma-rays,
preprint NASA X-662-76-154, p. 39

BOESGAARD A.M. 1976, Pub. Astr. Soc. Pacific, 88, 353

BRECHER K., BURBIDGE G. 1972, Ap. J. 174, 253

CAVALLO G., GOULD R. 1971, N. Cim. Ser 2, 2B, 77

CLARK G., GARMIRE G.P., KRAUSHAAR W.L. 1969, Ap. J. 153, L 203

COMBES F., FASSI-FEHRI O., LEROY B. 1975, Astr. & Sp. Sci.
37, 151

DAMLE S.V., DANIEL R.R., LAVAKARE P.J., 1976, preprint

DE YOUNG D.S. 1976, Ann. Rev. of Astr. and Astroph. 14, 447

DODDS D., STRONG A.W., WOLFENDALE A.W. 1975, M.N.R.A.S. 171, 569

DYER C.S., TROMBKA J.I., METZGER A.E., SELTZER S.M., BIELEFELD
M.J., EVANS L.G. 1975, Proc. 14th Int. Conf. on
Cosmic-Rays, (Munich), OG-1, 2

- EPHERRE M., GAFFET B., MEYER J.P., REEVES H. 1974, Ann. Rev. of Astron. and Astroph. 12, 464
- FICHTEL C.E., HARTMAN R.C., KNIFFEN D.A., THOMPSON D.J., BIGNAMI G.F., ÖGELMAN H., ÖZEL M.E., TÜMER T. 1975, Ap. J. 198, 163
- GINZBURG V.L. 1972, Nature Phys. Sci 239, 8
- GINZBURG V.L., SYROVATSKII S.I. 1964, The Origin of Cosmic Rays (Pergamon Press, New-York)
- GUNN J.E., PETERSON J.A. 1965, Ap. J. 142, 1633
- GUNN J.E., TINSLEY B.M. 1975, Nature 257, 454
- HILLAS V. 1975, Phys. Rep. 20C, 61
- KING C.H., ROSSNER H.H., AUSTIN S.M., CHIEN W.S., MATHEWS G.J., VIOLA V.E., CLARK R.G. 1975, Phys. Rev. Lett. 35, 988
- KNIFFEN D.A., FICHTEL C.E., THOMPSON D.J. 1976, in The structure and content of the Galaxy and galactic gamma-rays, preprint NASA X-662-76-154, p. 341
- KOZLOVSKY B., RAMATY R. 1974, Astron. Astroph 34, 477
- LANDAU L., LIFSHITZ E. 1966, Théorie du champ (Mir, Moscow), p. 462
- MENEGUZZI M., AUDOUZE J., REEVES H. 1971, Astron. Astroph. 15, 337
- MEYER J.P. 1972, Astron. Astroph. Suppl. 7, 417
- MISNER C.W., THORNE K.S., WHEELER J.A. 1973, Gravitation (W.H. Freeman, San Francisco), p. 388
- MITLER H.E. 1972, Astr. & Sp. Sci. 17, 186

- MONTMERLE T. 1975, Ap. J. 197, 285
- MONTMERLE T. 1976, presented at the Fifth European Cosmic Ray Conference, Leeds, England, Sept. 14 th - 17 th.
- MONTMERLE T. 1977a, preprint
- MONTMERLE T. 1977b, Thesis
- MULLIÉ M., GAUVIN H. 1971, Thesis, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay
- OMNÈS R. 1972, Phys. Rep. 3C
- PAGE D.N., HAWKING S.W. 1975, Ap. J. 206, 1
- PAUL J., CASSÉ M., CESARSKY C.J. 1976, Ap. J. 207, 62
- PEEBLES P.J.E. 1971, Physical Cosmology (Princeton Series in Physics)
- PUGET, J.L., RYTER C., SERRA G., BIGNAMI G. 1976, Astron. Astroph. 50, 247
- PUGET J.L., STECKER F.W., BREDEKAMP J.H. 1976, Ap. J. 205, 638
- RAMANI A., PUGET J.L. 1976, Astron. Astrophys. 51, 411
- REEVES H. 1974, Ann. Rev. of Astr. and Astroph. 12, 437
- ROCCHIA R., BOCLET D., GAFFET B. 1976, Ap. J. 209, 350
- SANDAGE A. 1961, Ap. J. 134, 916
- SANDAGE A. 1975, Ap. J. 202, 563
- STECKER F.W. 1969, Nature 224, 870
- STECKER F.W. 1971a, Nature 229, 105
- STECKER F.W. 1971b, Cosmic γ -rays, NASA SP-249

- STECKER F.W. 1973a, Nature 241, 74
- STECKER F.W. 1973b, in Gamma-ray Astrophysics (Ed. F.W. STECKER & J.I. TROMBKA), NASA SP-339, p. 211
- STECKER F.W. 1975, Phys. Rev. Lett. 35, 188
- STECKER F.W. 1976, in The structure and content of the Galaxy and Galactic gamma-ray, preprint NASA X-662-76-154, p. 357
- STECKER F.W., PUGET J.L. 1972, Ap. J. 178, 57
- STEIGMAN G. 1976, Ann. Rev. of Astr. and Astroph. 14, 339
- STRONG A.W., WADOWCZYK J., WOLFENDALE A.W. 1973, in Gamma-ray Astrophysics (Ed. F.W. STECKER and J.I. TROMBKA) NASA SP-339, p. 315
- TROMBKA J.I., DYER C.W., EVANS L.G., BIELEFELD M.J., SELTZER S.M., METZGER A.E. 1976, preprint NASA X-682-76-128
- VETTE J.I., GRUBER D., MATTESON J.L., PETERSON L.E. 1969
Proc. I.A.U. Symp. N° 37 (D. Reidel, Dordrecht), p. 315
- VETTE J.I., GRUBER D., MATTESON J.L., PETERSON L.E. 1970,
Ap. J. 160, L161
- WEBBER W.R., LEZNIAK J.A. 1974, Astr. & Sp. Sci 30, 361
- WEINBERG S. 1972, Gravitation and Cosmology (J. Wiley & Sons, New York)
- WILSON A.S. 1975, Astron. & Astroph. 43, 1
- YAHIL A., BEAUDET G. 1976, Ap. J. 206, 26

FIGURE CAPTIONS

- Fig. 1 : Energy-loss functions for CCR α -particles as a function of energy, for $z = 0, 10$ and 100 : expansion (b_E) vs. ionization (b_I). Their intersection, indicated by an open dot, gives the energy $E_\alpha(z)$ such that $b_E = b_I$.
- Fig. 2 : Destruction cross-sections (against protons) for γ -rays (pair-creation ; e.g. Stecker 1971b), and light nuclei (adapted from Meyer 1972 and Epherre et al. 1974).
- Fig. 3 : Amount of matter from now ($z = 0$) up to redshift z , for various values of the deceleration parameter q_0 (from eq.2-11). The dotted lines labeled " α " and " γ " corresponds to "opacity" unity of the universe to CCR α -particles and γ -rays, respectively (63 % of the initial flux destroyed).
- Fig. 4 : Cross-section for the $\alpha + \alpha$ reactions. σ_6 corresponds to the ${}^4\text{He} (\alpha,) {}^6\text{Li}$ reaction (from Kozlovsky and Ramaty 1974) and σ_7 to the ${}^4\text{He} (\alpha, p) {}^7\text{Li} + {}^4\text{He} (\alpha, n)$

${}^7\text{Be}$ reactions (from King et al. 1975).

- Fig. 5 : The CCR α -particle flux as a function of energy for redshifts between 100 and 0, for $z_s = 100$ and $q_0 = 0.5$. The absolute value is normalized to the γ -ray background spectrum, as explained in the text (§ III,c). Continuous lines take destruction into account ; dashed lines do not. Considering that, when ionization dominates, the product bT_D (eq. A-9) is independent of z , hence of z^* , (see text, § II,b), we neglected destruction of the high-energy part of the spectrum and assumed that ionization losses dominated the low-energy part (which is responsible for lithium production) for any z . This saves computing time, since lengthy computations of $z^*(E, E'', z)$ for each E' (see eqs A-8 and A-9) are avoided. For comparison, the dotted line labeled "GCR" is the galactic cosmic-ray spectrum (assumed, at nonrelativistic energies). (The curves have been smoothed out artificially between the marks).

- Fig.6 : CCR α -particles with energy E_α at a given redshift z had an injection energy E'_s at the time of the burst z_s (Eqs. A-14 and A-15). The dominating energy-loss regimes are shown for $q_0 = 0.5$ and $z_s = 100$. (The transition from the ionization - dominated regime to the expansion - dominated regime has been smoothed out artificially between energies such that $b_{I,\alpha} = 2 b_E$ and $b_E = 2b_{I,\alpha}$ for a given z .)

Postal address :

Thierry Montmerle

DPH/EP/ES

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Boîte Postale n° 2

F-91190 Gif-sur-Yvette

France

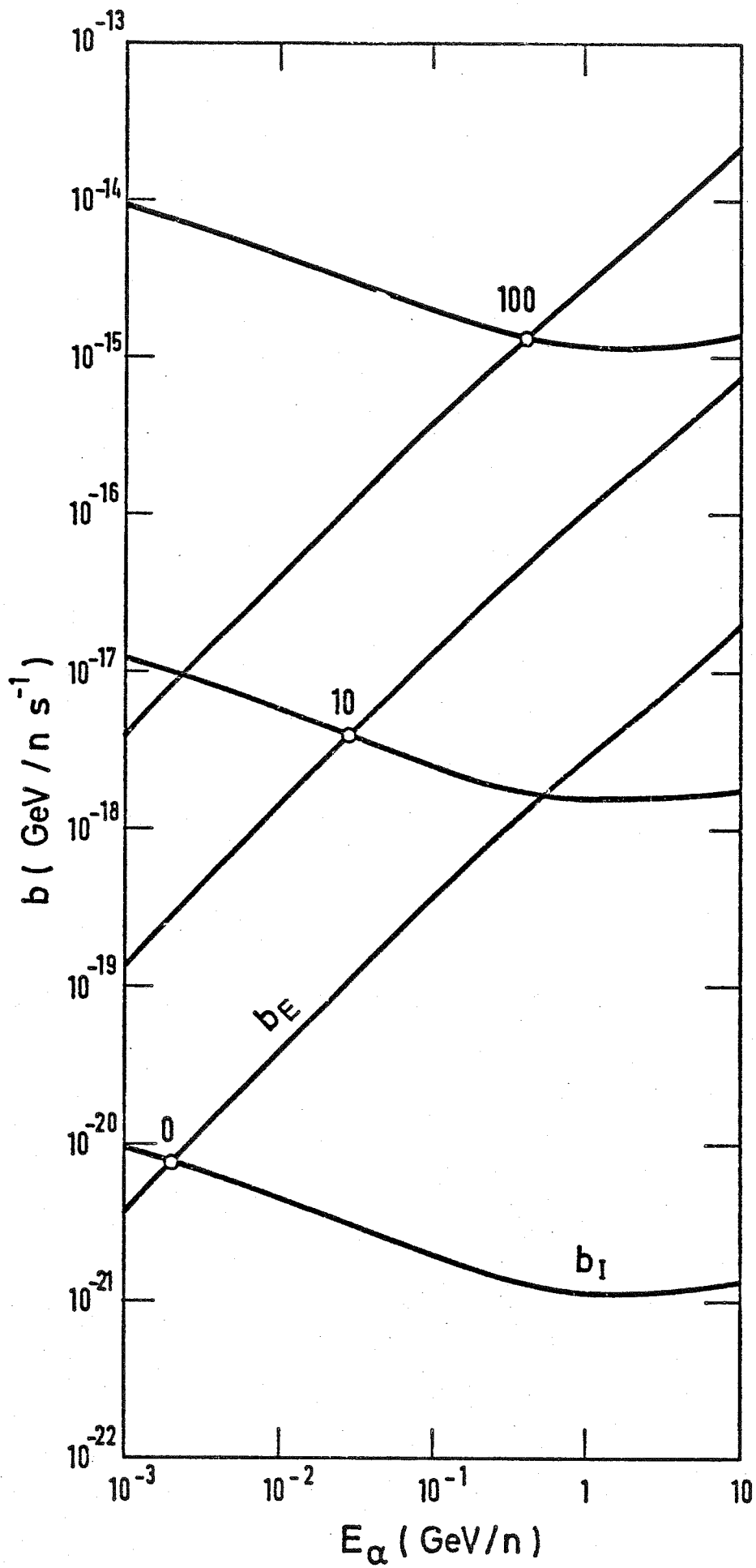


Fig. 1

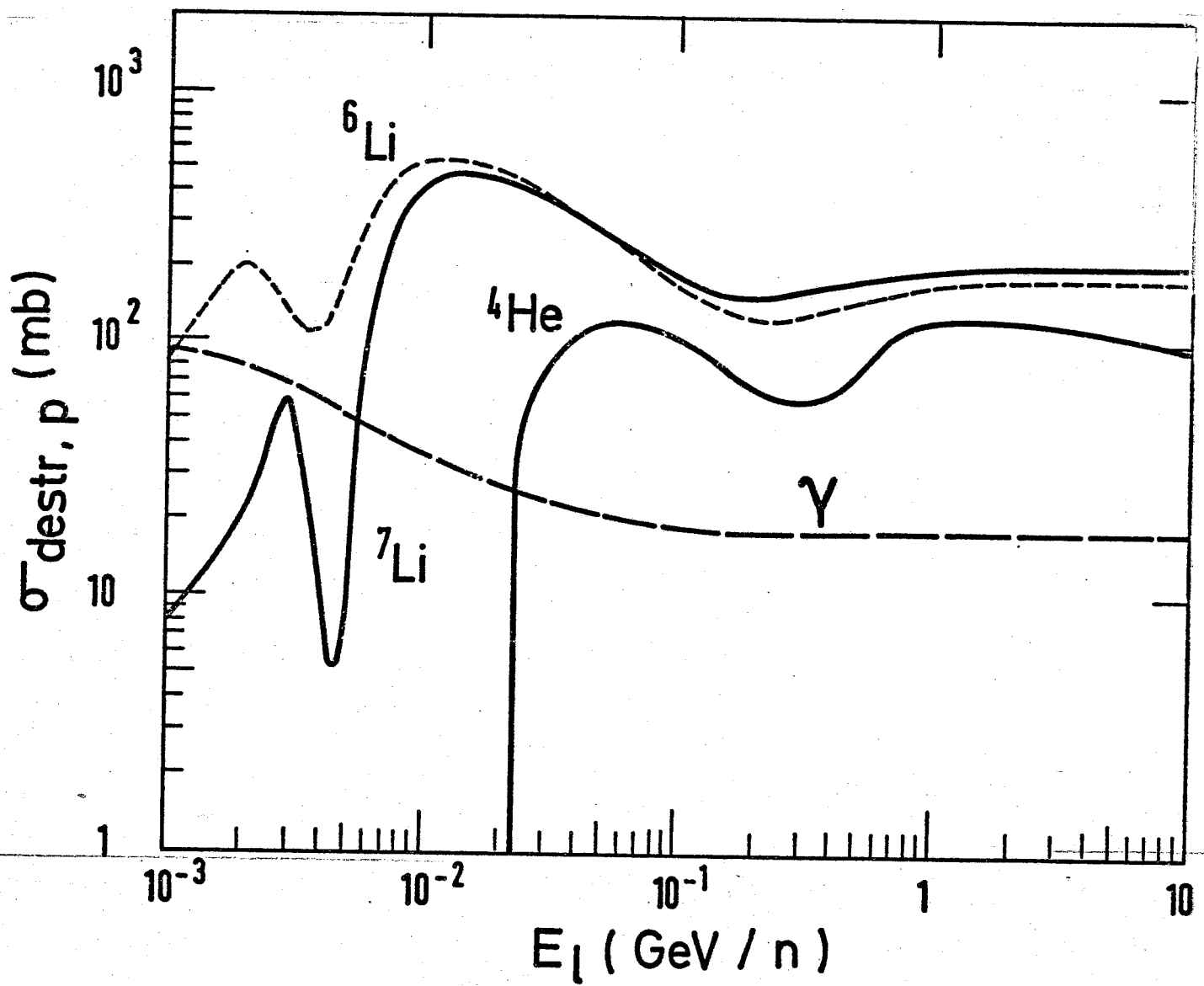


Fig.2

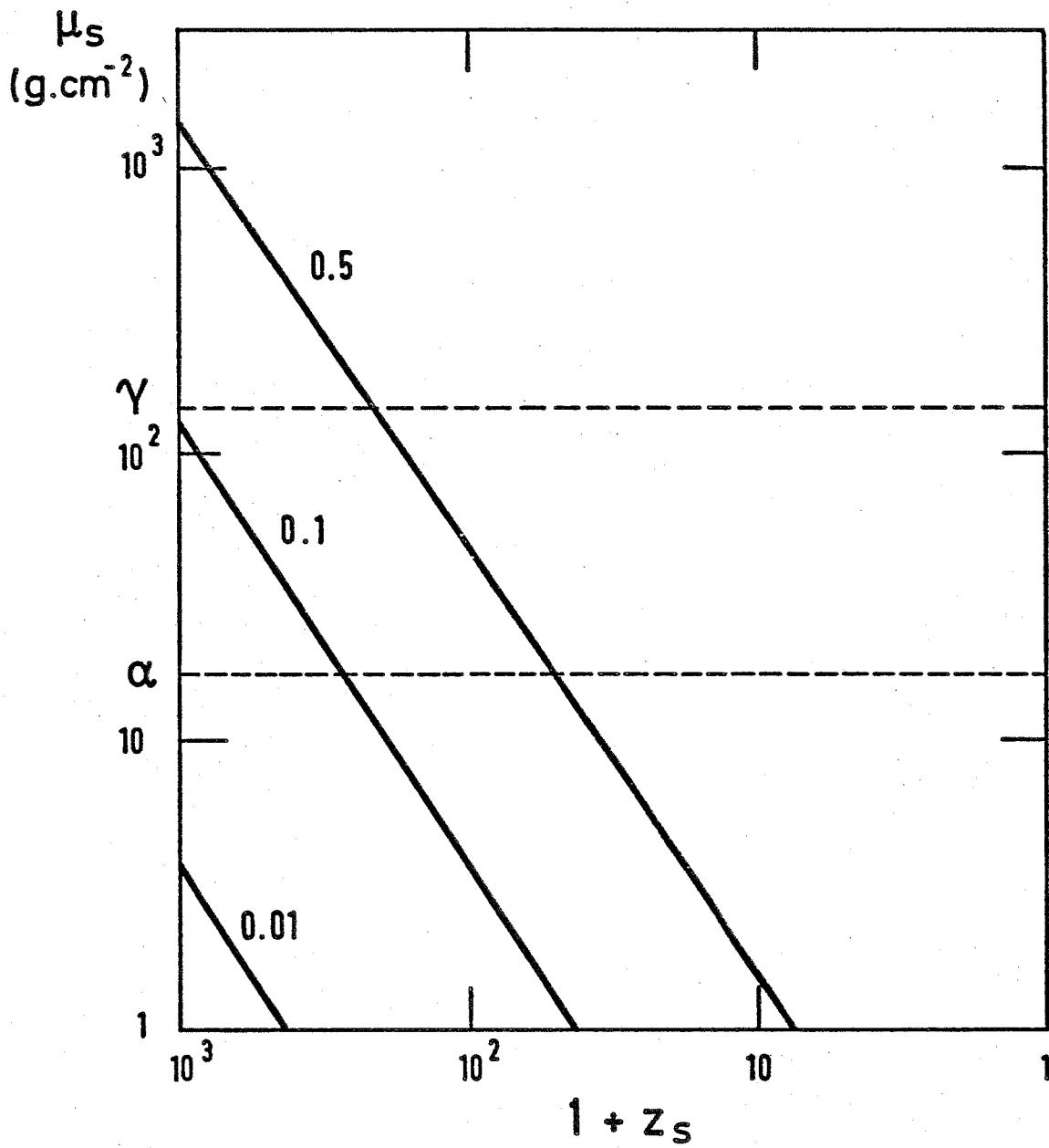


Fig. 3

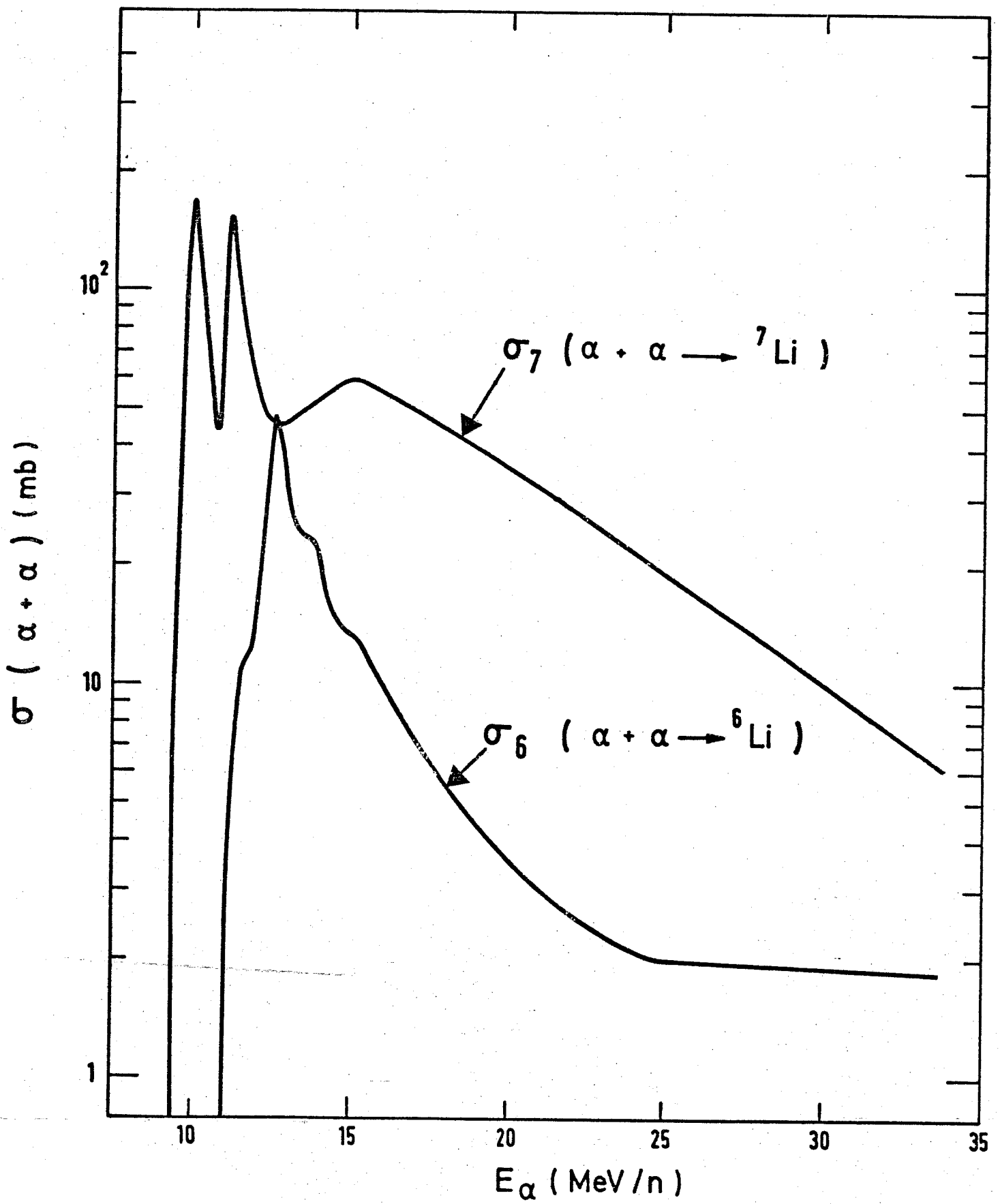


Fig. 4

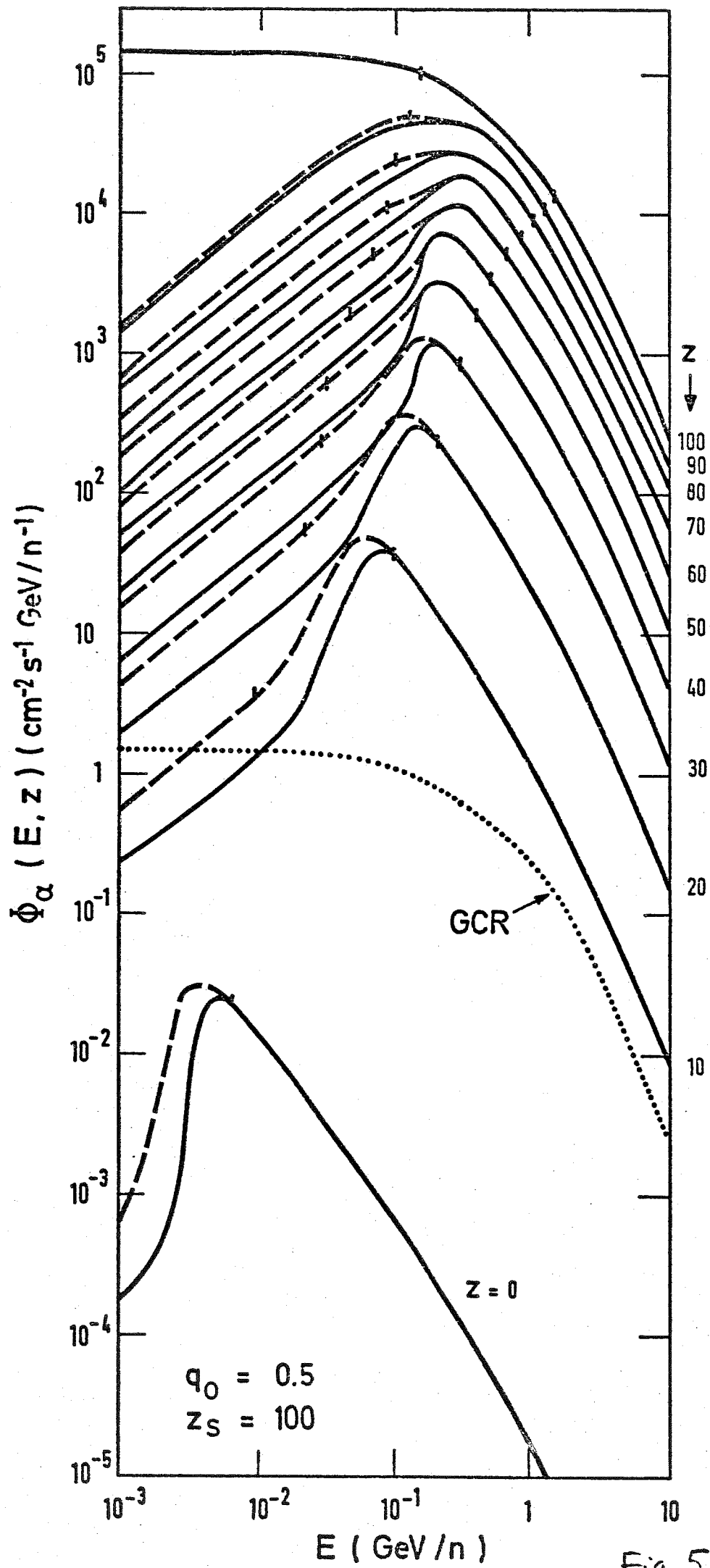


Fig. 5

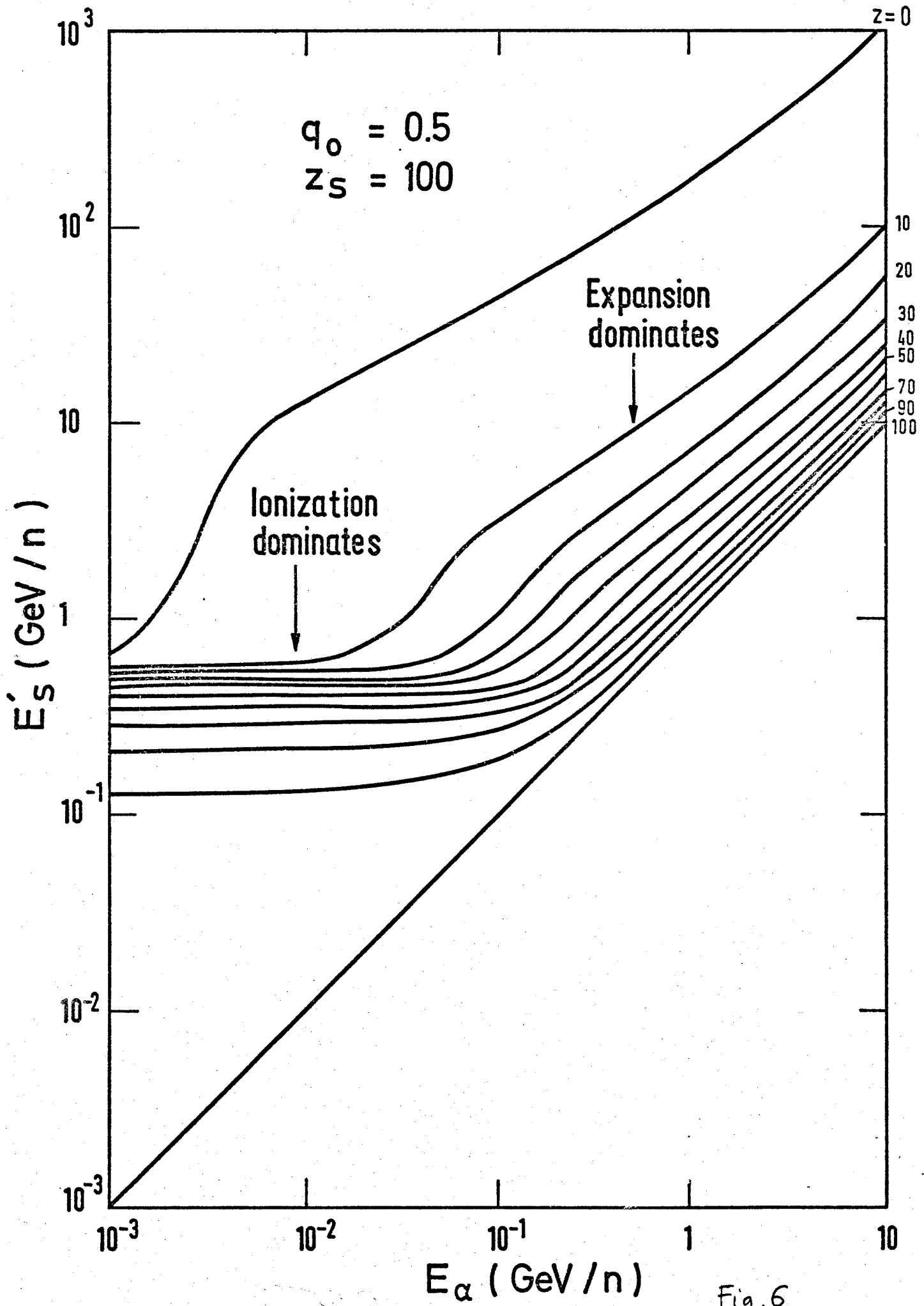


Fig. 6

ON THE POSSIBLE EXISTENCE OF COSMOLOGICAL COSMIC RAYS.

II. THE OBSERVATIONAL CONSTRAINTS SET BY THE γ -RAY
BACKGROUND SPECTRUM AND THE LITHIUM AND
DEUTERIUM ABUNDANCES.

Thierry MONTMERLE

Service d'Electronique Physique

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY, FRANCE (*)

Running title : Cosmological cosmic rays

To be published in The Astrophysical Journal, September 1st, 1977.

* Part of this work was done while the author was at the
Département de Physique, Université de Montréal, Canada.

II. CONTRAINTES OBSERVATIONNELLES IMPOSEES PAR LE SPECTRE DU FOND DIFFUS γ ET LES ABONDANCES DE LITHIUM ET DE DEUTERIUM

Dans l'article précédent, le contexte et le formalisme de la production des éléments légers par le RCC ont été exposés et sont rapidement résumés ici. Les résultats numériques sont présentés et discutés en prenant le spectre du fond du ciel γ de 1 à 100 MeV et l'abondance du lithium comme contraintes sur le flux du RCC. Les paramètres sont le paramètre de décélération q_0 et le décalage vers le rouge universel au moment de l'explosion, z_s .

En normalisant le flux du RCC au spectre γ observé (en tenant compte des incertitudes d'observation), on montre qu'il explique -ou qu'il est compatible avec- la forme du spectre γ , pour un certain intervalle de valeurs de q_0 et de z_s , et l'abondance du ${}^7\text{Li}$. Le rapport ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$, d'autre part, est au mieux un facteur ~ 5 trop petit par rapport à sa valeur observée, mais le résultat dépend sensiblement du comportement des sections efficaces de production du ${}^6\text{Li}$ et du ${}^7\text{Li}$ au-delà de ~ 100 MeV par nucléon.

On cherche des moyens pour réconcilier ces résultats, en particulier en faisant appel à l'astration et en relation avec le problème du deutérium. En conclusion, il n'est pas possible de rejeter l'hypothèse du RCC sur la seule base de ces contraintes observationnelles.

A B S T R A C T

In a previous paper (Montmerle 1977a), the context and framework for the production of light elements and γ -rays by cosmological cosmic rays ("CCR") have been described and are briefly summarized in the present paper. The corresponding numerical results are presented and discussed by taking the 1-100 MeV γ -ray background spectrum and the lithium abundance as observational constraints on the CCR flux. The parameters are the deceleration parameter q_0 and the CCR burst redshift z_s .

By normalization to the observed γ -ray spectrum (taking the present uncertainties on the observations into account), the CCR flux obtained is shown to explain - or to be compatible with- the γ -ray background spectral shape, for a given range of possible (q_0, z_s) values, as well as the ${}^7\text{Li}$ abundance. The ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ isotopic ratio, on the other hand, is at best a factor ~ 5 lower than its observed value, but the result depends strongly on the unknown behaviour of the ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ production cross-sections at energies greater than ~ 100 MeV/n.

Possible ways out of this uncomfortable situation are examined, particularly in relation to stellar processing and to the deuterium problem; it is shown that, at least, it is not possible at the present time to strictly rule out the CCR hypothesis on the basis of these observational constraints only.

Subject headings :

elements : abundances - cosmic-rays : general

gamma rays : general - nuclear reactions - deuterium - lithium

stars : mass-loss - nucleosynthesis.

I. THE COSMOLOGICAL COSMIC RAY HYPOTHESIS

a) The context

The context of the cosmological cosmic ray ("CCR") hypothesis has been extensively discussed in a preceding paper (Montmerle 1977a ; "Paper I" hereafter). Here we shall merely present the salient features of the CCR hypothesis and of the CCR model.

The possible existence of CCR has been suggested (Stecker 1969) as an interpretation of the (1-100 MeV) γ -ray background spectrum, in terms of π^0 -producing interactions at high redshifts (~ 100) of high-energy particles with the ambient matter, followed by π^0 -decay.

Conversely, the γ -ray background can be taken as an indirect evidence of the existence of CCR, a direct evidence being possibly shown only in the future (Montmerle 1975). The purpose of these series of papers is thus to examine independent observational constraints with which the CCR hypothesis may or may not be compatible. (Thus we defer the study of possible CCR sources until it is shown that these observational constraints can be all met successfully.)

These constraints are provided for instance by the interactions of CCR (protons and α -particles, with $\alpha/p=0.1$) with the ambient gaseous component ("AGC"). While the high-energy part of the CCR spectrum produces γ -rays (via π^0 -decay), the low-energy part gives rise to many interactions, in particular to light element production (via the reactions $\alpha + \alpha \rightarrow {}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$, $\alpha+p \rightarrow \text{D}$ and ${}^3\text{He}$, $p + p \rightarrow \text{D}$).

In this context, we examine the constraints set by the observed abundances of ${}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$ and D, in relation with the γ -ray background spectrum. The theoretical framework has been set up in Paper I, and will be briefly described next. We present in what follows the corresponding numerical results.

b) The model

The CCR model is described in Paper I (§ I). In short, the CCR particles are assumed to be born in a burst at some redshift z_s , their injection flux being $\propto (E+E_0)^{-2.6}$. On the other hand, the AGC parameters are the Hubble constant H_0 (taken as $55 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$) and the deceleration parameter q_0 ($\lesssim 0.5$; it corresponds to an average number density now $n_{H,0}$). Because of weak absorption effects on the propagation of γ -rays up to high redshifts (Paper I, § III,c), q_0 and z_s are independent; numerical results will be expressed as a function of these two parameters.

Particles transport has been studied in detail in

Paper I (§ II). The simultaneous production of light elements and γ -rays and their transport are described by a set of coupled time-dependent transport equations. The production of γ -rays by CCR (integrated over redshift), gives rise to the γ -ray background spectrum ; the simultaneously produced light nuclei are subsequently thermalized in the AGC and belong to the interstellar medium after the birth of the Galaxy.

The absolute abundances of the light nuclei are thus calculated by normalizing the CCR flux to the observed γ -ray background spectrum (via a normalization factor F_γ).

c) Outline of the paper

First, the observational constraints set by γ -ray and Li observations will be discussed in § II, including a critical discussion of the present observational status of the 1-100 MeV γ -ray background (§ II,a), and of the Li abundance, in relation to the unsolved ${}^7\text{Li}$ abundance problem (§II,b). Quantitative results resulting from the CCR hypothesis by application of the theoretical results of Paper I are then presented in §II,c and II,d respectively.

The results are discussed critically (§III) in the light of the estimated uncertainties (§ III,a) and in relation to the possibility of stellar processing and to the deuterium problem (§ III,b). Finally (§ IV), the possible links of the

CCR hypothesis with other theories involving cosmology, and the outlook for future work, are examined.

II. THE OBSERVATIONAL STATUS OF THE γ -RAY BACKGROUND AND OF THE Li ABUNDANCE.

a) The γ -ray background spectrum uncertainties and their theoretical implications

Over the last two years, the status of observations of the 1-100 MeV γ -ray background has become more and more confused, especially at low energies (\sim 1-10 MeV). The results presented at the Munich conference on cosmic rays (1975) and later show a definite tendency for a disappearance, or at least for a smoothing of a "bump" in the low-energy range, i.e. a significant excess γ -ray flux over a simple hard X-ray extrapolation. It is the presence of such a bump that makes the strongest case for a π^0 -decay origin of the γ -ray background.

The present state of the art is presented in fig. 1. The scatter of observational points is evident (up to a factor of 10 in some areas). However, these points can be divided roughly in two sets : a "small bump" set, lying close to an extrapolation of the 40 keV-1 MeV hard X-ray background, and a "big bump" set, generally made up of older observations.

On the low-energy side ($E_\gamma < 10$ MeV), the difference

between the two sets of observations lies mainly in the way corrections for background noise are made. This background is due to a poorly known activation by galactic cosmic rays of detector crystals (e.g. Dyer 1973, Fishman 1973, Trombka et al. 1976), giving rise to γ -ray lines of a few MeV. According to some authors, the bump could even disappear completely (Damle et al. 1976). On the high-energy side, we neglect the contribution of galactic diffuse γ -rays (to the SAS-2 data, in particular) which, according to recent estimates (Schlickheiser and Thielheim 1976, Stecker 1976), is less than $\sim 30\%$ for energies lower than 100 MeV.

It is not our purpose here to examine which are the "good" observations and which are the "bad" ones. Instead, in view of the abovementioned observational uncertainties, we shall consider that the two sets are correct in turn.

In other words, two working hypotheses on the γ -ray background will be made. First, the bump does exist. This will be called the "strong" hypothesis, since the spectral shape suggests a π^0 -decay mechanism (however, see Paper I, § I,a) ; if we admit that it requires such a mechanism, it requires, at high redshifts, either some annihilation process (which runs into difficulties in view of the present status of theoretical work on symmetrical cosmology; Paper I, see § I,a), or the existence of CCR, which we are now examining. The constraint is thus to explain the γ -ray spectrum. The second hypothesis is that the bump does not exist. This is a "weak"

hypothesis, since π^0 -decay is not required any more to explain the spectral shape, which can be then attributed for example to a Felten and Morrison (1966) - style Compton mechanism or to some other power-law process. The constraint then is only not to violate the power-law spectral shape of the γ -ray background (within given observational limits) ; if so, at best, theory gives an admissible interpretation (among others) in terms of a π^0 -decay contribution ; this gives, at any rate, an upper limit to a possible CCR flux.

As a representative point of the "big bump" set of observational points (strong hypothesis), we choose :

$$E_{\gamma}^{(1)} = 20 \text{ MeV}, I_{\gamma}^{(1)} = 8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}, \quad (2-1)$$

because it belongs to a theoretical curve (Stecker 1973, with $z_s = 100$) which gives a typical fit to the bump, almost independently of q_0 (see Paper I, §III,c). Also, it is halfway between the bulk of crystal detector results (low energy) and of spark chamber results (high energy). This point is the normalization point 1 for the calculation of the absolute CCR flux intensity.

Analogously, as a representative point of the "small bump" set (weak hypothesis), we choose the OSO-3 100 MeV point :

$$E_{\gamma}^{(2)} = 100 \text{ MeV}, I_{\gamma}^{(2)} = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \quad (2-2)$$

This point has been quite carefully determined (Kraushaar et al. 1972) after calibration of the OSO-3 crystal detector. Also, it has been confirmed by the SAS-2 spark chambers results (Fichtel et al. 1975). This will be the corresponding normalization point 2.

By means of these two normalization points, the strong and weak hypotheses will be examined in turn in § II,c.

b) Observations of ^6Li and ^7Li , and the ^7Li problem

The state of the art regarding the observations and theories of the abundances of light elements has been recently summarized by Reeves (1974), Audouze, Meneguzzi and Reeves (1976), and Boesgaard (1976). No new observations on the abundances of ^6Li or ^7Li have been published to date.

The relevant Li abundance of interest in the present work is the "initial" (Reeves 1974) abundance i.e. the abundance at the birth of a star before it is modified by its evolution. The corresponding abundance Li/H (Zappala 1972) is given by :

$$5 \times 10^{-10} \leq \text{Li/H} \leq 2 \times 10^{-9} \quad (2-3)$$

^6Li has been observed positively in meteorites only, but never outside the solar system. The corresponding upper limit in interstellar space (Cohen 1972) on the $^7\text{Li}/^6\text{Li}$

isotopic ratio is

$${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li} \geq 10 \quad (2-4)$$

the meteoritic value being 12.5. This gives an accepted ${}^6\text{Li}$ abundance of :

$$4 \times 10^{-11} \leq {}^6\text{Li}/\text{H} \leq 1.6 \times 10^{-10} \quad (2-5)$$

Therefore, the ${}^7\text{Li}$ abundance is also given by eq. (2-3), within $\sim 10\%$. The value of ${}^6\text{Li}/\text{H}$ given by eq. (2-5) is accounted for by spallation reactions of galactic cosmic rays ("GCR") on interstellar matter (Meneguzzi et al. 1971), a mechanism which gives the acceptable (relative and absolute) abundances of ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, and ${}^{11}\text{B}$ as well.

However, with this mechanism, the ${}^7\text{Li}/\text{H}$ ratio falls short by a factor of ~ 5 to account for the observations, and the origin of ${}^7\text{Li}$ remains unknown.

Several proposals to solve this problem have been made. If one wants to explain ${}^3\text{He}$ and D abundances by big-bang nucleosynthesis (see e.g. Wagoner 1973), ${}^7\text{Li}$ is only $\sim 10\%$ of the observed value provided one assumes a zero leptonic number (Reeves 1974) ; a different choice for this number can be made which can indeed explain its abundance (Reeves 1972), but it appears somewhat arbitrary, though by no means excluded. Also "little bangs" (Wagoner, Fowler, and Hoyle 1967,

Wagoner 1969) occurring in a pregalactic era, i.e. explosions of supermassive objects, are able to make some amounts of ${}^7\text{Li}$ and of ${}^4\text{He}$, but the high degree of uniformity of the ${}^4\text{He}/\text{H}$ ratio, as well as some difficulties owing to the fact that such objects cannot undergo the required explosion should the initial composition be metal-free (Fricke 1973), makes such a model somewhat unlikely. However, recent results (Nørgaard and Fricke 1976) have shown that at the moment of the implosion-explosion bounce, supermassive stars ($\sim 10^6 M_{\odot}$) can make high amounts of ${}^7\text{Li}$. In the galactic era, the Li abundance cannot be explained by GCR, unless there is a very high low-energy flux of cosmic rays with a steep spectrum (a "carrot", see Meneguzzi et al. 1971 ; also Bodansky et al. 1975, Canal et al. 1975, Meneguzzi and Reeves 1975), unobservable at Earth because of solar modulation effects. On the other hand, ejection of ${}^7\text{Li}$ by red giants has been advocated (Cameron and Fowler 1971, Truran and Cameron 1971), but the final amount of ${}^7\text{Li}$ in the interstellar matter depends on the proportion of interstellar material being processed in such stars, a rather badly known quantity ; slow mass loss from red giants has also been proposed (Scalo 1976). Pulsars, also, have been invoked (Clayton and Dwek 1976). In summary, the problem of the abundance of ${}^7\text{Li}$ is essentially unsolved at present, although several explanations remain open.

c) Theoretical results on the γ -ray background

It has been already mentioned in Paper I (§ III,c) that, apart from possible weak absorption effects at low

energies, the shape of the theoretical γ -ray background spectrum $I(E_\gamma)$ is independent of q_0 . Theoretical spectra thus form a one-parameter family, depending only on z_s . However, there is a strong dependence of the normalization factor F , hence of the absolute CCR flux intensity, on q_0 .

Figure 2 shows the computed γ -ray background for various values of z_s in the case of the strong hypothesis. We have checked that for $z_s = 100$, our results are consistent with those obtained previously by Stecker (1971); in what follows, we shall refer to this spectrum as the "standard spectrum 1" $I_\gamma^{(1)}(E_\gamma)$.

Within a factor of 2, there is a set of observational points that is compatible with this spectrum. Hence, within a factor of 2, it is possible to find other acceptable theoretical spectra (corresponding to other values of z_s). In order to quantify how satisfactory a fit is, we define a "fitness indicator" $f_\gamma^{(1)}$, expressing the maximum departure of the theoretical spectrum with respect to the standard spectrum 1, over the energy range $1 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq E_\gamma^{(1)}$. This range has been chosen because the spectrum of the low-energy side of $E_\gamma^{(1)}$ is more sensitive to z_s than the high energy side. One way of doing this is to define

$$m(E_\gamma) = \ln \left| \frac{I_\gamma(E_\gamma)}{I_\gamma^{(1)}(E_\gamma)} \right| \quad (2-6)$$

and to find at which energy $E_{\gamma,m}^{(1)}$ the function $m(E_\gamma)$ is maximum, then to write :

$$f_{\gamma}^{(1)} = \frac{I_{\gamma}(E_{\gamma,m}^{(1)})}{I_{\gamma}^{(1)}(E_{\gamma,m}^{(1)})} \quad (2-7)$$

The fitness indicator f_{γ} allows one to get a number to characterize the theoretical γ -ray spectra ; it is convenient to use when discussing the Li abundance, also a number.

Expressing the uncertainty of a factor of ~ 2 on the "big bump" observations, a theoretical γ -ray spectrum will be accepted in the strong hypothesis if :

$$1/2 \leq f_{\gamma}^{(1)} \leq 2 \quad (2-8)$$

The curves $f_{\gamma}^{(1)}(z_s, q_0)$ are shown on fig. 4a. They give the corresponding acceptable range for z_s :

$$55 \lesssim z_s \lesssim 200 \quad (2-9)$$

These values are smaller or of the order of the limiting value z_{\max} (CCR lifetime constraint, see Paper I, § II,a).

Repeating the same procedure for the weak hypothesis (fig.3), with the fitness indicator $f_{\gamma}^{(2)}$ (fig. 4b), then ≥ 1 by definition :

$$1 \leq f_{\gamma}^{(2)} \leq 2 \quad (2-10)$$

and the "standard spectrum 2" being $I_X(E_\gamma)$ (no bump!), it can be seen that the spectra obtained are essentially flat, since $I_X(E_\gamma) \gg I_\pi(E_\gamma)$ almost everywhere ; a small bump appears at high redshifts (hence at low energies), but always well within a factor of 2 of the extrapolated X-ray spectrum, except for very high redshifts ($\gtrsim 500$), before which other effects come into play (z_{\max}).

Physically, this is essentially because the slope of the γ -ray source spectrum $G_g(E_\gamma)$, integrated over z up to z_s , is not much steeper than the slope of the extrapolation of the hard X-ray spectrum $I_X(E_\gamma)$.

In practice, in the weak hypothesis, the γ -ray background is accounted for by almost any value of z_s ; in other words, if there is no bump, the γ -ray background is an observational constraint only on the CCR flux intensity, not on the moment of the burst.

As a final remark to this section, the results given in tables 1 and 2 show that the ratio of the CCR flux intensity now to the GCR flux intensity, at ~ 3 GeV (Stecker's $I(0)/I_g$), is always $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$ for the actual range of acceptable values of z_s : GCR do form by far the bulk of the cosmic rays observed in the vicinity of the Earth. However, in some instances, there may be a significant CCR contribution to present cosmic rays in the low-energy range (see Paper I, fig. 6). Also, the ratio of the energy densities of CCR and of the blackbody radiation at z_s ($\sim F_\gamma$, as mentioned in Paper I, § III,c) is at most of order unity. These results

will be discussed elsewhere.

d) Theoretical results on the Li abundance

The evolution of the ${}^7\text{Li}/\text{H}$ ratio with time $n_{\ell, \text{H}}(z)$, given in Paper I (eq. 3-23), is shown on fig. 10, in the strong hypothesis for $z_s = 100$, and for $q_0 = 0.5, 0.1, \text{ and } 0.01$.

For the moment, consider only the growth of the curves, not the final abundance (fig. 5). It can be seen that, as expected, the Li abundance levels off after a short time (a few 10^{14} s) since both the CCR flux and the AGC are rapidly diluted by the universal expansion, i.e. in a time very short compared to $t(z=0) - t_s \approx$ age of the universe ($\sim 3 \times 10^{17}$ s): $n_{\ell, \text{H}}(z)$ is almost independent of z for $z \ll z_s$.

As for the final results on the ${}^7\text{Li}$ abundance, they are given on figure 6a in the strong hypothesis, on fig. 6b in the weak hypothesis (see also tables 1 and 2). Destruction is taken into account both in the γ -ray production and in the Li production, whereas this is not the case in fig. 5 : there is a factor ~ 2.5 difference between the two results.

Inspection of fig. 6a shows that, unless the universe is closed (in which case D would not have a big-bang origin, see § III, b), it is difficult to account for the ${}^7\text{Li}$ abundance and for the γ -ray background simultaneously in the strong hypothesis since there is rather too much ${}^7\text{Li}$. It is

possible to reduce the CCR flux by a factor ~ 10 to 10^2 , but then there is essentially no contribution of π^0 -decay to the γ -ray background. On the other hand, the weak hypothesis gives the right abundance if the density of the universe is not too high as can be seen from fig. 6b. Note that, here again, high redshifts have to be invoked ($z_s \sim 40$ to 100).

But since the actual γ -ray background spectrum is likely to lie between the standard spectra 1 and 2, the corresponding curves for ${}^7\text{Li}$ of course also lie in between the curves of figs 6a and 6b, and it is therefore in fact possible to find (q_0, z_s) sets that do give a good fit both to the γ -ray and ${}^7\text{Li}$ observations, with $q_0 \gg 0.1$ (for $q_0 = 0.1$, see Montmerle 1977b).

The results on ${}^6\text{Li}$ production on the other hand, are qualitatively the same as for ${}^7\text{Li}$, except for a scaling down (essentially similar cross-sections, but lower, see Paper I, § II,c).

The corresponding curves are shown on figs 7a and 7b. That the situation appears less favourable than for ${}^7\text{Li}$ alone can be seen through the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ isotopic ratio. With high-energy ($\geq 100\text{MeV/n}$) cross-sections σ_6 and $\sigma_7 = 1\text{ mb}$ (see Paper I, § II,c), this ratio is comprised between ~ 1.3 and ~ 2.6 for the values of (q_0, z_s) leading to a correct ${}^7\text{Li}$ abundance (see tables 1 and 2). These figures are too low by a factor of at least 5, as compared to observations, even taking into account that, during the history of CCR light

nuclei, more ${}^6\text{Li}$ is destroyed than ${}^7\text{Li}$ (see the destruction cross-sections by protons in Paper I, fig. 2). In other words, ${}^6\text{Li}$ is overproduced (with respect to observations) basically because the two $\alpha+\alpha$ cross-sections are too similar.

III. DISCUSSION : THE DEUTERIUM CONSTRAINT

a) The CCR hypothesis as an explanation for both the γ -ray background spectrum and the lithium abundance ?

If the results presented in the preceding section are taken at face value, one is left with argument (a), in favour of the theory : the possibility of accounting simultaneously for both the γ -ray background spectrum and the otherwise unexplained ${}^7\text{Li}$ abundance and argument (b) against the CCR theory : overproduction of ${}^6\text{Li}$ leading to a ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio off by a factor ~ 5 from the observations.

However, as has been stressed already, uncertainties are large, and they must be reviewed and estimated before concluding.

A prime uncertainty is, of course, the uncertainty on the γ -ray background spectrum (hence on the normalization factor F_γ). This has been taken care of implicitly by choosing the standard γ -ray background spectra 1 and 2 (figs 2 and 3) as representative of two extreme observational situations and has led to positive argument (a) within the present spread

of the data ; the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is essentially not affected by this.

For a given (q_0, z_s) set, other uncertainties come from the value of the Hubble constant H_0 and from the $\alpha + \alpha$ cross-sections σ_6 and σ_7 at high energy (above 100 MeV/n). As shown on table 3, taking $H_0 = 75 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ instead of $55 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ decreases the ${}^7\text{Li}$ abundance by a factor ~ 2 . The ${}^6\text{Li}$ abundance scales down accordingly. If, on the other hand, the cross-section σ_7 above 100 MeV/n is decreased from 1 mb to 0.01 mb, the ${}^7\text{Li}$ abundance is also lowered by a factor ~ 2 (table 4) ; an E^{-2} dependence (Paper I, eq. 2-14) gives a factor ~ 3 (table 5). These figures are of the same order as the uncertainties on the observed ${}^7\text{Li}$ abundance, and also on the γ -ray source spectrum $G_g(E_\gamma)$ (Paper I, § II,c) and therefore do not modify argument (a). (If anything, they tend in fact to make it stronger).

On the other hand, the combined uncertainties on the cross-sections σ_6 and σ_7 at high energy result in a higher uncertainty on the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio. Indeed, the validity of negative argument (b) - and, as a consequence, the scope of the CCR hypothesis - depends strongly on the possibility of fitting the computed and observed ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratios according to Σ , the σ_7/σ_6 ratio at high energy (but see the discussion in § III,b). Quantitatively, from table 5, it is seen that a ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio as high as 11.6 can be obtained, but this is at the price of an unrealistically high value of $\Sigma (=10^2)$.

Indeed, the low-energy behaviour of the cross-sections would suggest rather $\Sigma \approx 10$; furthermore, it is expected that, at some (high) energy, $\Sigma < 1$ since the phase space available to the $\alpha + \alpha$ reaction is greater because two nucleons are expelled by ${}^6\text{Li}$ production instead of one for ${}^7\text{Li}$. Thus, remaining realistic forbids to push the numbers around so as to increase the computed ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio by a factor as large as ~ 5 : at best, the agreement between theory and observation is marginal (although it can be improved by adding some big-bang ${}^7\text{Li}$ contribution). In this respect, the CCR hypothesis faces the same difficulties than other proposals that make both ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ by the same process (like the GCR theory of Meneguzzi et al. 1971).

Another way to increase the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio would be to add a "carrot", i.e. a low-energy component with a very steep spectrum (Γ up to 4 or 5) (e.g. Meneguzzi and Reeves 1975), to the CCR flux. However (see Paper I, § I, b), the total-energy spectrum used in the CCR model gives a lower limit to the lithium abundance, and a "carrot" gives a much too high lithium abundance. If the CCR spectrum is a kinetic-energy spectrum with index $\Gamma = 2.6$, ${}^7\text{Li}$ is overproduced by a factor $\sim 10^4$.

No other independent argument, on the other hand, can be put forward through the study of the formation of other light elements by CCR, namely ^3He and D , via $p+\alpha$ and $p+p$ reactions. Indeed, while their cross-sections may be one or two orders of magnitude higher than for ^6Li and ^7Li (depending on the energy), their observed abundances are 4 or 5 orders of magnitude higher than for Li : CCR gives here a small, if not negligible, contribution (Montmerle 1977b).

b) The $^7\text{Li}/^6\text{Li}$ ratio in connection with the deuterium problem

i) Stellar processing and the deuterium connection

Since, as shown in the preceding section, the CCR flux most likely produces too much ^6Li when it accounts for the ^7Li abundance, it is necessary to examine if the CCR - produced ^6Li can be destroyed subsequently, and if so, how ^7Li destruction can be avoided at the same time.

The only efficient way to destroy a given light element on a galactic scale is through "astration" (stellar processing, e.g. Reeves 1974), in which this element is completely or partly burned during the successive phases of stellar evolution, and eventually fed back into the interstellar medium. As far as destruction of light elements is concerned, two phases will be of importance, in relation to the possibility of significant mass-loss : (a) the pre-main sequence (Hayashi)/(upper) main sequence phase and (b) the post-main sequence phase. (There is little or no mass-loss in the middle-to-lower main sequence stars).

Phase (a) will be called hereafter "early astration" since it involves early-type stars and/or early stages of stellar evolution. Depending on the mass of the star and on the temperature, it is possible during the early astration to destroy the light elements selectively ; the unburnt part may return to the interstellar medium through mass-loss via strong stellar winds, especially in the T Tauri (pre-main sequence) stars (e.g. Schwartz 1975) or in main sequence O and B stars (e.g. Hollenbach, Chu and Mc Cray 1976, and references therein). Now deuterium burns at a much lower temperature than ${}^6\text{Li}$, which in turn burns more easily than ${}^7\text{Li}$ (given the same physical conditions ; for more quantitative information, see Reeves [1971], and also the cross-sections for the destruction of D, ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ by thermal protons in Epherre et al. 1974).

Therefore, it can be shown that for stars in their Hayashi stage and for main sequence stars of a few solar masses and higher, the least fragile elements, like ${}^7\text{Li}$, are destroyed only in the inner layers ; by contrast, in middle-to-lower main sequence stars, even those elements are completely destroyed. An efficient mass-loss during phase (a) could then feed back into the interstellar medium a sizeable fraction of the selectively processed light elements (at least Li, Be and B, but probably not D), within less than $\sim 10^7$ years.

(Note that, depending on the stellar type or stage, selective destruction and mass-loss are simultaneously present or absent). However, the relative abundances of the light elements resulting from the early astration process in the interstellar gas (and inside the star), is still a matter of debate.

Then "late astration" (phase b) leads after a stellar lifetime to a virtually complete destruction of all the light elements remaining in the star after phase (a). Indeed, in the previously unprocessed outer layers, these light elements are destroyed in turn because of deep surface convection zones in the red giant stage (3). The

(3) This may not preclude some later ${}^7\text{Li}$ formation via the ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ reaction, and ejection, as has been suggested (see § II, b)

interstellar medium, either by stellar winds in the red giant stage or during the ultimate stages of stellar evolution, is probably fed back only in a negligible (if any) fraction of the prestellar amount of light elements, the relative abundances of which being thus essentially unchanged.

Hence, to this point, if mass-loss during the early astration is not efficient, there is no possibility (save for the uncertainties mentioned in the preceding section), to modify the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

But if mass-loss is indeed important (as is likely), early astration allows a significant selective destruction of ${}^6\text{Li}$. Since this in turn entails a much higher destruction of D, the observed abundance of D sets a strong constraint. This constraint is discussed in the next two subsections, and leads to different conclusions, depending on whether or not D is of cosmological origin.

ii) D comes from the big-bang

Let us first assume that, as is currently believed, D comes from big-bang nucleosynthesis only (see Paper I, §II, a for general arguments, see Epstein, Lattimer and Schramm 1976). According to classical calculations (Wagoner et al. 1967), the big-bang abundance of D relative to H may have been up to 10 times the observed interstellar abundance of $\approx 2 \pm 1 \times 10^{-5}$ (e.g. Vidal-Madjar et al. 1977 ; see also paper I, §II, a). In other words, a proportion of at most 90 % of the big-bang D is "allowed" to have been destroyed by astration in the galactic era, i.e. since the formation of the Galaxy, or even right after the big-bang. But because of the high difference in burning temperatures, the required destruction of ${}^6\text{Li}$ by a factor ≥ 5 would result at least and most likely (in the case of early astration) in a much higher proportion of destroyed D, in contradiction with the observations if there is no infall of intergalactic matter on the Galaxy. On the other hand, D could be replenished by some infall, a possibility envisaged by recent work (Audouze et al. 1976), thus allowing a significant destruction of ${}^6\text{Li}$ in the Galaxy without conflicting with the D observations. But the CCR produced ${}^6\text{Li}$ (and ${}^7\text{Li}$) would still be present now in the intergalactic gas, where the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio would have the calculated value $\sim 2-3$. Hence, by the very same infall mechanism, the destroyed interstellar ${}^6\text{Li}$ would also be

replenished, and the interstellar ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio would have then the same value it had before in the intergalactic space.

Thus, if D is of cosmological origin, it is not possible either to fit the predicted and observed ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratios.

iii) D does not come from the big-bang

However, although the interstellar D abundance seems generally uniform (see discussion in Audouze et al. 1976 ; also Vidal-Madjar et al. 1977), preliminary results seem to indicate that exceptions might exist (Laurent 1976). Since D abundance determinations from ultraviolet spectroscopy in front of several stars (e.g. Vidal-Madjar et al. 1977, and references therein) average out local variations over a line-of-sight scale of at least 100 pc, the observation of inhomogeneities on this scale, if confirmed, would favour strongly a recent (noncosmological) origin for D. (The creation of D must then be recent because it is generally believed that there is an efficient mixing of the interstellar gas over the lifetime of the Galaxy.) Indeed, several galactic mechanisms to make D have been advocated, but all meet with difficulties. These include nucleosynthesis in supernovae spallation reactions by GCR at least in the galactic center region (see Audouze et al. 1976), pulsars etc. (see Epstein, Lattimer and Schramm [1976] for a review). If this holds true we can tentatively adopt the working hypothesis that the observed D is not of a big-bang origin and that, furthermore, there is no sizeable infall of whatever D may have been otherwise produced in the big-bang. Under these conditions,

the ${}^6\text{Li}$ and D problems would be uncoupled : D would still be continuously produced now and destroyed by astration, and the CCR-produced ${}^6\text{Li}$ could then be also destroyed independently of the observed D. But from the results of calculations of spallation reactions of GCR with interstellar matter (Meneguzzi et al. 1971, Meneguzzi and Reeves 1975), which lead to results quite consistent with the observed relative abundances of ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, and ${}^{11}\text{B}$ (see also § II,b), hardly any selective light element destruction is required during most of the galactic era, within a factor ~ 2 . The other possibility of a very intense early astration phase (affecting more than 50 % of the metals) followed by heavy destruction would be hard to reconcile with the observed relative abundances of long-lived radionuclides (Reeves and Johns 1976).

Hence the only possible scenario allowing to destroy the CCR-produced ${}^6\text{Li}$ in this framework would be to assume that, in the very early stages of the galactic era, rapid (but not too intense) processing has taken place, for example owing to the large number of first-generation massive stars one would require to explain the paucity of metal-poor stars (Pagel and Patchett 1975, Reeves and Johns 1976). Their mass should then be high enough that ${}^7\text{Li}$ is not burned (see Reeves [1969] for details) in the pre-main sequence phase, and mass-loss should be efficient. Essentially no CCR-produced ${}^6\text{Li}$ would remain, and the now observed ${}^6\text{Li}$ would be produced only by GCR.

In this scenario - albeit admittedly not very likely throughout -, the final ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio could agree with

the observations, and the CCR hypothesis could then account for both the ${}^7\text{Li}$ abundance and the γ -ray background.

The various alternatives to alter the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio are summarized in the flow-chart of fig. 6.

IV - CONCLUSIONS AND LINKS WITH OTHER THEORIES INVOLVING COSMOLOGY

From the discussion of the uncertainties (Paper I, § II,a) on the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio, and in view of the difficulty to reconcile the calculated ratio with the observations when taking into account astration processes and the deuterium constraint (§ III,b), the safest stand is to require the CCR hypothesis explaining the γ -ray background spectrum to be at least not in conflict with the ${}^6\text{Li}$ observations. This means that the CCR flux resulting from a burst at z_s has to be decreased with respect to the preceding results accounting for the ${}^7\text{Li}$ abundance (at least by a factor ~ 3 , depending on the value of the deceleration parameter q_0), the ${}^7\text{Li}$ produced by CCR being then only a fraction of the observed value. Within the large uncertainties present at this time on the γ -ray background spectrum, it is nevertheless possible to find (different) sets of (q_0, z_s) values that give at the same time an acceptable fit to the γ -ray observations. (For a given $q_0 = 0.1$, in fact, the values of z_s are greater than previously : if $q_0 = 0.1$, for instance, the corresponding values of z_s are ~ 150 instead of ~ 100).

Therefore, strictly speaking, it is not possible to rule out the CCR hypothesis, which still explains the γ -ray

background, but its interest is somewhat weakened if it does not explain also the ${}^7\text{Li}$ abundance. But in spite of the fact that the constraint imposed by D on the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio poses severe problems, it will not be possible to draw a firm conclusion on the proposed possible origin for ${}^7\text{Li}$ until measurements are made of the $\alpha + \alpha$ cross-section at energies above 100 MeV/n and until the γ -ray background is better known, particularly in the low to medium-energy range.

Another conclusion of the present study is that the CCR hypothesis necessarily involves a burst at high redshifts (z_s typically in the range 50-100, see figs. 4a, 6b and 7b for instance). This means that it appears impossible to link this hypothesis to other theories involving cosmology, like radiosource theories, the soft X-ray background etc., which involve much smaller redshifts. It must therefore involve a new class of (very pregalactic, protogalactic) objects ("protars" ?) as the possible CCR sources.

The values of z_s may not be entirely ad hoc since they are very close to z_{max} (corresponding to the CCR lifetime constraint, see Paper I, § II, a) and also close to the end of the recombination period of the big-bang. These figures may be related to the physical state of the universe at that time.

Although the observational constraints studied in this paper do not strictly rule out the CCR hypothesis, the question of the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is not settled and other observational constraints (see Paper I, § I, c) should be examined before building any CCR theory (source models, etc.). This will be the subject of future work.

ACKNOWLEDGEMENTS

I benefited from enlightening discussions with Hubert Reeves and helpful comments by Catherine Cesarsky, Charlie Ryter and Maurice Meneguzzi. Useful conversations with Floyd Stecker, Jack Trombka and Igor Novikov, and a critical and constructive reading of the manuscript by Jean-Paul Meyer are gratefully acknowledged.

Also, I thank Georges Michaud and the staff of the Département de Physique (Université de Montréal) for their kind hospitality. Early stages of this research were partially supported by grants from Le Conseil National de Recherches du Canada and Le Ministère de l'Education du Québec.

TABLE 1

Results of the CCR theory, with
 $\sigma_6 = \sigma_7 = 1 \text{ mb}$ ($E_0 > 100 \text{ MeV/n}$) and
 normalization 1. (*)

The notations are defined in the text ; a(-n) stands for a x 10⁻ⁿ.

$n_{H,O} (\text{cm}^{-3})$	q_0	z_s	${}^7\text{Li}/\text{H}$	${}^6\text{Li}/\text{H}$	${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$	F_γ	$I(o)/I_g$
2.43 (-6)	0.5	200	3.06 (-9)	1.59 (-9)	1.92	1.98 (-1)	4.08 (-5)
		100	1.53 (-9)	9.49 (-10)	1.61	1.22 (-1)	7.58 (-5)
		70	1.16 (-9)	6.92 (-10)	1.68	1.12 (-1)	1.22 (-4)
		40	9.51 (-10)	4.88 (-10)	1.95	1.35 (-1)	3.55 (-4)
		20	1.05 (-9)	4.03 (-10)	2.59	2.61 (-1)	2.00 (-3)
4.90 (-7)	0.1	100	1.09 (-8)	6.27 (-9)	1.74	2.44 (-1)	1.51 (-4)
		70	8.28 (-9)	4.09 (-9)	1.37	2.37 (-1)	2.58 (-4)
		10	8.25 (-9)	1.31 (-9)	4.32	1.88 (0)	4.06 (-2)
4.90 (-8)	0.01	300	6.24 (-7)	3.74 (-7)	1.67	1.17 (0)	1.26 (-4)
		200	3.96 (-7)	2.15 (-7)	1.84	1.01 (0)	2.09 (-4)
		100	1.89 (-7)	7.37 (-8)	2.57	9.26 (-1)	5.75 (-4)
		70	1.35 (-7)	4.27 (-8)	3.16	9.80 (-1)	1.07 (-3)
		20	8.08 (-8)	1.91 (-8)	2.99	3.64 (0)	2.79 (-2)

TABLE 2

Same as Table 1, with normalization 2

$n_{\text{H},\text{O}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	q_0	z_s	${}^7\text{Li}/\text{H}$	${}^6\text{Li}/\text{H}$	${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$	F_Y	$I(\text{o})/I_g$
2.43(-6)	0.5	200	1.02(-10)	5.30(-11)	1.92	6.60(-3)	1.36(-6)
		100	4.60(-11)	2.86(-11)	1.61	3.67(-3)	2.28(-6)
		40	1.65(-11)	8.45(-12)	1.95	2.34(-3)	6.14(-6)
		5	3.26(-12)	7.83(-13)	4.16	3.36(-3)	1.91(-4)
		2	2.49(-12)	5.03(-13)	4.95	8.40(-3)	1.45(-3)
4.90(-7)	0.1	200	7.50(-10)	4.66(-10)	1.61	1.14(-2)	2.35(-6)
		100	3.42(-10)	1.96(-10)	1.74	7.62(-3)	4.73(-6)
		10	2.50(-11)	5.79(-12)	4.32	5.70(-3)	1.23(-4)
		5	1.58(-11)	3.56(-12)	4.44	1.04(-2)	5.91(-4)
		2	9.53(-12)	2.30(-12)	4.14	3.09(-2)	5.33(-3)
4.90(-8)	0.01	300	2.30(-8)	1.38(-8)	1.67	4.31(-2)	4.66(-6)
		100	6.25(-9)	2.44(-9)	2.57	3.06(-2)	1.90(-5)
		20	6.58(-10)	1.55(-10)	4.24	2.97(-2)	2.27(-4)
		5	1.01(-10)	3.79(-11)	2.68	8.23(-2)	4.68(-3)

TABLE 3

Effects of H_0 on the ${}^7\text{Li}$ abundance (§)

$n_{\text{H},\text{O}}$ (cm^{-3})	q_0	z_s	H_0 ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$)	${}^7\text{Li}/\text{H}$
4.51 (-6)	0.5	100	75	1.83 (-9)
4.90 (-7)	0.054	100	75	2.46 (-9)

(§) To save computing time, destruction has not been taken into account

TABLE 4

Effects of changing σ_7 (above 100 MeV/n)
on the ${}^7\text{Li}$ abundance (§)

$n_{\text{H},\text{O}} (\text{cm}^{-3})$	q_0	z_s	σ_7 (mb)	${}^7\text{Li}/\text{H}$
4.90 (-7)	0.1	100	1	1.93 (-8)
			0.1	9.52 (-9)
			0.01	8.55 (-9)

(§) See note to Table 3; see also table 1

TABLE 5

Same as table 4, when changing the slope α
of σ_7 and the σ_7/σ_6 ratio(§)

$n_{H,O} (cm^{-3})$	q_0	z_s	σ_7 (mb)	α	σ_7/σ_6	${}^7Li/H$	${}^6Li/H$	${}^7Li/{}^6Li$
2.43(-6)	0.5	100	1	0	1	3.61(-9)	2.80(-9)	1.29
					10	-	5.38(-10)	6.70
					10^2	-	3.12(-10)	11.6
				2	1	1.27(-9)	5.20(-10)	2.43
					10	-	3.10(-10)	4.08
					10^2	-	2.89(-10)	4.38
4.90(-7)	0.1	100	1	0	1	1.93(-8)	1.41(-8)	1.37
					10	-	3.55(-9)	5.42
					10^2	-	2.51(-9)	7.69

(§) See note to Table 3

R E F E R E N C E S

- AUDOUZE J., LEQUEUX J., REEVES H., VIGROUX L. 1976, Ap. J. 208, L51
- AUDOUZE J., MENEGUZZI M., REEVES H. 1976
in Spallation Nuclear Reactions and Their Applications (Ed. B.S.P. Shen and M. Merker ;
D.Reidel, Dordrecht) p. 113
- BOESGARRD A.M. 1976, Pub. Astr. Soc. Pacific, 88, 353
- BODANSKY D., JACOBS W.W., OBERG D.L. 1975, Ap. J. 202, 222
- BRATOLIYUBOVA-TSULUKIDZE L.I., GRIGOROV N.L., KALINKIN L.F.,
MELIORANSKY A.S., PRIAKHIN E.A., SAVENKO I.A.,
UYFARKIN V.A. 1969, Proc. 11th Int. Conf. on
Cosmic-rays (Budapest), 1, 123.
- CAMERON A.G.W., FOWLER W.A., 1971, Ap. J. 167, 111
- CANAL R., ISERN J., SANAHUJA B. 1975, Ap. J. 200, 646
- CLAYTON D.D., DWEK E. 1976, Ap. J. 206, L59
- COHEN J.G. 1972, Ap. J. 171, 71
- DAMLE S.V., DANIEL R.R., LAVAKARE P.J. 1976, preprint
- DANIEL R.R., JOSEPH G., LAVAKARE P.J. 1972, Astr. & Sp. Sci,
18, 462
- DYER C. 1973, in Gamma-Ray Astrophysics (Ed F.W. Stecker &
J.I. Trombka) NASA SP-339, p. 83
- EPHERRE M., GAFFET B., MEYER J.P., REEVES H. 1974, Ann. Rev.
of Astron. and Astroph. 12, 464
- EPSTEIN R.I., LATTIMER J.M., SCHRAMM D.N. 1976, Nature 263, 198
- FELTEN J.E., MORRISSON P. 1966, Ap. J. 146, 686

- FICHTEL C.E., HARTMAN R.C., KNIFFEN D.A., THOMPSON D.J.,
BIGNAMI G.F., ÖGELMAN H., ÖZEL M.E., TÜMER T. 1975,
Ap. J. 198, 163
- FISHMAN G.J. 1973, in Gamma-ray Astrophysics (Ed F.W. STECKER &
J.I. TROMBKA) NASA SP-339, p. 61
- FRICKE W. 1973, Ap. J. 183, 941
- FUKADA Y., HAYAKAWA S., KASAHARA I., MAKINO F., TANAKA Y.,
SREEKANTAN B.V. 1975, Nature 254, 398
- GOLENETSKII S.V., MAZETS E.P., IL'INSKI V.N., APTEKAR' R.L.,
BREDOV M.M., GUR'YAN YU.A., PANOV V.N. 1971, Ap.
Lett. 9, 69
- HERTERICH K., PINKAU K., ROTHERMEL H., SOMMER M. 1973, Proc.
13th Int. Conf. on Cosmic-rays (Denver) OG.1, 21
- HOLLENBACH D., CHU S.-I., McCRAY R. 1976, Ap. J. 208, 458
- HOPPER V.D., MACE O.B., THOMAS J.A., ALBATS P., FRYE G.M.,
THOMSON G.B. 1973, Ap. J. 186, L55
- KRAUSHAAR W.L., CLARK G.W., GARMIRE G.P., BORKEN R., HIGBIE P.,
LEONG V., THORSOS T. 1972, Ap. J. 177, 341
- KUO FU-SHONG, FRYE G.M., ZYCH A.D. 1973, Ap. J. 186, L51
- LAURENT C. 1976, private communication
- MAZETS E.P., GOLENETSKII S.V., IL'INSKII V.N., GUR'YAN YU.A.,
KHARITONOVA T.V. 1975, Astr. & Sp. Sci 33, 347
- MENEGUZZI M., AUDOUZE J., REEVES H. 1971, Astron. Astroph.
15, 337
- MENEGUZZI M., REEVES H. 1975, Astron. Astroph. 40, 99
- MONTMERLE T. 1975, Ap. J. 197, 285
- MONTMERLE T. 1977a, preprint (Paper I)
- MONTMERLE T. 1977b, preprint
- NØRGAARD H., FRICKE K.J. 1976, Astron. Astroph. 49, 337
- PAGEL B.E.J., PATCHETT B.E. 1975, M.N.R.A.S., 172, 13

- PARLIER B., FORICHON M., MONTMERLE T., AGRINIER B.,
BOELLA G., SCARSI L., NIEL M., PALMEIRA R. 1975,
in Proc. 14th Conf. on Cosmic-rays (Munich)
OG.1, 14
- REEVES H. 1971, Nuclear reactions in stellar surfaces and
their relations with stellar observations (Gordon &
Breach, New York)
- REEVES H. 1972, Phys. Rev. D6, 3363
- REEVES H. 1974, Ann. Rev. of Astr. and Astroph. 12, 437
- REEVES H., JOHNS O. 1976, Ap. J. 206, 958
- SCHLICKEISER R., THIELHEIM K.O. 1976, Nature 261, 478
- SCHÖNFELDER V., LICHTI G. 1974, Ap. J. 191, L1
- SCALO J.M. 1976, Ap. J. 206, 795
- SCHWARTZ R.D. 1975, Ap. J. 195, 631
- SHARE G.H., KINZER R.L., SEEMAN N. 1974, Ap. J. 187, 511
- STECKER F.W. 1969, Nature 224, 870
- STECKER F.W. 1971, Cosmic γ -rays, NASA SP-249
- STECKER F.W. 1973, in Gamma-ray Astrophysics (Ed. F.W. STECKER
& J.I. TROMBKA), NASA SP-339, p. 211
- STECKER F.W. 1976, in The structure and content of the Galaxy
and Galactic gamma-ray, preprint NASA X-662-76-154,
p. 357
- TROMBKA J.I., DYER C.W., EVANS L.G., BIELEFELD M.J., SELTZER
S.M., METZGER A.E. 1976, preprint NASA X-682-76-128
- TRURAN J., CAMERON A.G.W. 1971, Astr. and Sp. Sci. 14, 179
- VEDRENNE G., ALBERNHE F., MARTIN I., TALON R. 1971, Astron.
Astroph. 15, 50
- VIDAL-MADJAR A., LAURENT C., BONNET R.M., YORK D.G. 1977,
Ap. J. 211, 91

- VOGES W., PINKAU K., KOECHLIN Y., LERAY J.P., BOELLA G.,
SIRONI G., TURNER M. 1973, Proc. 13th. Int. Conf.
on Cosmic-Rays (Denver), OG-1, 293
- WAGONER R. 1969, Ap. J. Suppl. N° 162, 18, 247
- WAGONER R. 1973, Ap. J. 179, 343
- WAGONER R., FOWLER W., HOYLE F. 1967, Ap. J. 148, 3
- ZAPPALA R.R. 1972, Ap. J. 172, 57

- Fig. 1 : Present status of observational results on the γ -ray background. Normalization points 1 and 2 correspond respectively to the presence or the absence of a "bump" (not definitely established at this time ; see text, § II,a, for details).

Key to acronyms : Cosmos 163, Golenetskii et al. 1971 ; CESR, Vedrenne et al. 1971 ; CRWU a, Hopper et al. 1973 ; CRWU b, Kuo et al. 1973 ; TD-1, Voges et al. 1973 ; Proton 2 and Cosmos 208, Bratoliyubova-Tsulukidze et al. 1969 ; OSO-3, Kraushaar et al. 1972 ; SMP, Parlier et al. 1975 ; MPI a, Herterich et al. 1973 ; MPI b, Schönfelder and Lichti 1974 ; SAS-2, Fichtel et al. 1975 ; Nagoya, Fukada et al. 1975 ; TIFR, Daniel et al. 1972 ; Cosmos 461, Mazets et al. 1975 ; NRL, Share et al. 1974 ; Apollo, Trombka et al. 1976.

- Fig.2 : The theoretical γ -ray background spectrum (normalization 1), for various values of (q_0, z_s) sets. (The value of q_0 is between parentheses). Below $z_s = 100$, the curves, which do not depend on q_0 , are labeled by the relevant values of z_s only. The "standard spectrum 1" is a typical fit to the "big-bump" observations ; I_x is an extrapolation of the hard X-ray background spectrum.

- Fig.3 : The theoretical γ -ray background spectrum (normalization 2). All the curves are independent of q_0 and labeled by z_s only. The "standard spectrum 2" represents the "no-bump" observations, leading to the same power-law from hard X-rays to 100 MeV

γ -rays (I_X , see Fig. 2).

- Fig.4 : The fitness indicator f_γ (defined in the text, § II,c) corresponding to both normalizations (a, normalization 1 ; b, normalization 2) as a function of z_s , for $q_0 = 0.5, 0.1, 0.01$. It delineates the acceptable range of z_s for the CCR flux to fit or to be compatible with the γ -ray background spectrum, as a function of q_0 .
- Fig.5 : Time evolution of the ${}^7\text{Li}$ abundance (normalization 1) with $z_s = 100$ and neglecting destruction, for various values of q_0 . The wiggles in the curves are the image of the successive peaks of the $\sigma\phi$ function (Paper I, eq. 3-19) as the CCR spectrum is redshifted.
- Fig.6 : Final ${}^7\text{Li}$ abundance, for normalizations 1 (a) and 2 (b), for various values of q_0 as a function of z_s . The thin horizontal lines give the upper and lower limits to the observed abundance (see text, § II, b).
- Fig.7 : Same as Fig. 6, for ${}^6\text{Li}$.
- Fig.8 : This flow-chart (to be read from left to right) summarizes the various alternatives leading to a possible modification of the CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

Postal address :

Thierry Montmerle
DPh/EP/ES
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
F-91190 Gif-sur-Yvette
France

$I_{\gamma} (\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1})$

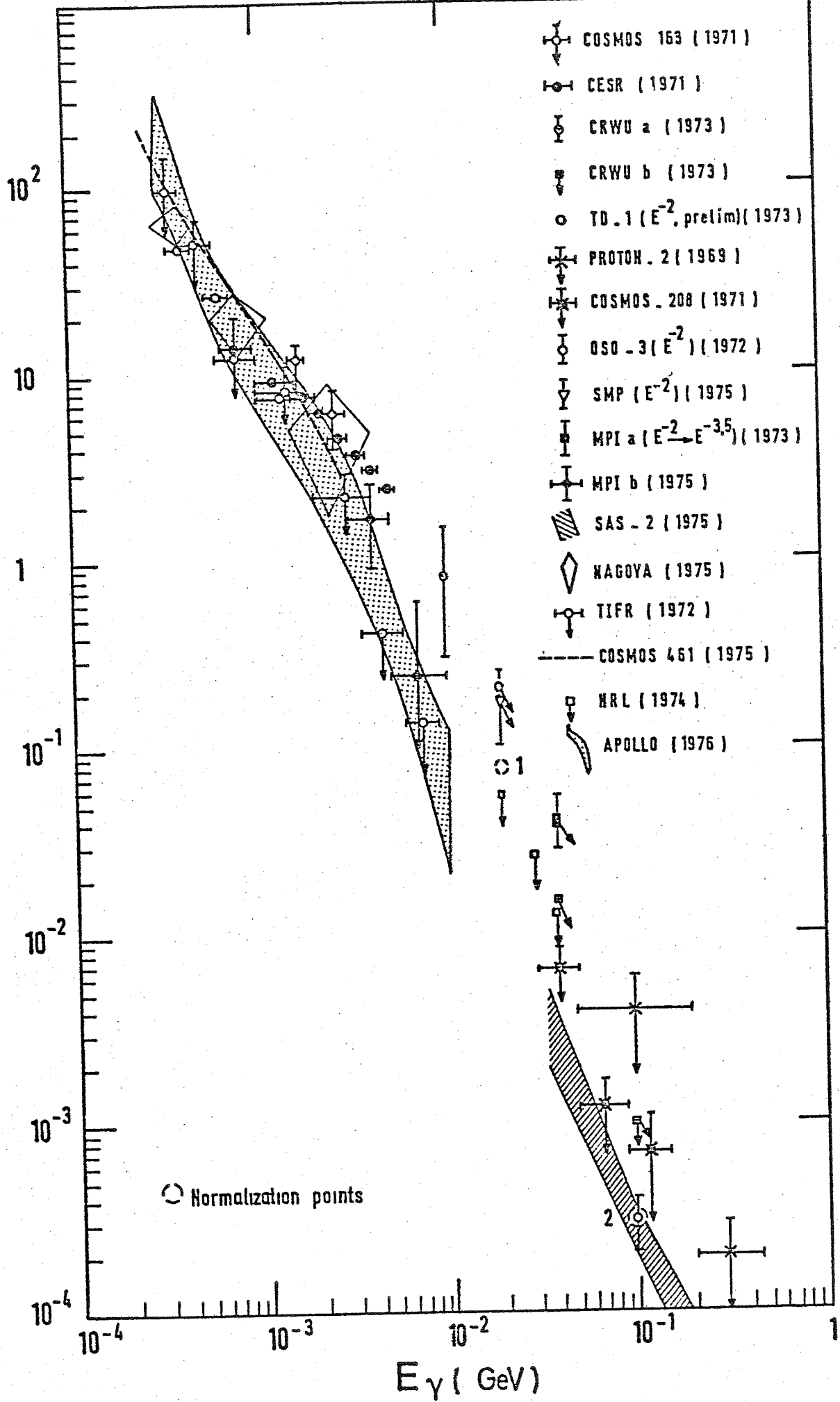


Fig. 1

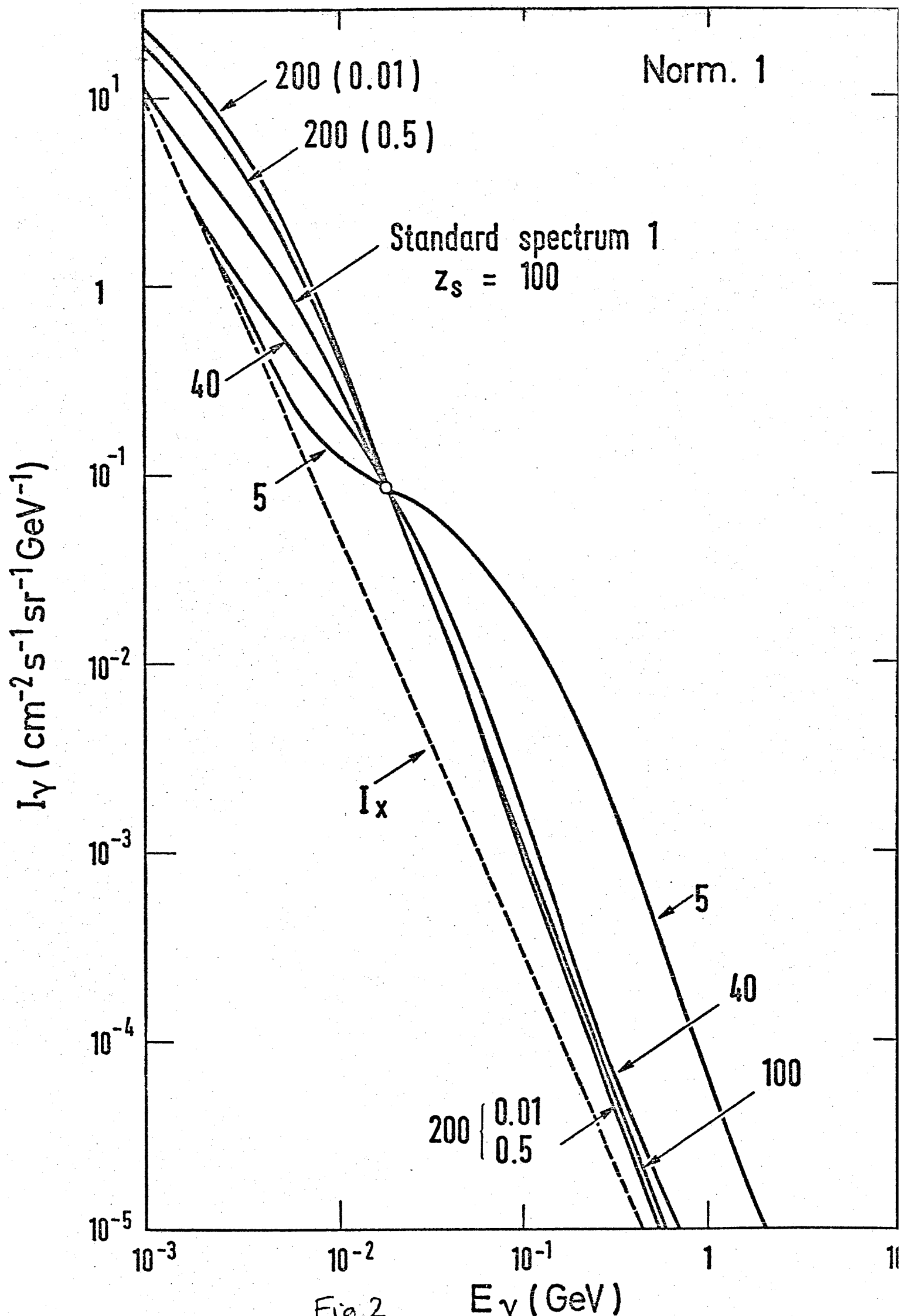


Fig. 2

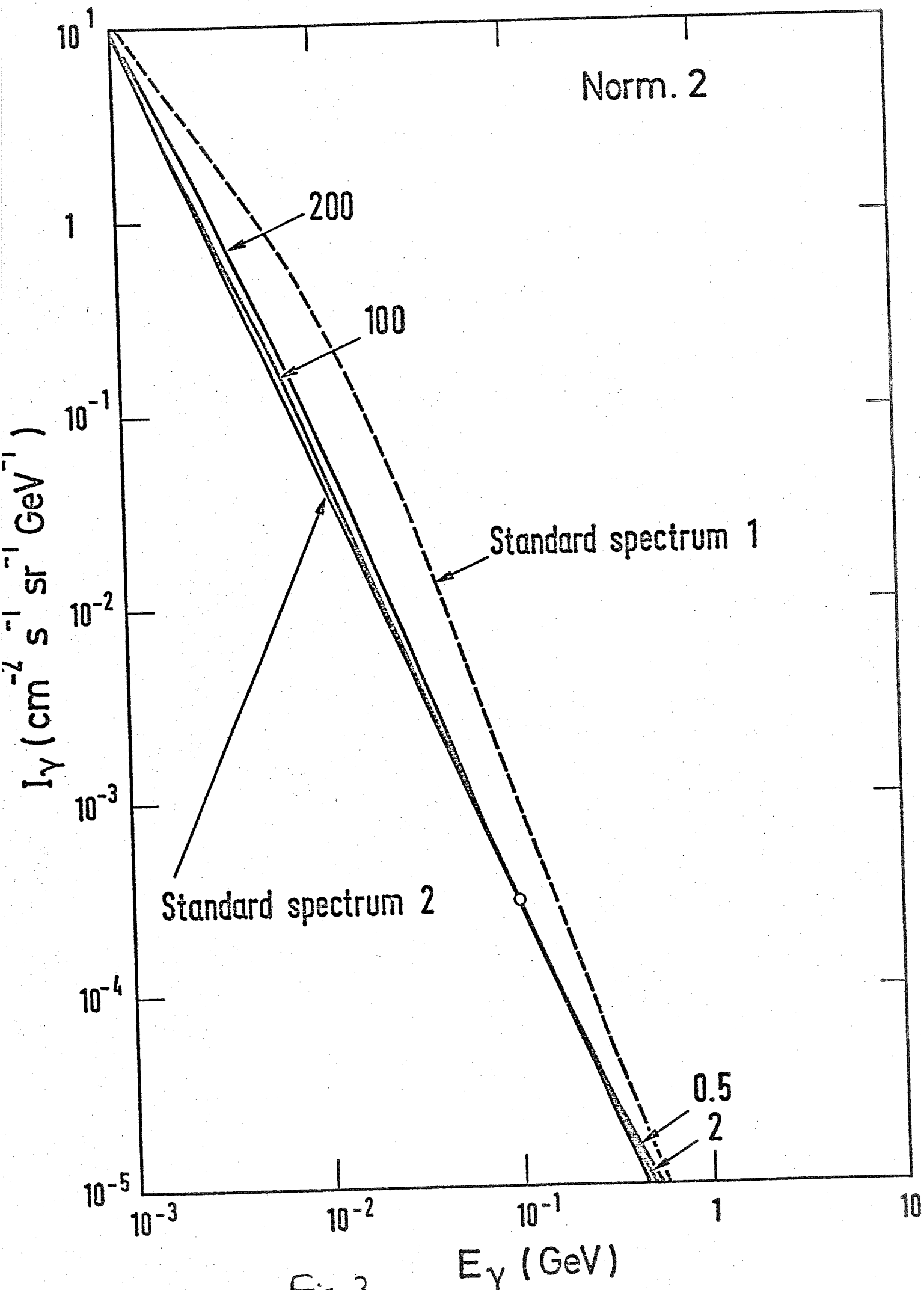
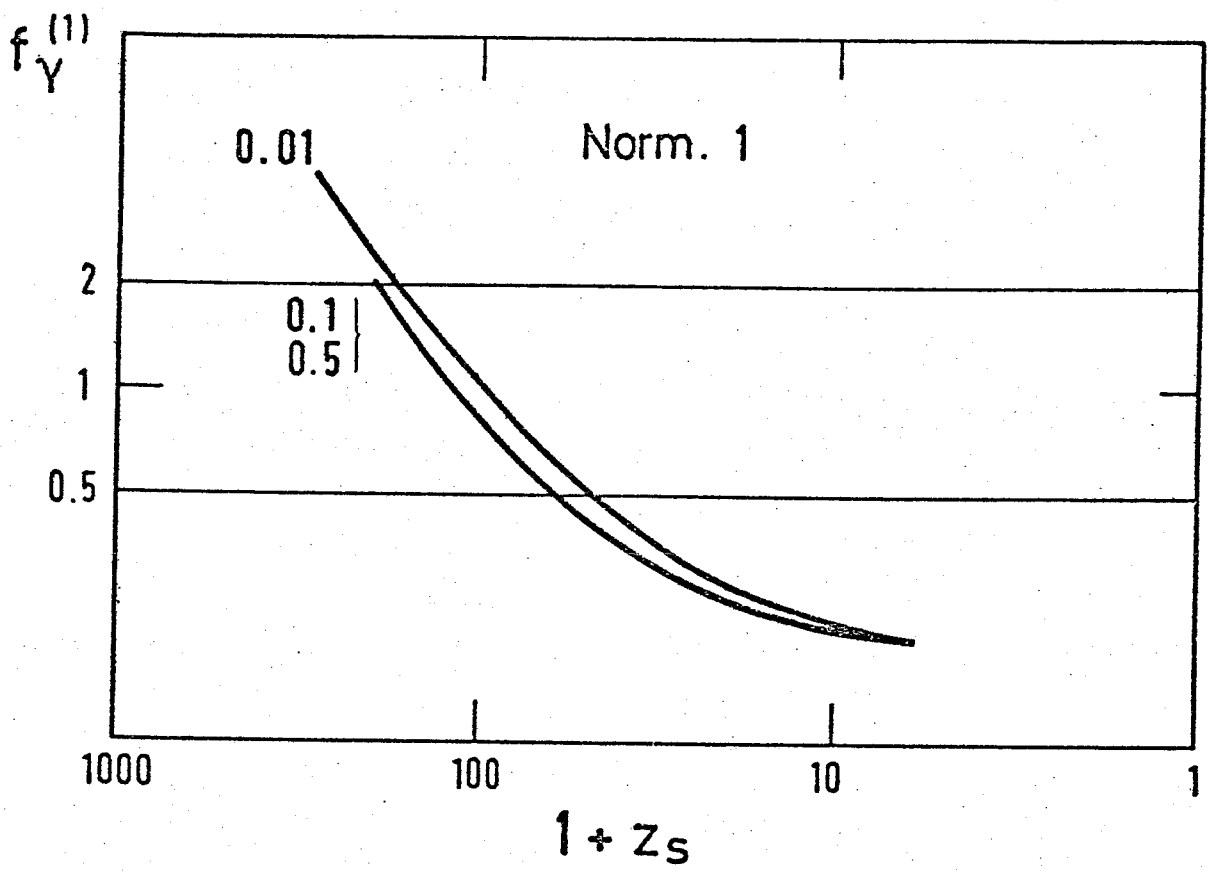
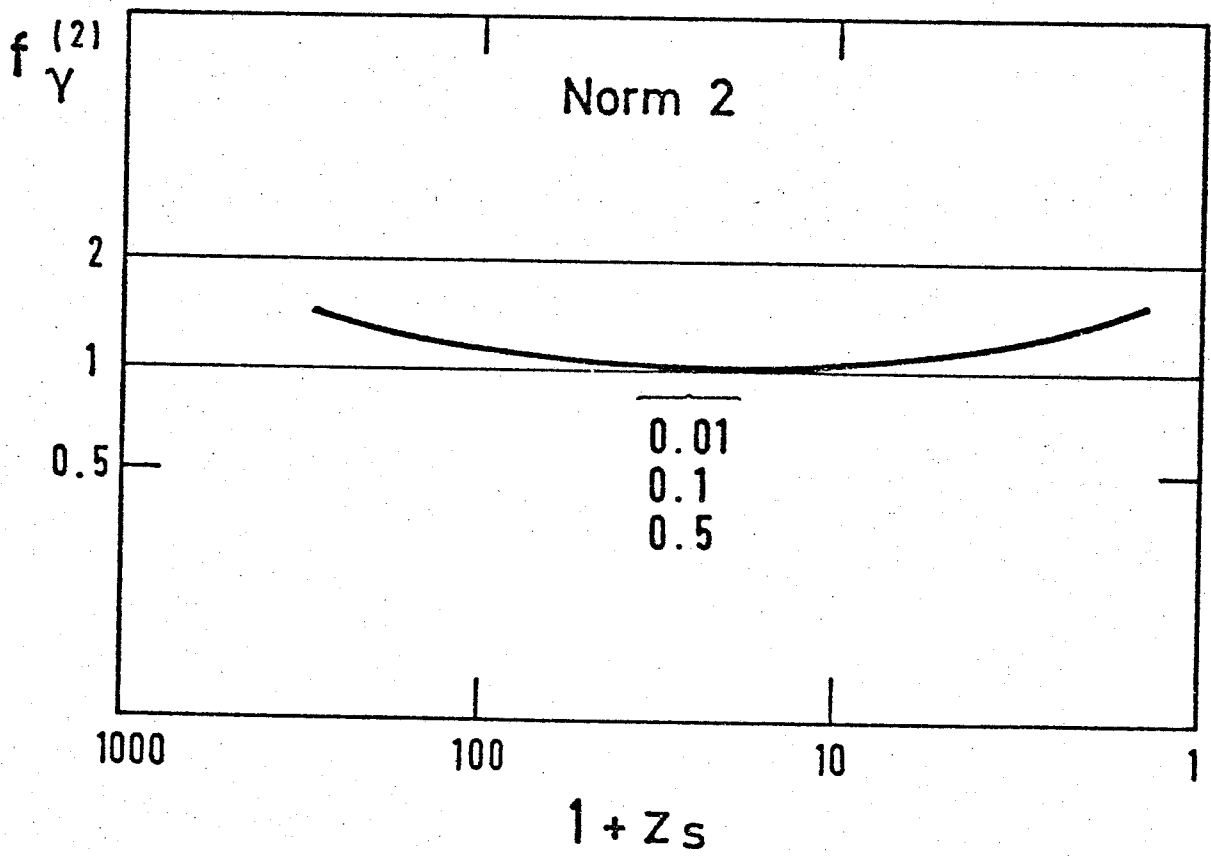


Fig. 3



(a)



(b)

Fig. 4

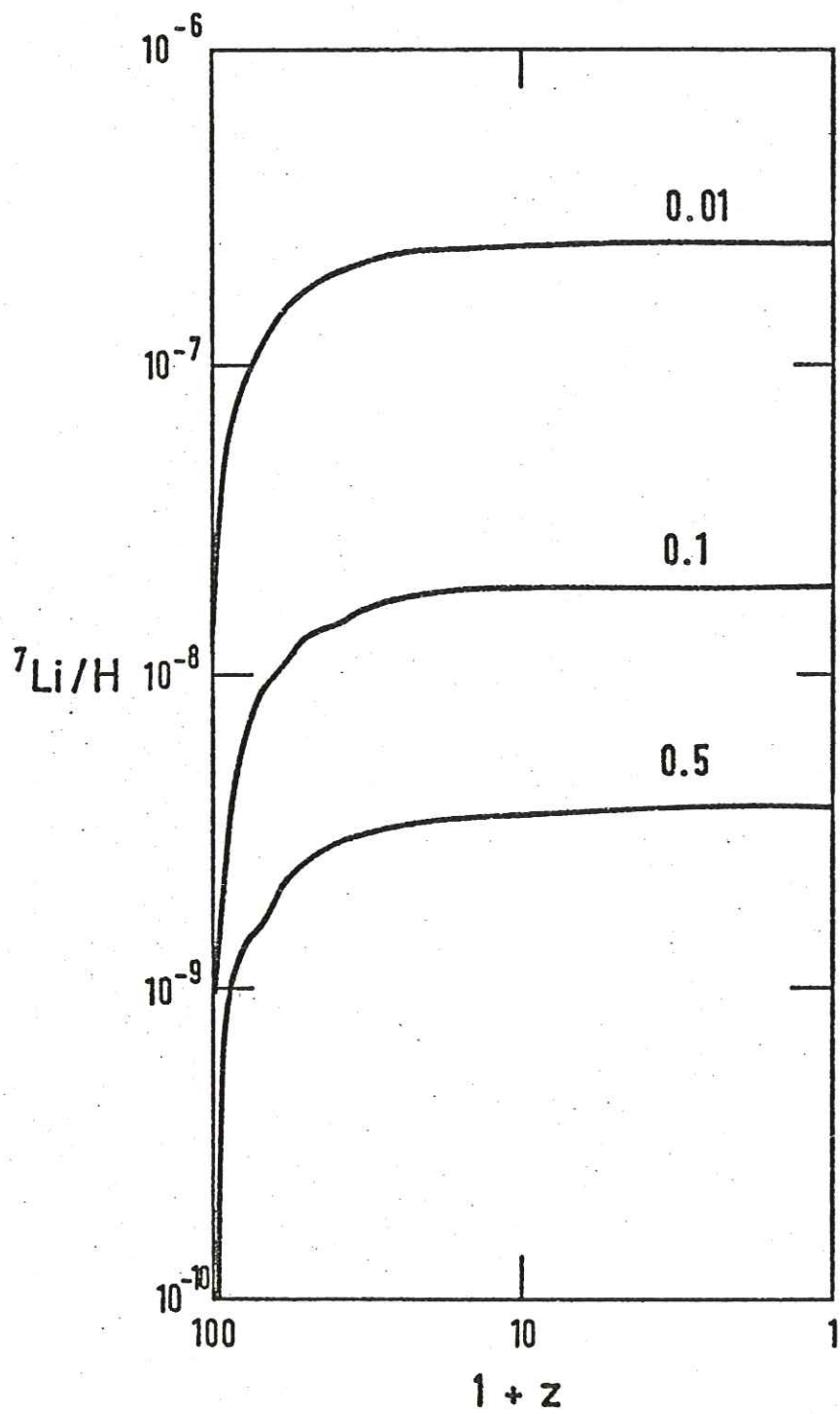


Fig. 5.

Fig. 6

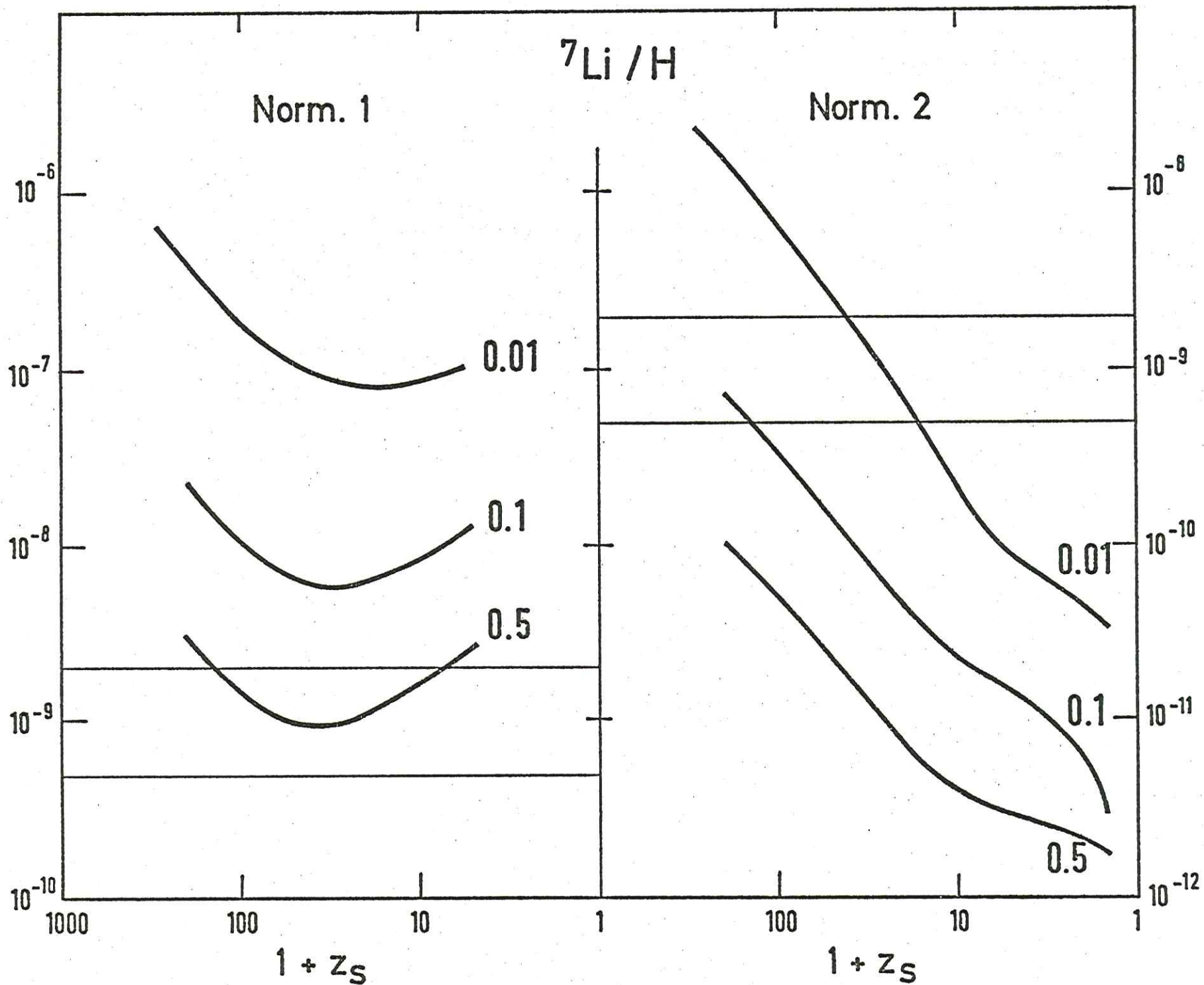


Fig. 7

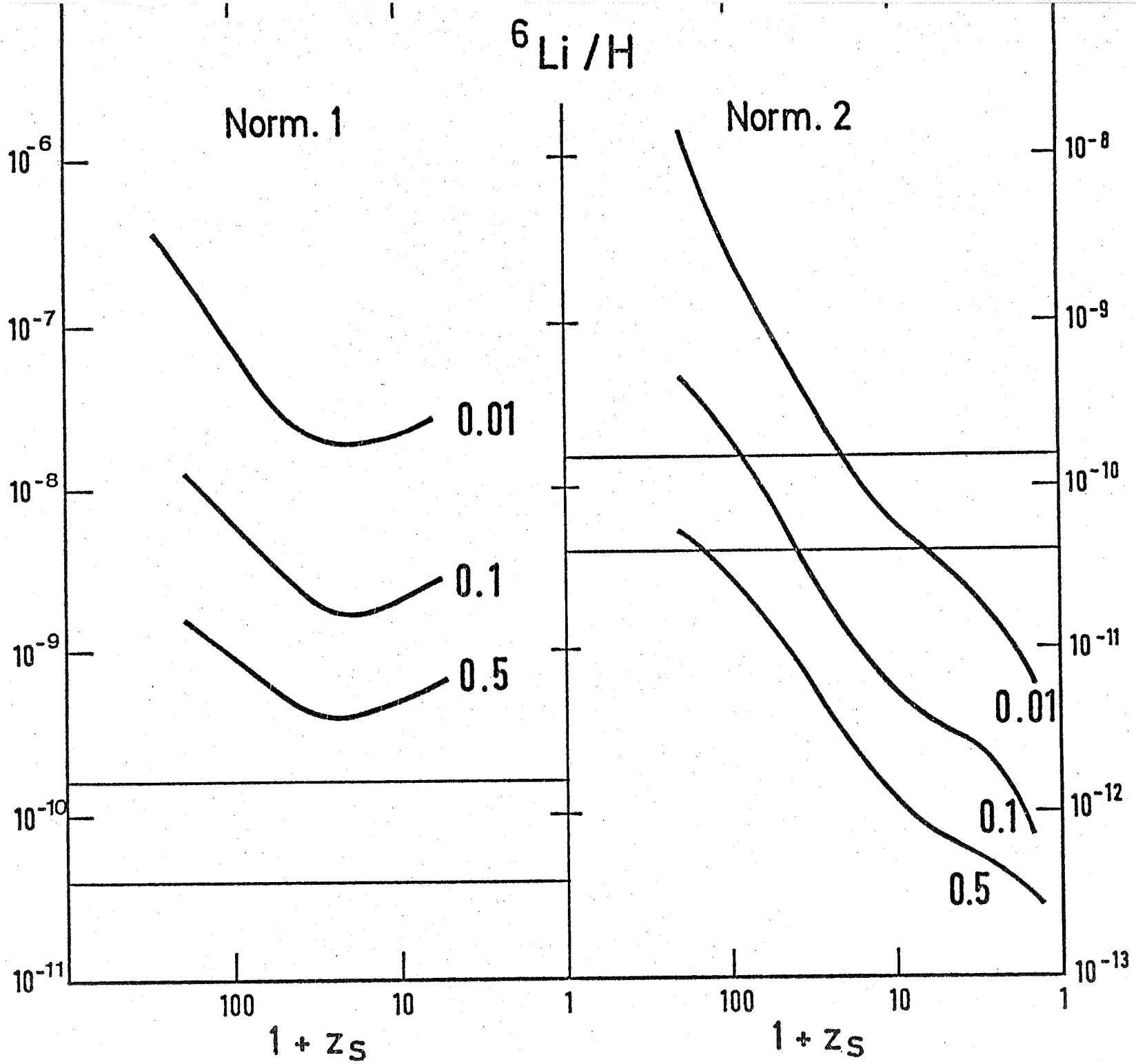
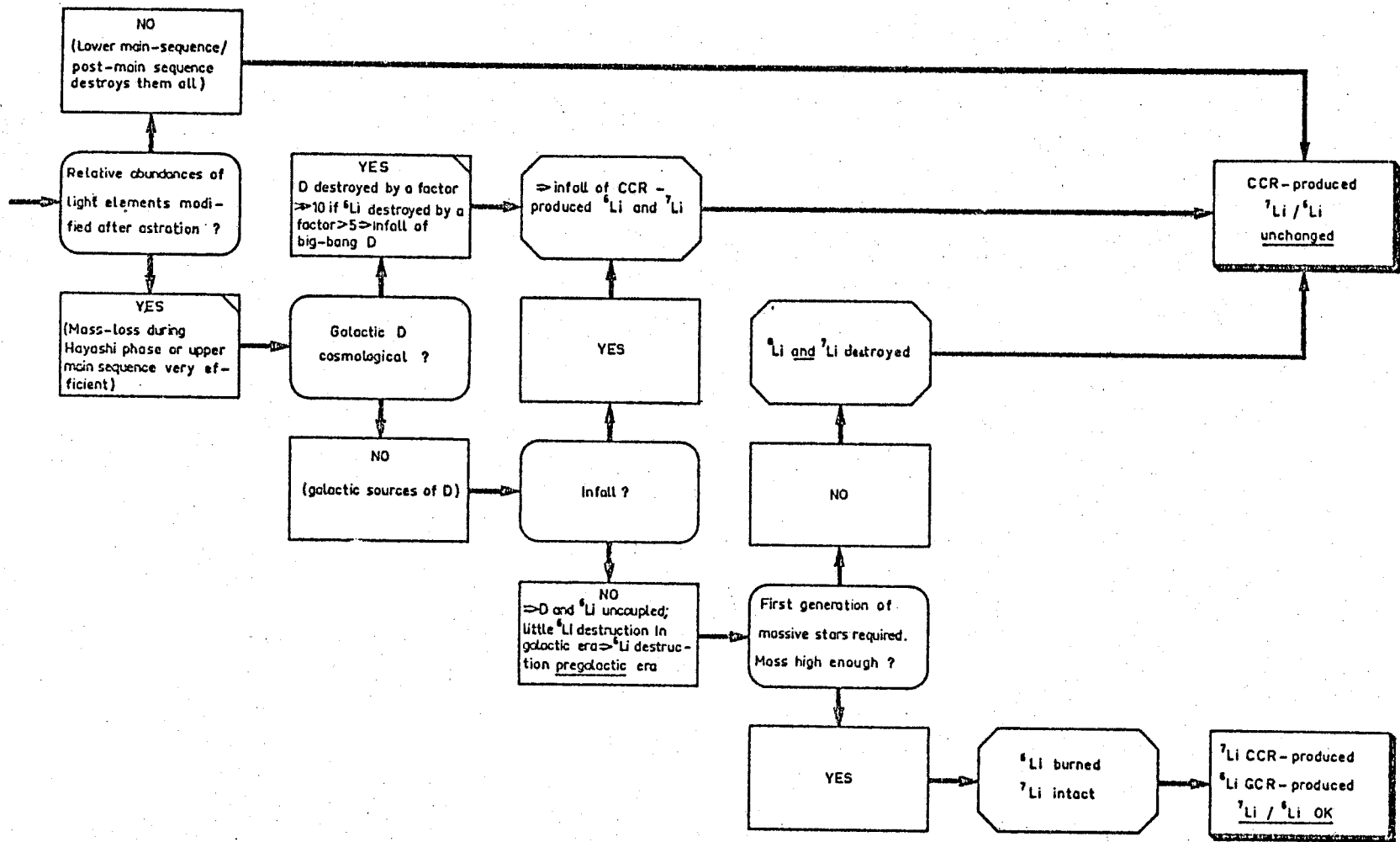


Fig. 8



LIGHT ELEMENT PRODUCTION BY
COSMOLOGICAL COSMIC RAYS

Thierry MONTMERLE

Service d'Electronique Physique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France

Received

Running title : Cosmological cosmic rays

To be published in The Astrophysical Journal, November 1st, 1977.

IIa . PRODUCTION DES ELEMENTS LEGERS PAR LE RAYONNEMENT COSMIQUE COSMOLOGIQUE

Cet article examine les conditions d'existence d'un rayonnement cosmique cosmologique (RCC), dont on suppose qu'il donne la bonne interprétation du fond du ciel γ de 1 à 100 MeV. Le RCC apparait au cours d'une explosion à une époque reculée z_s . Les éléments légers D, ^3He , ^6Li , ^7Li et ^7Be sont produits en même temps que le rayonnement γ , et leurs abondances (relatives à l'hydrogène, ou mutuelles) sont autant de contraintes observationnelles sur l'existence du RCC. Les résultats obtenus antérieurement sur l'abondance du ^6Li et du ^7Li (en résolvant un système d'équations couplées dépendant du temps) sont rappelés ; de nouveaux résultats sur D et ^3He sont présentés. En résumé, il est possible de rendre compte simultanément du fond du ciel γ et de l'abondance du ^7Li . L'abondance de D calculée peut alors atteindre $\sim 20\%$ de sa valeur mesurée. Cependant, il semble difficile d'éviter une surproduction de ^6Li , mais compte-tenu des incertitudes sur les données γ , il reste la possibilité de diminuer l'abondance du ^6Li en diminuant le flux du RCC mais tout en restant en accord avec le fond du ciel γ . L'abondance de D n'est alors que quelques pour-cent de l'abondance observée. (C'est aussi le cas pour l'hélium 3). Enfin, l'accent est mis sur l'intérêt de ces résultats pour le problème général de l'origine des éléments légers.

ABSTRACT

This paper examines the possibility of the existence of cosmological cosmic rays (CCR), assumed to be responsible for the 1-100 MeV γ -ray background spectrum. The CCR are supposed to appear in a burst at some (high) redshift z_s . The light elements D, ^3He , ^6Li , ^7Li and ^7Be are produced together with γ -rays, and their abundances (relative to H, as well as relative to one another) are considered as observational constraints on the existence of CCR. Results obtained previously (Montmerle, 1977a,b) on the abundance of ^6Li and ^7Li (by solving a system of coupled time-dependent transport equations) are summarized ; new results on D and ^3He are presented. In short, it is possible to account simultaneously for the γ -ray background spectrum and the ^7Li abundance. The calculated D abundance can be then up to $\sim 20\%$ of the observed present value. However, it appears difficult to avoid overproduction of ^6Li at the same time, but within the spread of the present γ -ray data, it is possible to decrease the calculated ^6Li abundance by lowering the CCR flux while accounting still for the γ -ray background spectrum. The calculated D abundance is then only a few percent of the observed abundance. (This is also the case for ^3He .) Finally, the relevance of this framework to the problem of the origin of the light elements is emphasized.

Subject headings : cosmic rays : general - deuterium -
gamma rays : general - nucleosynthesis

I - COSMOLOGICAL COSMIC RAYS : THE FRAMEWORK

a) γ -rays and light element production

In spite of poorly known activation phenomena in crystal detectors, recent observations of the (1 - 100 MeV) γ -ray background still favour a "bump" in the 1 - 10 MeV range (Trombka et al. 1976).

If confirmed, this spectral shape strongly suggests a π^0 -decay origin, as has been long advocated by Stecker (1969 ; 1976), but alternative proposals (Rocchia et al. 1976) exist. Now the links between the γ -ray background and cosmology are well known (e.g. Stecker 1973 ; Montmerle 1975). In this paper, we shall examine the view that the neutral pions come from interactions at high redshifts between high energy particles (cosmological cosmic rays : "CCR" hereafter) and the gaseous component of the ambient medium ("the gas" hereafter), in the framework of big-bang cosmology. (The alternative matter-antimatter hypothesis, which leads also to π^0 production, is now subject to strong difficulties, see e.g. Ramani and Puget, 1976, Combes et al., 1976, and Steigman, 1976⁽¹⁾. Therefore it will not be discussed here.)

(1) See, however, remarks by Stecker (1976) ; also Aldrovandi and D'Olivari (1976).

Now, at typical redshifts ~ 100 , the main constituents of the gas are hydrogen and helium-4 ($\simeq 10\%$ by number). Hence, any process (turbulence ?) able to accelerate protons to cosmic-ray energies should also accelerate ${}^4\text{He}$ nuclei.

In this context, the γ -rays are produced essentially via high energy $p + p$, $\alpha + \alpha$ or $p + \alpha$ interactions between CCR protons or α particles, of energies of at least a few GeV/n in the lab frame, and the gas. But also low-energy interactions take place at the same time, leading to a variety of effects, in particular giving birth to the light elements D, ^3He (mainly via $p + p$ and $p + \alpha$ reactions), and ^6Li , ^7Li and ^7Be (via $\alpha + \alpha$ reactions). These elements are subsequently thermalized in the gas (see, e.g. Meneguzzi et al. 1971).

The general derivation of simultaneous light element and γ -ray production has been given in detail in forthcoming papers (Montmerle, 1977a,b hereafter "Paper I" and "Paper II"), in the hypothesis of a CCR burst at some redshift z_s (see Stecker, 1971, 1973) hereafter called "the CCR hypothesis". (More details on the CCR model will be given in the next subsection.) In Paper I, interesting results on ^7Li and ^6Li production have been obtained and will be outlined in §II (see also Montmerle 1976). In short, the CCR hypothesis may account for the γ -ray background spectrum and for the ^7Li abundance (the origin of which is still a matter of debate otherwise) at the same time, but it appears difficult to avoid an overproduction of ^6Li .

It can be anticipated from these results that D or ^3He cannot be produced by CCR in quantities comparable to the observed values. Nevertheless, in view of the relevance of D to big-bang cosmology, it seems worthwhile (§III) to make more quantitative estimates : in this paper, we will show that the CCR-produced D abundance can be up to 20% of the observed value.

The case of ^3He is examined briefly in §IV, and concluding remarks are presented in §V.

b) The CCR model and particle transport

Let us be now more specific as regards the "reactants", i.e. respectively the gas and the CCR flux. Full details are given in Paper I.

The gas density is governed essentially by two parameters : the Hubble constant H_0 and the deceleration parameter q_0 . Although difficulties remain, we take $H_0 = 55 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Sandage 1975), and $q_0 = 0.1$ (corresponding to a big-bang origin for D, see Wagoner, 1973 ; however, see Yahil and Beaudet, 1976). The influence of the values of H_0 and q_0 on the results have been discussed in Paper II.

The CCR injection spectrum at z_s is of the form $(E + E_B)^{-\Gamma}$ (E being the kinetic energy per nucleon of the CCR p and α particles : we take $\alpha/p = 0.1$). For E_B , we have looked into two possibilities : $E_B =$ proton rest mass E_0 ("total energy" spectrum), and $E_B = 0$ ("kinetic energy" spectrum). We take also $\Gamma = 2.6$, as suggested by galactic cosmic-ray observations and indirect evidence from radio-galaxies.

In this model, for a given q_0 , the redshift z_s is the only parameter (and, as noted in Paper II, the value of z_s required to fit the γ -ray observations is essentially independent of q_0).

Now the behaviour of all particles (CCR protons and α -particles, CCR-produced γ -rays and light nuclei) is governed by a set of time-dependent transport equations which take into account ionization and expansion losses (see Paper I for details). These equations were solved semi-analytically, for any kind of particles, relativistic or not. The coupling of the transport equations for particles of species i and k is achieved through the source-function for the production of particles k, born via

the reaction i (energy E') + J (at rest) \rightarrow k (energy E). This source-function involves the corresponding cross-section $\sigma_{iJ \rightarrow k}(E, E')$, which, as an approximation, will be written (for nuclei) as :

$$\sigma_{iJ \rightarrow k}(E, E') = \sigma_{A(k)}(E') \delta(E - \lambda_{iJ} E') \quad (1-1)$$

where $A(k)$ is the mass number of nuclei k , and λ_{iJ} is a constant describing the kinematics of the reaction. The γ -ray source-function is calculated by Stecker (1971 ; see also Paper I).

c) Normalization of the CCR flux :

Since the CCR hypothesis gives a typical fit to the γ -ray background spectrum (e.g. Stecker, 1973, 1976), the γ -ray background intensity I_{γ} at some energy E_{γ} can be used to normalize the CCR flux. (Note that the theoretical γ -ray spectra are essentially independent of E_B , for $E_B \leq 1$ GeV ; Stecker, 1973 ; Paper I.) Once this is done, the method outlined above allows one to calculate the absolute values of the light element abundances.

As mentioned in §I-a above, the γ -ray background is not well known. The spread of the data around 20 MeV reaches a factor of ~ 10 . A full discussion of this situation and of its consequences is given in Paper II. In this paper, we normalize the CCR flux to the γ -ray background spectrum by taking :

$$I_{\gamma}^{(Ap)} = 6 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \quad \text{at} \quad E_{\gamma}^{(Ap)} = 4 \text{ MeV.} \quad (1-2)$$

Indeed, it can be shown that the corresponding theoretical γ -ray spectra (with $60 \leq z_s \leq 150$) lie within the spread of the most recent data, i.e. the Apollo 16 (Trombka et al. 1976) and SAS-2 (Fichtel et al. 1975) data.

II - LITHIUM PRODUCTION

a) Cross-sections

Low energy $\alpha + \alpha$ reactions give rise to the light elements ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ (which decays into ${}^7\text{Li}$). Since lithium nuclei move about half as fast as the incident α , the cross-sections will be written, in accordance with eq. (1-1) : $\sigma_{\alpha^4\text{He}}(E', E) = \sigma_{\ell}(E') \delta(E - \frac{1}{4} E')$, for $\ell = 6$ and $\ell = 7$, (corresponding respectively to ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$). See, e.g., Meneguzzi et al. (1971).

Accounting for ${}^7\text{Be}$ decay, $\sigma_7(E')$ was taken from King et al. (1975), who give experimental points up to 35 MeV/n only. The cross-section $\sigma_6(E')$ has been estimated by Kozlovsky and Ramaty (1974), from inverse-reaction measurements, and there is again no reliable point beyond a few tens of MeV/n.

To cope with this situation, it is necessary to take the high energy part of the cross-sections σ_6 and σ_7 (above ~ 100 MeV/n), as a parameter. Since these cross-sections are strongly peaked in the low-energy range ($\sim 10 - 15$ MeV/n), it turns out that their unknown behaviours in the high-energy range result in an uncertainty of a factor $\sim 2-3$ only on the calculated ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ (absolute) abundances, that is of the same order as the other uncertainties (Paper II). On the contrary, a much more critical quantity is Σ , the σ_7/σ_6 ratio above 100 MeV/n, because it affects strongly the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio, as will be discussed in §II,c. We take $\sigma_7 = 1$ mb (as a safe upper limit).

b) The calculated ${}^7\text{Li}$ abundance :

Although a number of proposals have been made, no theory accounts satisfactorily at present for the observed ${}^7\text{Li}$ abundance (${}^7\text{Li}/\text{H} = 10^{-9}$, within a factor of 2 either way, see a more complete discussion in Paper II ; also Reeves 1974, Audouze et al. 1976, Boesgaard 1976).

Fig. 1a shows the calculated ${}^7\text{Li}$ abundance in the CCR hypothesis (total energy spectrum) as a function of z_s , for $q_0 = 0.1$. One reaches the conclusion that the CCR flux normalized (eq. 1-2) to fit the present γ -ray background spectrum (and, in particular, the Apollo 16 and SAS-2 data, within their observational uncertainties), accounts also for the ${}^7\text{Li}$ abundance. Fig. 1a shows the uncertainties of this result, using two other γ -ray normalizations corresponding respectively (1) to the presence of a strong "bump" (as suggested by older data) or (2) to the absence of a bump, in the actual γ -ray background spectrum. On the other hand, with the same normalization (eq. 1-2), for $E_B = 0$ (kinetic energy CCR spectrum), ${}^7\text{Li}$ is overproduced by a factor $\sim 10^3$; the corresponding CCR model is then not acceptable, and will not be considered any further.

c) The ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio

The ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio has been measured only in meteorites, where its value is 12.5 (Nichiporuk, 1971) ; lower limits for stars (Cohen, 1972) are ~ 10 . As seen from Table 1, the CCR hypothesis does not lead to such a high value in general, except if Σ has the unlikely high value 10^2 (i.e. if $\sigma_7 = 1$ mb and $\sigma_6 = 0.01$ mb above 100 MeV/n), and if $q_0 = 0.5$. A much more

likely situation is $\Sigma < 10$, with σ_6 and σ_7 proportional to E^{-2} above 100 MeV/n ; this leads, however, for $E_B = E_0$, to values of the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio too small by a factor $\sim 3 - 5$ (see Paper II for discussion).

Therefore, unless the CCR-produced ${}^6\text{Li}$ is destroyed while ${}^7\text{Li}$ remains intact (and a possible, though not very likely, scenario is suggested in Paper II, in relation with the fact that D is destroyed in the course of stellar processing, whenever ${}^6\text{Li}$ is) it appears impossible to reconcile the calculated and observed ratios for reasonable values of σ_6 and σ_7 above 100 MeV/n.

As a consequence, in spite of the fact that it is in principle possible to account simultaneously for the observed ${}^7\text{Li}$ abundance and γ -ray background spectrum, the strongest observational constraint is actually to avoid overproduction of ${}^6\text{Li}$. The CCR flux has then to be decreased by a factor ~ 3 at least. Nevertheless, within the spread of all the γ -ray data, it is still possible to fit the γ -ray background spectrum, but the CCR-produced ${}^7\text{Li}$ accounts then only for a fraction of its observed abundance (Paper II : see fig. 6 for instance).

III - DEUTERIUM PRODUCTION

a) Cross-sections

Of interest to us is the cross-section $\sigma_2(E')$ appearing in eq. (1-1), for each of the reactions giving rise to deuterons. These reactions can be found in Meyer (1972) ; the most important ones are given in Table 2, along with their "code names", and their relevant cross-sections, in the form $\sigma_2^{(n)}(E')$. Contrary to

the case of the $\alpha + \alpha$ reactions (§ II), these cross-sections are rather well known up to high energies (see fig. 2, 5, 6, 7 of Meyer, 1972).

For the main d-producing reactions, we have made simplifying approximations on the kinematics, leading to expressions of the form (1-1). These will be detailed elsewhere (Montmerle 1977c). The corresponding values of $\lambda_{iJ}^{(n)}$ are gathered in Table 2.

b) The calculated deuterium abundance

The source-function for the CCR-produced deuterons is a sum of source functions, each corresponding to one reaction. However, numerical calculations show that the "complex p⁴He" reactions (which give d essentially at rest) dominate deuterium production. This is also the case in the Galaxy (see Meyer, 1974).

For $E_B = E_0$, as shown in fig. 1b for $q = 0.1$, amounts of D a priori comparable to what is observed ($D/H = 2 \pm 1 \times 10^{-5}$, Vidal-Madjar et al. 1977) may be obtained. However, keeping in mind the results obtained in § II,b on ⁷Li, the a priori possible range of variation of the D/H ratio has to be restricted (hatched area of fig. 1b) to avoid over- or underproduction of ⁷Li. Under these conditions, nevertheless, it is seen that up to ~ 20% of the (minimum) observed D abundance (see Table 1) can be produced by CCR ; but with the Apollo γ -ray normalization (§ I,d), the corresponding figure is less than ~ 10%. When, furthermore, overproduction of ⁶Li is avoided (§ II,c), the CCR-produced D accounts than for ~ 3% only of the (typical) observed D abundance.

In all cases, little D is produced. Clearly, then, the uncertainties on the calculated D abundance are not crucial to study the possible existence of CCR. It will be shown elsewhere that they are negligible if compared with other uncertainties (discussed in Paper I).

IV - HELIUM-3 PRODUCTION

For our purpose, ${}^3\text{He}$ is much less interesting than D : its primeval abundance in the universe is not well known (essentially, the observations give only upper limits, the estimated protosolar value being ${}^3\text{He}/\text{H} \approx 2 + 1 \times 10^{-5}$, Reeves 1974) and is probably accounted for by a big-bang origin. But since early burning of D in stars give also rise to ${}^3\text{He}$, as does also normal hydrogen burning, it is difficult to distinguish between the various formation mechanisms.

For all these reasons, the ${}^3\text{He}$ abundance has not been calculated. However, consider the cross-sections for the various interactions between p and α giving rise to ${}^3\text{He}$, to be found in Meyer (1972). They are of the same order of magnitude than for D. It is thus expected that the CCR-produced ${}^3\text{He}$ abundance will be of the very same order of magnitude than the CCR-produced D abundance, i.e. typically a few percent of the observed abundance.

V - THE VALIDITY OF THE CCR HYPOTHESIS

a) Light element production

When normalized in a suitable way to the γ -ray background spectrum, the CCR flux is able to account for the (relatively

high) ${}^7\text{Li}$ abundance. However, it has been shown in §II,c that there are then severe problems with the calculated ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio, which is too low by a factor of ~ 3 at least.

The implications of this result for the CCR hypothesis have been discussed at length at the end of Paper II, and therefore will not be repeated here. By lowering the CCR flux, it is nevertheless possible to avoid overproduction of ${}^6\text{Li}$ while still explaining the γ -ray background spectrum (within the present spread in the γ -ray data). In this case, the CCR-produced D and ${}^3\text{He}$ nuclei amount to a few percent only of their observed abundance. As for deuterium production by "pregalactic" cosmic rays, as examined by Epstein *et al.* (1976), preliminary calculations show indirectly that our results are consistent with theirs. A discussion on this point will be published elsewhere.

In summary, light element as well as γ -ray observations appear to be at least compatible with the CCR hypothesis ; the possibility that this hypothesis explains the origin of ${}^7\text{Li}$ remains, however, rather unlikely, in view of the high ${}^6\text{Li}$ yield.

b) Relevance to the origin of the light elements

With a reasonable cosmic-ray spectrum ($E_B \leq 1$ GeV), the preceding study shows that the light elements produced via $(p\alpha) + (p\alpha)$ reactions in any similar situation should be in the (calculated) average relative proportions $(\text{D} : {}^3\text{He} : {}^6\text{Li} : {}^7\text{Li}) = (1 : 1 : 10^{-3} : 2 \times 10^{-3})$, as compared to the observed relative proportions $(1 : 1 : 10^{-5} : 10^{-4})$, within a factor of ~ 5 , say, to account for the various uncertainties or assumptions in different models.

In fact, this remark essentially rules out a "nonthermal" origin for D via this kind of reactions, since it implies a ${}^7\text{Li}$ overproduction by a factor of ~ 10 . On the other hand, the too low value of the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio resulting from $\alpha + \alpha$ reactions implies that, to avoid overproduction of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ must be necessarily produced by some other, as yet unidentified but specific, process. The frequently invoked possibility of a very steep low-energy cosmic-ray spectrum cannot hold in the CCR, since it leads to a large overproduction of ${}^7\text{Li}$ (see § II,b). It could perhaps hold, however, in other situations in which only $\alpha + \alpha$ reactions are considered (Clayton and Dwek 1976), or more generally for spallation reactions by galactic cosmic rays (e.g. Meneguzzi and Reeves 1975).

ACKNOWLEDGEMENTS

I thank Hubert Reeves and Jean-Paul Meyer for numerous and enlightening discussions.

TABLE 1

THE ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ RATIO RESULTING FROM $\alpha + \alpha$ REACTIONS,
IN THE CCR HYPOTHESIS

q_0	$n_{\text{H},0}^{(*)}$ (cm^{-3})	$\sigma_7/\sigma_6^{(\xi)}$	${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}^{(+)}$
0.1	4.90(-7)	1	1.37
		10	5.42
		100	7.69
0.5	2.43(-6)	1	1.29
		10	6.70
		100	11.6

(*) Present average number density of the universe.

(ξ) This is the ratio between unknown (assumed constant) cross-sections σ_7 and σ_6 of the $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Li}$ and $\alpha + \alpha \rightarrow {}^6\text{Li}$ reactions above 100 MeV/n.

Here $\sigma_7 (> 100 \text{ MeV/n}) = 1 \text{ mb}$.

(+) The ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio is calculated for $z_s = 100$;

$H_0 = 55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. The CCR injection spectrum is $\propto (E + E_0)^{-2.6}$.

TABLE 2

REACTIONS GIVING RISE TO DEUTERIUM

Reaction	"code name"	cross-section	$\lambda_{iJ}^{(n)}(\xi)$
$p + H \rightarrow d + \pi^+$	ppd	$\sigma_2^{(1)}$	0.25
$\left. \begin{array}{l} p + {}^4\text{He} \\ \alpha + H \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} d+d+p \\ d+n+2p \end{array} \right.$	complex - $p\alpha^{(*)}$	$\sigma_2^{(2)}$	0 1
$\left. \begin{array}{l} p + {}^4\text{He} \\ \alpha + H \end{array} \right\} \rightarrow d + \tau^{(+)}$	pick-up - $p\alpha$	$\sigma_2^{(3)}$	0.48 1.7

2-1

(ξ) Appearing in eq.(1-1) ; approximate.

(*) The two "complex- $p\alpha$ " reactions are considered together ;
see Meyer (1972) for details.

(+) Moving ${}^3\text{He}$ nucleus.

REFERENCES

- Aldrovandi R., D'Olival J.B.S. 1976, *Ap. and Space Sci.* 44, 471
- Audouze J., Meneguzzi M., Reeves H. 1976, in Spallation nuclear reactions and their applications (Ed. B.S.P. Shen and M. Merker ; D. Reidel, Dordrecht), p. 113
- Boesgaard A.M. 1976, *Pub. Astr. Soc. Pacific*, 88, 353
- Clayton D.D., Dwek E. 1976, *Ap. J.* 206, L59
- Cohen J.G. 1972, *Ap. J.* 171, 71
- Combes F., Fassi-Fehri O., Leroy B. 1975, *Astr. & Sp. Sci.* 37, 151
- Epstein R.I., Lattimer J.M., Schramm D.N. 1976, *Nature* 263, 198
- Fichtel C.E., Hartman R.C., Kniffen D.A., Thompson D.J., Bignami G.F., Ögelman H., Özel M.E., Tümer T. 1975, *Ap. J.* 198, 163
- King C.H., Rossner H.H., Austin S.M., Chien W.S., Mathews G.J., Viola V.E., Clark R.G. 1975, *Phys. Rev. Lett.* 35, 988
- Kozlovsky B., Ramaty R. 1974, *Astron. Astroph.* 34, 477
- Meneguzzi M., Audouze J., Reeves H. 1971, *Astron. Astroph.* 15, 337
- Meneguzzi M., Reeves H. 1975, *Astron. Astroph.* 40, 99
- Meyer J.P. 1972, *Astron. Astroph. Suppl.* 7, 417
- Meyer J.P. 1974, Thesis (Faculté d'Orsay)
- Montmerle T. 1975, *Ap. J.* 197, 285
- Montmerle T. 1976, presented at the 5th European Cosmic-ray Conference, Leeds, England, Sept. 14th-17th
- Montmerle T. 1977a, *Ap. J.*, to be published (Paper I)
- Montmerle T. 1977b, *Ap. J.*, to be published (Paper II)
- Montmerle T. 1977c, presented at the 15th International Cosmic-ray Conference, Plovdiv, Bulgaria.
- Nichiporuk W. 1971, in Elemental Abundances in Meteorites (Ed. B. Mason ; Gordon & Breach, New York)

- Ramani A., Puget J.L. 1976, *Astron. Astroph.* 51, 411
- Reeves H. 1974, *Ann. Rev. of Astr. and Astroph.* 12, 437
- Rocchia R., Ducros R., Gaffet B. 1976, *Ap. J.* 209, 350
- Sandage A. 1975, *Ap. J.* 202, 563
- Stecker F.W. 1969, *Nature* 224, 870
- Stecker F.W. 1971, Cosmic γ -rays, NASA SP-249
- Stecker F.W. 1973, in Gamma-ray Astrophysics (Ed. F.W. Stecker & J.I. Trombka), NASA SP-339, p. 211
- Stecker F.W. 1976, in The structure and content of the Galaxy and galactic gamma-rays, preprint NASA X-662-76-154, p. 357
- Steigman G. 1976, *Ann. Rev. of Astr. and Astroph.* 14, 339
- Trombka J.I., Dyer C.W., Evans L.G., Bielefeld M.J., Seltzer S.M., Metzger A.E. 1976, preprint NASA X-682-76-128
- Vidal-Madjar A., Laurent C., Bonnet R.M., York D.G. 1977, *Ap. J.* 211, 91
- Wagoner R. 1973, *Ap. J.* 179, 343
- Yahil A., Beaudet G. 1976, *Ap. J.* 206, 26

FIGURE CAPTION

Fig. 1 The calculated ${}^7\text{Li}/\text{H}$ (a) and D/H (b) ratios in the CCR hypothesis, for $q_0 = 0.1$, as a function of z_s . The curves labelled "1" and "2" are upper and lower limits (respectively) to the ${}^7\text{Li}$ and D abundances, corresponding to the following normalizations to the γ -ray background spectrum : (1) $E_\gamma^{(1)} = 20 \text{ MeV}$, $I_\gamma^{(1)} = 8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ (bump), and (2) $E_\gamma^{(2)} = 100 \text{ MeV}$, $I_\gamma^{(2)} = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ (no bump) (see Paper II for details). The segment labelled "Ap" corresponds to the Apollo γ -ray normalization (ξ I,d ; the calculated γ -ray spectra for $z_s \lesssim 60$ do not fit the Apollo 16 and SAS-2 data). The "initial" ${}^7\text{Li}$ and D abundances lie between the thin horizontal lines ; the hatched area in (b) gives the possible calculated D abundance when avoiding over- or underproduction of ${}^7\text{Li}$ by CCR [they correspond to the observed range in (a)]. The calculations are not valid for $z_s \gtrsim 150$ because of the "CCR lifetime constraint" (Paper I).

Postal address :

T. MONTMERLE

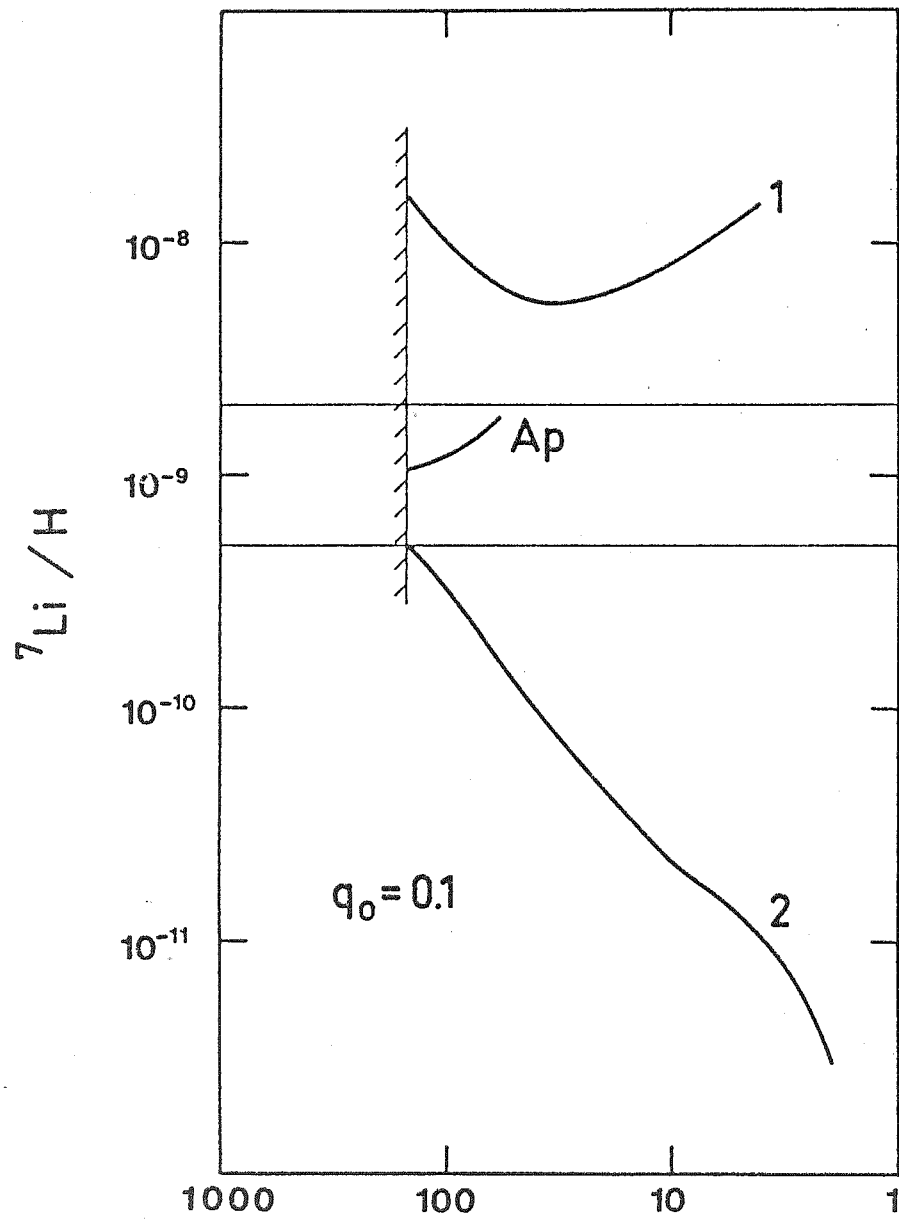
DPH/EP/ES

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

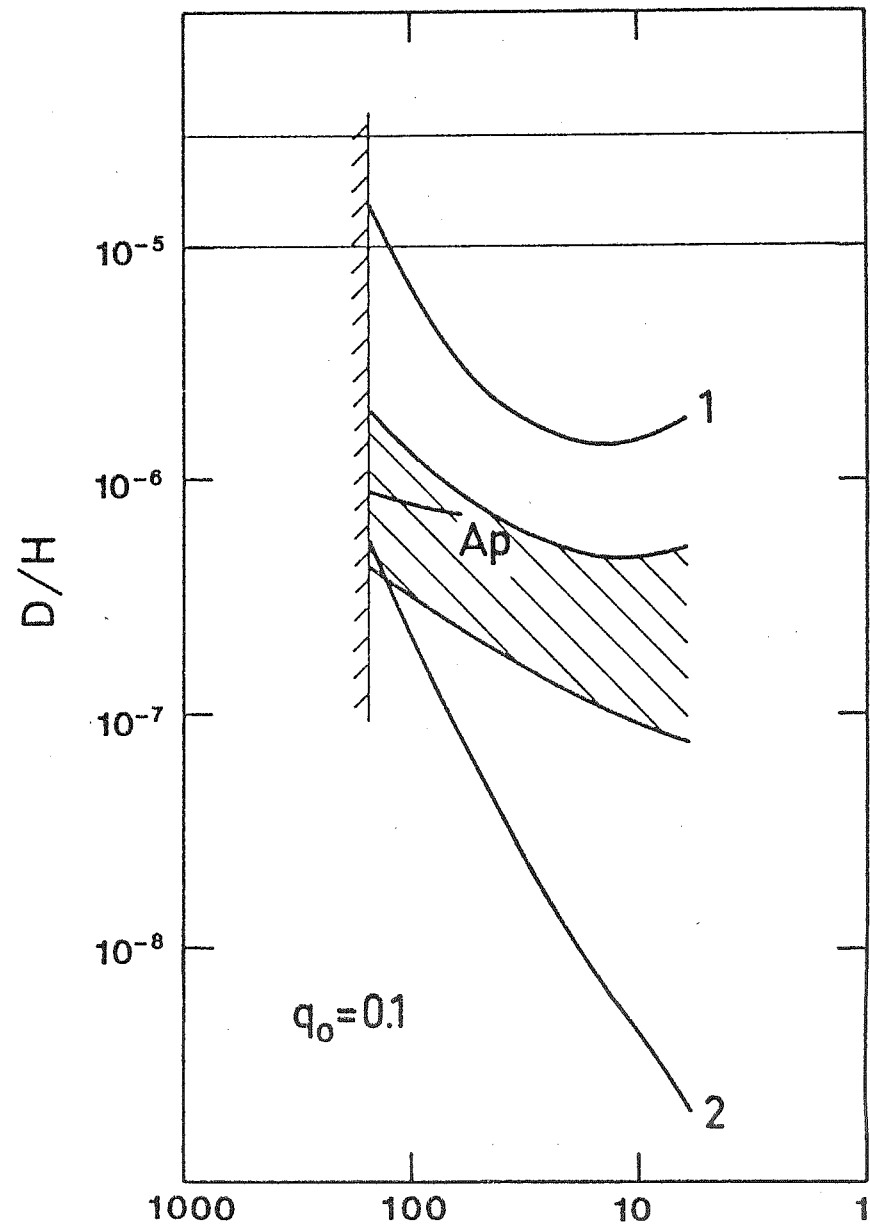
B.P. 2

91190 - Gif-sur-Yvette

FRANCE



$1+z_s$
 (a)



$1+z_s$
 (b)

ON THE POSSIBLE EXISTENCE OF COSMOLOGICAL
COSMIC RAYS

III. NUCLEAR γ -RAY PRODUCTION

T. Montmerle

Service d'Electronique Physique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France

Received :

Running title : Cosmological cosmic rays

To be published in The Astrophysical Journal, November 15th, 1977

III. PRODUCTION DE RAYONNEMENT γ NUCLEAIRE

Dans le cadre de l'hypothèse du rayonnement cosmique cosmologique, étudiée dans les articles précédents, le flux du rayonnement γ nucléaire issu de réactions $p\alpha$ et $\alpha\alpha$ à basse énergie par l'intermédiaire de la désexcitation des niveaux excités des éléments ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^7\text{Be}$ est calculé. Ce flux est au moins de six ordres de grandeur plus faible que le flux du rayonnement X diffus, et est vraisemblablement indétectable. Ceci est vrai même pour les noyaux ${}^7\text{Li}^*$ (0.478 MeV) et ${}^7\text{Be}^*$ (0.431 MeV) dont la désexcitation domine la production de rayonnement γ nucléaire.

Les sections efficaces intéressantes sont étudiées dans l'Appendice, et plus spécialement la réaction ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$. En particulier, il se peut que la section efficace totale de réaction soit plus importante qu'on ne le supposait jusqu'à présent.

ABSTRACT

In the framework of the cosmological cosmic ray (CCR) hypothesis, developed in preceding papers, the flux of nuclear γ -rays arising from low-energy $p\alpha$ and $\alpha\alpha$ reactions via the decay of the excited states of ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ is calculated. It is found that this flux is at least ~ 6 orders of magnitude below the observed X-ray background flux and is thus likely to be undetectable. This is the case even for the decay of ${}^7\text{Li}^*$ (0.478 MeV) and ${}^7\text{Be}^*$ (0.431 MeV), which dominate nuclear γ -ray production.

The relevant cross-sections are studied in the Appendix, with a special emphasis on the ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ reaction. In particular, it is suggested that the total reaction cross-section may be higher than previous estimates indicate.

I. COSMOLOGICAL COSMIC RAYS : LIGHT ELEMENT AND HIGH-ENERGY γ -RAY PRODUCTION

In this series of papers, we propose to examine various observational tests of the possible existence of cosmological cosmic rays ("CCR", hereafter), in the framework of the post-recombination era of the big-bang cosmology. The motivations and the astrophysical context of this work have been extensively described in a preceding paper (Montmerle 1977a ; "Paper I" hereafter). In short, the CCR (p and α particles, with $\alpha/p = 0.1$) are assumed to appear in a burst at some (high, ~ 100) redshift z_g , their injection flux being $\propto W^{-2.6}$ (where W is the total energy per nucleon of the CCR particles) : this will be referred to as "the CCR hypothesis".

The observational tests of the CCR hypothesis arise from various interactions of the CCR and the ambient gaseous component of the medium ("the gas" hereafter), at given epochs corresponding to redshifts z .

Of particular interest are the high-energy ($\sim 1 - 10$ GeV/n) collisions, mainly pp, which produce ~ 100 MeV γ -rays via π^0 decay, and low-energy ($\sim 10 - 100$ MeV/n) $p\alpha - p\alpha^{(1)}$ collisions, which give

(1) This is a condensed notation for pp, $p\alpha$ and $\alpha\alpha$ reactions.

rise to the light elements D, ^3He , ^6Li , ^7Li and ^7Be .

The γ -rays produced in such a process offer a plausible explanation for the shape of the 1 - 100 MeV γ -ray background spectrum (Stecker 1975 ; Montmerle 1977b, "Paper II" hereafter), as has long been suggested (Stecker 1969). Hence, the γ -ray observations

allow to normalize the CCR flux at high energies via a normalization factor F_{γ} ; in turn, this allows to quantitatively estimate the various effects expected from the low-energy and of the CCR spectrum, in particular the abundance of the CCR-produced light elements (Paper II; also Montmerle 1977c, "Paper IIa" hereafter).

The most noteworthy result obtained so far is that, when normalizing the γ -ray background flux to the most recent γ -ray data (Apollo experiments, Trombka et al. 1977; SAS-2, Fichtel et al. 1975), the calculated ${}^7\text{Li}$ abundance resulting from $\alpha\alpha$ collisions using a total-energy CCR spectrum is close to the otherwise unexplained observed abundance (${}^7\text{Li}/\text{H} = 10^{-9}$, e.g., Reeves 1974) (Paper IIa and references therein; for details see Papers I and II). However, too much ${}^6\text{Li}$ is produced then (by a factor $\sim 3-5$) and, barring some peculiarities in the unknown $\alpha\alpha$ cross-sections above 100 MeV/n or a particular galactic evolution (Paper II), this remains a serious difficulty.

Nevertheless, keeping in mind the rather positive result on ${}^7\text{Li}$, it is of interest to study another process which takes place at the same time. This is the emission of nuclear γ -ray lines resulting from the decay of excited states of the CCR - produced light nuclei.

II. NUCLEAR γ -RAY LINES

a) The astrophysical context

The impetus to study these γ -ray lines in the framework of the CCR hypothesis comes from the fact that, in recent years, the potential power of nuclear γ -ray line detection has been demonstrated

many times, in a wide range of situations. To mention but a few : young supernovae (e.g. Clayton 1975), spallation reactions of interstellar matter by galactic cosmic rays (Meneguzzi and Reeves 1975), interstellar grains (Lingenfelter and Ramaty 1977) ; for reviews, see Clayton (1973) and Lingenfelter and Ramaty (1976).

Also, contribution of nuclear γ -ray lines of cosmological origin to the cosmic background have already been envisaged (Clayton and Silk 1969, Clayton and Ward 1975), but in a context very different from that of the CCR hypothesis. Indeed, these authors examine the production of γ -rays in the decay process $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, that takes place in supernova explosions, integrated up to the birth of galaxies (which they take as corresponding to epoch $z = 2.5$ on the average) by considering various models of galactic nucleosynthetic evolution.

The potential interest of nuclear γ -ray lines lie mainly in their being able to cross a few tens of g.cm^{-2} of matter before being absorbed, and also in the kinematical information (through the Doppler effect) they might carry, as well as their possible relationship with low-energy cosmic rays. Unfortunately, theoretical flux predictions are rather pessimistic in general (e.g. Meneguzzi and Reeves 1975), although positive detections have been claimed recently, within and outside the Galaxy (Haymes et al. 1975, Hall et al. 1976). However, sharp (i.e., unbroadened) lines should be easier to detect, and new experiments are currently being set for this purpose.

b) Nuclear γ -rays from CCR interactions

Among the various nuclei involved in low-energy $p\alpha - p\alpha$ reactions, only ^6Li , ^7Li and ^7Be have bound excited states (Lauritsen and Ajzenberg-Selove 1966). None have been found for D (e.g., Blatt and Weisskopf 1952) or for ^3He (Fiarman and Hanna 1975). (Since

these nuclei are produced by CCR in quantities small with respect to observations (Paper IIa), they will not be considered any further ; see, however, the Appendix.) For ${}^4\text{He}$, only the (also unbound) 26.4 MeV and 30.5 MeV states are expected to decay through the emission of γ -rays (Fiarman and Meyerhof 1973) ; in our context, these states can be reached via $p\alpha$ inelastic scattering.

On the other hand, one can also expect γ -ray lines from $\alpha\alpha$ interactions, via the decay of the 3.562 MeV excited state of ${}^6\text{Li}$, as well as from the 0.478 MeV and 0.431 MeV excited states of ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$, respectively (Lauritsen and Ajzenberg-Selove 1966).

The cross-sections $\sigma_{\nu,l}$ for producing these lines via the decay of nucleus $\ell^*(A, Z)$ are discussed in the Appendix, with a particular emphasis on the ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ reaction.

Note that the $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Li}^*$ (0.478 MeV) and $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be}^*$ (0.431 MeV) reactions are of special relevance to galactic astronomy. These reactions were studied in particular by Kozlovsky and Ramaty (1974 a, b), since they were at one time invoked (Kozlovsky and Ramaty 1974a) to explain the detection by the Rice group of a line feature erroneously placed at ~ 0.480 MeV in the galactic center continuum radiation (Johnson and Haymes 1973)⁽²⁾.

(2) This line is now thought to be the 0.511 MeV e^+e^- annihilation line (Haymes et al. 1975 ; see also Leventhal 1973).

Note also that ${}^4\text{He}$ γ -ray lines were thought to be important in accreting neutron stars (Reina et al. 1974), but the corresponding cross-sections have been shown by Kozlovsky and Ramaty (1974c) to be completely negligible with respect to other cross-sections for nuclear γ -ray production (see also the Appendix).

In what follows, we derive the contribution to the X- and soft γ -ray background flux of nuclear γ -ray lines from the decay of ${}^4\text{He}^*$ and CCR-produced ${}^6\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}^*$ and ${}^7\text{Be}^*$ nuclei (§ III). The results are presented along with concluding remarks relevant to the CCR hypothesis (§ IV). Other remarks relevant to $p\alpha - p\alpha$ reactions in general are presented in the Appendix.

III. DERIVATION OF THE X-RAY BACKGROUND FLUX

It has been shown (Papers II and IIa) that, for the CCR hypothesis to be compatible with the observed 1 - 100 MeV γ -ray background spectral shape, the epoch of the burst z_s must lie typically in the range 60 - 150. Now the rest frame energy of the nuclear γ -rays from the $p\alpha - p\alpha$ reactions we consider are ~ 0.450 MeV, 3.5 MeV and ~ 25 MeV (see § II b). Therefore, the corresponding flux now will extend down to the 3 - 7 keV, 20 - 60 keV and 150 - 400 keV ranges (respectively), i. e. will contribute to the medium-to-hard X- and soft γ -ray backgrounds. (The soft γ -ray [≤ 25 MeV] background contribution being small [§ IV] with respect to the others, we will simply use the terms "X-ray background", in what follows.)

Now the source-function $Q_{\ell, H}$ for the production of nuclear γ -rays of energy E_ν (dE_ν) at redshift z in a volume comoving with the universal expansion is (in $\text{GeV}^{-1} \text{s}^{-1}$), using notations consistent with those of Paper I

$$Q_{\ell, H}(E_\nu, z) = \int_0^\infty \mathcal{P}_\ell(E|E_\nu) \frac{\partial N_{\ell, H}^*(E, z)}{\partial t} dE \quad (3-1)$$

where $N_{\ell, H}^*(E, z)$ is the number density of the CCR-produced excited nuclei $\ell^*(A, Z)$ at redshift z in a comoving volume; $\mathcal{P}_\ell(E|E_\nu)$ is the probability that the nucleus ℓ^* , of energy E (dE) produces a nuclear

γ -ray of energy E_ν (dE_ν)⁽³⁾.

(3) Strictly speaking, eq. (3-1), written for $\alpha\alpha$ reactions, cannot be applied as such to $p\alpha$ inelastic scattering. However, its adaptation to this case is straightforward here and in the other equations below, and will not be explicated in the text.

In view of the final results, the following approximations are justified.

First, we neglect the Doppler broadening of the lines (on the kinematics of nuclear γ -ray emission, see Meneguzzi and Reeves 1975). Indeed, for ${}^7\text{Li}^*$ and ${}^7\text{Be}^*$, most of the corresponding photons are produced by nuclei having a kinetic energy $\sim 0.25 \times 10$ MeV/n (see Papers I, IIa), so that the relative broadening is $\cong 7\%$. For ${}^6\text{Li}^*$ and ${}^4\text{He}^*$, it may reach ~ 1 , but even then it can be neglected since it remains always small with respect to the spread in energy due to expansion (i. e., redshift) losses. Thus, in eq. (3-1):

$$\mathcal{P}_\ell(E|E_\nu) = \delta(E - E_\nu^\ell) \quad , \quad (3-2)$$

E_ν^ℓ being the energy of the γ -ray line produced by nuclei ℓ^* , in the rest frame.

Next, we consider that the decay of excited states is instantaneous (typical lifetime $\sim 10^{-21}$ s), i. e., takes place before they suffer any energy loss or destruction. Then, if the source-function (in a comoving volume) for the production of nuclei ℓ^* by CCR is noted $Q_{\alpha\ell, H}^*(E, z)$, one has in eq. (3-1)

$$\partial N_{\ell, H}^*(E, z) / \partial t = Q_{\alpha\ell, H}^*(E, z) \quad , \quad (3-3)$$

with (see Paper I, eq. 3-19):

$$Q_{\alpha\ell,H}^*(E,z) = \int_0^\infty \sigma_{\alpha\rightarrow\ell}^*(E,E') n_{He}(z) \bar{\Phi}_{\alpha\ell,H}(E',z) dE'. \quad (3-4)$$

For $\alpha\alpha$ reactions, one has (Paper I) $\sigma_{\alpha\rightarrow\ell}^*(E,E') = \sigma_{\ell}^*(E') \delta(E-E'/4)$. For nuclear γ -ray emission, one has further $\sigma_{\nu,\ell} = \sigma_{\ell}^*(\Gamma_\gamma/\Gamma)$, where Γ_γ is the width with respect to γ -ray decay of the relevant excited state of total width Γ (e.g., Blatt and Weisskopf 1952; see the Appendix). Note that the expression of $Q_{\alpha\ell,H}^*(E,z)$ takes into account ionization and expansion losses of the incident (isotropic) flux of CCR α -particles.

With the abovementioned approximations, the nuclear γ -ray source-function (eq. 3-1) becomes

$$Q_{\ell\nu,H}(E_\nu,z) = \delta(E_\nu - E_\nu^\ell) \{ Q_{\alpha\ell,H}^*(z) \}, \quad (3-5)$$

with $\{ Q_{\alpha\ell,H}^*(z) \} \equiv \int_0^\infty Q_{\alpha\ell,H}^*(E,z) dE$. Now the resulting X-ray background flux can be computed in a straightforward manner by using the formalism developed in Paper I, only provided Compton scattering is neglected. Otherwise, a transfer equation similar to the CPT equation of Stecker, Morgan, and Bredekamp (1971) is to be used and has to be integrated numerically. This is not required here, as will be shown in the next section, although it is certainly unjustified physically at high redshifts. Then the X-ray background flux due to the decay of nuclei ℓ^* is, in the notation of Paper I

$$I_\nu^\ell(E_\nu) = F_\gamma \frac{c n_{H,0}}{4\pi} \frac{\{ Q_{\alpha\ell,H}^*(z^\ell) \}}{H_0 E_\nu^\ell (1+2q_0 z^\ell)^{1/2}} \quad (3-6)$$

if $E_\nu^\ell/(1+z_s) \leq E_\nu \leq E_\nu^\ell$, and $I_\nu^\ell(E_\nu) = 0$ otherwise; z^ℓ is given by $1+z^\ell = E_\nu^\ell/E_\nu$. Eq. (3-6) may be compared, for instance, to that obtained by Clayton and Ward (1975). The spectrum is cut-off at its

low- and high-energy ends. (F_γ is the normalizing factor resulting from the 1-100 MeV normalization; see §I.)

IV. NUCLEAR γ -RAYS IN THE CCR HYPOTHESIS

In view of the results obtained in Paper IIa, we retain here the same value of the cosmological parameters, by taking $q_0 = 0.1$ and $H_0 = 55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Also, the normalization factor F_γ to the 1-100 MeV γ -ray background is computed by taking:

$$I_\gamma = 6 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \text{ at } E_\gamma = 4 \text{ MeV.}$$

Numerical results on nuclear γ -rays produced in CCR interactions with the gas are displayed in Fig. 1, for the typical case $z_s = 100$.

The calculated nuclear γ -ray contribution I_ν is seen to be at most 10^{-6} of the observed background flux J_X : this is due in part to the combination of a redshift effect that places the relevant lines under a higher background as the redshift becomes larger, and of an intrinsically lower yield (i. e., lower cross-sections) the higher the rest energy of the lines.

The J_X/I_ν ratio is so large that it does not warrant exact calculations taking Compton scattering into account. The flux derived from eq. (3-6) is in fact an upper limit to the actual flux, if destruction (i. e., Compton absorption) is not taken into account (see, for instance, in another context, Stecker 1973; also Montmerle 1971).

Furthermore, in reality, the low-energy edges shown in Fig. 1 should be blurred because of Compton scattering, Doppler broadening, and enhanced production rates near z_s . This does not help in the detectability of the corresponding lines. In fact, much the same situation is encountered in the Galaxy for the calculated diffuse nuclear γ -ray background (e.g., Meneguzzi and Reeves 1975) at higher energies, except if one invokes the presence of low-energy cosmic rays with very steep spectra. We have already mentioned, though, that this is not possible in the framework of the CCR hypothesis because of overproduction of ${}^7\text{Li}$ by a large factor (PaperIIa).

Thus, as a conclusion, the best observational constraints so far to the possible existence of CCR remain the ${}^7\text{Li}/\text{H}$ and ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratios (Papers II and IIa), in relation to the high-energy γ -ray background. In our context, it is therefore more critical to have better observations of ~ 1 -10 MeV background γ -rays than to try to detect un conspicuous and broadened CCR-produced nuclear γ -ray lines.

ACKNOWLEDGEMENTS

Once again it is a pleasure to thank Jean-Paul Meyer and Hubert Reeves for guidance and useful discussions.

APPENDIX

CROSS-SECTIONS FOR THE PRODUCTION OF
NUCLEAR γ -RAYS BY $p\alpha$ - $p\alpha$ INTERACTIONS. ⁽⁴⁾

(4) See footnote (1).

In this Appendix, we present estimates of the cross-sections $\sigma_{\nu, \ell}$ (see §III) for nuclear γ -ray production from the reactions ${}^4\text{He}(p, p'){}^4\text{He}^*$, ${}^4\text{He}(\alpha,){}^6\text{Li}^*$, ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}^*$, and ${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}^*$. The second reaction will be studied in more detail.

a) Inelastic $p\alpha$ scattering

${}^4\text{He}$ has no known bound state (Fiarman and Meyerhof 1973). A discussion on the possible states decaying into γ -rays and their relevant cross-sections has been presented by Kozlovsky and Ramaty (1974c). Accordingly, we have calculated the nuclear γ -ray flux from the ($J = 1^-$, $T = 1$) 27.4 MeV excited state (for which, in standard notation, $\Gamma_{\gamma}/\Gamma \approx 10^{-4}$), using the cross-section $\sigma_{\nu, {}^4\text{He}} = 10^{-3}$ mb, as an upper limit.

The results (§IV) do not warrant a similar calculation for the ($J = 1^-$, $T = 1$) 30.5 MeV state, because the cross-section should also be (at least) three orders of magnitude below the other cross-sections.

The same conclusion hold for the unbound excited states of D (e.g., Blatt and Weisskopf 1952) and ${}^3\text{He}$ (Fiarman and Hanna 1975) produced in $p\alpha$ reactions (see Paper IIa).

b) The $\alpha + \alpha \rightarrow {}^6\text{Li}$ reaction

This reaction has been briefly discussed by Kozlovsky and Ramaty (1974b). In this section, we show that it is possible to obtain more quantitative estimates on the cross-sections, although the conclusion of these authors on nuclear γ -ray production, for ${}^6\text{Li}$ vs. ${}^7\text{Li}$, is essentially unchanged. However, the total reaction cross-section for the ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ reaction may be higher than previously thought.

Information on the energy levels of ${}^6\text{Li}$ is given in Lauritsen and Ajzenberg-Selove (1966). The two main excited states of ${}^6\text{Li}$ are the $(J = 3^+, T = 0)$ 2.184 MeV state and the $(J = 0^+, T = 1)$ 3.562 MeV state. Because the ground state (g.s.) is $(J = 1^+, T = 0)$, conservation of isotopic spin forbids $d + \alpha$ decay from the second state, for which, therefore, $\Gamma_\gamma / \Gamma = 1$. The 2.184 MeV state decays mainly via particle emission, and $\Gamma_\gamma / \Gamma \approx 10^{-6}$. Therefore, the γ -ray decay from this state will be neglected with respect to that expected from the 3.562 MeV state.

The remaining possible channels are then ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}(\text{g.s.})$, ${}^4\text{He}(\alpha, pn){}^6\text{Li}(\text{g.s.})$ and the corresponding channels leading to ${}^6\text{Li}^*$ (3.562 MeV).

Conservation of isotopic spin ($T = 0$ for α -particles) forbids the ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}^*(3.562 \text{ MeV})$ channel.

Now the channel spin S for $\alpha\alpha$ reactions is $S = 0$. Taking into account parity and angular momentum conservation, we estimate that there is about the same number of possible sub-channels (in

terms of outgoing partial waves) for the remaining three channels : ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}(\text{g. s.})$ (hereafter "d" channel), and ${}^4\text{He}(\alpha, \text{pn}){}^6\text{Li}(\text{g. s.})$ and ${}^4\text{He}(\alpha, \text{pn}){}^6\text{Li}^*(3.562 \text{ MeV})$ (hereafter "pn" channels). Indeed, it is reasonable to assume that the partial widths are statistically distributed, since such an assumption is supported by the general success of the "strength function" concept.

On the other hand, the d and pn channels do not have the same probability as a function of energy. First, there is a threshold effect : 11.2 MeV/n for the d channel, 12.3 and 14.1 MeV/n respectively for the pn channels. Second, the study of the ${}^4\text{He}(p,){}^3\text{He}$ reaction (Meyer 1972) shows that the probability of the d channel decreases very rapidly with energy, whereas above threshold the pn channel decreases much more slowly, and quickly dominates the reaction. (Indeed, the phase space available to the pn channel is greater than to the d channel.)

As a consequence, we suggest that the total ${}^4\text{He}(\alpha,){}^6\text{Li}$ reaction cross-section σ_6 is mainly due to the ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}(\text{g. s.})$ reaction in the peak above threshold, and to the ${}^4\text{He}(\alpha, \text{pn}){}^6\text{Li}(\text{g. s.})$ and ${}^4\text{He}(\alpha, \text{pn}){}^6\text{Li}^*$ reactions at higher energies (contrary to the estimate of Mitler [1972] : see his fig. 9). Such a behaviour is displayed on Fig. 2.

Taking an equal probability for the two pn channels leads to

$$\sigma_{\nu, {}^6\text{Li}} = \begin{cases} 0 & \text{if } E < 14.1 \text{ MeV/n} \\ \frac{1}{2} \sigma_6(E) & \text{if } E \geq 14.1 \text{ MeV/n} . \end{cases}$$

Above threshold, $\sigma_{\nu, {}^6\text{Li}}$ is $\lesssim 1 \text{ mb}$ (Fig. 2). Note that this is in fact a safe upper limit, since the cross-sections for the production by spallation reactions of ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Be}$ -two other members of the same

isotopic spin triplet as ${}^6\text{Li}^*$ (3.562 MeV)- are about one order of magnitude below that of ${}^6\text{Li}(\text{g.s.})$ (Bernas et al. 1967).

This leads to an upper limit to the estimated nuclear γ -ray flux in the CCR hypothesis.

Note, however, that because the detailed balance calculations performed so far (Hayakawa 1968, Meneguzzi, Audouze, and Reeves 1971, Mitler 1972) do not include the (incoming) pn channels, it cannot be excluded that the cross-section for these (outgoing) channels be higher than in these estimates (see again the case of ${}^4\text{He}(p, \){}^3\text{He}$ reactions).

In the CCR hypothesis, in particular, this would of course worsen the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio problem by increasing the already high ${}^6\text{Li}$ yield. Nevertheless, our conclusion on nuclear γ -rays would not be affected, because of the difference of ~ 6 orders of magnitude between the calculated flux and the observed X-ray background (§IV).

c) The $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Li}$ and $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be}$ reactions

The energy levels are given by Lauritsen and Ajzenberg-Selove (1966). The ($J = 1/2^-$, $T = 1/2$) 0.478 MeV state of ${}^7\text{Li}$ decays only in γ -rays (hence $\Gamma_\gamma/\Gamma = 1$); all other states decay essentially via particle emission. The ($J \leq 3/2^-$, $T = 1/2$) ground state of ${}^7\text{Be}$ decays into the preceding ${}^7\text{Li}^*$ state (10%) or into ${}^7\text{Li}(\text{g.s.})$ (90%). Like ${}^7\text{Li}$, the first excited state ($J = 1/2^-$, $T = 1/2$) of ${}^7\text{Be}$ at 0.431 MeV decays entirely into γ -rays; all others decay via particle emission.

Data on the cross-sections for the $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Li}$ and $\alpha + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be}$ reactions have been obtained by King et al. (1975). These cross-sections

are about equal in the quoted energy range. Also, from Burcham et al. (1958), the reactions ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}(\text{g. s.})$ and ${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}^*$ (0.478 MeV) have about equal probability. Noting finally that the γ -ray energies are small with respect to the thresholds, we take, in accordance with Kozlovsky and Ramaty (1974a):

$$\sigma_{\nu, {}^7\text{Li}} = \sigma_{\nu, {}^7\text{Be}} = 1/4 \sigma_7(E) ,$$

with unchanged thresholds, σ_7 being the total production cross-section for ${}^7\text{Li}$.

These cross-sections are in the range 10-20 mb between 10 and 20 MeV/n, i. e., at least one order of magnitude larger than the other cross-sections obtained in §a and §b above. As a result, as noted by Kozlovsky and Ramaty (1974a) for $\alpha\alpha$ reactions, the decay from the first excited states of ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ are the main nuclear γ -ray producing mechanisms in $p\alpha$ - $p\alpha$ reactions.

R E F E R E N C E S

- Bernas R., Gradstajn E., Reeves H., Schatzman E. 1967, *Ann. Phys.* 44, 426.
- Blatt J. M., Weisskopf V. F. 1952, Theoretical Nuclear Physics (Wiley : New York)
- Burcham W. E., Mc Cauley G. P., Bredin D., Gibson W. M., Prowse D. J., Rotblat J. 1958, *Nucl. Phys.* 5, 141.
- Clayton D. D. 1973, in Gamma-Ray Astrophysics, Ed. F. W. Stecker and J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 263.
- Clayton D. D. 1975, *Ap. J.* 198, 151.
- Clayton D. D., Silk J. 1969, *Ap. J. Lett.* 158, L 43.
- Clayton D. D., Ward R. A. 1975, *Ap. J.* 198, 241.
- Fiarman S., Hanna S. S. 1975, *Nucl. Phys. A* 251, 1.
- Fiarman S., Meyerhof W. E. 1973, *Nucl. Phys. A* 206, 1.
- Fichtel C. E., Hartman R. C., Kniffen D. A., Thompson D. J., Bignami G. F., Ögelman H., Özel M. E., Tümer T. 1975, *Ap. J.* 198, 163.
- Hall R. D., Meegan C. A., Walraven G. D., Djuth F. T., Haymes R. C. 1976, *Ap. J.* 210, 631.
- Hayakawa S. 1968, *Progr. Th. Phys. (Japan) Suppl.*, p. 156.
- Haymes R. C., Walraven G. D., Meegan C. A., Hall R. D., Djuth F. T., Shelton D. H. 1975, *Ap. J.* 201, 593.
- Hortsman H. M., Cavallo G., Moretti-Hortsman E. 1975, *Riv. del N. Cimento* 5, 255
- Johnson W. N. III, Haymes R. C. 1973, *Ap. J.* 184, 103.
- King C. M., Rossner H. H., Austin S. M., Chien W. S., Mathews G. J., Viola V. E. Clark R. G. 1975, *Phys. Rev. Letters* 35, 988.

- Kozlovsky B., Ramaty R. 1974a, Ap. J. Lett. 191, L 43.
- Kozlovsky B., Ramaty R. 1974b, Astr. Ap. 34, 477.
- Kozlovsky B., Ramaty R. 1974c, Astr. Ap. 36, 307.
- Lauritsen T., Ajzenberg-Selove F. 1966, Nucl. Phys. 78, 1.
- Leventhal M. 1973, in Gamma-ray Astrophysics, Ed. F. W. Stecker and J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 291.
- Lingenfelter R. E., Ramaty R. 1976, in The structure and content of the Galaxy and galactic gamma-rays, Ed. F. W. Stecker and C. E. Fichtel (NASA preprint X-662-76-154), p. 264.
- Lingenfelter R. E., Ramaty R. 1977, Ap. J. Lett. 211, L 19.
- Meneguzzi M., Audouze J., Reeves H. 1971, Astr. Ap. 15, 337.
- Meneguzzi M., Reeves H., 1975, Astr. Ap. 40, 91.
- Meyer J. P. 1972, Astr. Ap., Suppl. 7, 417.
- Mitler H. E. 1972, Astr. & Sp. Sci. 17, 186.
- Montmerle T. 1971, Thèse de 3e cycle (unpublished).
- Montmerle T. 1977a, Ap. J., in press (Paper I).
- Montmerle T. 1977b, Ap. J., in press (Paper II).
- Montmerle T. 1977c, Ap. J., to be published (Paper IIa).
- Reeves H. 1974, Ann. Rev. Astr. Ap. 12, 437.
- Reina C., Treves A., Tarenghi M. 1974, Astr. Ap. 32, 317.
- Stecker F. W. 1969, Nature 224, 870.
- Stecker F. W. 1973, in Gamma-ray Astrophysics, Ed. F. W. Stecker & J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 211.
- Stecker F. W. 1975, in Origin of Cosmic Rays, Ed. J. L. Osborne and A. W. Wolfendale (Dordrecht : Reidel), p. 267.

Stecker F. W., Morgan D. L., Bredekamp J. H. 1971, Phys. Rev. Letters 27, 1469.
Trombka J. I., Dyer C. W., Evans L. G., Bielefeld M. J., Seltzer S. M., Metzger
A. E. 1977, Ap. J. 212, 925.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1 The contribution to the X- and γ -ray background spectrum due to the decay of the ${}^7\text{Li}^*$ (0.478 MeV), ${}^7\text{Be}^*$ (0.431 MeV), ${}^6\text{Li}^*$ (3.562 MeV) and ${}^4\text{He}^*$ (27.4 MeV) excited states, produced by CCR in $p\alpha$ - $p\alpha$ reactions, is shown as a continuous line. (The separate contributions are shown in dotted lines.) As explained in the text, Compton scattering and Doppler broadening have not been taken into account; all contributions are upper limits. The observational data on the X-ray background are summarized in the hatched area on the upper left hand side (from the review by Hortsman et al. 1975), and supplemented by the results from Apollo (triple continuous line, Trombka et al. 1977) and SAS-2 (hatched area on the right, Fichtel et al. 1975). Characteristic energies are indicated along the abscissa, for $z_s = 100$.

Fig. 2 The various contributions (in dotted lines) to the total $\alpha + \alpha \rightarrow {}^6\text{Li}$ cross-section (continuous line). The contribution from the ${}^4\text{He}(\alpha, d){}^6\text{Li}(\text{g. s.})$ reaction has been estimated by comparing with the ${}^4\text{He}(p, d){}^3\text{He}$ reaction (Meyer 1972) (see text); in particular, the slopes above ~ 20 MeV/n are identical. Owing to selection rules, the only other possible contributions come from the ${}^4\text{He}(\alpha, pn){}^6\text{Li}(\text{g. s.})$ and the ${}^4\text{He}(\alpha, pn){}^6\text{Li}^*$ (3.562 MeV) reactions. These are estimated as explained in the text, in particular to calculate the nuclear γ -ray flux due to the 3.562 MeV line.

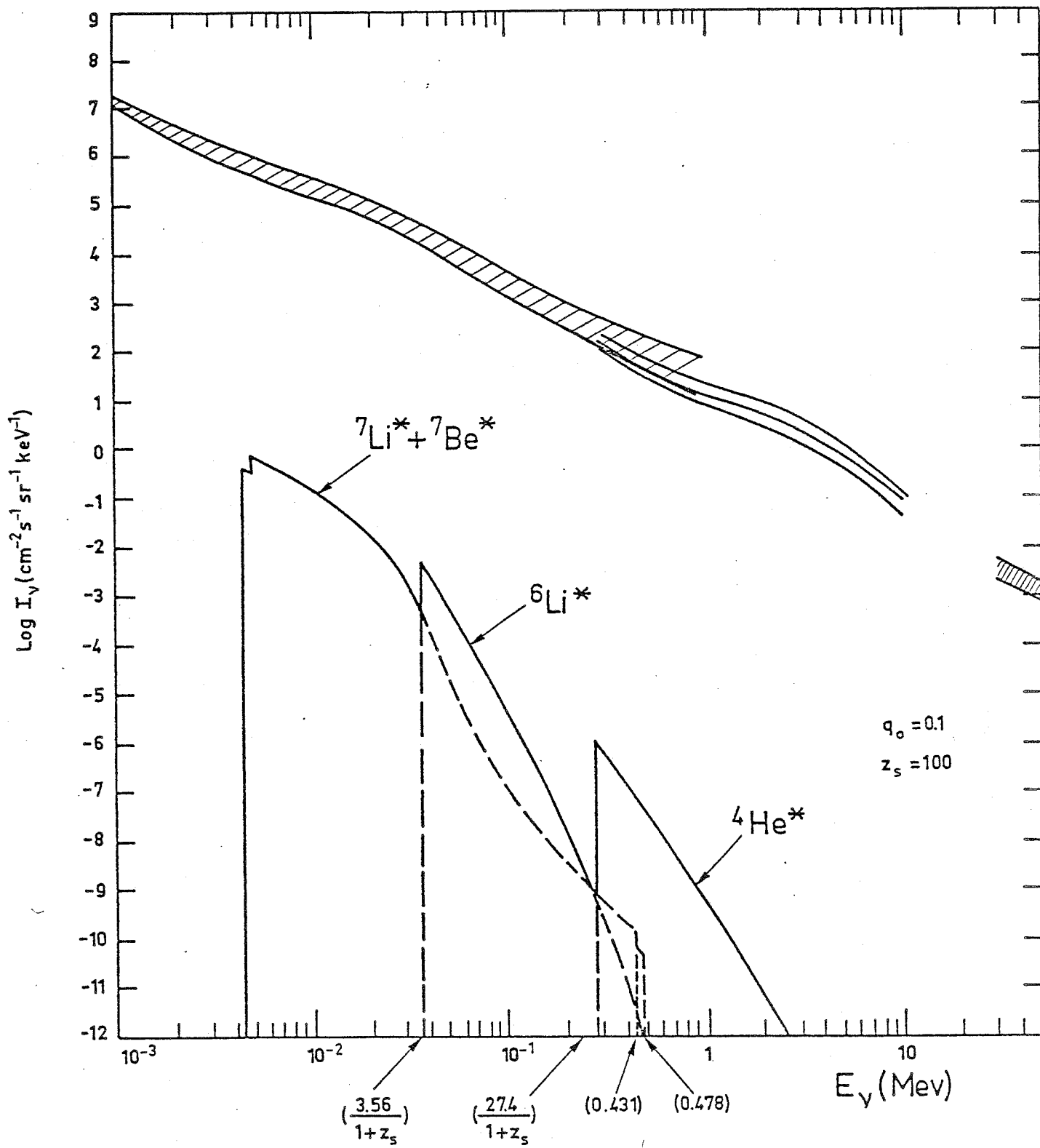


Fig. 1

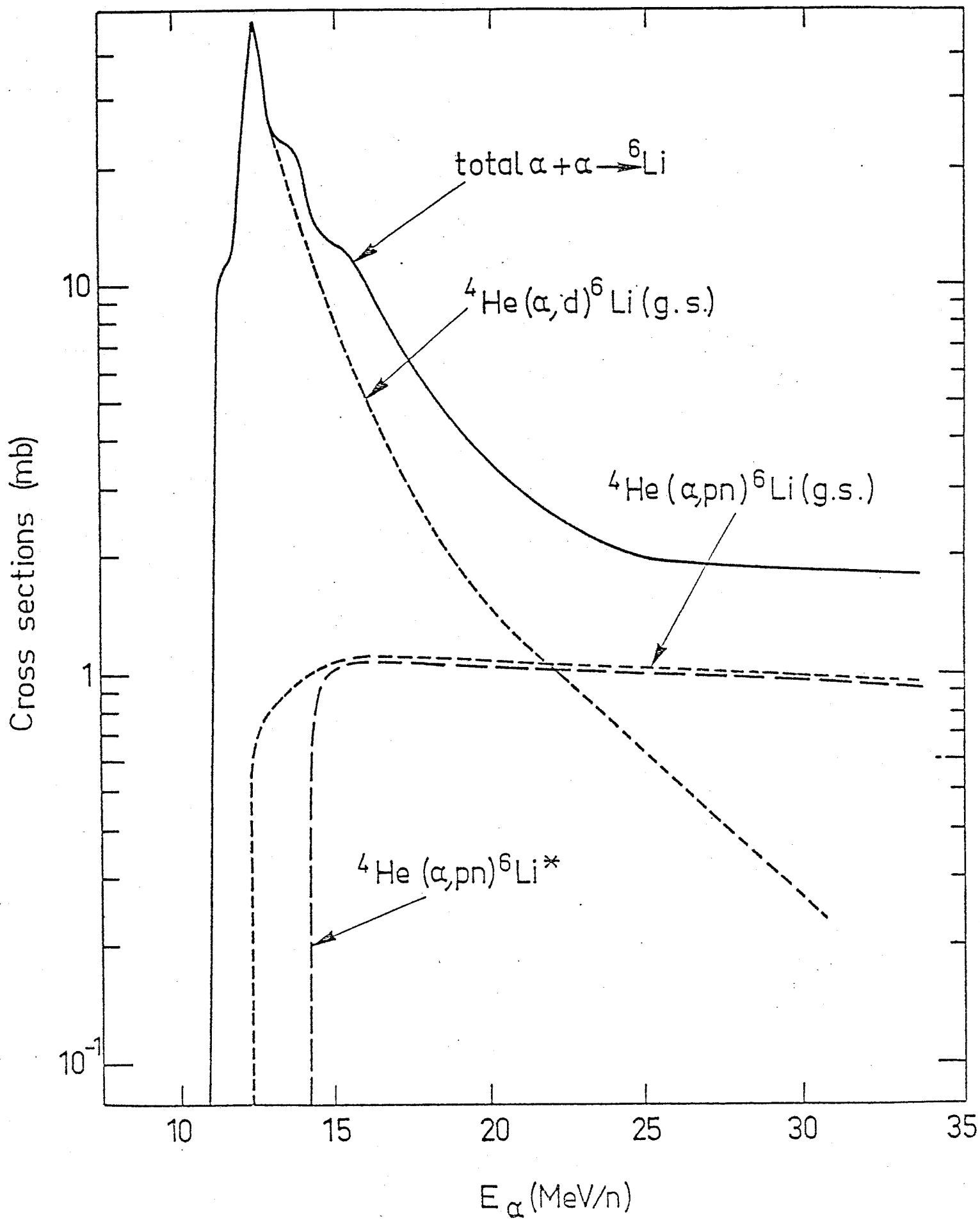


Fig-2

15 th INTERNATIONAL
COSMIC RAY CONFERENCE

Conference papers

O G Sessions

Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy

Ploudiv, Bulgaria

Aug. 13 - 26, 1977

OBSERVATIONAL CONSTRAINTS ON THE POSSIBLE EXISTENCE OF COSMOLOGICAL COSMIC RAYS

T. Montmerle

Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
France

The possibility that cosmological cosmic rays ("CCR": protons and α particles) may have existed in the post recombination era of the early universe ($z \sim 100$) is examined. In this context, the CCR interact with the ambient gaseous medium. High energy collisions (≥ 1 GeV/n) give rise to diffuse background γ -rays via π^0 decay, and low energy collisions (~ 10 -100 MeV/n) give rise to light nuclei: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ (via the $\alpha + \alpha$ reaction), D and ${}^3\text{He}$ (via $p + \alpha$ reactions). Taking expansion and ionization losses into account, a system of coupled time-dependent transport equations is solved in the case of a CCR burst. The 1-100 MeV γ -ray background spectrum and the light element abundances are then taken as observational constraints on the CCR hypothesis. It is found that, in this framework, it is possible to account simultaneously for the γ -ray background spectrum and for the otherwise unexplained ${}^7\text{Li}/\text{H}$ ratio, but there are some difficulties with the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio. To avoid these, it is possible, because of the spread in the γ -ray data, to lower the CCR flux, so that the CCR hypothesis cannot be ruled out on this basis at present.

I. THE COSMOLOGICAL COSMIC-RAY HYPOTHESIS

a) The astrophysical context. It has long been known that there exists a "cosmological window" (Stecker 1973 and refs therein) in the γ -ray range (~ 1 -100 MeV, hereafter " γ -rays") of the diffuse background. This "window" allows us potentially to see (with γ -ray "eyes") up to redshifts as high as ~ 100 -300, due to the low opacity of the universe in this energy range. Our γ -ray "eyes" (i.e., our detectors), are perhaps not quite suited to look that far at present (see Montmerle 1975, 1977a, hereafter Ma), but we retain here the possibility that γ -rays may be produced in high-energy events, in the post-recombination era of the universe.

This idea was in fact first put forward by Stecker (1969), who suggested that the then discovered "bump" in the 1-10 MeV range of the γ -ray background spectrum (Vette et al. 1969) originated in red-shifted neutral pion decay.

Although the original "bump" has been substantially reduced, essentially because of instrumental background problems (e.g., Trombka et al. 1977), the theoretical interpretation of this feature in terms of π^0 decay remains the most likely at present (e.g., Stecker 1977).

although alternative explanations have been proposed (Rocchia et al. 1976).

In our context neutral pions can be produced either by matter-antimatter annihilation ($N\bar{N}$ hypothesis, hereafter) or by interactions between high-energy particles and the ambient gas (cosmological cosmic ray, or CCR, hypothesis, hereafter). Because of strong difficulties brought to light recently (e.g., Ramani and Puget 1976, Combes et al. 1976, Steigman 1976), the $N\bar{N}$ hypothesis seems much less likely at present, although some questions remain controversial (see remarks in Stecker 1977 ; also Aldrovandi and d'Olival 1976). This situation provides a strong motivation to study the alternative CCR hypothesis, which, because of the early successes of the $N\bar{N}$ hypothesis (e.g. Stecker and Puget 1972, Omnès 1972), has not been looked into in detail up to now.

b) Interactions of CCR with the ambient gas. Although some kind of CCR sources have been proposed ("protars", Stecker 1971), we shall concentrate here only on observational constraints on the possible existence of CCR.

One of such constraints is the already mentioned γ -ray background spectrum. The γ -rays are produced essentially by ~ 3 GeV protons (Stecker 1973) colliding with the ambient gas, via π^0 decay.

But at the low-energy end of the CCR spectrum, other interactions take place, leading to as many observational constraints.

Since, at the epochs we consider, the ambient gas is made up almost entirely of hydrogen and helium-4 (with ${}^4\text{He}/\text{H} \approx 0.1$), the postulated (unknown) mechanism that brings protons to cosmic-ray energies must also similarly accelerate ${}^4\text{He}$ nuclei. As a consequence, in the ~ 10 - 100 MeV/n energy range, light elements are formed : D and ${}^3\text{He}$ nuclei via pp and p α reactions, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ nuclei via $\alpha\alpha$ reactions. These nuclei are slowed down and thermalized in the ambient gas, out of which galaxies subsequently form. The abundances (absolute and relative) observed now of these light elements thus provide further constraints.

Note that the light nuclei may be produced via excited states which decay through nuclear γ -ray emission, thereby providing a contribution to the X- and γ -ray diffuse background.

Light element production, in relation to the γ -ray background, has been studied in forthcoming papers (Montmerle 1977b, c, d, hereafter Mb, Mc, Md) ; the framework will be summarized in what follows but details on deuterium production will be given in a companion paper (these proceedings, OG-130, hereafter M1). Nuclear γ -ray production has been examined (Montmerle 1977 e, hereafter Me) and will be detailed in another companion paper (these proceedings, OG-45, hereafter M2).

Details on the CCR model and the transport equations will be given in the next section (§ II). A comparison with observations of the results, applied to γ -ray and light element production, and concluding remarks, will be presented in the final section (§ III).

II. THE CCR MODEL AND PARTICLE TRANSPORT

The ambient gas density is governed essentially by two parameters : the Hubble constant H_0 and the deceleration parameter q_0 . We take here $H_0 = 55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0.1$ (for a discussion see Mb).

The simplest CCR model involves a burst of protons and α -particles (with $\alpha/p = 0.1$) at some redshift z_s . The injection spectrum at z_s is proportional to $(E + E_B)^{-\Gamma}$, where E is the kinetic energy per nucleon of the CCR. E_B will be taken either as the proton rest mass E_0 ("total energy" CCR spectrum) or as zero ("kinetic energy" CCR spectrum). Also, we take $\Gamma = 2.6$ (see discussion in Ma).

For a given value of q_0 , the results depend only on the parameter z_s .

Now the behaviour of all particles (CCR protons and α -particles, CCR-produced γ -rays and light nuclei) is governed by transport equations that can be cast into the form :

$$\frac{\partial N_{k,H}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial E} (\overline{b_k} N_{k,H}) + N_{k,H} (\overline{T_{D,k}}^{-1}) = \overline{Q_{k,H}}(E, z) \quad (2-1)$$

In eq.(2-1), $N_{k,H} \equiv N_{k,H}(E, z)$ is (in $[\text{GeV}/n]^{-1}$) the number density of moving particles k , per unit energy interval, of kinetic energy per nucleon E at redshift z , with respect to the ambient gaseous hydrogen in a comoving volume, i. e. $N_k/n_{H,0}(1+z)^{-3}$. Quantities of the form $\overline{X_k}$ stand for $X_k (dt/dz)$, thereby relating the standard time dependence of eq.(2-1) to its redshift dependence.

The transport function $b_k \equiv (\partial E/\partial t)_k$ represents the energy losses per nucleon per second (in $\text{GeV}/n \text{ s}^{-1}$) of particle k (ionization and/or expansion) ; the destruction of particles k is accounted for by the destruction lifetime $T_{D,k}$ (see Mb for details). $Q_{k,H}(E, z)$ is numerically defined like $N_{k,H}(E, z)$ in a unit redshift interval ; it is the source-function for the production of particles k .

Eq.(2-1) is solved semi-analytically in Mb (see also Montmerle 1977f, hereafter Mf) in the present context, for any kind of particles, relativistic or not. This allows to compute at the same time the evolution of the CCR flux, the γ -ray background, the abundance of light nuclei after thermalization in the ambient gas (Mb) or the nuclear γ -ray flux (Me).

To find the source-function appearing in eq.(2-1), let us consider the collision between a particle i of energy E' (moving with a velocity $c\beta'$) and a particle J at rest (of number density n_J) giving birth to a particle of energy E . (Note : a given particle will be denoted by capitals if at rest, by the corresponding minuscule or symbol if moving.) Let $\sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E)$ be the cross-section for this process.

The source-function for the production of particles k is then

$$Q_{k,H}(E, z) = \int_0^\infty \sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E) n_J c \beta' N_{i,H}(E', z) dE' \quad (2-2)$$

or, as the case may be, a sum of equations of the form (2-2). This equation shows how the transport equations for particles i and k , of the form (2-2), are coupled. Now, we shall make the simplifying assumption that, notwithstanding the kinematical details, E is proportional to E' . Depending on the reaction (especially in the case of D-producing reactions), this may be more or less true and will be discussed in M1. In other words, we write the cross-sections as :

$$\sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E) = \sigma_{A(k)}(E') \delta(E - \lambda_{iJ} E') \quad , \quad (2-3)$$

λ_{iJ} describing the kinematics of the reaction (for instance, $\lambda_{\alpha^4\text{He}} \approx 0.25$). The γ -ray source-function is taken from Stecker (1971b ; see also Mb). A more general calculation is given by Bonnardeau (1977).

III. APPLICATION TO γ -RAY AND LIGHT ELEMENT PRODUCTION

a) The γ -ray background. In order to find the absolute value of the CCR flux, we normalize the results of the calculations of the γ -ray background to an intensity I_γ at a given energy E_γ . The choice (I_γ , E_γ) has been discussed in Mf taking into account the spread in the γ -ray data, especially in the ~ 10 MeV region. Hereafter, as in Md, we take

$$I_\gamma = 6.10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1} \text{ at } E_\gamma = 4 \text{ MeV.}$$

Indeed, it is found (see also Mf) that the corresponding theoretical spectra (which include a contribution $I_x = 10^{-2} (E_\gamma/1 \text{ MeV})^{-2.3} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ [see Fichtel et al. 1975, Mb] extrapolated from the hard X-ray range) fit the most recent data, obtained by the Apollo (Trombka et al. 1977) and SAS-2 (Fichtel et al. 1975) experiments, for $60 \leq z_s \leq 150$ (with $q_0 = 0.1$).

Other normalizations have been used to estimate the uncertainties on the results (light element abundances etc.) due to the uncertainties on the γ -ray background (Mf ; see fig.1).

Note that the theoretical spectra are almost independent of q_0 (Mb, c). It is then clear that it will always be possible to find a value of z_s leading to a good fit between theory and observation. However, the use of other normalizations shows that, provided the bump still exists, the values of z_s always lie in roughly the same range as quoted above.

In passing, note that the ratio between the CCR flux intensity now (in intergalactic space) and the galactic cosmic-ray (GCR) flux intensity is in the range $10^{-4} - 10^{-6}$ (Mb) ; GCR do form by far the bulk of the cosmic rays observed in the vicinity of the Earth, and as a consequence, CCR have nothing to do with the so-called "universal" cosmic rays put forward by some authors (e.g., Brecher and Burbidge 1972).

b) The lithium abundance. The cross-sections σ_6 and σ_7 (appearing in eq.2-3) for the production of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ by $\alpha\alpha$ reactions (taking the decay of ${}^7\text{Be}$ into ${}^7\text{Li}$ into account) have been discussed in detail in Mb ; (on the ${}^4\text{He}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ reaction, see also Me) ; their values above a few tens of MeV/n are highly uncertain. While this uncertainty

has been shown (Mc) to affect the final results on the ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ abundances by a factor of 2 at most, it becomes quite important when comparing the calculated ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio with observations (see below).

The observed abundance ${}^7\text{Li}/\text{H}$ is $\sim 10^{-9} \pm 0.3$ (e.g., Reeves 1974, Boesgaard 1976), and remains essentially unexplained up to now (Reeves 1974; see also a discussion in Mc).

Fig. 2 shows the calculated ${}^7\text{Li}$ abundances for a total energy CCR injection spectrum ($E_B = E_0$) normalized as explained in the preceding section, as a function of z_s , for $q_0 = 0.1$. It can be seen that the CCR hypothesis is then able to account for the γ -ray background spectrum and the ${}^7\text{Li}$ abundance simultaneously. The uncertainties on this result, due to the spread in the γ -ray data, are also shown. On the other hand, with the same normalization and for a kinetic energy CCR injection spectrum ($E_B = 0$), ${}^7\text{Li}$ is overproduced by a factor $\sim 10^3$. Thus, in practice, one has to discard any CCR injection spectrum much steeper (at low energies) than a total energy spectrum.

Consider now the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio. This ratio has been measured only in meteorites and only lower limits exist for stars (~ 10 , Reeves 1974 and refs therein).

It is shown in Mc, d that, in the CCR hypothesis, the computed ratio falls short by a factor $\sim 3 - 5$ to account for the observed value with reasonable values of the σ_6 and σ_7 cross-sections. The dependence of the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio with σ_7/σ_6 is shown on Table 1 (Md). Therefore, it is necessary to find a mechanism able to destroy the CCR-produced ${}^6\text{Li}$ (the observed ${}^6\text{Li}$ would then be produced only by GCR, see Meneguzzi *et al.* 1971) while leaving ${}^7\text{Li}$ intact. Such a mechanism exists and is sketched in Mc, i, but it appears that most likely, it is impossible to modify the too large CCR-produced ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio.

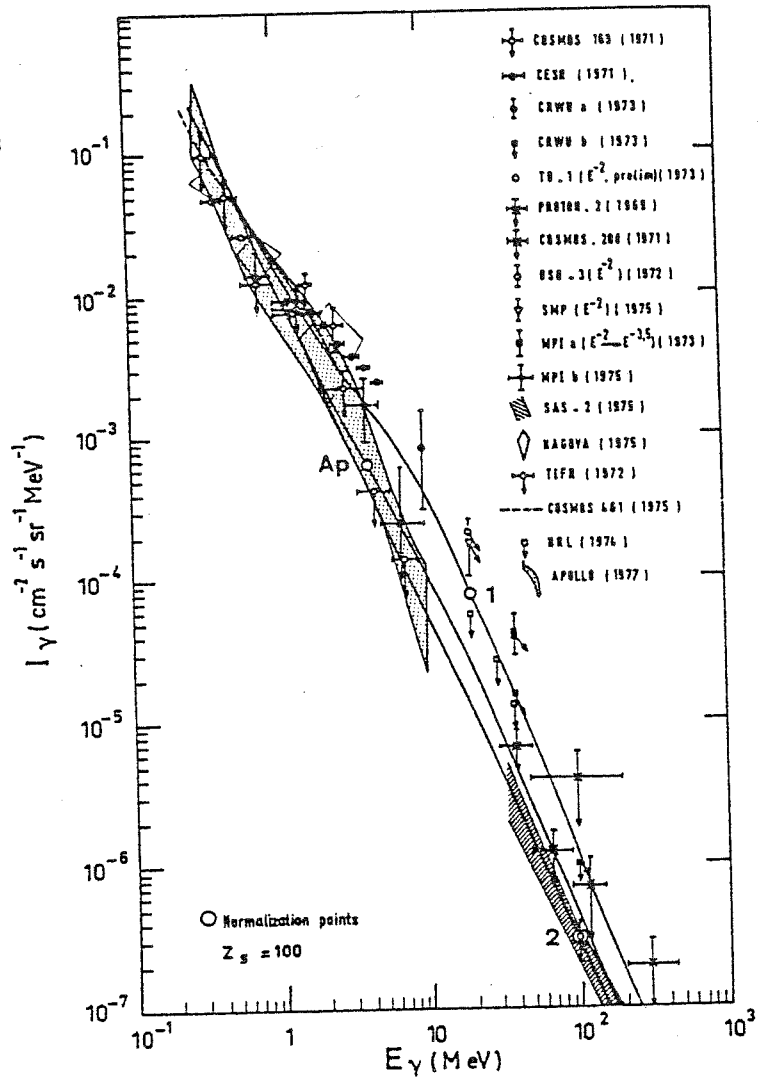


Fig. 1 A compilation of observational data on the γ -ray background (see Mb for references), along with theoretical curves computed in the CCR hypothesis, normalized as shown. The curves depend on z_s , but essentially not on q_0 .

As a consequence, to avoid conflict with ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ observations, it is necessary to lower the CCR flux; at present this is permitted by the spread of the γ -ray data but then the CCR hypothesis does not explain the ${}^7\text{Li}$ abundance any more. Thus, the CCR hypothesis can be at least compatible with the γ -ray observations and the lithium isotopic abundances. As shown in companion papers (M1, M2) this conclusion is not modified by the consideration of the abundance of deuterium or of the nuclear γ -ray flux. Further γ -ray observations in the 1-100 MeV range, especially around ~ 10 MeV, are clearly needed to accept or reject the CCR hypothesis.

TABLE 1

σ_7/σ_6 (+)	${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$
1	1.37
10	5.42
100	7.69

(+) Above 100 MeV/n, with $\sigma_7 = 1$ mb.

REFERENCES

- Aldrovandi R., d'Olival J.B.S. 1976, *Ap. & Sp. Sci.* **44**, 471
 Boesgaard A.M. 1976, *Pub. Astr. Soc. Pacific*, **88**, 353
 Bonnardeau M. 1977, preprint
 Brecher K., Burbidge G. 1972, *Ap. J.* **174**, 253
 Combes F., et al. 1975, *Ap. & Sp. Sci.* **37**, 151
 Fichtel C.E., et al. 1975, *Ap. J.* **198**, 163
 Meneguzzi M., et al. 1971, *Astr. Ap.* **15**, 337
 Montmerle T. 1975, *Ap. J.* **197**, 285
 ———— 1977a, *Proc. 12th ESLAB Symp.* (Ma)
 ———— 1977b, *Ap. J.*, in press (Mb)
 ———— 1977c, *Ap. J.*, in press (Mc)
 ———— 1977d, *Ap. J.*, to be published (Md)

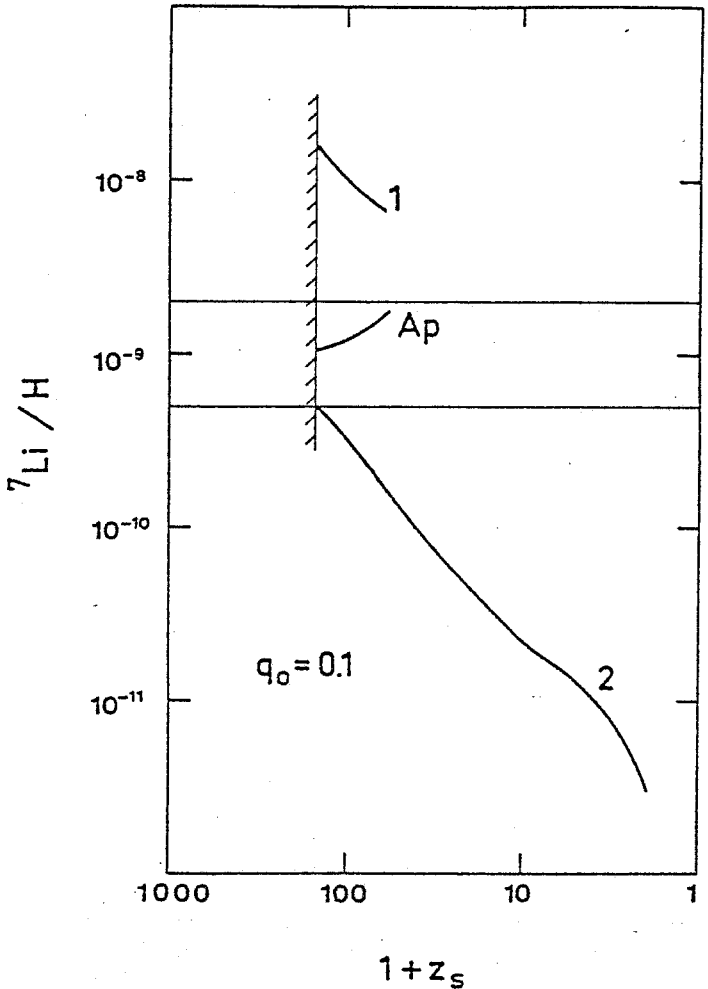


Fig.2 The calculated ${}^7\text{Li}$ abundance as a function of z . The curves are labeled according to the normalizations indicated in Fig.1. For each curve, the upper limit on z is determined by the "CCR lifetime constraint" (Mb,c); the lower limit by the fit to the observed γ -ray background spectrum (Mc). Observations lie between the thin horizontal lines.

Montmerle T. 1977e, preprint (Me)

————— 1977f, *Proc. 12th ESLAB Symp.* (Mf)

Omnès R. 1972, *Phys. Reports* **3C**, 1

Ramani A., Puget J.L. 1976, *Astr. Ap.* **51**, 411

Reeves H. 1974, *Ann. Rev. Astr. Ap.* **12**, 437

Rocchia R., et al. 1976, *Ap. J.* **209**, 350

Stecker F.W. 1969, *Nature* **224**, 870

————— 1971, *NASA SP-249*

————— 1973, *NASA SP-339*, p. 211

————— 1977, *Ap. J.* **212**, 60

Stecker F.W., Puget J.L. 1972, *Ap. J.* **178**, 57

Steigman G. 1976, *Ann. Rev. Astr. Ap.* **14**, 339

Trombka J.I. et al. 1977, *Ap. J.* **212**, 925

Vette J.I., et al. 1969, *IAU Symp. N°37*, p. 315

COSMOLOGICAL COSMIC RAYS AND NUCLEAR γ -RAY EMISSION

T. Montmerle

Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de
Saclay, France

In the hypothesis that cosmological cosmic rays ("CCR : protons and α -particles) have existed in the early universe ($z \sim 100$), low energy interactions take place between CCR and the ambient gas. Light nuclei are formed, in part via excited states. The states which decay through the emission of nuclear γ -ray lines lead to a contribution of these protons to the X-ray diffuse background.

The time-dependent transfer equations for ${}^4\text{He}^*$, ${}^6\text{Li}^*$ and ${}^7\text{Be}^*$ nuclei and γ -ray lines are solved in the case of a CCR burst. The resulting nuclear γ -ray spectrum now is shown to be at least 6 orders of magnitude below the observed X-ray background.

I. COSMOLOGICAL COSMIC-RAYS AND OBSERVATION

The cosmological cosmic ray (CCR) hypothesis has been proposed in its original form by Stecker (1969, 1973) to explain the shape of the 1-100 MeV γ -ray background spectrum. Gamma-rays appear as a result of π^0 decay, following high energy (~ 3 GeV) interactions at high redshifts ($z \sim 100$) between the CCR particles (p and α) and the ambient gas (H and ${}^4\text{He}$).

The context of the CCR hypothesis and the framework for particle transport have been discussed in a companion paper (these proceedings, OG-17, hereafter M1) and in Montmerle (1977a, hereafter Ma), to which the reader is referred. Noting that light elements, essentially ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$, are produced by low-energy (~ 10 -100 MeV/n) α reactions, the following results were obtained. First, the CCR flux is normalized so as to account for the γ -ray background spectrum derived from the recent observations of the Apollo (Trombka *et al.*, 1977) and SAS-2 (Fichtel *et al.*, 1975) spacecrafts. Then the ${}^7\text{Li}$ abundance ${}^7\text{Li}/\text{H}$, calculated with a "total energy" CCR spectrum, agrees with observations, but ${}^6\text{Li}$ is overproduced by a factor of ~ 3 -5. In view of the wide spread of the γ -ray data as a whole, it is however possible to lower the CCR flux so that the calculated ${}^6\text{Li}$ abundance remains compatible with observations. Of course, this is at the cost of relaxing the simultaneous explanation of both the γ -ray spectrum and the (otherwise unexplained) ${}^7\text{Li}$ abundance. Also, the CCR flux now in intergalactic space is smaller than the galactic

cosmic-ray (GCR) flux by several orders of magnitude. (See also Montmerle 1977b, hereafter Mb.)

In view of this nonnegative result, it is of interest to study other consequences or observational tests of the CCR hypothesis. Among them, are deuterium production, by low-energy pp and p α reactions (these proceedings, OG-130, hereafter M2), and the production of nuclear γ -rays, on which we focus in the present paper. Now the nuclear γ -rays produced by interactions of CCR with the ambient gas have rest energies in the range ~ 500 keV - 30 MeV (§ II). Therefore, because of the redshifts involved, the corresponding photons contribute to the photon background down to the soft X-ray range (§ III). However, this contribution will be shown to be very small (§ IV).

II. NUCLEAR γ -RAYS

a) Energy levels. Low energy pp, p α and $\alpha\alpha$ reactions (hereafter p α - p α reactions) give rise to nuclear γ -ray emission via the decay of excited states of the CCR-produced light nuclei ; γ -rays can also arise from inelastic scattering.

The light nuclei involved in p α -p α reactions and the references where their energy levels can be found are D (e. g., Blatt and Weisskopf 1952), ^3He (Fiarman and Hanna 1975), ^4He (Fiarman and Meyerhof 1973), and ^6Li , ^7Li and ^7Be (Lauritsen and Ajzenberg-Selove 1966).

As discussed in Montmerle (1977c, hereafter Mc), and taking selection rules into account, we are interested in the $^4\text{He}^*(27.4 \text{ MeV})$ and $^4\text{He}^*(30.5 \text{ MeV})$, $^6\text{Li}^*(3.562 \text{ MeV})$, $^7\text{Li}^*(0.478 \text{ MeV})$ and $^7\text{Be}^*(0.431 \text{ MeV})$ states. The other states decay mainly or entirely via particle emission. We will not consider the D and ^3He nuclei, because of their low yield in the CCR hypothesis (see M2).

b) Cross-sections. The cross-sections $\sigma_{\nu, \ell}$ for producing nuclear γ -ray lines via the decay of nucleus ℓ^* is related to the cross-section σ_{ℓ^*} for producing the nucleus ℓ in the relevant excited state by $\sigma_{\nu, \ell} = \sigma_{\ell^*} (\Gamma_{\gamma}/\Gamma)$, where Γ_{γ} is the width with respect to γ -ray decay of the level of total width Γ (e. g., Blatt and Weisskopf 1952, Evans 1955). The σ_{ℓ^*} cross-section is known experimentally, or may be roughly estimated when the total cross-section σ_{ℓ} for production of the nucleus ℓ is known.

A summary of the relevant available data and estimates is presented in Table 1. Note that the $^4\text{He}^*(30.5 \text{ MeV})$ line has the same characteristics as the $^4\text{He}^*(27.4 \text{ MeV})$ line (both have $J = 1^-$, $T = 1$, in particular, see Fiarman and Meyerhof 1973), hence their cross-sections should be very similar.

III. THE NUCLEAR γ -RAY FLUX

As has been shown (M1, Mb), the CCR hypothesis involves maximum redshifts (z_s) in the range 60-150. Since the rest energy of the lines (Table 1) range from ~ 400 keV to ~ 30 MeV, the nuclear

Table 1

Cross-sections for nuclear γ -ray line emission in $p\alpha$ - $p\alpha$ reactions.

Excited nucleus	Energy level (MeV)	Γ_γ/Γ	Ref.	σ_{ℓ^*} (above threshold)	Ref.
^4He	27.4	10^{-4}	(1)	< 10 mb	est., from (2)
^6Li	3.562	1	(3)	$1/2 \sigma_6$ (=1 mb)	est. (4)
^7Li	0.478	1	(3)	$1/4 \sigma_7$	} est. (5), from (6); also (7)
^7Be	0.431	1	(3)	$1/4 \sigma_7$	

References to Table 1

- (1) Kozlovsky B., Ramaty R. 1974, Astr. Ap. 34, 477
- (2) Eisberg R. 1956, Phys. Rev. 102, 1104
- (3) Lauritsen T., Ajzenberg-Selove F. 1966, Nucl. Phys. 78, 1
- (4) Montmerle T. 1977, preprint
- (5) Kozlovsky B., Ramaty R. 1974, Ap. J. (Letters) 191, L43
- (6) Burcham W.E., et al. 1958, Nucl. Phys. 5, 141
- (7) King C.H., et al. 1975, Phys. Rev. Letters 35, 988

γ -ray flux now extends from a few MeV down to a few keV, i.e. lies essentially in the X-ray range of the cosmic photon background.

Because the relevant energy levels have a very short lifetime ($\sim 10^{-21}$ s), their decay may be taken as instantaneous; then the transport equation corresponding to eq. (2-1) of M1 for excited ℓ^* becomes:

$$\frac{\partial N_{\ell, H}^*(E, z)}{\partial t} = Q_{\alpha \ell, H}^*(E, z). \quad (3-1)$$

(The source-function $Q_{\alpha \ell, H}^*(E, z)$ involves the σ_{ℓ^*} cross-sections mentioned in § IIb; see Mc.)

Neglecting Doppler broadening and Compton scattering (see Mc for discussion), it can be shown that the contribution to the observed X-ray background flux due to nuclear γ -ray emission from nuclei ℓ^* at a given energy E_ν is

$$I_\nu^\ell(E_\nu) = F_\gamma \frac{c n_{H,0}}{4\pi H_0 E_\nu^\ell (1 + 2q_0 z^\ell)^{1/2}} \int_0^\infty Q_{\alpha \ell, H}^*(E, z^\ell) dE \quad (3-2)$$

for $E_\nu^\ell / (1 + z_s) \leq E_\nu \leq E_\nu^\ell$, and $I_\nu^\ell(E_\nu) = 0$ otherwise.

In eq. (3-2), E_ν^ℓ is the rest energy of the line, z^ℓ is given by $1 + z = E_\nu^\ell / E_\nu$. Other constants are the normalization factor F_γ to the 1-100 MeV γ -ray background spectrum, and the number density of the universe now $n_{H,0}$.

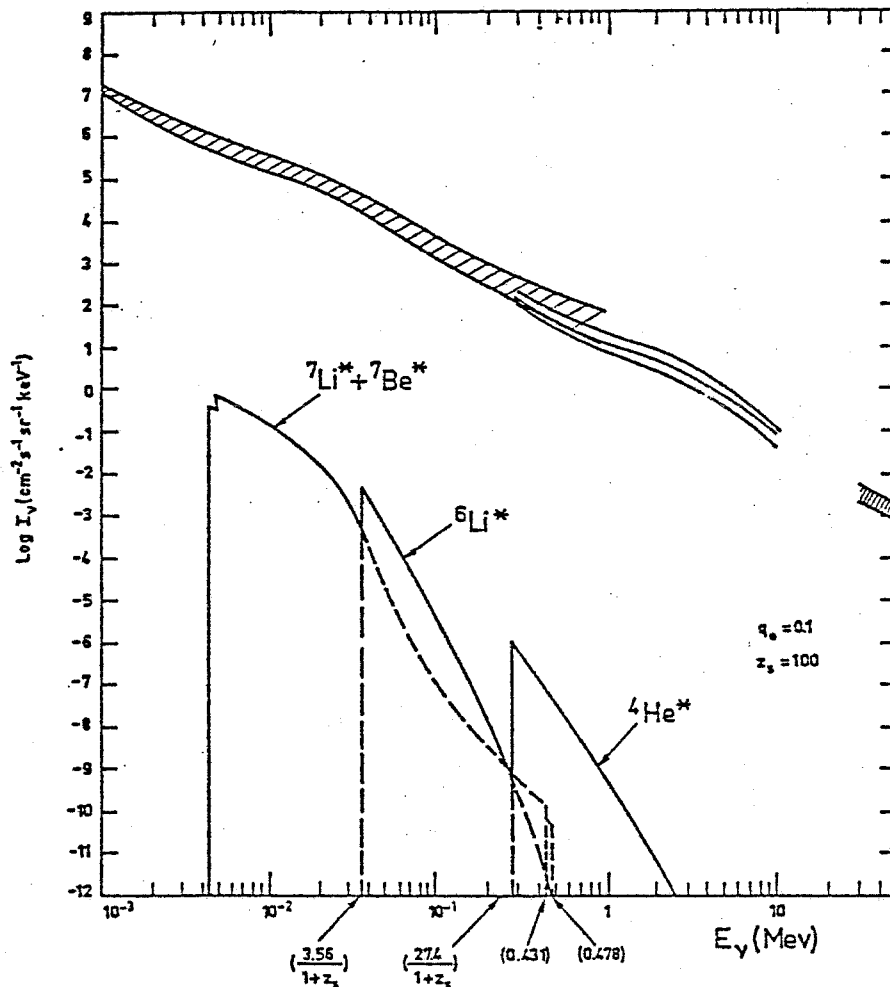


Fig.1 The contribution of CCR-produced nuclear γ -rays is shown in heavy lines for the nuclei indicated. The observational data lie within the hatched areas (see text for references). Characteristic energies are shown along the abscissa.

IV. CONTRIBUTION TO THE X-RAY BACKGROUND

The nuclear γ -ray flux I_γ resulting from the decay of the nuclei indicated on Table 1, and calculated according to eq. (3-2) is shown on fig. 1 (from Mc), for the typical case $z_s = 100$ and $q_0 = 0.1$. Also shown for comparison is a summary J_X of X-ray observations (Hortsman et al. 1975) along with the Apollo (Trombka et al. 1977) and SAS-2 (Fichtel et al. 1975) γ -ray data.

It can be seen that there is at least six orders of magnitude between J_X and I_γ . This justifies a posteriori the approximations made in the computations (§ III), but makes the prospects of detecting I_γ (and especially the low-energy edges of the contributions to I_γ of each nucleus) quite pessimistic indeed. Note that, because of Compton scattering, the edges should be less sharp in reality than they appear on fig. 1.

Thus, nuclear γ -ray emission is seen to be by far compatible with the CCR hypothesis, but it is practically hopeless to detect CCRs through their nuclear γ -ray lines.

REFERENCES

- Blatt J.M., Weisskopf V.F. 1952, Theoretical Nuclear Physics (Wiley: New York)
 Evans R.D. 1955, The Atomic Nucleus (McGraw-Hill: New York)
 Fiarman S., Hanna S.S. 1975, Nucl. Phys. A251, 1
 Fiarman S., Meyerhof W.E. 1973, Nucl. Phys. A206, 1
 Fichtel C.E., et al. 1975, Ap. J. 198, 163
 Hortsman H.M., et al. 1975, Riv. del N. Cim. 5, 255

- Lauritsen T., Ajzenberg-Selove F. 1966, Nucl. Phys. 78, 1
 Montmerle T. 1977a, Ap. J., in press (Ma)
 ——— 1977b, Ap. J., in press (Mb)
 ——— 1977c, preprint (Mc)
 Stecker F.W. 1969, Nature 224, 870
 ——— 1973, in NASA SP-339, p. 211
 Trombka J.I., et al. 1977, Ap. J. 212, 925

DEUTERIUM PRODUCTION BY COSMOLOGICAL COSMIC RAYS

T. Montmerle

Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
(France)

Among the various low-energy interactions that take place at high redshifts ($z \sim 100$) between a (hypothetical) flux of cosmological cosmic rays ("CCR": protons and α particles), and the ambient gaseous medium, deuterium production is interesting in view of the relevance of this element to big-bang cosmology.

The production cross-sections are discussed in detail. The abundance of deuterium produced by this process is computed by normalizing the CCR flux so as to account for the ~ 1 -100 MeV γ -ray background spectrum. The resulting D (and ${}^3\text{He}$) abundances may reach $\sim 20\%$ of their observed value. It is also shown how the results can be compared with those obtained recently by Epstein *et al.* on deuterium production by "pregalactic cosmic rays".

I. COSMOLOGICAL COSMIC RAYS AND LIGHT ELEMENTS

In the framework of the "CCR hypothesis", discussed in a companion paper (these proceedings, OG-17, hereafter M1, and refs. therein), we have presented a derivation of the light element production by pp, p α and $\alpha\alpha$ reactions, at low energies, with the purpose of taking the abundances of light elements as observational constraints on the possible existence of CCR. In particular, we have shown that it is possible to account at the same time for the observations of the 1-100 MeV γ -ray background spectrum and of the ${}^7\text{Li}$ abundance, although difficulties arise with the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio. On the other hand, because of their very low yield, nuclear γ -rays (arising from the decay of excited states of light nuclei) are not a strong observational constraint, but their flux is nevertheless compatible with the CCR hypothesis (see these proceedings, OG-45).

Now the observed abundance of D is $\approx 2 \pm 1 \times 10^{-5}$ (e.g., Vidal-Madjar *et al.* 1977), i.e., $\sim 10^4$ times the observed abundance of ${}^7\text{Li}$. Since the production cross-sections for D and ${}^7\text{Li}$ differ by a factor of ~ 50 at most (see below), it can be anticipated that it is a priori impossible to account for the observed deuterium abundance by the abovementioned CCR interactions. Nevertheless, since D is strongly relevant to big-bang cosmology (see, e.g., Reeves 1974, Epstein 1977), it is of interest to compute the abundance of this element in the framework of the CCR hypothesis. This has been done in a recent paper (Montmerle 1977a, and refs. therein), but more details will be given below (§ II). The results will be discussed in the light of other recent work (§ III).

Note that the abundance of CCR-produced ^3He nuclei will not be explicitly computed. Because of very similar production cross-sections, the results obtained here for D are essentially the same for ^3He (see also Epstein 1977). More precision is not required, since ^3He is much less relevant to cosmology because of the many possible production and destruction mechanisms (e.g., Reeves 1974).

II. DEUTERIUM PRODUCTION

a) Cross-sections. The cross-section $\sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E)$ for production of a particle of energy E by interaction between a particle i of energy E' and a particle J at rest will be written approximately as :

$$\sigma_{iJ \rightarrow k}(E', E) = \sigma_{A(k)}(E') \delta(E - \lambda_{iJ} E') \quad (2-1)$$

(see M1, eq.2-3).

The most important reactions giving rise to deuterons are presented in Table 1 along with their "code names" ; the cross-sections appearing in eq. (2-1) are noted $\sigma_2^{(n)}(E')$. These cross-sections are rather well known up to high energies (Meyer 1972). Those corresponding to the reactions listed in Table 1 are depicted in fig. 1.

We examine now in turn the main d-producing reactions, focusing on their kinematics to make simplifying approximations leading to expressions of the form (2-1). The corresponding

Table 1
Reactions giving rise to Deuterium

Reaction	"code name"	cross-section	$\lambda_{iJ}^{(n)}$
$p + H \rightarrow d + \pi^+$	ppd	$\sigma_2^{(1)}$	0.25
$p + \begin{matrix} 4 \\ \text{He} \end{matrix} \rightarrow \begin{cases} d+d+p \\ d+n+2p \end{cases}$	complex-p α	$\sigma_2^{(2)}$	0
$\alpha + H \rightarrow \begin{cases} d+d+p \\ d+n+2p \end{cases}$			1
$p + \begin{matrix} 4 \\ \text{He} \end{matrix} \rightarrow d+\tau \quad (+)$	pick-up -p α	$\sigma_3^{(3)}$	0.48
$\alpha + H \rightarrow d+\tau \quad (+)$			1.7

(+) Moving ^3He nucleus
values of $\lambda_{iJ}^{(n)}$ are gathered in Table 1 and the uncertainties on the results due to these approximations will be discussed in § II. b.

The cross-section $\sigma_2^{(1)}$ for the "ppd" reactions is strongly peaked around 600 MeV. As in the case of the $\alpha\alpha$ reaction, the kinematics lead to $\lambda_{pH}^{(1)} = 0.25$: the deuterons-produced have a typical energy $\sim 150 \text{ MeV/n}$.

The cross-section $\sigma_2^{(2)}$ for the "complex p α " reactions (i.e. the weighted sum of the cross-sections corresponding to the two reactions mentioned in Table 1) is approximately constant ($\approx 50 \text{ mb}$) above $\sim 1 \text{ GeV}$: the corresponding reactions will provide most of the CCR-produced D.

The energy distribution of the outcoming deuteron as a function of the energy of the incident particle (p or α) is poorly known experimentally (see the discussion in Meyer 1972), but it will be suffi-

cient for our purpose to make the following approximations. If a fast proton hits a ${}^4\text{He}$ target, the resulting deuteron is produced essentially at rest, thus $\lambda_{p,{}^4\text{He}}^{(2)} = 0$. Conversely, if a fast α hits an H target, the d produced has about the same energy per nucleon as the incident α (in the lab frame), thus $\lambda_{\alpha\text{H}}^{(2)} = 1$.

For the "pick-up $p\alpha$ " reaction (cross-section $\sigma_2^{(3)}$) the energy of the secondary deuteron does not matter very much, since "complex $p\alpha$ " reactions dominate (in particular, note the $\sim E^{-2}$ decrease of $\sigma_2^{(3)}$ above 50 MeV/n. To get an estimate of the production rate, we assume that secondary deuterons all have the maximum energy allowed by the kinematics of the reactions. From Meyer (1972), this leads to $\lambda_{p,{}^4\text{He}}^{(3)} = 0.48$ and $\lambda_{\alpha\text{H}}^{(3)} = 1.7$.

b) The deuterium abundance in the CCR hypothesis. The source function for the CCR-

produced deuterons (see M1, eq.2-2) is a sum of source functions, one for each reaction. However, in the case of the complex $p{}^4\text{He}$ reaction which gives d essentially at rest (see above), the corresponding transport equation (M1, eq.2-1) can be integrated fully analytically and, after thermalization, gives to the CCR-produced D abundance D/H the contribution :

$$[D/H]_{p^4\text{He}}^{(2)} = \int_z^\infty n_{\text{He}}(z) \frac{dt}{dz} \int_0^\infty \sigma_2^{(2)}(E') \phi_{p,H}(E',z) dE' dz \quad (2-2)$$

(where n_{He} is the ${}^4\text{He}$ number density of the ambient gas and $\phi_{p,H}$ is the CCR proton flux in a comoving volume). As already mentioned, and as numerical calculations show, this contribution dominates deuterium production. This is also the case in the Galaxy (see Meyer 1974).

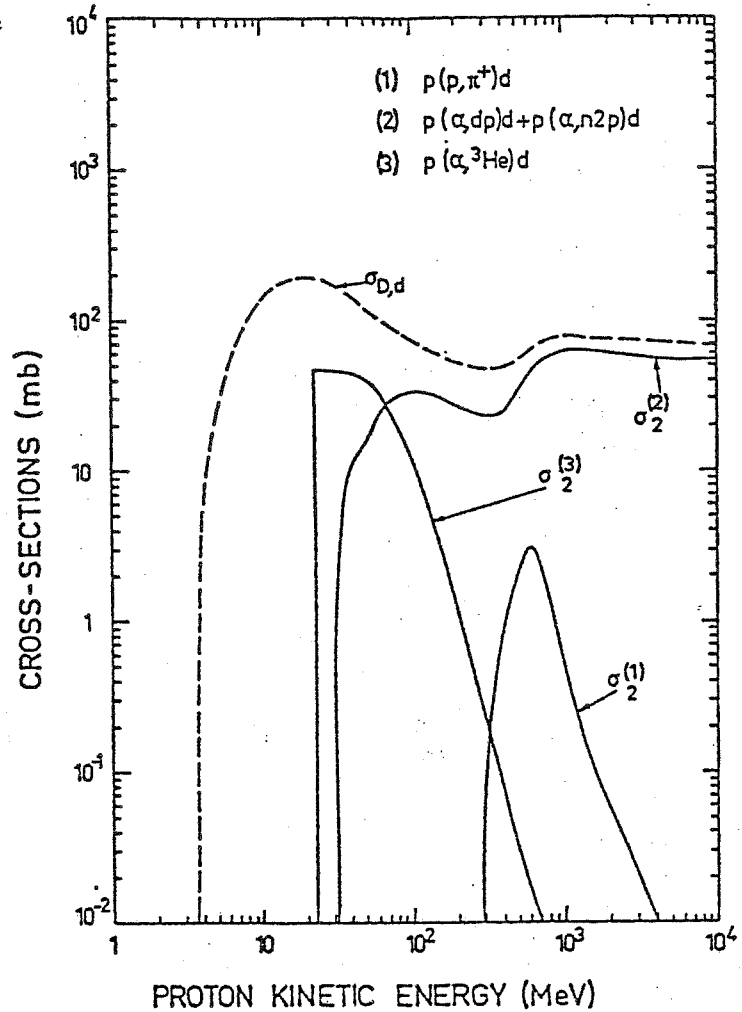


Fig. 1 The cross-sections $\sigma_2^{(n)}$ for the production of deuterons by pp and $p\alpha$ reactions, from Meyer (1972). Further details can be found in Table 1. The cross-section for the destruction by protons $\sigma_{D,p}$ is also shown.

For a "total energy" CCR spectrum, injected in a burst at red-shift z_s , fig. 2 shows that, for $q_0 = 0.1$, amounts of D a priori comparable to what is observed may be obtained. However, keeping in mind the results obtained in M1 (§ III) on ${}^7\text{Li}$, the a priori possible range of variation of the D/H ratio has to be restricted (hatched area of fig. 2), to avoid over- or underproduction of ${}^7\text{Li}$. Under these conditions, nevertheless, it is seen that up to $\sim 20\%$ of the observed (minimum) D abundance can be produced by CCR ; but the corresponding figure is less than $\sim 10\%$ for the γ -ray normalization resulting from the Apollo (Trombka et al. 1977) and SAS-2 (Fichtel et al. 1975) data (see M1, § III).

However, as mentioned in M1 (§ III) and discussed in Montmerle (1977b) if one wants further not to overproduce ${}^6\text{Li}$, the CCR flux has to be decreased by a factor at least ~ 3 ; the CCR-produced D accounts then for $\sim 3\%$ only of the (typical) observed D abundance.

Clearly, then, since little D is produced anyway, the uncertainties on the calculated D abundance are not crucial to study the possible existence of CCR. For the sake of completeness, though, we have varied the λ_{iJ} factors appearing in eq. (2-1) and calculated in the preceding sections, especially in the case of the "pick-up" $p\alpha$ reaction in which the assumption $E = \lambda_{iJ} E'$ is kinematically the worst (as compared to other reactions). A variation of a factor of 2 either way results in a typical uncertainty of 50% at most on the final D abundance. This uncertainty is negligible when compared with other uncertainties (see Montmerle 1977b).

III. "PREGALACTIC" COSMIC RAYS

In a recent review of the origin of deuterium, Epstein et al. (1976) have examined the possibility of making D by "pregalactic" cosmic rays (PCR), basically by the same reactions we have used. The PCR injection flux also appears in a burst ; it is assumed to be of the form $(E + E_B)^{-2.5}$, but E_B is taken as a free parameter. Only the relative abundances of the light elements are computed. This work has been presented in greater detail by Epstein (1977). Among other results they find that, for $E_B = 30 \text{ GeV/n}$ (and for a constant density),

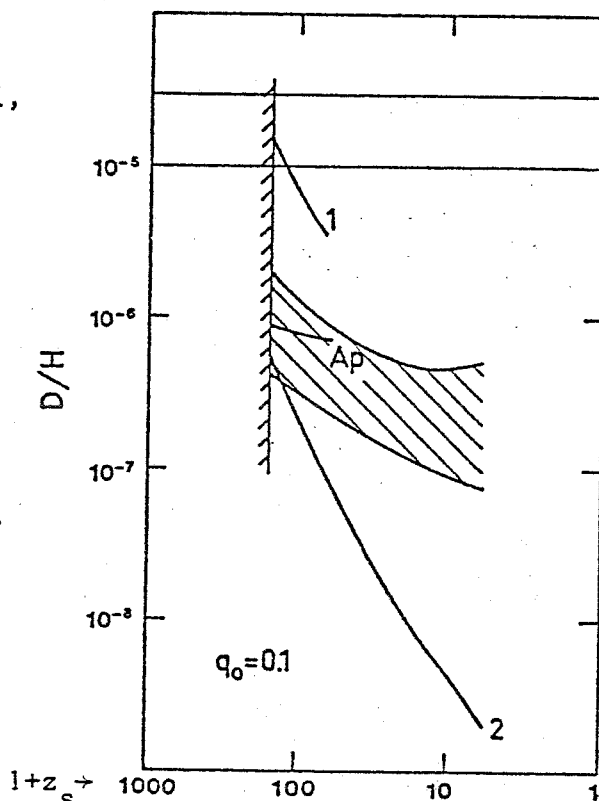


Fig. 2 The D/H ratio as a function of z_s , for $q_0 = 0.1$. This ratio is calculated using three different γ -ray normalizations (see M1 these proceedings, OG-17). The hatched area corresponds to the range of ${}^7\text{Li}$ abundance observations shown in M1, fig. 2.

the $D/{}^6\text{Li}$ ratio has its observed value, and that one obtains the observed abundance of D at the cost of overproducing high-energy γ -rays by a factor of $\sim 10^3$ with respect to the observed background.

Now, the PCR and CCR hypotheses are somewhat different: in particular we do not seek to find a mechanism for producing D, and our treatment of cosmological effects is more complete. Nevertheless, the two above mentioned results can be used as a check of the mutual consistency of both treatments, at least for high redshifts. To this end, a computation of the $D/{}^6\text{Li}$ ratio in the CCR hypothesis was performed with $E_B = 30 \text{ GeV}/n$. The results are displayed in fig. 3, and contrasted with the case $E_B =$ proton rest mass E_0 ("total energy" CCR spectrum). Although the $D/{}^6\text{Li}$ ratio varies with z_s , it can be seen that it does lie within observations, for the range of z_s that gives a fit to the γ -ray background. On the other hand, it is more difficult to compare the γ -ray flux estimates when both hypotheses account for the D abundance, since neither Epstein *et al.* (1976) nor Epstein (1977) state explicitly which observational spectrum they use. A rough comparison can nevertheless be made. From Bonnardeau (1977), we have modified Steckers' (1973) γ -ray source spectrum according to the PCR model. As a result, the theoretical γ -ray background spectrum for $E_B \leq 30 \text{ GeV}$ is not substantially changed for $z_s \geq 50$. Thus, from § II, if it is found that with respect to the theoretical spectrum normalized to the Apollo and SAS-2 data, γ -rays are overproduced by a factor ~ 300 in the CCR hypothesis. This compares with the abovementioned factor of $\sim 10^3$ in the PCR hypothesis, with respect to unspecified γ -ray observations.

Therefore, as a conclusion, both models are consistent with each other, at least within a factor of $\sim 2-3$. Other comparable conclusions, such as concerns the ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ratio, are also in agreement.

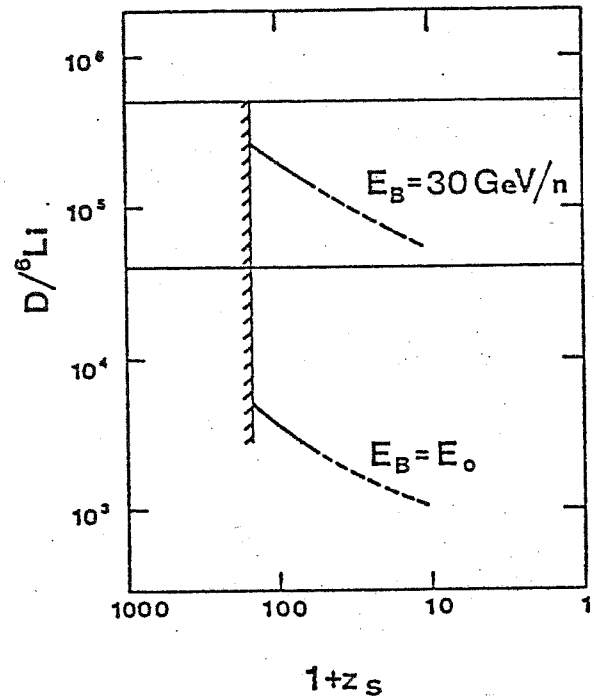


Fig. 3 The $D/{}^6\text{Li}$ ratio computed with a CCR injection spectrum of the form $(E + E_B)^{-2.6}$, in a fashion similar to the PCR model of Epstein (1977). (The curves become dotted when the corresponding theoretical γ -ray background spectra do not fit the observations.) The observational range of the $D/{}^6\text{Li}$ ratio lies between the thin horizontal lines.

REFERENCES

- Bonnardeau M. 1977, preprint
 Epstein R.I. 1977, Ap. J. 212, 595
 Epstein R.I., *et al.* 1976, Nature 263, 198
 Fichtel C.E., *et al.* 1975, Ap. J. 198, 163
 Meyer J.P. 1972, Astr. Ap. Suppl. 7, 417

- Meyer J.P. 1974, Thesis, Université d'Orsay
 Montmerle T. 1977a, Ap. J., to be published
 1977b, Ap. J., in press
 Reeves H. 1974, Ann. Rev. Astr. Ap. 12, 437
 Trombka J.I., *et al.* 1977, Ap. J. 212, 925
 Vidal-Madjar A., *et al.* 1977, Ap. J. 211, 91

III - T H E O R I E E T O B S E R V A T I O N

ON THE ABILITY OF CURRENT EXPERIMENTS
TO TEST π^0 -DECAY GAMMA-RAY
BACKGROUND THEORIES

T. MONTMERLE

Reprinted for private circulation from
THE ASTROPHYSICAL JOURNAL, Vol. 197, No. 2, Part 1, 1975 April 1
© 1975. The American Astronomical Society. All rights reserved.

PRINTED IN U.S.A.

CAPACITE DES EXPERIENCES ACTUELLES A TRANCHER ENTRE LES THEORIES DU FOND DU CIEL GAMMA

Parmi les théories proposées pour interpréter les observations du fond du ciel gamma (1-100 MeV), il y en a qui prédisent des structures spatiales dépendantes du décalage vers le rouge cosmologique z (comme les régions d'annihilation matière-antimatière de la théorie de Stecker et Puget). Cependant, alors qu'il est théoriquement possible d'observer ces structures jusqu'à des décalages vers le rouge $z_c \approx 100$, cette possibilité est en pratique restreinte dans le cas des théories faisant appel à la désintégration de π^0 ; on le montre en introduisant une "fonction de visibilité", qui couple le fond du ciel γ théorique en fonction de z avec l'efficacité des divers détecteurs. L'étude d'une structure spatiale du fond du ciel γ jusqu'au voisinage de z_c peut se faire en principe avec des détecteurs sensibles à basse énergie.

ON THE ABILITY OF CURRENT EXPERIMENTS TO TEST π^0 -DECAY GAMMA-RAY BACKGROUND THEORIES

T. MONTMERLE*

Département de Physique, Université de Montréal
 Received 1974 August 20; revised 1974 November 4

ABSTRACT

In some theories for the 1-100 MeV γ -ray background some definite features are predicted (e.g., matter-antimatter regions annihilating in the case of the Stecker-Puget theory) as a function of redshift. However, the theoretical possibility of observing these features at any redshift up to $z_c \simeq 100$ is, in the case of π^0 -decay theories, rather restricted with present experiments, and this is shown by the introduction of a "visibility function" which folds the theoretical γ -ray background intensity as a function of redshift through the efficiency of a given experiment. The study of the spatial structure of the γ -ray background at high redshifts ($\lesssim z_c$) is potentially best accomplished by low-energy γ -ray experiments.

Subject headings: cosmic background radiation — cosmology — gamma rays

I. INTRODUCTION

It has long been known that, due to the high transparency of the Universe to γ -rays having energies from 1 MeV up to 10^4 MeV (hereafter simply " γ -rays"), there exists a "window" which links the γ -ray background to cosmology. More precisely, Arons (1971) showed that γ -rays did not suffer intergalactic absorption up to redshifts as high as ~ 100 (in a closed universe) or ~ 300 (in a low-density universe). Thus, the study of the γ -ray background has been considered as providing us with a capability of eventually probing the structure of the Universe much further than is possible in any other energy range in astronomy. In particular, experiments could be conducted to detect some large-scale features, associated with theoretical models of the γ -ray background. Depending on the specific theory, these features may or may not exist at some definite redshift z ; it is thus of interest to see whether present-day experiments can be used for such a purpose. As a matter of fact, we shall show in this paper that the possibility of "looking" out to the maximum possible redshift (at least within the framework of current theoretical models like π^0 -decay resulting from p - p or p - \bar{p} interactions) with present experiments is, in fact, rather restricted.

II. THE GAMMA-RAY VISIBILITY FUNCTION

Let $I(E_\gamma, \theta)$ be the intensity of the γ -ray background at the top of the atmosphere in some direction θ with respect to a given coordinate system. $I(E_\gamma, \theta)$ will depend on four quantities: a source spectrum $S(E_\gamma)$ characterizing the emission process; a function $F_s(z, \theta)$ describing the time-evolution of the source(s) starting at epoch z_{\max} ; another function $F_u(z)$ describing the propagation of the photons (i.e., a model of the Universe); and, finally, an attenuation factor $\exp[-\tau(E_\gamma, z)]$. With these notations, the γ -ray background intensity will be

$$I(E_\gamma, \theta) = \int_0^{z_{\max}} \frac{dI(E_\gamma, \theta, z)}{dz} dz = \int_0^{z_{\max}} F_s(z, \theta) F_u(z) S[E_\gamma(1+z)] \exp[-\tau(E_\gamma, z)] dz; \quad (1)$$

i.e., the sum of the contributions of epochs z to the observed photon intensity, given by $dI(E_\gamma, \theta, z)/dz$. Now an experiment of aperture Ω with its axis in direction θ "sees" these photons of energy E_γ with some efficiency $\epsilon(E_\gamma, E_\gamma', \omega)$, E_γ' being the energy of the photons contributing to the response of the detector at energy E_γ , and ω being the angle between the incoming photon and the axis of the experiment. In order to express "where" the detected photons actually come from, at some energy E_γ , we define a " γ -ray visibility function" $V_\gamma(E_\gamma, z, \theta)$ (or, in short, "visibility function"):

$$V_\gamma(E_\gamma, z, \theta) = \frac{K}{\Omega} \int_{4\pi} \int_0^\infty \epsilon(E_\gamma, E_\gamma', \omega) [dI(E_\gamma', \omega, z)/dz] d\omega dE_\gamma' \quad (2)$$

(where K is some normalization constant).

It is to be emphasized that V_γ links a certain theory T (through dI/dz) to a certain experiment E (through ϵ); it can be understood as providing a measure of the ability of E to check T for any important value of z : for instance, the assumed existence of cosmic-ray sources at some z . More precisely noting that

$$\int_0^{z_c} V_\gamma(E_\gamma, z, \theta) dz$$

* On leave from Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (France).

is the flux of photons actually received by E at energy E_γ in the direction θ , coming from redshifts up to z_c (at which the Universe becomes opaque to γ -rays), $V_\gamma(E_\gamma, z, \theta)$ provides in the framework of T a measure of the *probability* for a given detected photon to come from z . In other words, $V_\gamma(E_\gamma, z, \theta)$ expresses numerically how T interprets the information received by E at energy E_γ , in the direction θ .

Usually, one assumes $\epsilon(E_\gamma, E_\gamma', \omega) = \epsilon_E(E_\gamma, E_\gamma')\epsilon_\omega(\omega)$, so that the dependence of V_γ upon z is not affected by its dependence on Ω , which is then a fixed quantity for a given experiment. Then equation (2) reads:

$$V_\gamma(E_\gamma, z, \theta) = \int_0^\infty \epsilon_E(E_\gamma, E_\gamma') \langle dI(E_\gamma', \theta, z)/dz \rangle dE_\gamma', \quad (3)$$

where

$$\langle dI(E_\gamma', \theta, z)/dz \rangle = \frac{K}{\Omega} \int_{4\pi} \epsilon_\omega(\omega) [dI(E_\gamma', \omega, z)/dz] d\omega \quad (4)$$

("blurred" intensity due to finite angular resolution). In the case where dI/dz is approximately constant over the aperture Ω of the experiment (for example, if dI/dz is nearly isotropic), and if $\epsilon_\omega(\omega)$ is assumed almost constant (and normalized to unity) inside Ω , one has approximately [with $\epsilon(E_\gamma, E_\gamma') \equiv \epsilon_E(E_\gamma, E_\gamma')$]

$$V_\gamma(E_\gamma, z, \theta) = \int_0^\infty \epsilon(E_\gamma, E_\gamma') [dI(E_\gamma', \theta, z)/dz] dE_\gamma'. \quad (5)$$

Since this is very often the case, this latter definition of $V_\gamma(E_\gamma, z, \theta)$ will be used from now on.

Writing $F_s(z, \theta)F_u(z) \equiv F(z, \theta)$, and taking into account that $\tau(E_\gamma, z)$ is almost independent of E_γ in our energy range (Arons 1971) [so that $\tau(E_\gamma, z) = \tau(z)$], equations (1) and (3) give

$$V_\gamma(E_\gamma, z, \theta) = F(z, \theta)e^{-\tau(z)} \int_0^\infty \epsilon(E_\gamma, E_\gamma') S[E_\gamma'(1+z)] dE_\gamma'. \quad (6)$$

(Note that the integral then depends only on the emission process and on the efficiency of the experiment.)

A further comment can be added: Equations (5) and (6) are simplified if applied to experiments which have a threshold detection energy E_{th} and a one-to-one correspondence between the energy of the incoming photon and the response of the detector (i.e., $E_\gamma \equiv E_\gamma'$). This is the case for spark chambers and scintillation counters; then, provided one considers all the detected photons (i.e., $E_\gamma \geq E_{th}$), one has $V_\gamma(E_\gamma, z, \theta) \equiv V_\gamma(z, \theta)$ and $\epsilon(E_\gamma, E_\gamma') \equiv \epsilon(E_\gamma)$. This fact will be used in the calculations of § III. By contrast, this simplification cannot be made in the case of, for instance, low-energy γ -ray double-Compton detectors.

III. APPLICATION TO π^0 -DECAY THEORIES

Among the most favored interpretations of the 1–100 MeV γ -ray background are the two redshifted π^0 -decay hypotheses by Stecker (1973*a, b*, and references therein). One of them deals with matter-antimatter annihilation (within the framework of the symmetric cosmology developed by Omnès and co-workers [Omnès 1972; Aldrovandi *et al.* 1973]); the other deals with high-energy collisions between cosmic rays and intergalactic matter starting at z_{max} ("protar" hypothesis, hereafter called the cosmological cosmic-ray [CCR] model). Our purpose here is to see to what extent current experiments can be used to test these interpretations—for example, by determining some spatial structure at z_c or z_{max} , i.e., large-scale matter-antimatter regions annihilating or cosmic-ray sources ("protars"), respectively. We assume that these structures correspond at most to first-order fluctuations in the isotropic γ -ray background, so that $I(E_\gamma, \theta) \approx I(E_\gamma)$; thus in some direction θ :

$$V_\gamma(z, \theta) \approx V_\gamma(z). \quad (7)$$

The corresponding source functions $S_{ann}(E_\gamma)$ and $S_{coll}(E_\gamma)$ can be found from Stecker (1971). On the other hand, it can be shown from Stecker and Puget (1972) that, for the annihilation model, the 1–100 MeV γ -ray background intensity may be written

$$I_{ann}(E_\gamma) = K_{ann} \int_0^{z_c} (1+z)^\alpha S_{ann}[E_\gamma(1+z)] dz, \quad (8)$$

with $z_c = 100$, $\alpha = 1.86$ for a closed universe, and $K_{ann} = 1.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ [in order to have $I_{ann}(20 \text{ MeV}) = 8 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$]. This expression, which does not take absorption at $z \sim z_c$ into account, is thus strictly valid from $\sim 5 \text{ MeV}$ up to more than 100 MeV (Stecker 1974); however, as it will be needed for illustrative purposes only, it will be considered a good approximation down to 1 MeV by addition of a $e^{-\tau(z)} = e^{-z/z_c}$ term in the integral. Consequently, in the 1–100 MeV range, we take

$$F_{ann}(z) = K_{ann}(1+z)^{1.86}. \quad (9)$$

TABLE 1
ANALYTICAL FORMS OF THE VISIBILITY FUNCTION $V_\gamma(z)$ FOR VARIOUS THEORETICAL EFFICIENCIES $\epsilon(E_\gamma)$

Case	$\epsilon(E_\gamma)$	$V_\gamma(z)$	Remarks
1.....	$\epsilon_0 \delta(E_\gamma - E_0)$	$V_\delta = F(z)e^{-\tau(z)}\epsilon_0 S[E_0(1+z)]$	See figs. 1 and 2
2.....	$\epsilon_0 Y(E_\gamma - E_0)$	$V_Y = F(z)e^{-\tau(z)}\epsilon_0 S[>E_0(1+z)]$	$Y(x)$ step function: $[Y(x > 0)] = 0$; $[Y(x < 0)] = 1$; $S(>E_0) = \int_{E_0}^{\infty} S(E_\gamma)dE_\gamma$ See fig. 3
3.....	$= \epsilon_0$ if $E_1 \leq E_\gamma \leq E_2$ $= 0$ elsewhere	$V_z = V_Y(E_1) - V_Y(E_2)$	See above; fig. 3

As for the CCR model, we shall take as an example the case of a burst at $z_{max} = 100$ in a closed universe. The γ -ray background intensity in this case will be (Stecker 1969)

$$I_{coll}(E_\gamma) = K_{coll}(1 + z_{max})^{-3/2} \int_0^{z_c} (1+z)^2 S_{coll}[E_\gamma(1+z)] e^{-\tau(z)} dz \tag{10}$$

with $z_{max} = 100$ and $K_{coll} = 4.9 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$.

We shall use the Gunn-Peterson opacity (given in Stecker 1971, for example):

$$\tau(z) = \frac{2}{3} \tau_c [(3+z-2/\Omega_0)(1+\Omega_0 z)^{1/2} - (3-2/\Omega_0)]$$

(with $\tau_c = 1.8 \times 10^{-3}$ for $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), which, in the case of a closed universe ($\Omega_0 = 1$) becomes

$$\tau(z) = \frac{2}{3} \tau_c [(1+z)^{3/2} - 1]. \tag{11}$$

Here

$$F_{coll}(z) = K_{coll}(1 + z_{max})^{-3/2}(1+z)^2. \tag{12}$$

In order to find some general properties of $V_\gamma(z)$, a few particular cases for $\epsilon(E_\gamma)$ may be studied (see table 1); the results for the π^0 -decay theories are displayed in figures 1, 2, 3.

For the annihilation theory, it can be seen that, in order to actually "see" out to $z_c = 100$, it is necessary that the efficiency below $\sim 9 \text{ MeV}$ be not equal to 0, since there is no photon of energy greater than 919 MeV in the γ -ray spectrum resulting from $p\bar{p}$ annihilations at rest S_{ann} . If it is not the case, $V_\gamma(z)$ drops to zero, and there is a rather sharp maximum well below z_c .

For the CCR theory, the same phenomenon occurs but with $V_\gamma(z_{max}) \neq 0$ (because of the sharp decrease in S_{coll} after 70 MeV), and here again, if the efficiency is not different from 0 below $\sim 10 \text{ MeV}$, the redshift corresponding to the maximum of $V_\gamma(z)$ can be much lower than z_{max} .

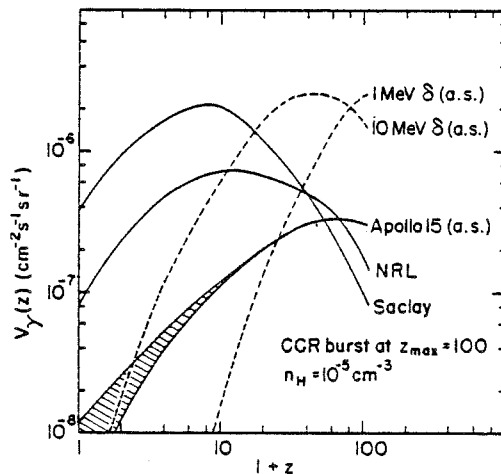


FIG. 1.— γ -ray visibility curves for the cosmological cosmic-ray theory (see text) for current experiments: *Apollo 15* (scintillation counter), *NRL* and *Saclay-Milan-Palermo* (spark chambers). Other experiments (Max-Planck [Herterich *et al.* 1973], *OSO-3* [Kraushaar *et al.* 1972]) would give essentially the same result as that of *Saclay*. The *Apollo 15* curves lies within the shaded area because the efficiency of this experiment is not available at energies higher than 100 MeV ; see text. Also shown for comparison are in dotted lines the visibility curves of experiments having a δ -response at 1 and 10 MeV . The notation a.s. stands for "arbitrary scale."

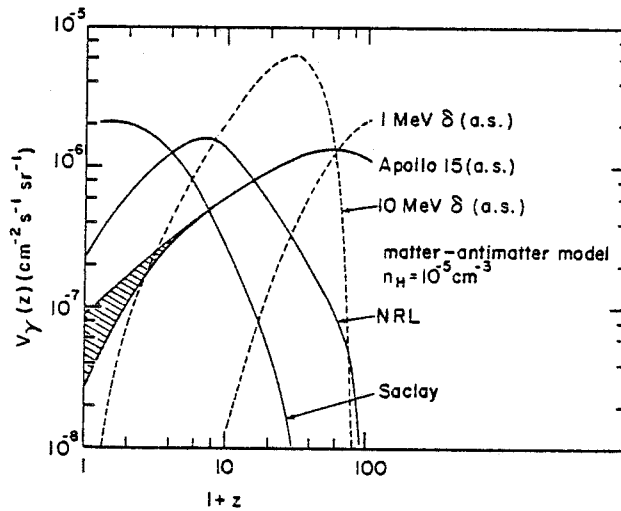


FIG. 2.—Same as fig. 1, in the annihilation (i.e., matter-antimatter) theory (see text)

In actual experiments, the full expression (6) has to be used. In the MeV range, very few efficiencies are published. Among them is the intrinsic efficiency $\epsilon(E_\gamma)$ of *Apollo 15* (Peterson *et al.* 1973), constant (within a factor of 2) between 1 and 100 MeV; it is not given, however, at greater energies, so that the visibility curve of the *Apollo 15* experiment should lie somewhere between case 2 of table 1 (step function starting at $E_0 = 1$ MeV, which corresponds to $z_{\max} \simeq 100$) and case 3 (with $E_1 = 1$ MeV and $E_2 = 100$ MeV), that is, between the two curves shown on figures 2 and 3. As expected, this experiment does “see” out to $z = 100$, with a rather broad maximum at $z = 80$ due essentially to absorption effects. At higher energies, mainly spark-chambers operate. A typical example is the Saclay-Milan-Palermo experiment (Forichon *et al.* 1974); another type of experiment is the NRL spark chamber (Share, Kinzer, and Seeman 1974), in which the high-energy efficiency is cut off because of an added absorption counter. The absolute efficiencies of both experiments are displayed on figure 4, and the corresponding visibility curves on figures 2 and 3. These are seen to be peaked only at moderate redshifts.

IV. CONCLUSION

Thus, it seems that low-energy γ -ray experiments are best suited for the study of the structure of the Universe in the π^0 -decay hypothesis at the maximum possible redshifts; however, to date, angular resolution problems related to induced radioactivity (Dyer 1973, Fishman 1973) are not solved and forbid distinguishing between continuum background radiation and lines between 1 and 10 MeV. Higher energy threshold experiments, having better angular resolution ($\sim 10^\circ$) that can be improved, are best suited for the study of the structure of the Universe at moderate redshifts.

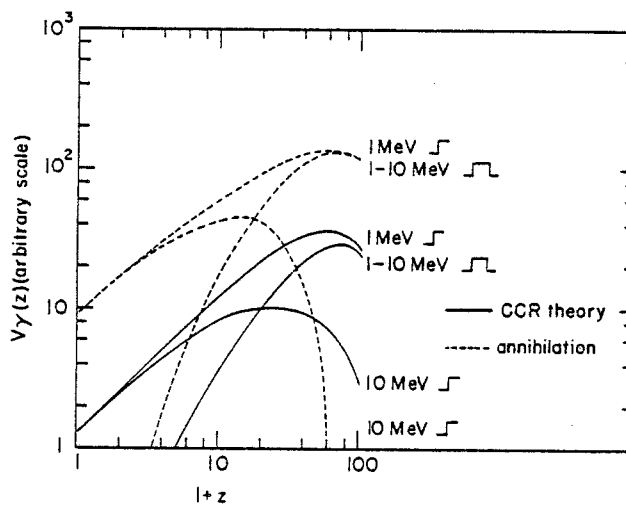


FIG. 3.— γ -ray visibility curves for an experiment having step-response starting at 1 MeV and 10 MeV (L) or square response between 1 and 10 MeV (□), in the case of the CCR theory (continuous line) or annihilation theory (dotted line).

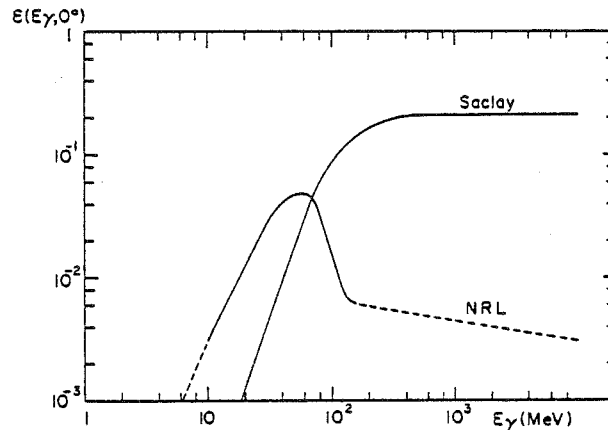


FIG. 4.—Efficiencies along the axis for the NRL and Saclay-Milan-Palermo spark chambers (electron pairs only). Since these are absolute efficiencies, they lead to the true value of $V_\gamma(z)$ in $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (see figs. 1 and 2). (Dotted line is an estimated extrapolation of the efficiency of the NRL experiment.)

Angular resolution improvements should result in a better knowledge of the visibility function, since then dI/dz (eq. [5]) will be a better approximation to $\langle dI/dz \rangle$ (eq. [4]).

Finally, it is interesting to note that the visibility function results can be understood in terms of usual photography: given some theory T , a given experiment E can be said to “focus” on the redshift corresponding to the peak of its visibility function, with a “depth of field” related to the curvature of the function at this point. The image “contrast” is best obtained with a short depth of field, i.e. a strong peak; but this quantity cannot be made infinitely small due to the finite width of the source spectrum in the case of π^0 -decay theories.

Enlightening discussions with Ch. Ryter and F. W. Stecker are gratefully acknowledged. Useful remarks of the referee helped to improve § II. I would like also to thank G. Michaud for his remarks and the staff of the Département de Physique for their kind hospitality.

This research has been partially supported by a grant from the National Research Council of Canada and le Ministère de l'Éducation du Québec.

REFERENCES

- Aldrovandi, R., Caser, S., Omnès, R., and Puget, J. L. 1973, *Astr. and Ap.*, **28**, 253.
 Arons, J. 1971, *Ap. J.*, **164**, 457.
 Dyer, C. 1973, in *Gamma-Ray Astrophysics*, ed. F. W. Stecker and J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 83.
 Fishman, G. J. 1973, in *Gamma-Ray Astrophysics*, ed. F. W. Stecker and J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 61.
 Forichon, M., Agrinier, B., Leray, J. P., Parlier, B., Boella, G., Maraschi, L., Buccheri, R., Sacco, B., and Scarsi, L. 1974, *Astr. and Ap.*, **30**, 323.
 Herterich, W., Pinkau, K., Rothermel, H., and Sommer, M. 1973, *13th Cosmic-Ray Conference* (Denver: University of Denver), p. OG-21.
 Kraushaar, W. L., Clark, G. P., Garmire, R., Borken, P., Highbie, P., Leong, C., and Thorsos, T. 1972, *Ap. J.*, **177**, 341.
 Omnès, R. 1972, *Phys. Rep.*, **3C**.
 Peterson, L. E., Trombka, J. I., Metzger, A. E., Arnold, J. R., Matteson, J. I., and Reedy, R. C. 1973, in *Gamma-Ray Astrophysics*, ed. F. W. Stecker and J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 47.
 Share, G. H., Kinzer, R. L., and Seeman, N. 1974, *Ap. J.*, **187**, 511.
 Stecker, F. W. 1969, *Ap. J.*, **157**, 507.
 ———. 1971, *Cosmic Gamma-Rays* (NASA SP-249), p. 205.
 ———. 1973a, *Nature*, **241**, 74.
 ———. 1973b, in *Gamma-Ray Astrophysics*, ed. F. W. Stecker and J. I. Trombka (NASA SP-339), p. 211.
 ———. 1974, private communication.
 Stecker, F. W., and Puget, J. L. 1972, *Ap. J.*, **178**, 57.

T. MONTMERLE: Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Montréal 101, Québec, Canada



esa

European space agency
agence spatiale européenne

TWELFTH ESLAB SYMPOSIUM

24-27 MAY 1977

Frascati, Italy

**RECENT ADVANCES IN
GAMMA RAY ASTRONOMY**

COS-B AND COSMOLOGY

T. Montmerle

Service d'Electronique Physique,
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France

ABSTRACT

The 1-100 MeV γ -ray background is currently believed to be of cosmological origin. It has been suggested to originate from π^0 decay, either in a burst of "cosmological" cosmic rays (CCR) interacting with the ambient gas, or in some annihilation process between macroscopic regions of matter and antimatter, both at high redshifts ($z_s \sim 100$). It is thus of interest to see to what extent present-day experiments are fitted to test such hypotheses, for instance by revealing the presence of spatial fluctuations in the γ -ray background due to photons coming from $\sim z_s$.

To this end and for the ESA's COS-B γ -ray satellite, the corresponding theoretical spectra are folded through the efficiency of the detector, in order to compute COS-B's " γ -ray visibility function" (Montmerle 1975). Because of its reduced efficiency at energies < 70 MeV, COS-B "sees" only local background γ -ray photons (i.e. coming essentially from $z < 10$) in the annihilation hypothesis. The situation is somewhat better in the CCR hypothesis, but the "image contrast" should be rather poor. COS-B is thus not well suited to give information on high-energy phenomena occurring at high redshifts.

1. THE γ -RAY BACKGROUND AND COSMOLOGY

1.1 The cosmological window

Whereas galactic features are now clearly visible in the γ -ray range above ~ 100 MeV (as discussed elsewhere in these Proceedings), which leaves no doubt as to their origin, it seems that the γ -ray emission at lower energies is diffuse, and most likely of extragalactic origin (1, 2), even taking the possible existence of a galactic halo into account (3).

Because the attenuation length of photons in the 1-100 MeV energy range (hereafter simply " γ -rays") is of the order of 100 g.cm⁻², it is possible to "look" out to very high redshifts ($\sim 100-300$, depending

on the density of the universe ; see also § 3.2). This shows the high relevance of this "window" to cosmology.

1.2 Neutral pion-decay hypotheses

The observations of the γ -ray background have been interpreted in terms of π^0 decay essentially because of the presence of a "bump" in the $\sim 1-10$ MeV range (see a discussion in ref. 4 ; also ref. 1). If this interpretation is correct, then there are two possibilities : either the π^0 particles are created in matter-antimatter annihilations (" \overline{NN} hypothesis") or they result from high-energy interactions of cosmological cosmic rays with the ambient matter (" \overline{CCR} hypothesis").

A discussion on both hypotheses has been presented in ref. (4). The \overline{NN} hypothesis has been studied essentially by Stecker and his collaborators (ref. 5, and refs. therein), while some observational constraints on the alternative \overline{CCR} hypothesis were recently worked out by the present author (ref. 4 and refs. therein), with a rather negative - but not definitive - conclusion.

Now, it is also possible to adopt a different standpoint to test the proposed π^0 -decay hypotheses. Indeed, since both hypotheses involve events occurring at high redshifts (~ 100), it is of interest to make use of the high transparency of the universe mentioned above, while taking into account the response in frequency (i.e., the efficiency) of γ -ray detectors. This could be done, for instance, by observing spatial fluctuations in the γ -ray background due to the presence at some redshift z_s of CCR sources, or of annihilation phenomena at the border of regions of matter and antimatter (also "sources" in what follows).

A possibility to do so is to define a (γ -ray) "visibility function", by folding a theoretical γ -ray spectrum dI/dz through

the efficiency ϵ of a given detector, along the lines presented in the next section.

2. THE VISIBILITY FUNCTION OF COS-B

2.1 Definition of the visibility function

A rigorous definition of the visibility function has been given in ref. 6, and applied there to various types of γ -ray detectors. In the present paper, we want to calculate the visibility function of the highly successful COS-B satellite, to test its ability to "see" fluctuations occurring near z_s .

For any detector, this ability is in fact twofold :

- (a) the detector must be able to detect most of the photons coming from $\sim z_s$;
- (b) if, and only if condition (a) is fulfilled, the detector must have a good angular resolution, not to wash out the fluctuations.

In what follows, we shall be concerned essentially with condition (a).

In ref. (6), it was assumed that the spatial fluctuations in the γ -ray background (at a given energy E_γ and in a given direction θ) were of the first order, so that, near z_s

$$\frac{dI(E_\gamma, \theta, z)}{dz} = \frac{dI(E_\gamma, z)}{dz} \quad (1)$$

For lower values of z , the sources have lost their identity and the approximation in eq. (1) becomes better as z decreases.

On the other hand, the COS-B efficiency $\epsilon(E_\gamma, \omega)$ is known from accelerator calibrations as a function of E_γ and of the solid angle ω with respect to the axis. In practice, we shall use the efficiency with respect to "class 2+22" γ -rays (kindly communicated to us by J.L. Masnou), but the final results do not basically depend on this choice.

Then, the visibility function $V_\gamma(z)$ of COS-B will be taken as :

$$V_\gamma(z) = K \int_{4\pi} \int_0^\infty \epsilon(E_\gamma, \omega) [dI(E_\gamma, z)/dz] d\omega dE_\gamma \quad (2)$$

[We do not assume, as in ref. (6), that $\epsilon(E_\gamma, \omega) = \epsilon_E(E_\gamma) \epsilon_\omega(\omega)$.] In eq. (2), K is some arbitrary normalization constant (see ref. 6 for details). $V_\gamma(z)$ is a number of photons received per ($\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$) ; the total flux received by the detector out to a given redshift z is $\int_0^z V_\gamma(z) dz$.

2.2 The theoretical γ -ray spectra

Let $G_c(E_\gamma)$ [resp. $G_a(E_\gamma)$] be the γ -ray source spectrum resulting from π^0 decay in the CCR (resp. NN) hypothesis (7). The theoretical γ -ray spectra we use are :

(a) for the CCR hypothesis (7,8) :

$$\left[\frac{dI(E_\gamma, z)}{dz} \right]_c = \text{cst} \times (1+z)^{\Gamma+1} (1+2q_0)^{-\frac{1}{2}} G_c[E_\gamma(1+z)] e^{-\xi} \quad (3)$$

where $\Gamma = 2.6$ is the spectral index of CCR (see ref. 8 for details), and q_0 is the deceleration parameter (proportional to the matter density now) ;

(b) for the NN hypothesis (7) :

$$\left[\frac{dI(E_\gamma, z)}{dz} \right]_a = \text{cst} \times (1+z)^{2.36} (1+2q_0)^{-\frac{1}{2}} G_a[E_\gamma(1+z)] e^{-\xi} \quad (4)$$

In eqs (3) and (4), the absorption of γ -rays is taken into account by the term $\exp(-\xi)$. In the relevant energy range, pair production on the ambient matter dominates, and the absorption cross-section is approximately independent of energy ; this leads to the Gunn and Peterson formula (ref. 9 ; see also ref. 6). This formula depends on both q_0 and the Hubble constant H_0 .

3. VISIBILITY OF π^0 -DECAY γ -RAY BACKGROUND FLUCTUATIONS

3.1 Comparison with previous results

Since the (relative) efficiency of COS-B is quite typical of spark chamber experiments, it is of interest to compare its visibility function $V_\gamma(z)$ with that of other experiments. To this end, computations of $V_\gamma(z)$ were performed first with $H_0 = 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ and $q_0 = 0.5$, as in ref. (6).

The results are displayed in fig. 1. They are quite consistent with those obtained with the Saclay spark chamber (for the efficiency of this experiment along the axis, see, e.g., fig. 4 of ref. 6).

3.2 CCR vs. NN

It is also conspicuous from fig. 1 that the γ -rays detected by COS-B come from regions much closer in the case of the NN hypothesis than in the case of the CCR hypothesis. The maxima of $V_\gamma(z)$ occur at $z_m = 2$ and $z_m = 35$, respectively.

Physically, this is because the γ -ray source spectrum $G_a(E_\gamma)$ is much narrower than $G_c(E_\gamma)$, along with a reduced efficiency of COS-B below $\sim 100 \text{ MeV}$ (redshift effect), and different redshift dependences of the dI/dz functions.

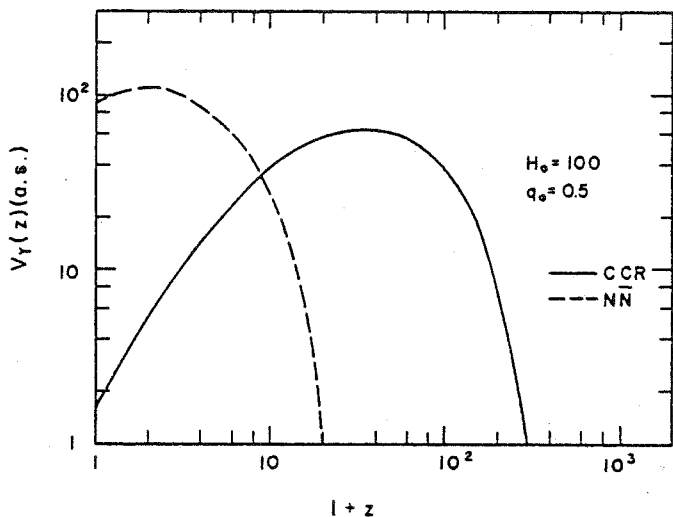


Fig.1 The γ -ray visibility function of COS-B (eq. 2), for the cosmological cosmic-ray (CCR) and matter-antimatter annihilation (NN) hypotheses. The value of q_0 and H_0 are chosen for comparison with the results obtained in ref.(6).

This contrast between the CCR and NN hypothesis remains basically the same for $H_0 = 55 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$, independently of q_0 , as can be seen from fig. 2 (CCR) and fig. 3 (NN).

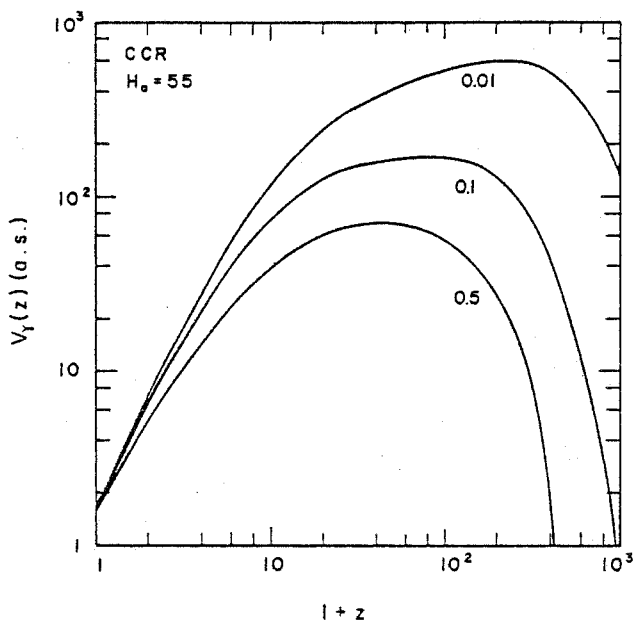


Fig.2 Same as fig.1, for the CCR hypothesis. The curves are labeled according to the relevant values of q_0 .

Now absorption effects (which depend on q_0) are important for the CCR hypothesis (fig. 2). The visibility is of course better for low values of q_0 ; quantitatively, z_m shifts from 40 for $q_0 = 0.5$ to 200 for $q_0 = 0.01$. For the NN hypothesis, almost no photon contribute to the observed flux while coming from regions where absorption could play a significant role (fig. 3): COS-B is essentially "blind" to annihilation

regions, in the NN hypothesis, as are other similar spark chamber experiments (6).

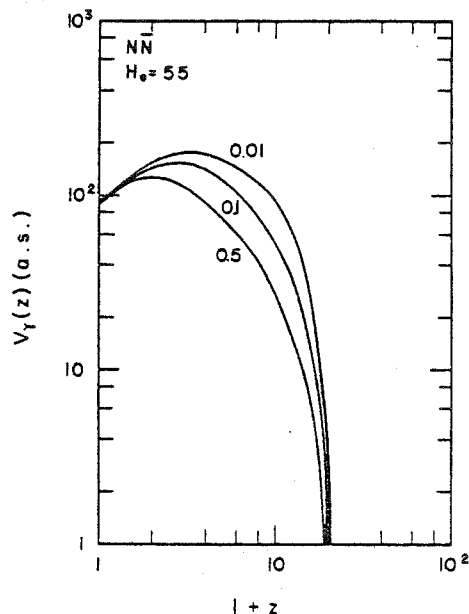


Fig.3 Same as fig.2, for the NN hypothesis.

3.3 Visibility of CCR sources

At least in principle, provided the CCR hypothesis is valid, COS-B is able to "see" the possible CCR sources (fig. 2). However, the visibility curves are quite flat near their maxima; hence, the observed γ -ray flux is made of photons coming dominantly from a wide redshift interval around z_m . As an example, for $q_0 = 0.1$, $\sim 66\%$ of the flux comes from $60 < z < 120$, and $\sim 75\%$ come from $60 < z < 150$. In other words, the flux coming from possible CCR sources at a redshift $z_s = 120$, say (the range compatible with observations is $55 < z_s < 200$, see ref. 10), is flooded with photons coming from other, but close, redshifts. As a result, the "image contrast" is considerably reduced, and, other problems aside, this makes it more difficult to identify the CCR sources.

As discussed in ref. (6), detectors having a good response in the $\sim 1 \text{ MeV}$ range (and a reduced bandwidth), together with a good angular resolution, are best suited for cosmological purposes (along the lines of § 2.1). However, this range is that of typical nuclear γ -rays, and (otherwise fruitful) nuclear γ -ray lines must be removed from the detected flux to see the effects described above. This could be a task assigned to future experiments, perhaps of the type proposed in refs (11) or (12).

ACKNOWLEDGEMENTS. I thank Madame Bonguet for her efficient help in the preparation of this manuscript.

4. REFERENCES

1. Trombka, J.I., Dyer, C.S., Seltzer, S.M. and Metzger, A.E. (1977) Ap. J., 212, 925.
2. Fichtel, C.E., Kniffen, D.A. and Thompson D.J. (1977) These Proceedings, paper 29.
3. Stecker, F.W. and Jones, F.C. (1977) NASA preprint X-602-77-73.
4. Montmerle, T. (1977) These Proceedings, paper 34.
5. Stecker, F.W. (1977) These Proceedings, paper 30.
6. Montmerle, T. (1975) Ap. J., 197, 285.
7. Stecker, F.W. (1975) Cosmic γ -rays, NASA SP-249.
8. Montmerle, T. (1977) Ap. J., 216, 00.
9. Gunn, J.E. and Peterson, J.A. (1965) Ap. J. 142, 1633.
10. Montmerle, T. (1977) Ap. J., 216, 000.
11. Trombka, J.I., Dyer, C.S., Evans, L.G. Bielefeld, M.J., Seltzer, S.M. and Metzger, A.E. (1977), These Proceedings, paper 28.
12. Albernhe, F., Boclet, D., Claisse, J., Durouchoux, Ph., Fratel, M., Olivier, E., Pagnier, Rocchia, R. and Vedrenne, G., These proceedings, paper 43.

14th International Cosmic Ray Conference

CONFERENCE PAPERS

VOLUME 1

OG SESSION



**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR EXTRATERRESTRICHE PHYSIK
MÜNCHEN, GERMANY
AUGUST 15-29, 1975**

MESURE DU RAYONNEMENT γ DIFFUS AU-DELA DE 20 MeV
AU MOYEN D'UNE EXPERIENCE EMBARQUEE EN BALLON

Au cours de deux vols en ballon d'un télescope γ comportant une chambre à étincelles, lancés à partir de São José dos Campos (Brésil) en 1973, nous avons enregistré le flux de rayonnement γ secondaire en fonction de la pression atmosphérique. L'extrapolation de la courbe obtenue à une atmosphère résiduelle nulle met en évidence un flux primaire d'origine extraterrestre.

DIFFUSE GAMMA RAY MEASUREMENT ABOVE 20 MeV
WITH A BALLOON BORNE EXPERIMENT

B. Parlier, M. Forichon, T. Montmerle, B. Agrinier, Centred'Etudes
Nucléaires de Saclay, France

G. Boella, L. Scarsi, C.N.R. (Italy), M. Niel, C. E. S. R. (France) and
R. Palmeira, I. N. P. E. (Brazil)

During two balloon flights of a spark chamber gamma ray telescope launched from Sao José dos Campos (Brazil) in 1973, we monitored the growth of the secondary gamma rays in function of the atmospheric pressure. The extrapolation to zero residual atmosphere giving evidence of an extraterrestrial flux is discussed.

1. Introduction. A series of observations of celestial gamma rays has been carried out by means of balloon flights of a spark chamber telescope sensitive to photon energies above ~ 20 MeV.

The anti-center region of the galaxy was surveyed from Aire-sur-l'Adour (France) (Parlier et al., 1973). A program for the observation of the galactic center region included two succesful balloon flights, which have been carried out from Sao José dos Campos (Brazil) in March 1973. The results of the observation of the galactic center gamma ray emission will be published elsewhere.

Preliminary results concerning the diffuse cosmic gamma ray background have been given at the 13th International Cosmic Ray Conference held in Denver, U. S. A. in 1973. Here we report the final result concerning this last subject.

2. Experimental details. The telescope used a 13 plates spark chamber with a total thickness of 0.43 radiation length, triggered by a Cerenkov detector scintillator coincidence system (Leray et al., 1972). The same instrument was used throughout the 3 flights considered in this analysis.

Information on the relevant flights is shown in table I. The analysis procedure, identical for the three flights, takes into account all the events wh.ch are recognized as downward moving electron pairs.

The sensitive area of the detection of gamma rays versus angle, has been obtained with the isotropic atmospheric flux, the result is shown in fig. 1.

N° and date	Launching site	Average ceiling altitude	Ascen:		Geomagnetic cut-off rigidity
			free rotation	Oriented South East	
14 24. 9. 1971	Aire-sur-l'Adour (France) lat. 43°5 long. 0°2	2. mb		3h05 UT 5h 23 mb 2 mb $b_{II} \approx -10^\circ$	5.4 GV
CG1 11. 3. 1973	Sao José dos Campos(Brazil) lat. - 23° long. + 46° W	2.3 mb	5h18 UT 6h05 6h40 10 mb 2.2 mb 2.2 mb $51^\circ > b_{II} > 25^\circ$		12 GV
CG2 22. 3. 1973	id.	5.5 mb	5h01 5h50 UT 28 mb 11 mb $50^\circ > b_{II} > 22^\circ$		id.

TABLE I

The data used to derive the isotropic flux was obtained when the distance of the axis of the telescope was larger than 25° from the galactic disk in the flights CG1 and CG2 ; for the flight 14 the data used for the ascent and ceiling fluxes correspond to galactic latitudes $b_{II} \approx -10^\circ$ but this flight will only be useful as

a comparison of atmospheric and local effect at medium geomagnetic latitude. The trajectories of the axis of the telescope used for ascent and ceiling point are shown in Table I.

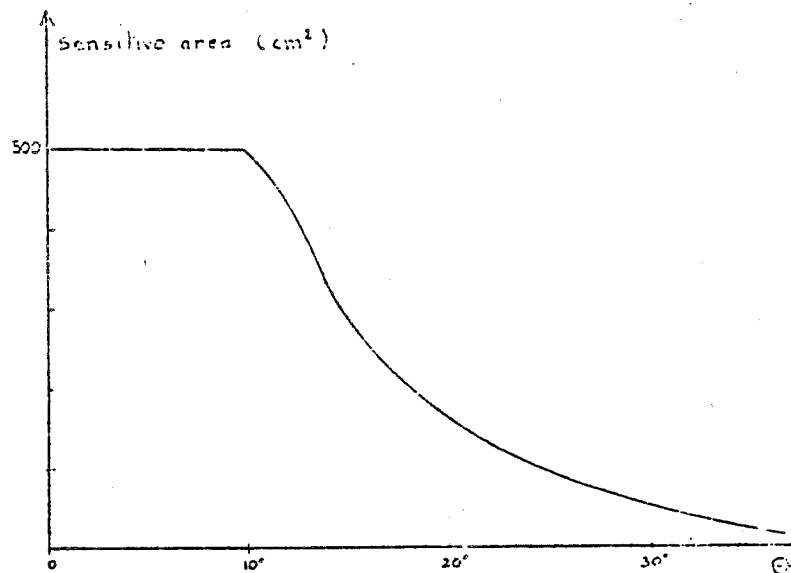


Fig. 1. Gamma ray telescope sensitive area as function of the angle with the axis of the telescope for an isotropic atmospheric flux.

3. Analysis of the data. The method employed to reveal the presence of a possible extra-terrestrial isotropic flux is the well-known construction of a growth-curve of the counting rate in function of the residual atmospheric pressure during the ascent of the balloon. The

pressure was monitored in all flights with the same instrument of the type improved aneroid capsule, the lecture of the deformation of the capsule is obtained by a standard pen and printed rotating drum system. This instrument has been built by one of us, B. Mougín, with standard parts commercially available. This barometer was calibrated before each series of flights and proved to be very stable: hysteresis is nearly absent and temperature effect has been taken into account.

Fig. 2 shows N/s the counting rate of the events within the full aperture of the telescope in function of the atmospheric pressure. Fig. 3 shows the counting rate of the events incoming within 12° of the axis of the telescope. On the two figures the straight line shows the expected counting rate computed from the work of Daniel and Stephens (1974) and the known efficiency in function of energy of our telescope.

The experimental points at the two rigidity cut-off seems to fit very well the theory excepted for the low pressure points (< 10 mb) of the Brazilian flights. In order to give an interpretation to this last fact we used the property of the very good fit of the experiment with theory above 10 mb to compute the locally produced gamma ray on the basis of this linear law of production in

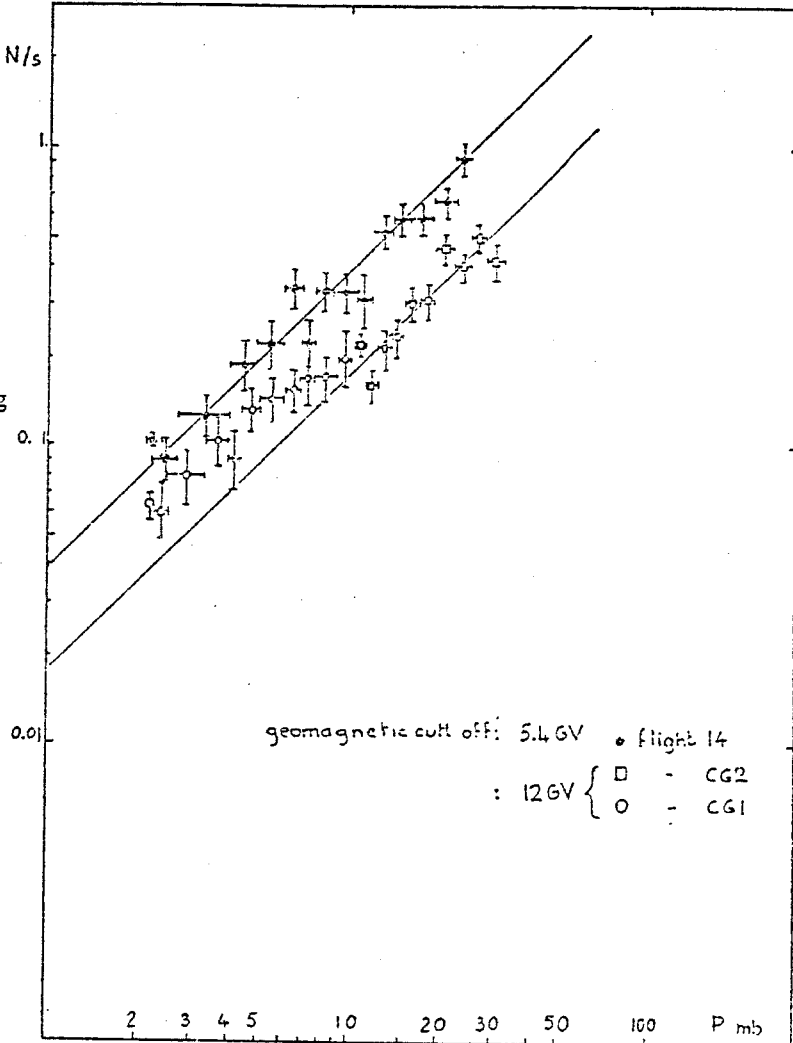


Fig. 2. Gamma ray counting rate versus the atmospheric pressure ; the straight line shows the expected count from the atmospheric residual pressure.

function of the atmospheric pressure. Although the computation can be done for the two populations of events the thickness of local matter and the geometrical factor is more precisely known with the 12° cone restriction of fig. 3. The thickness of the thermal shield was 0.16 g of polystyren (styrofoam) for the flight 14 and 0.35 g for the flights CG1 and CG2. The result of this evaluation is shown by dashed lines on the figure 3. Still the experimental points of the flight CG1 shows an excess for the low pressure values (<10 mb). The amount of the excess above the atmospheric plus local production is equivalent to about 1 g of air with a confidence level of 2.5σ for the ceiling point alone.

4. Flux evaluation.

Taking the data of fig. 3 and assuming an E^{-2}

spectral shape for an isotropic component and taking 66.5 cm^2 st. for the geometric factor above 20 MeV, we get

$$I > 20 \text{ MeV} = 3.5 \pm 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ photons/cm}^2 \cdot \text{s. st. (see fig. 4)}$$

5. Discussion of the results. The presence of an excess of isotropic flux supposed to be of an extraterrestrial origin is figured by the dot-dashed line on the growth-curve of the Brazilian flights (fig. 3); it is clear that this flux is not resolved at the high latitude of the flight 14 due to higher background level.

Should this excess be due to an unknown atmospheric contribution it would have been about twice stronger in the flight 14 than in the flight CG1, inspection of the fig. 2-3 indicates that this time it would have been resolved from the background.

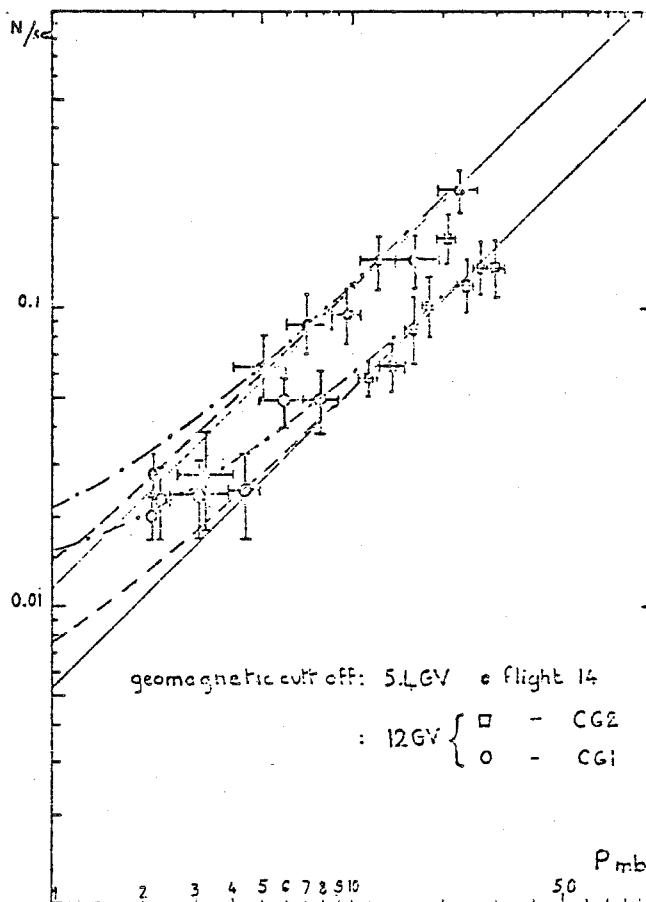


Fig. 3. Gamma ray incoming within 12° of the axis of the telescope : - the dashed line shows the local contribution ; - the dot-dashed line shows the atmospheric background plus the local background plus the diffuse cosmic radiation deduced from the data at 12 GV.

It remains the local production which due to the factor $1/2$ in the shield thickness and to the factor 2 in the cosmic ray fluxes between the two observations would have given the same contributions for the two sets of flights, but the effect observed in the flight CGI is larger by a factor 3 than the computed value of this contribution. The method used for this computation is based on the straight line fit with theory above 10 mb, if it is valid for air widely distributed above the detector we do not see why it would not for matter closer to the telescope. More since this matter is in the vicinity of the anti-coincidence counter this local production is certainly over estimated.

The flux is much higher than the value given above 30 MeV by SAS II (Fichtel, 1975)(fig.4) then an underestimate of the efficiency may be invoked but we recall that during the first set of flights we observed the Crab Nebula (Parlier et al., 1973) at a level of flux confirmed by other experiments and in the second set of flights the galactic center region was clearly observed with about the flux given by SAS II.

The confidence in our result is based almost uniquely on the flight CGI the other flights proving the reliability of the experiment in various situations. Then it needs to be confirmed and we suggest that the flux value given here be considered as an upper limit.

In conclusion of this experiment it seems that further observations of the diffuse background with high altitude balloon ≤ 1 mb, would be very valuable particularly because all the data is obtained at constant geomagnetic cut-off and that theoretical expectation of its effect exist (Daniel, 1974) and are well

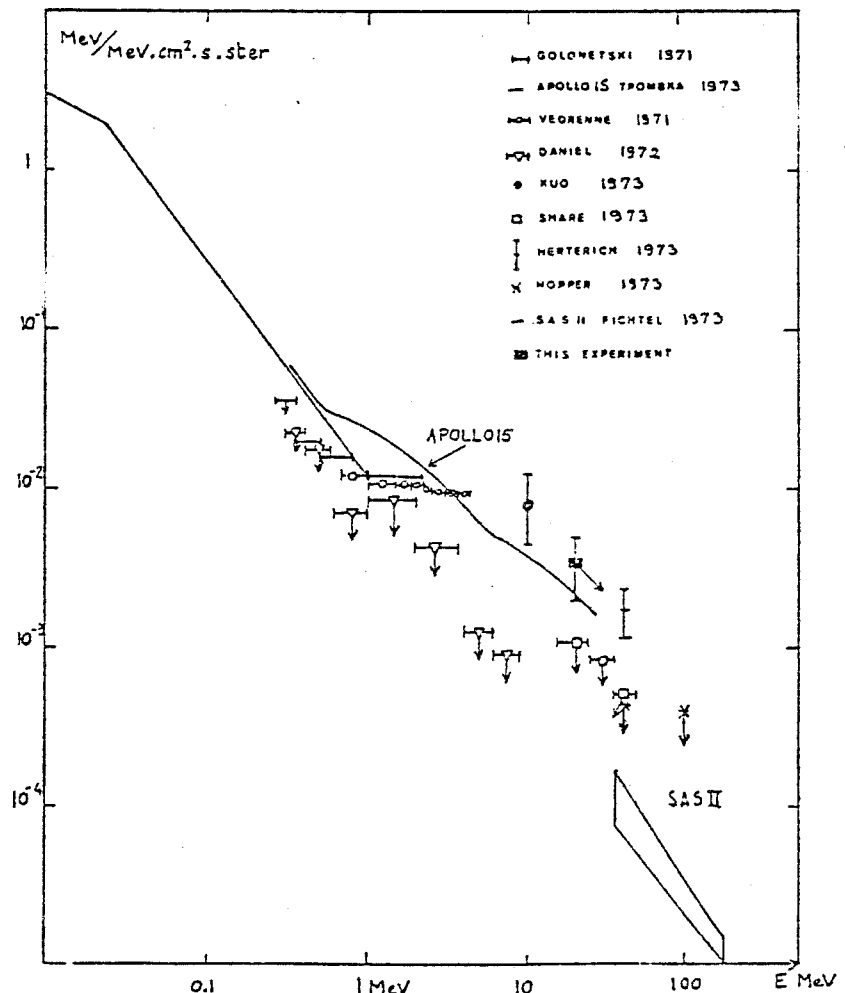


Fig. 4. Diffuse cosmic radiation spectrum observed by several experiments.

verified by the experiment.

Acknowledgements. This experiment was carried out under a C.N.E.S.-C.E.A. collaboration and was financed in part by the Italian Consiglio Nazionale delle Ricerche and by the Brazilian Instituto de Pesquisas Espaciais. We acknowledge the collaboration of the C.N.E.S. and I.N.P.E. balloon launching departments.

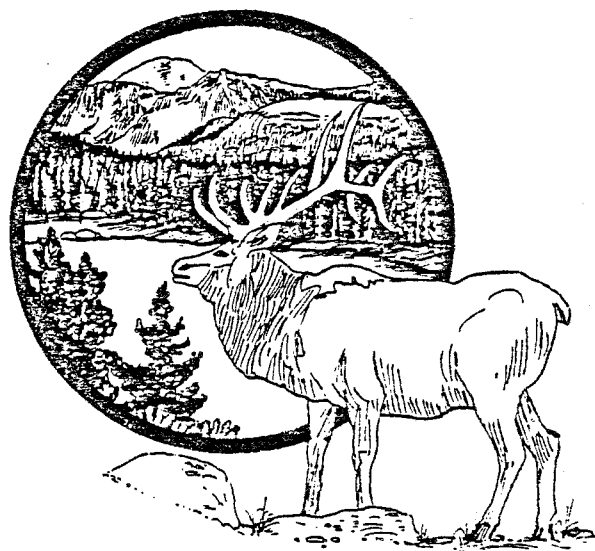
References

- Daniel, R.R. and Stephens, S.A. 1974, Tata Institute of Fundamental Research, report nr CR/NE-73/5.
- Daniel, R.R., Joseph, G., and Lavakare, P.J. 1972, Tata Institute of Fundamental Research TIFR report nr CR/NE-72-3, I.A.U./Cospar Symposium nr 55, Madrid 11-13th May 1972.
- Fichtel, C.E., Hartman, R.C., Kniffen, D.A., Thompson, D.J., and Bignami, G.F. 1975, Ap.J. 198:163-182, May 15.
- Golonetski, S.V., Mazets, E.P., Il'Inskii, V.N., Aptekar, R.L., Bredov, M.M., Gur'Yan, Y.U.A., and Panov, V.N. 1971, Ap.J. Letters vol. 9, p.69.
- Herterich, W., Pinkau, K., Rothermel, H., Sommer, M. 1973, 13th International Cosmic Ray Conference, paper OG 31, p.21.
- Hopper, V.D., Mace, O.B., Thomas, J.A., Albatz, P., Frye, G.M., Thomson Jr and G.B., Ap.J. 186 : 55-58, December 1973.
- Kuo Fu Shong, Frye, G.M., Zych, A.D., 1973, Ap.J. vol 186, nr 2, part 2, Dec. 1.
- Leray, J.P., Vasseur J., Paul, J., Parlier, B., Forichon, M., Agrinier, B., Boella, G., Maraschi, L., Treves, A., Buccheri, L., Cuccia, A., and Scarsi, L., 1972, Astron. and Astrophys. 16, 443-458.
- Parlier, B., Agrinier, B., Forichon, M., Leray, J.P., Boella, G., Maraschi, L., Buccheri, R., Robba, N.R., and Scarsi, L., 1973 Nature Physical Science 242 nr 121.
- Share, G.H., Kinzer, R.L., and Seeman, N., 1973, Paper OG 138, 13th International Cosmic Ray Conference, Denver, USA.
- Trombka, J.L., Metzger, A.E., Arnold, J.R., Matteson, J.L., Reedy, R.C., and Peterson, L.E., 1973, Ap.J. 181, 737.
- Vedrenne, G., Albernhe, F., Martin, I., Talon, R., 1971, Astron. and Astrophys. 15, 50-54.

13th International Cosmic Ray Conference

CONFERENCE PAPERS

VOLUME 1
OG SESSIONS



UNIVERSITY OF DENVER
DENVER, COLORADO, USA

17-30 AUGUST 1973

LE FOND DU CIEL γ AU-DELA DE 20 MeV

Au cours de trois vols en ballon, nous avons enregistré le flux γ secondaire produit par le rayonnement cosmique dans l'atmosphère, à deux latitudes différentes (43°N et 23°S).

La courbe obtenue en fonction de la pression atmosphérique met en évidence la présence d'un flux résiduel au sommet de l'atmosphère, $I_{\gamma} (> 20 \text{ MeV}) = (1.33 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$, ce qui est probablement en réalité une limite supérieure du fond diffus d'origine cosmique.

DIFFUSE COSMIC GAMMA-RAY BACKGROUND
ABOVE 20 MeV

B. Agrinier, M. Forichon, J.P. Leray, B. Parlier, T. Montmerle
CEA(France)

G. Boella, L. Maraschi, B. Sacco, L. Scarsi
C. N. R. (Italy)

J. M. Da Costa, R. Palmeira
I. N. P. E. (Brasil)

During three balloon flights we monitored the secondary gamma-ray flux produced by cosmic-rays in the atmosphere at two latitudes (43° N and 23° South).

The growth curve as a function of the atmospheric pressure give evidence for the presence of a residual gamma-ray flux at the top of the atmosphere :

$I_\gamma (>20 \text{ MeV}) = (1.33 \pm 0.4) \times 10^{-4} \text{ photon/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{st. MeV}$,
which probably represents an overestimate of the cosmic diffuse flux.

1. Introduction. A series of observation of celestial gamma-rays has been carried out by means of balloon flights of a spark chamber telescope sensitive to energies above 20 MeV, gamma-ray emission from the Crab Nebula and NP 0532 has been detected (Parlier et al. 1973) as a result of extensive observations of the anti-center region from Aire-sur l'Adour (France). A program for the observation of the galactic center region included two balloon flights, which have been successfully carried out from São José dos Campos (Brasil) in March 1973. Analysis of this data is in progress.

Here we report results concerning the diffuse cosmic gamma-ray background derived from one flight at Aire-sur-l'Adour and preliminary analysis of the 1973 flights.

2. Experimental details. The telescope used a 13 plates spark chamber with a total thickness of 0.43 radiation-length, triggered by a Čerenkov detector scintillator coincidence system (Leray et al. 1972). Information on the relevant flights is shown in table 1. The same instrument was used throughout without modifications.

The analysis procedure, identical for the three flights, takes into account all the events which are recognized as downward moving electron pairs without gamma-ray direction reconstruction. In this condition the telescope acceptance angle is about 20° .

Table I

N° of flight	Date and launching site	Average ceiling altitude	Ascent (with spark chamber pictures)	geomagnetic cutt-off
14	24.09.1971 Aire sur l'Adour (France)	2 mb	27mb - 2mb	5.4 GV
GCI	11.03.1973 Sao-José-dos- Campos, Brasil	2-3 mb	9.1mb-2.3mb	12 GV
GC2	22.03.1973	5-5 mb	28 mb-5.5 mb	

During flight 14, the telescope axis was kept pointed at the anti-center region with zenith angle of 26° and a variable azimuth. With the data obtained at ceiling, an East-West effect has been observed. Accordingly all the data were corrected using the simple Stoermer theory and normalized to the vertical direction. The galactic disk in the anti-center region was permanently in the field of view of the detector. No disc emission or point source, with exception of the Crab which contributes negligibly to the total counts, were detected in this region. Therefore no subtraction has been made for discrete sources. During flights GCI and GC2, the zenith angle of the telescope was 13.5° , and the azimuth kept constantly to the east. Because of the small inclination, no correction for the east-west modulation has been applied. The possible contribution from the galactic centre has been minimized by using data from flight sections for which the telescope axis pointed more than 10° away from it.

3. Results. Fig. 1 and 2 show the γ -ray counting rate vs. residual pressure for flights 14 and GCI and GC2 respectively. If one assumes that no residual flux is present at 0 residual atmospheric pressure (no primary flux and no secondary production in the detector) the growth curve of the γ -ray intensity should be linear up to about 20 mb. The dotted lines are least square fits to all points with the constraint of 0 intensity at 0 pressure. For the data at 5.4 GV, the straight line fits well the points with a slope of (0.064 ± 0.006) counts/(s mb). For the data at 12 GV the fit gives a slope of (0.027 ± 0.002) counts/(s mb). The ratio of the two slopes $r = (2.3 \pm 0.4)$ is in agreement with the results of Share et al. (1972) at 4.5 GV and 11.5 GV. An estimate of the expected counting rates at two latitudes based on the work of Perola and Scarsi (1966) and Beuermann (1971) and taking into account the solar modulation effects gives $r = 1.9 \pm 0.5$ in accordance with the experimental result.

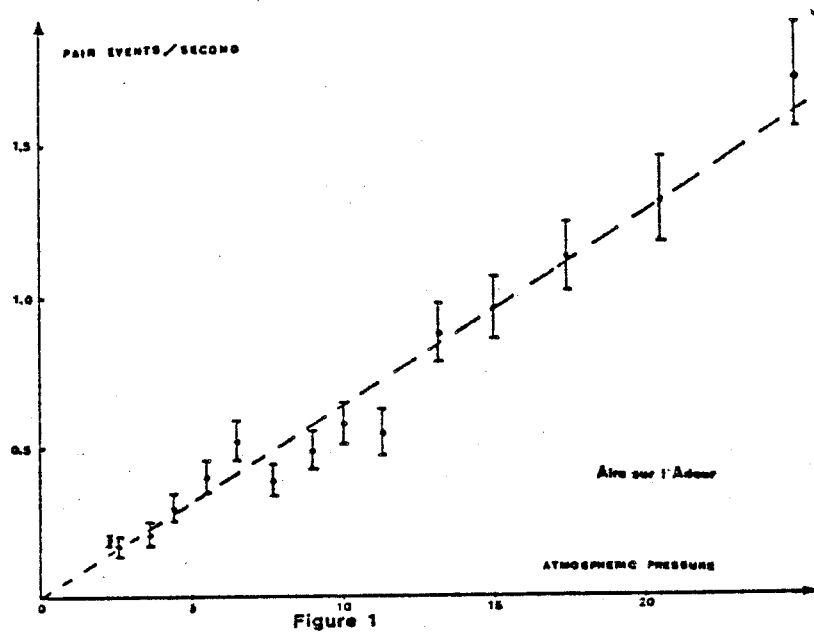


Figure 1
Pair events per second versus residual atmospheric pressure for flight Nb 14 (5.4 GV)

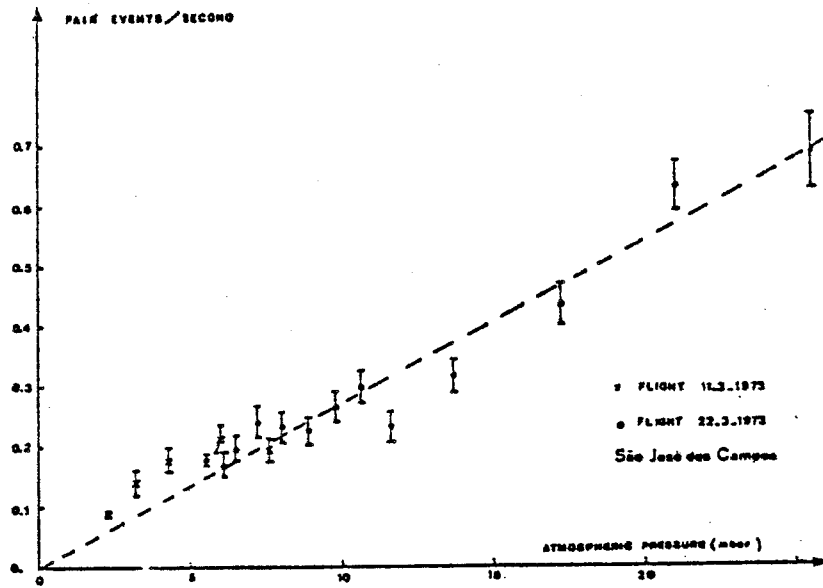


Figure 2
Pair events per second versus atmospheric pressure for flights Nb GC1 and GC2 (12 GV)

In fig. 1 and 2 the ceiling points show possible excesses with respect to the atmosphere growth curves represented by the best fits. The amount of the excess is the same within the errors for the two observations but with a greater confidence level, 3.6σ , for the measurement at higher geomagnetic cut off. For this latter the effect persists systematically in the low pressure points.

The systematic effect is less clear in the first flight. All this¹ is consistent with the presence of a residual flux equal for both observations, superimposed on different background levels which can be tentatively attributed to cosmic background.

The flux value associated with the observed excess counts at ceiling, can be derived upon an assumption for the spectrum if the efficiency and geometric factor for an isotropic flux are known. Having calibrated the experiment only for axial incidence, we estimated the geometrical factor F_G for an isotropic flux using the observed atmospheric gamma-rays and the atmospheric spectrum computed by Beuermann (1971). This procedure gives for the data at 5.4 GV

$$F_G = \frac{N_{\text{atm.}}}{\int_{20 \text{ MeV}}^{\infty} \epsilon(E) I_B(E) dE} = 244 \text{ cm}^2 \text{ . st.}$$

where $N_{\text{atm.}} = 0.148$ count/sec., is the counting rate at ceiling (2.3 mb) evaluated from the least square fit to all the data, and $\epsilon(E)$ is the efficiency on the axis.

Assuming for the residual flux a spectral shape E^{-2} , as indicated by the available measurements and using the geometrical factor estimated above, from the excess counts at 12 GV, $N_{\text{ob}} = (0.0275 \pm 0.085)$ count/sec. one obtains the flux value :

$$I (>20 \text{ MeV}) = (1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-4} \text{ photon (cm}^2 \text{ . s. sr. MeV)}^{-1}$$

We note however that the adopted value of the geometrical factor is appropriate for the atmospheric spectrum which, in the relevant energy range, is flatter than E^{-2} . Since electron diffusion results in a widening of the acceptance cone for the low energy gamma-rays, the geometrical factor appropriate for spectra steeper than the atmospheric one will be larger than that adopted. As a consequence the derived flux value is overestimated.

Conclusions. Evidence for the existence of a residual gamma-ray flux at 0 pressure above 20 MeV has shown up consistently in observations carried out at 5.4 GV and 12 GV geomagnetic rigidity cut-off. The flux value obtained if attributed to a diffuse cosmic background, is compatible with the other published measurements (in the same energy range, see fig. 3). The gamma-ray intensity derived here should be, however, considered as overestimated for the following reasons :

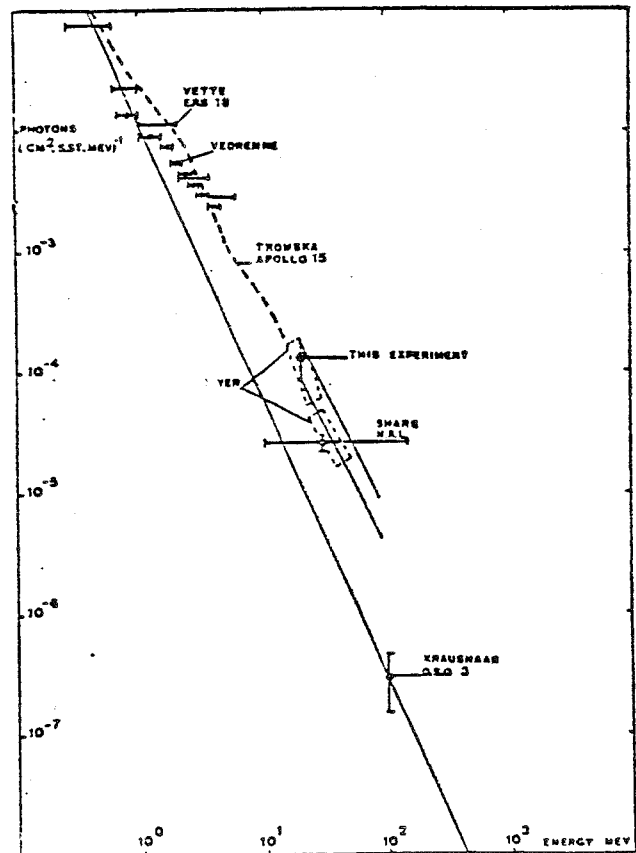


Figure 3
Diffuse cosmic gamma-ray background differential energy spectrum

(a) the geometrical factor used for the telescope is probably underestimated at low energies.

(b) the sky regions observed in the two sets of flights are, especially for the anti-center region, close to the galactic disc and therefore its contribution cannot be excluded, although a computation of the expected number of counts to the measured excess, on the basis of the line source strength given by the Oso-III experiment, indicates a very weak effect.

(c) local production in the detector might be partly responsible for the observed flux at zero residual atmospheric pressure, although, if so its contribution should be twice as strong in the flight at lower rigidity cut-off. An estimate of this effect cannot be derived from the available experimental data.

Further analysis is being made to evaluate the flux value also at 100 MeV, energy at which a better determination of the geometrical factor is possible.

Acknowledgements. This experiment was carried out under a C.N.E.S. - C.E.A. collaboration and was financed in part by the Italian Consiglio Nazionale delle Ricerche and by the Brazilian Instituto de Pesquisas Espaciais. We acknowledge the collaboration of the C.N.E.S. and I.N.P.E. Balloon launching departments. We thank also Drs Lesage and Milleret, at the Laboratoire de Physique Cosmique at Verrières-le-Buisson, for having kindly provided us with the Pic-du-Midi solar data.

References

- (1) K.P. Beuermann (1971) J.G.R. 76, 4291
- (2) M. Forichon, B. Agrinier, J.P. Leray, B. Parlier, G. Boella, L. Maraschi, R. Buccheri, N.R. Robba, L. Scarsi (1972) Symposium I.A.U. n° 55, Madrid (Spain)
- (3) W.L. Kraushaar, G.W. Clark, G.P. Garmire, R. Borcken, P. Higbie, C. Leong, T. Thorsos (1972) Ap.J. 177, 341
- (4) J.P. Leray, J. Vasseur, J. Paul, B. Parlier, M. Forichon, B. Agrinier, G. Boella, L. Maraschi, A. Treves, R. Buccheri, A. Cuccia, L. Scarsi (1972) Astron. and Astrophys. 16, 443
- (5) H.A. Mayer-Hasselwander, E. Pfefferman, K. Pinkau, H. Rothermel, M. Sommer (1972) Ap. J. 175, L 23
- (6) B. Parlier, B. Agrinier, M. Forichon, J.P. Leray, G. Boella, L. Maraschi, R. Buccheri, N.R. Robba, L. Scarsi (1973) Nat. Phys. Sci. 242, 117
- (7) G.C. Perola, L. Scarsi (1966) Nuovo Cim. 46 A, 718

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE

DEPARTEMENT DES PROGRAMMES

SERVICE DE PREPARATION ET D'EVALUATION DE
L'EXECUTION DES PROGRAMMES

MONOGRAPHIES

SOMMAIRE

LE RAYONNEMENT X ET γ COSMIQUE

par T. MONTMERLE et C. RYTER

Les monographies sont des documents intérieurs au CEA. Elles ne doivent pas être communiquées à l'extérieur. La reproduction des informations qu'elles contiennent est soumise à l'autorisation du Département responsable.

JANVIER 1974

LE RAYONNEMENT X ET γ COSMIQUE

par T. MONTMERLE et C. RYTER

Résumé :

L'une des branches de la recherche spatiale, l'étude du rayonnement X et γ cosmique, est présentée succinctement et située dans le contexte scientifique et technique international. L'activité de la Section d'Etudes Spatiales du Service d'Electronique Physique (SEP/SES) dans ce domaine est décrite. On présente les résultats obtenus et ceux escomptés grâce aux projets en cours de réalisation.

I. INTRODUCTION

L'existence d'un rayonnement électromagnétique d'origine cosmique de haute énergie (rayons X et γ) n'a pu être mise en évidence qu'avec l'avènement des engins spatiaux. La première observation de rayons X date de 1961 et la première détection positive de rayons γ a été publiée en 1968. L'atmosphère terrestre qui constitue un écran de 1 kg/cm^2 est opaque à tout rayonnement d'énergie supérieure au proche UV. Pour des énergies inférieures à 20 keV, une altitude de 100 km est indispensable (fusées, satellites), et pour des énergies supérieures une altitude de 40 km (ballons-sondes à une pression résiduelle de quelques millibars) constitue une limite inférieure. Il est à noter que même lorsque ces conditions sont remplies, l'interaction des particules cosmiques avec l'atmosphère crée un rayonnement secondaire parasite très important ("bruit atmosphérique").

La Section d'Etudes Spatiales du Service d'Electronique Physique (SEP/SES)

affecte environ 25 ingénieurs et 8 techniciens aux recherches spatiales dans les domaines X et γ , et travaille dans le cadre d'une convention annuelle passée avec le Centre National d'Etudes Spatiales. Une large fraction des expériences est conduite en collaboration avec des laboratoires étrangers et les organismes nationaux dont ils dépendent. Bénéficiant de la technologie avancée du CEA et de sa longue expérience dans la détection des rayonnements, le Laboratoire du SEP/SES est bien placé pour tenir son rang dans la compétition internationale.

On donnera plus loin la description de quelques expériences récentes ou en cours de réalisation permettant d'illustrer le caractère spécifique des observations du rayonnement X et γ cosmique. L'ensemble des expériences conduites depuis 1970 figure dans le tableau 1.

II. PHYSIQUE DU RAYONNEMENT X ET γ

Le rayonnement X et γ s'étend sur un domaine qui est traditionnellement divisé en "X mous" (quelques dizaines d'eV à quelques keV), "X durs" (quelques centaines de keV), et γ (à partir de 0,5 MeV). En gros cette division correspond aux trois processus par lesquels ce rayonnement est absorbé par la matière :

a) l'effet photo-électrique : un électron, lié à un atome, est éjecté en absorbant un photon, le surcroît d'énergie étant transformé en énergie cinétique ; c'est l'effet dominant en-dessous de 50 keV ;

b) l'effet Compton : un photon et un électron subissent une collision élastique ; c'est le processus dominant à quelques MeV ;

c) la création de paire d'électrons (e^+e^-) dans le champ coulombien des noyaux ; son seuil est à 1 MeV (deux fois la masse de l'élec -

tron) et elle est prépondérante à partir de 50 MeV.

Dans tous les cas, les photons sont absorbés (en ordre de grandeur) par quelques g/cm^2 de matière. C'est sur ce fait, et sur les propriétés précédentes, que repose le principe des appareils de détection.

Les rayonnements X et γ d'origine cosmique sont les conséquences d'évènements violents ou exceptionnels se produisant dans les objets célestes. Il peut s'agir d'éruptions se produisant à la surface du soleil, d'évènement affectant la totalité d'objets de dimensions et de masses stellaires (dont on connaît une cinquantaine de représentants dans notre galaxie et qui ont, pour certains, les propriétés typiques de systèmes binaires), ou d'objets à l'échelle d'une galaxie ou au moins de son noyau. Il est fréquent que le phénomène soit également observé dans le domaine des ondes radio ("flare" solaire, source radio non-thermique, radio-galaxie).

Les mécanismes de production des rayonnements peuvent être de nature électromagnétique (bremsstrahlung), ou faire appel à la physique des particules : effet Compton inverse produit par des électrons relativistes interagissant avec le rayonnement universel à 3°K , ou le rayonnement infra-rouge des galaxies ; désintégration de mésons π^0 produits dans les collisions entre le rayonnement cosmique de haute énergie et la matière interstellaire ; annihilation entre la matière et l'antimatière. L'énumération de ces processus permet d'apprécier la diversité des problèmes posés par l'interprétation des observations, et les conséquences que celles-ci peuvent avoir pour la compréhension de la physique de l'Univers et la cosmologie.

Cependant, il faut noter que les flux de photons X et γ cosmiques observés sont très faibles. Ainsi, pour une source typique, le flux reçu dans le domaine des X "mous" est de l'ordre de 2 photons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, et décroît ensuite au moins comme le carré de l'énergie des photons incidents.

III. PRINCIPE DES DETECTEURS

1- Détecteurs de rayons X "mous" (0,2 à 20 keV).

L'énergie du photon détecté est essentiellement transformée en l'énergie cinétique d'un électron. Ce dernier est ralenti dans la matière par les collisions ionisantes successives qu'il subit, et le nombre d'ionisations produites est proportionnel à l'énergie du photon incident. La charge libérée est recueillie par une anode portée à une tension convenable. C'est le principe du détecteur proportionnel. Il est constitué en général d'une enceinte contenant les électrodes et un gaz adapté au domaine d'énergie étudié (léger pour les basses énergies; lourd, comme le krypton, pour les énergies plus élevées). La fenêtre qui sert à confiner le gaz doit être assez mince pour ne pas atténuer sensiblement le rayonnement.

Tous les détecteurs conçus au Laboratoire font appel au mica ($2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur) pour les plus faibles énergies, au béryllium (laminé de $500\ \mu\text{m}$) pour les énergies plus élevées. Ils sont scellés, ce qui leur permet de conserver leurs caractéristiques pendant plusieurs mois. Dans tous les cas, des systèmes d'anticoïncidence sont nécessaires pour éliminer le comptage indésirable des particules chargées.

Cependant, de nouvelles techniques se développent pour l'étude de la partie basse de la gamme d'énergie. La technologie

des semi-conducteurs est maintenant suffisamment avancée au CEA pour que des détecteurs proportionnels à semi-conducteur (silicium compensé au lithium) présentent une résolution excellente même à une énergie aussi basse que 0.2 keV, et puissent être utilisés conjointement avec des systèmes optiques à incidence rasante (projets SIMIR, chapitre V).

2- Détecteurs de rayons X "durs"

Au-dessus de 20 keV, un matériau plus dense qu'un gaz est nécessaire pour que la probabilité d'arrêter, c'est-à-dire de détecter, un photon soit suffisante. On utilise en général des cristaux scintillateurs formés d'halogénures alcalins (NaI, CsI) où l'énergie libérée par le photon (par effet Compton ou photo-électrique) est en partie convertie en rayonnement visible, mesuré par des photo-multiplieurs. La quantité de lumière émise est proportionnelle à l'énergie du photon X incident.

3- Détecteurs de rayons γ

A l'heure actuelle, la grande majorité des détecteurs γ ($E > 20$ MeV) est constituée par des chambres à étincelles, d'usage courant en physique nucléaire. Ce sont des empilements de plateaux métalliques minces, au nombre d'une ou plusieurs dizaines, contenus dans une enceinte étanche remplie de gaz rares (voir figure 1). Ces plateaux font se matérialiser les photons en paires d'électrons, qui ionisent le gaz sur leur passage. Une haute tension (quelques kV) appliquée entre les différents plateaux déclenche une série d'étincelles dans le "couloir" ainsi ionisé. Un dispositif d'anticoincidence empêche le déclenchement de la chambre par des particules incidentes chargées. Enfin, des photos de ces étincelles sont prises avec un système stéréoscopique et permettent de reconstituer la direction d'arrivée

des photons γ . Malheureusement, la précision de cette reconstitution ne peut dépasser 2 ou 3°, à cause de la diffusion multiple des électrons créés dans la chambre. Ceci a pour effet, en particulier, de faire apparaître les sources localisées comme ayant une dimension angulaire finie. Il en résulte une importante réduction du contraste d'une "image" déjà très faible en raison de la petitesse du flux reçu.

IV. LES VECTEURS.

Les expériences sont emportées par des ballons, des fusées ou des satellites. En pratique, les ballons sont indispensables aux énergies supérieures à 15 keV en raison de la faiblesse des flux. En-dessous de cette limite, ils doivent être abandonnés au profit des fusées à cause de l'absorption atmosphérique.

Ces vecteurs sont complémentaires les-uns des autres. En effet, un satellite est toujours long à mettre au point (plusieurs années), du fait d'exigences technologiques très strictes ; de plus, le poids embarqué étant limité, les surfaces des détecteurs sont réduites, et cet inconvénient n'est compensé que par la possibilité d'avoir un long temps d'exposition. En revanche, de grandes surfaces sont concevables (en particulier en astronomie γ) grâce à la mise au point de ballons de grande capacité (jusqu'à 10^6 m^3), permettant d'emporter des charges pesant jusqu'à 500 kg à une altitude d'environ 50 km où la pression résiduelle n'est plus que de 1,5 mb. Les fusées, utilisées surtout dans le domaine X, allient à une assez grande souplesse d'emploi la possibilité de s'affranchir presque complètement du bruit atmosphérique en atteignant des altitudes de l'ordre de 200 km.

Par ailleurs, il ne faut pas

perdre de vue qu'en astronomie, les observations d'objets déterminés imposent des dates de lancement et des positions géographiques (latitudes) assez bien définies. Pour les longs vols en ballon, la saison convenable, dont dépendent la direction et la vitesse des vents en haute altitude, est également fixée. Toutes ces contraintes fondamentales auxquelles s'ajoutent celles d'ordre organisationnel et financier, font que les objectifs scientifiques doivent présenter un large éventail de possibilités aussi bien sur la région du ciel observée que sur le degré de technicité de l'expérience.

V. ASTRONOMIE DES RAYONS X

1- Résultats obtenus

Parmi les premiers résultats acquis par le Laboratoire (vers 1965) figure la mesure de l'anisotropie du rayonnement X diffus du fond du ciel. Celle-ci a été trouvée inférieure à 10 %, prouvant par là que ce rayonnement diffus est d'origine extragalactique.

Le pulsar NP 0532 et la Nébuleuse du Crabe, qui l'entoure, ont été observés entre 3 et 20 keV lors d'un vol du fusée à Kourou (Guyane) le 23 décembre 1968. Les deux cents secondes utiles du vol ont permis de déterminer le profil des impulsions émises par le pulsar, ainsi que le spectre de la Nébuleuse. Le pulsar a également été observé lors des vols de ballons effectués en juin et septembre 1970 à Aire-sur-Adour. La figure 2 montre le profil des impulsions, analysé en 66 canaux de 0,5 milliseconde chacun. Le pourcentage d'énergie contenue dans les impulsions par rapport à l'énergie totale émise par la Nébuleuse varie avec l'énergie, de 18,7 % (20-50 keV) à 25,5 % (50-150 keV). Pendant la même campagne, une observation conjointe du pulsar a été effectuée dans la bande γ de 50 à 200 MeV (voir plus loin).

Deux fusées viennent d'être tirées (2 septembre, 2 novembre 1972) et ont fonctionné

correctement. Les résultats sont en cours d'analyse. La première, lancée de Sardaigne a permis de mesurer le spectre et la variation temporelle du rayonnement du système du Crabe, entre 0,4 et 3 keV. La seconde lancée à Woomera en Australie, a permis une analyse temporelle détaillée de la source fluctuante anormale Cyg X-1. Le domaine de sensibilité du détecteur s'étend de 2 à 20 keV.

2 - Expériences futures

a) Expérience en ballon

Plusieurs expériences en ballon seront lancées au Brésil au début de l'année 1973. Elles reposent toutes sur un détecteur à scintillation au NaI, placé dans diverses configurations d'anticoïncidence. A titre d'exemple, l'expérience "HADRIEN" est représentée sur la figure 3. Le détecteur est constitué d'un monocristal de NaI (Harshaw Chemical Company) de 10 cm de diamètre, placé dans un scintillateur creux en CsI. Les deux scintillateurs fonctionnent en anticoïncidence, le second interdit le comptage des particules chargées et des photons dont la direction n'est pas contenue dans un cône d'ouverture totale de 28° (voir figure 2). Cette disposition permet des observations précises, comme par exemple une analyse détaillée de la forme des impulsions reçues de NP 0532, jusqu'à une énergie de 500 keV.

b) Expériences en fusées

Deux projets, SIMIR I et II, exploitent les possibilités offertes par la réflexion des rayons X "mous" (énergie inférieure à 2 keV), tombant sous une incidence suffisamment faible (de l'ordre du degré d'angle) sur une surface polie. On sait que dans ces conditions, on peut constituer des systèmes optiques simples, bien que les propriétés de l'optique à incidence rasante soient différentes de celle de l'optique à incidence

normale que l'on utilise dans le visible.

SIMIR I comporte un réflecteur parabolique qui concentre le flux reçu sur un détecteur proportionnel au silicium et refroidi à la température de l'azote liquide (fig. 4). Le but essentiel de l'expérience est la mesure de l'abondance de l'oxygène interstellaire situé sur la ligne de visée d'un objet connu, en mesurant la discontinuité d'absorption à 0,53 keV. Cette abondance n'a pas encore été mesurée par des méthodes directes, et le but de l'expérience est de voir si elle est bien la même que dans les étoiles (où elle est connue par des méthodes spectroscopiques). Cette expérience fait l'objet d'une collaboration avec l'Université de Leicester (Grande Bretagne).

SIMIR II est une expérience dérivée de la précédente, mais qui comporte un véritable télescope à rayons X constitué d'un paraboloïde et d'un hyperboloïde coaxiaux. Les objets visés par le télescope produisent des images en rayons X, que l'on enregistre au moyen d'un dispositif constitué d'un amplificateur d'image précédé d'un convertisseur X/visible : ce dernier est formé d'un scintillateur très mince et d'une optique fibrée. La résolution angulaire est de l'ordre de 5 secondes d'arc, et le champ de l'appareil du 1,5 degré. Ce projet fait partie du programme de collaboration scientifique entre la France et l'URSS.

3 - Expériences en satellite

Les expériences en satellites durent longtemps, et l'on peut prévoir de vastes programmes. Une idée originale se manifeste dans le projet HELOS, né d'un groupe de travail de l'Organisation Européenne de Recherches Spatiales (ESRO), auquel participait le Laboratoire. Le principe de l'expérience est de lancer un satellite très excentrique (apogée vers 300 000 km)

et d'observer les sources au moment où elles sont occultées par la Lune. La résolution angulaire est très grande et l'on peut espérer mesurer les positions des sources avec une précision supérieure à la seconde d'arc. De plus, la dimension angulaire des sources peut être effectivement mesurée jusqu'au millième de seconde d'arc. Cette donnée, très importante du point de vue théorique, ne peut être atteinte par aucune autre méthode. Ce projet, dont la définition technique est assez avancée, est l'un des quelques projets qui figure encore au programme purement scientifique de l'ESRO.

VI. ASTRONOMIE DES RAYONS γ

Deux domaines d'énergie sont étudiés principalement, à l'heure actuelle (en particulièrement au Laboratoire), en raison des processus d'absorption différents qui les caractérisent. Il s'agit, d'une part, du domaine des γ dits de faible énergie (typiquement quelques MeV), qui comprennent en particulier les γ d'origine nucléaire. Nous avons vu qu'ils sont absorbés par effet Compton. L'électron accéléré est observé par un détecteur à scintillation, comme pour les X. Les flux observés sont de l'ordre de 10^{-1} à 10^{-2} photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. On s'intéresse d'autre part au domaine des γ de "haute énergie" (> 20 MeV), qui sont détectés par des chambres à étincelles, ainsi qu'il a été dit plus haut. Les flux sont au plus de quelques 10^{-5} photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

L'étude du domaine intermédiaire où l'effet Compton et la création de paires produisent des absorptions comparables, n'a fait encore l'objet que de peu d'expériences dans le monde, en raison des difficultés techniques de détection. Cependant, il s'agit là d'un domaine nouveau d'importance capitale, car il est possible que ces photons, produits à une énergie élevée peu après la naissance de l'univers,

aient été décalés vers des énergies plus faibles par l'expansion universelle.

Le Laboratoire avait acquis une solide expérience des petites chambres à étincelles servant à détecter les électrons cosmiques. Il a pu consacrer une partie de ses activités à la mesure des flux de rayonnement γ dans ces gammes d'énergie en ballon et en satellite, en collaboration avec des laboratoires étrangers (Institut de Physique Cosmique de Milan, Institut Max-Planck de Munich).

1 - Résultats obtenus

a) En ballon

En 1968 fut mise au point une chambre à étincelles de dimensions moyennes (13 plateaux en acier inoxydable de 850 cm^2 , espacés de 9 mm) embarquée dans une nacelle pesant 240 kg avec les équipements annexes (voir fig. 5), en vue d'étudier l'émission γ en provenance de la Nébuleuse du Crabe. En six vols de plusieurs heures chacun, et grâce à un marquage en temps extrêmement précis (mieux que la milliseconde) il a été possible de mettre en évidence pour la première fois un flux pulsé d'environ $5 \cdot 10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à une énergie supérieure à 20 MeV, en provenance du pulsar NP 0532. Les impulsions γ enregistrées sont en parfait synchronisme avec celles trouvées dans les domaines X, (voir chapitre IV), visible et radio.

D'autre part, ces vols ont permis de découvrir dans cette même région du ciel un certain nombre de sources localisées d'émission γ avec cependant des niveaux de confiance plus faibles que pour le Crabe.

b) En satellite

Le 9 mars 1972 était lancé, depuis

la base de Vandenberg (Californie) le satellite TDI, fruit d'une collaboration scientifique européenne et emportant un certain nombre d'expériences distinctes intéressant le rayonnement cosmique. Dans l'expérience S 133, une chambre à étincelles (comprenant 11 plateaux de 126 cm^2 séparés de 6 mm) a été réalisée par le Laboratoire qui avait également à mettre au point un système de transmission des images des étincelles par télévision. Cette expérience fonctionne encore parfaitement, mais une défaillance du système d'enregistrement du satellite a eu pour conséquence de limiter à 40 % seulement le volume des données actuellement transmises. Deux millions d'images ont été transmises jusqu'à présent, dont le dépouillement est en cours. La précision angulaire est de 3° , et le flux minimum détectable de l'ordre de $10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit un ordre de grandeur de plus que les détecteurs analogues en fonctionnement dans le monde.

2 - Expériences futures

a) En ballon

Une nouvelle chambre (19 plateaux de 850 cm^2 , enceinte légère en titane) extrapolée de la précédente, a été construite. Des difficultés technologiques ont fait que l'on a dû renoncer au molybdène initialement prévu pour les plateaux et revenir à l'acier inoxydable ; le tungstène doit être essayé prochainement. Cette expérience doit voler l'hiver prochain au Brésil pour observer la région du Centre Galactique. Il s'agit de confirmer la présence des sources découvertes dans cette région par l'équipe de la Case Western Reserve University, qui a des implications théoriques quant à l'origine des photons γ . Le flux minimum détectable doit être de $10^{-5} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'intérêt de cette nouvelle expérience réside dans le fait qu'elle doit voler à une pression résiduelle de 2,5 mb grâce à des ballons de $350\,000 \text{ m}^3$ dans une région du globe où le flux de rayonnement cos-

mique interagissant avec l'atmosphère est faible en raison de la configuration du champ géomagnétique. Ces deux caractéristiques, ajoutées au fait que le Centre Galactique passe au zénith du lieu de lancement, ont pour effet de diminuer notablement le bruit atmosphérique, dont nous avons parlé plus haut.

Une autre expérience, "Agathe", actuellement à l'état de maquette, doit permettre à l'aide d'une chambre de 1 m^2 (plus d'un facteur 10 de mieux que les expériences actuelles) d'explorer le domaine d'énergie 5 MeV-50 MeV. Le flux minimum détectable atteint $3 \cdot 10^{-6} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, avec une résolution angulaire de 3° à 40 MeV. Le détecteur, étudié en collaboration avec le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR) à Toulouse, pose des problèmes technologiques tout à fait nouveaux en raison de sa grande surface encore jamais atteinte (plateaux, scintillateurs etc.). Cette expérience se prolonge par un projet prévu à bord du satellite français Diamant B.

b) En satellite

Le satellite européen COS-B, consacré exclusivement à l'astronomie γ , doit être lancé en 1975. Le Laboratoire a la charge de l'étude et de la réalisation des compteurs de garde (anticoïncidence), et doit assurer un rejet des particules chargées à mieux que 10^{-5} . Là encore, des problèmes technologiques nouveaux doivent être résolus (propagation d'impulsions lumineuses dans un scintillateur en forme de dôme, optimisation des signaux d'anticoïncidence, etc.). Ce satellite doit permettre de détecter des flux de l'ordre de $3 \cdot 10^{-7} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et posséder un marquage de temps suffisamment précis pour étudier certains pulsars (comme cela a été fait en ballon pour le Crabe, ainsi que nous l'avons vu). Deux fois plus sensible que le satellite γ américain SAS-B qui vient d'être lancé récemment, il hissera l'Europe à la tête de l'astronomie γ

observationnelle sur le plan mondial.

VII. CONCLUSION

Bien que les premiers résultats positifs aient été obtenus récemment, c'est à bon droit que l'observation des rayons X et γ cosmiques est une branche de l'Astronomie. Ce fait est renforcé par la découverte inattendue d'objets célestes qui se caractérisent par une émission prépondérante à haute énergie. Par exemple, la plupart des sources X voisines du Centre Galactique ne sont associées à aucun objet connu dans les domaines visible ou radio-électrique. Cette propriété remarquable est due tant à la faculté du rayonnement de haute énergie de traverser la Galaxie de part en part (alors que le visible est complètement absorbé), qu'à la nature intrinsèque des objets. Il s'y produit des phénomènes exceptionnels résultant de conditions physiques tout à fait impossibles à reconstituer sur terre (par exemple, un plasma à une température de quelques keV, confiné par le champ de gravitation d'une étoile à neutrons). On va même parfois jusqu'à avancer que le développement futur de la physique fondamentale passera nécessairement par l'étude approfondie de ces objets. Même sans aller si loin, la rapidité avec laquelle se perfectionnent les techniques d'observation et l'intérêt que présentent déjà des résultats pourtant encore fragmentaires, permettent d'affirmer que l'astronomie des hautes énergies est appelée à un développement considérable.

Référence du vol	Date	Lieu de lancement	Plafond (mb)	Temps d'observation utile	Domaine d'énergie	
1	27-6-69	Gap	4,7	8046 sec	» 50 MeV	
2	5-7-69	Gap	5,5	8148 sec	» 50 MeV	
3	11-7-69	Gap	5,2	2628 sec	» 50 MeV	
4	4-9-69	Aire s/Adour	5,1	6138 sec	» 50 MeV	
5	8-9-69	Aire s/Adour	5,1	8777 sec	» 20 MeV	
7	7-10-69	Aire s/Adour	4,7	2949 sec	» 20 MeV	
11	15-9-70	Aire s/Adour	4,7	7050 sec	» 20 MeV	} NP0532, observation conjointe avec les vols 67 et 82
13	24-9-70	Aire s/Adour	5,2	7932 sec	» 20 MeV	
14	24-9-71	Aire s/Adour	2,0	5422 sec	» 20 MeV	
15	10-10-71	Aire s/Adour	2,0	11202 sec	» 20 MeV	
67	15-9-70	Aire s/Adour	4,7	6 h	20 - 100 keV	} NP0532, observation conjointe avec vols 11-13
82	24-9-70	Aire s/Adour	4,5	3h50	20 - 100 keV	
37	25-6-71	Gap	4,2	7h30	20 - 100 keV	NP 0532
39	28-6-71	Gap	4,7	5h45	20 - 100 keV	" "
42	1-7-71	Gap	4,2	5h08	20 - 100 keV	
89	6-10-71	Aire s/Adour	5,5	3h05	20 - 100 keV	
24	9-6-72	Gap	5,1	7h35	50 - 1000 keV	" "
S 94	2.09.72	Sardaigne	fusée Skylark	~ 300 sec	0,5 - 10 keV	" "
S 95	2.11.72	Woomera (Australie)	fusée Skylark	~ 300 sec	2 - 20 keV	Cyg X1 et Gen X3
S 133 } S 77 * }	09.03.72	Vandenberg (USA)	satellite TD 1	≥ 6 mois	≥ 30 MeV	
					3-20 keV	
2 vols	02.73	São José dos Campos (Brésil)	< 2	~ 3 h	> 20 MeV	
4 vols	02.73	"	< 2	~ 3 h	20 - 1000 keV	

* arrêté par décision de l'ESRO à la suite de difficultés de télémétrie.

TABLE 1 - Les lancements d'engins ayant donné des résultats utilisables (depuis 1969 pour les rayons γ , depuis 1970 pour les rayons X).

REFERENCES

BOCLET, D., BRUCY, G., CLAISSE, J.,
DUROUCHOUX, Ph., ROCCHIA, R.,
Nature Physical Science 235, 69 (1972)

DUCROS, G., DUCROS, R., ROCCHIA, R.,
TARRIUS, A.,
Nature 227, 152 (1970)

DUCROS, G., DUCROS, R., ROCCHIA, R.,
TARRIUS, A.,
Astron. and Astrophys., 7, 162 (1970)

VASSEUR, J., PAUL, J., PARLIER B.,
LERAY, J.P., FORICHON M., AGRINIER, B.,
BOELLA G., MARASCHI L., TREVES A.,
BUCCHERI L., SCARSI L.,
Nature 226, 534 (1970)
CRAS 271, 61 (1970)
IAU Symposium 41, (1970)

VASSEUR J., PAUL J., PARLIER B., LERAY,
J.P., FORICHON M., AGRINIER B., BOELLA
G., MARASCHI L., TREVES A., BUCCHERI R.,
CUCCIA A., SCARSI L.,
Nature Physical Science 233, 46 (1971)

LERAY J.P., VASSEUR J., PAUL J., PARLIER B.,
FORICHON M., AGRINIER B., BOELLA G.,
MARASCHI L., TREVES A., BUCCHERI L.,
CUCCIA A., SCARSI L.,
Astron. and Astrophys., 16, 443 (1972)

id. à paraître dans Nature.

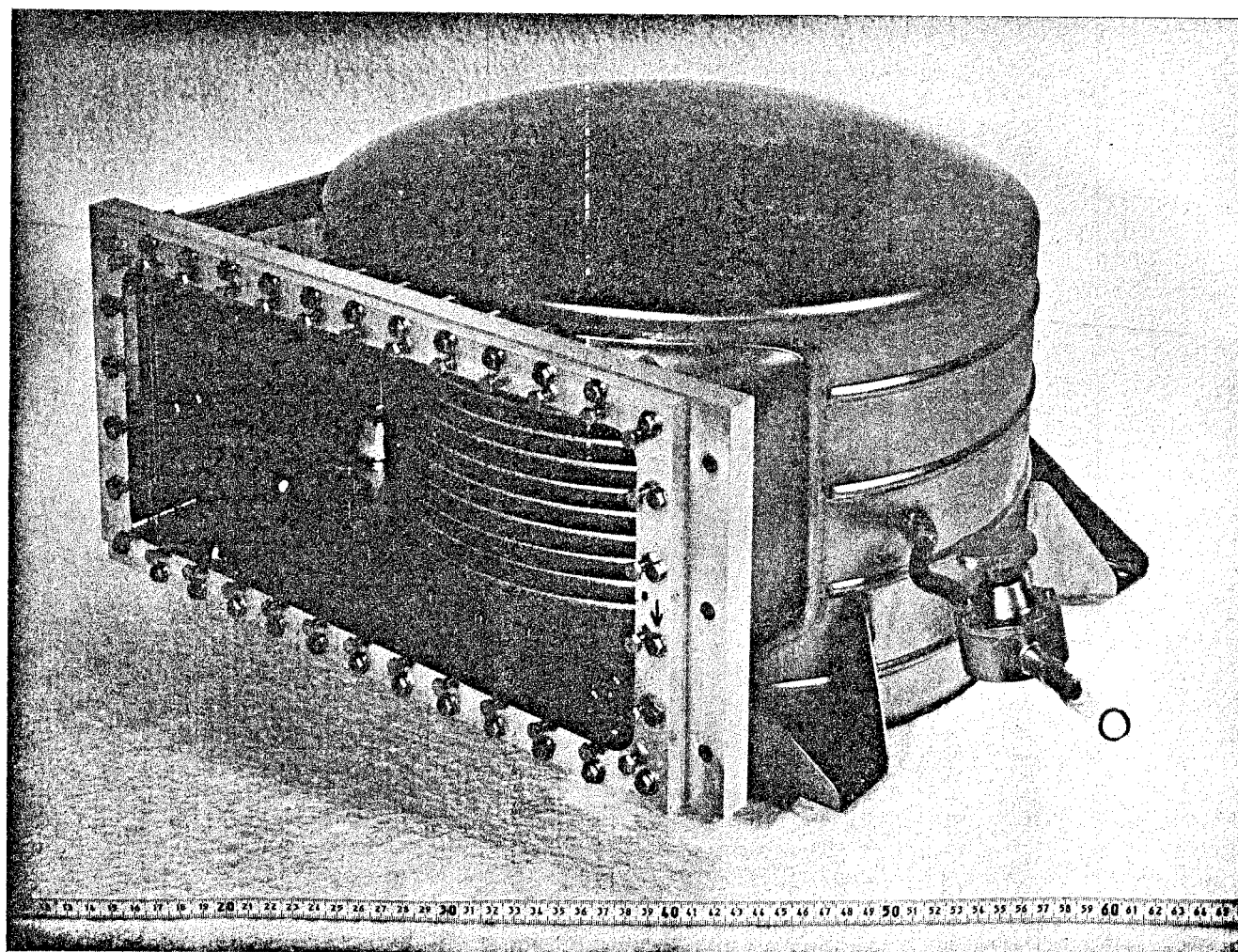


FIGURE 1 - Chambre à étincelles pour la détection du rayonnement γ d'énergie supérieure à 20 MeV. On remarque les plateaux où s'opère la matérialisation des photons en une paire d'électrons e^+e^- . Le queusot, à droite du cliché relie la chambre à la pompe à vide. On obtient un vide poussé (10^{-6} mm de Hg), avant de remplir la chambre avec un mélange de néon et d'argon à la pression de $1,2 \text{ kg/cm}^2$.

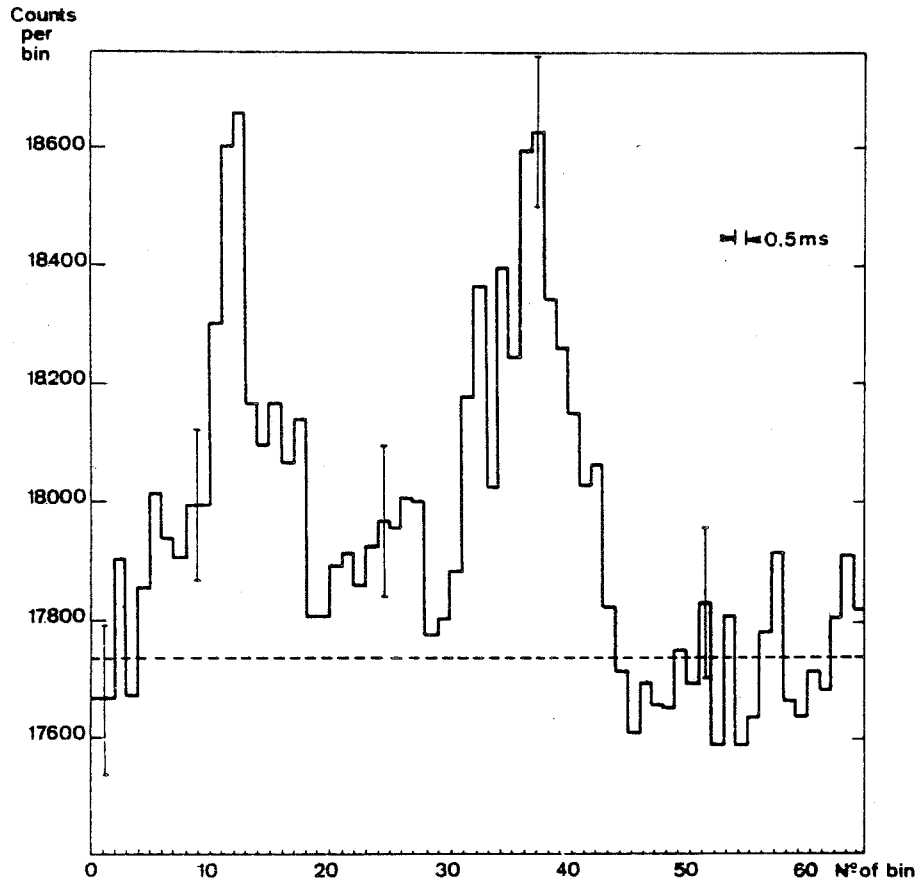


FIGURE 2 - Profil temporel des impulsions reçues du pulsar NP 0532 (situé dans la Nébuleuse du Crabe), pendant un vol de ballon stratosphérique. Domaine d'énergie : 20 - 100 keV. Fréquence des impulsions : $30,213\,704\text{ sec}^{-1}$.

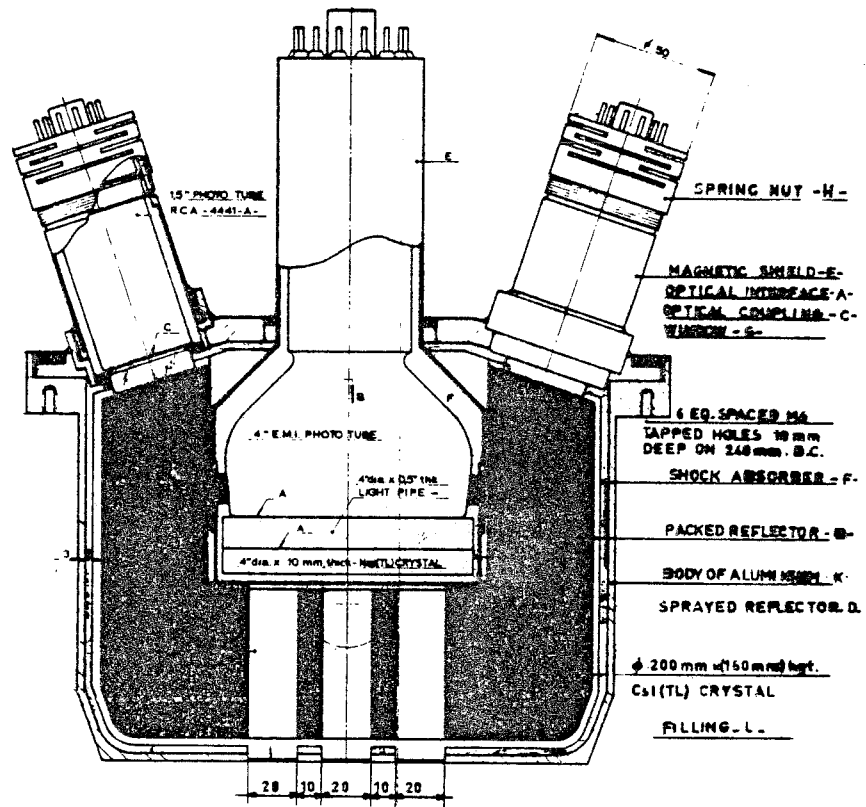


FIGURE 3 - Le détecteur du projet "HADRIEN". Le Scintillateur de mesure est un disque de NaI de 10 cm de diamètre. Il est placé dans un puits formé d'un autre scintillateur (CsI) qui l'enveloppe de toute part. Seuls les signaux des photons (venant du bas de la figure) qui ont passé par les trous du canalyseur sans exciter le scintillateur de garde sont transmis par la logique électronique. Leur direction est donc contenue dans un cône dont l'ouverture est définie par la géométrie du canalyseur. (ici l'ouverture totale est d'environ 28°).

FUSEE SKYLARK 1112

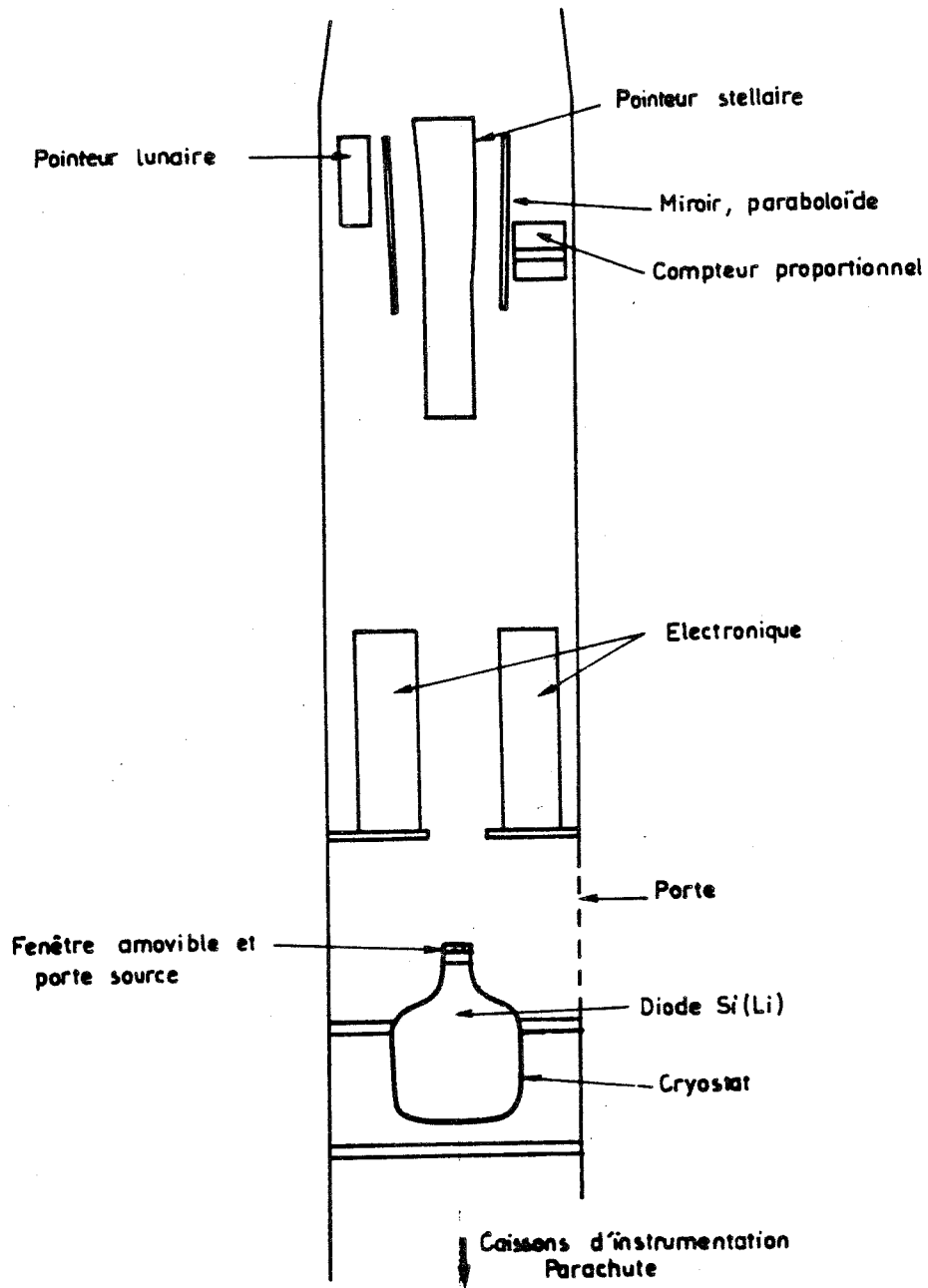


FIGURE 4 - Représentation schématique du télescope à rayons X (à incidence rasante, domaine d'énergie compris entre 0,3 et 3 keV). Les pointeurs lunaires et stellaires sont destinés à fixer exactement la direction de pointage de l'appareil. La diode de détection est refroidie à la température de l'azote liquide, ainsi que le préamplificateur de charge, pour assurer une meilleure résolution, et un rapport signal/bruit plus favorable.

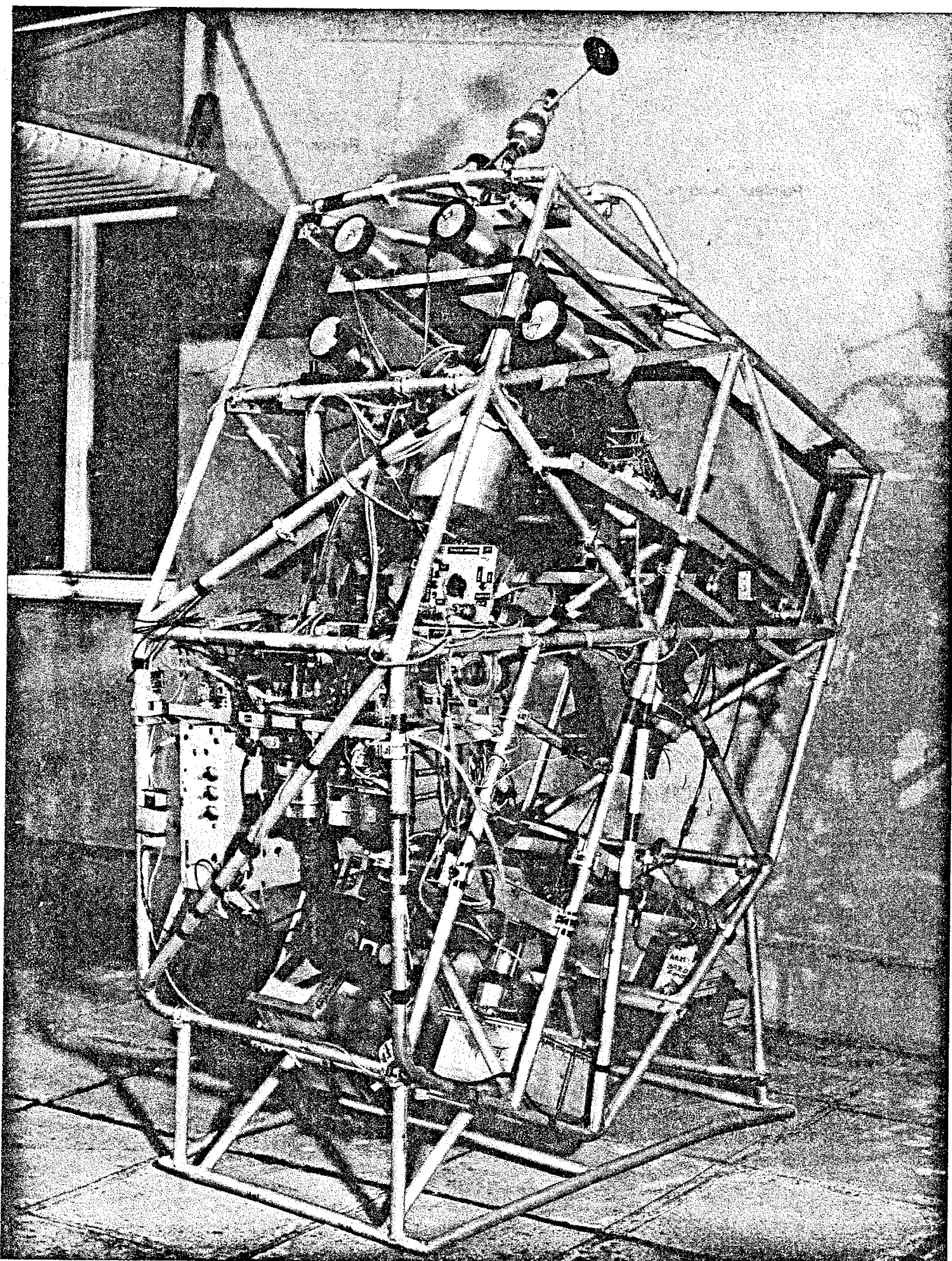


FIGURE 5 - Nacelle embarquée en ballon pour la détection du rayonnement γ . La chambre à étincelles est en haut, entourée par des scintillateurs d'anticoïncidence. On aperçoit la caméra dans la partie inférieure. L'axe de la nacelle est orientée de façon à être pointé en vol sur la Nébuleuse du Crabe.

2ème partie

LA DIFFUSION DANS LES ETOILES

LA DIFFUSION DES ELEMENTS
DANS LES ATMOSPHERES STELLAIRES

G. MICHAUD, T. MONTMERLE

(La Recherche, à paraître).

Principalement depuis l'avènement de moyens spatiaux développés, l'astrophysique contemporaine a vu s'élargir considérablement son domaine. Des termes comme "sources X", "pulsars", "quasars", "trous noirs", etc... font maintenant partie du vocabulaire quotidien. Les objets qu'ils désignent constituent souvent autant de défis à l'imagination des astrophysiciens, voire - de plus en plus - à celles de chercheurs d'autres disciplines. Mais à côté de ces problèmes "à la mode", il s'en trouve d'autres, peut-être plus fondamentaux, et qui sont, soit relativement bien résolus (évolution des étoiles), soit au contraire pratiquement dans l'impasse (origine du rayonnement cosmique ; voir La Recherche n°).

L'origine des éléments dans l'univers

Parmi ces problèmes fondamentaux, c'est celui de l'origine des éléments dans l'univers qui retiendra notre attention. Par exemple, d'où viennent, en dernière analyse, les atomes de carbone, d'hydrogène, d'oxygène qui constituent la matière vivante ? D'où viennent le fer ou le titane de la sidérurgie ? Ou le silicium du sable des déserts ? Avant de pouvoir donner une réponse, il est nécessaire de procéder à un inventaire de ces éléments, c'est-à-dire d'en déterminer les abondances naturelles dans la nature.

Sur notre planète, et depuis sa naissance, quantité de processus physico-chimiques ont dû modifier les abondances initiales des éléments. L'identification de ces processus constitue un vaste domaine de recherche, mais on est actuellement dans l'impossibilité de remonter à ces abondances initiales. Si l'on veut considérer le problème sur un plan plus général, on est pratiquement conduit à se restreindre à l'observation des étoiles - le soleil étant privilégié par sa proximité - en utilisant les propriétés spectroscopiques des éléments. (On utilise aussi les météorites).

En première approximation, le spectre d'une étoile (voir encadré 1) est celui d'un corps noir à une certaine température (spectre continu). Comme on connaît par ailleurs par différentes méthodes la luminosité absolue, on peut disposer un ensemble d'étoiles donné dans un diagramme, dit diagramme de Hertzsprung-Russel (ou "diagramme HR", voir encadré 2). Les étoiles s'y groupent en majorité sur la "série principale", où elles passent la plus grande partie de leur existence (quelques milliards d'années, typiquement, voir encadré 2).

A ce spectre continu se superpose un spectre de raies (Fig. 1), d'absorption et/ou d'émission caractéristique des éléments chimiques existant dans l'atmosphère et des conditions physiques dans lesquelles ils se trouvent. Au fur et à mesure que la température augmente (donc que l'on observe des étoiles dont la couleur va du rouge au bleu), le spectre de raies se modifie. Les raies observées correspondent aux états d'ionisation successifs d'un élément donné, et permettent de définir l'appartenance de l'étoile à un type spectral particulier (voir encadré 2). On peut donc identifier ces éléments, et, d'après la forme et l'intensité des raies, déterminer leur abondance,

par exemple relativement à l'hydrogène, puis, de là, la composition chimique de l'atmosphère stellaire.

Or, on trouve que cette composition est essentiellement la même pour la plupart des étoiles observées (plus de 700 000 ⁽¹⁾), et identique à la composition solaire (voir Fig. 2). (Dans ce cas, les abondances sont dites normales ou encore "universelles" ou cosmiques"). De cette uniformité, on déduit qu'un processus universel doit expliquer les abondances des différents éléments chimiques. C'est la nucléosynthèse, ou suite de réactions thermonucléaires dans les étoiles, qui, à partir de l'hydrogène pur et, au cours de l'évolution stellaire, donnent naissance à des éléments de plus en plus lourds et permettent d'expliquer l'abondance observée d'un grand nombre d'éléments. Ceci a été établi de façon systématique par Margaret et Geoffrey Burbidge, William Fowler et Fred Hoyle en 1957 ⁽²⁾. Plus précisément, le gaz interstellaire est progressivement enrichi en éléments lourds par des générations successives d'étoiles. Ceci est dû au fait que, à la fin de leur vie, les étoiles explosent pour la plupart (Supernovae), et retournent ainsi au milieu interstellaire le gaz dont elles sont formées, après avoir modifié sa composition (c'est l'astration, voir La Recherche n°). La composition du gaz interstellaire se retrouve dans les atmosphères d'étoiles, qui ne sont pas affectées par les réactions thermonucléaires (voir encadré 1).

Certes, il faut faire appel à des mécanismes particuliers pour certains éléments, en particulier des éléments légers Li, Be, B (voir La Recherche n°), mais, dans tous les cas, il s'agit de processus nucléaires. Ainsi, la nucléosynthèse ressortit même à notre vie quotidienne, puisque les atomes qui nous constituent ou qui nous entourent sont nés pour la plupart dans les étoiles. En particulier, les abondances qui résultent de ce processus, concourent à favoriser la formation de telle ou telle molécule plutôt que telle autre (voir par exemple le cas des molécules interstellaires, La Recherche n°).

Le problème des étoiles "particulières"

En tant que résultat de la nucléosynthèse, les abondances universelles s'expliquent dans le cadre "normal" de l'évolution des étoiles.

Cependant, dans le spectre de certaines étoiles, on observe des raies anormalement fortes ou faibles. L'interprétation de ces raies anormales s'est longtemps faite en termes, soit de "spectres composites" (notion utilisée de 1897 à 1940), soit de structure très particulière des atmosphères correspondantes (modèle de "l'atmosphère soufflée", de Erika Böhm-Vitense, 1960). Plus récemment, des travaux plus détaillés (comme ceux de Claude Van't Veer sur l'étoile à raies métalliques 63 Tau, 1963) ont montré que l'interprétation en termes d'anomalies d'abondance était de loin la plus vraisemblable pour expliquer ces spectres particuliers. Ceci n'est aujourd'hui contesté que par une petite minorité d'astronomes. Certaines anomalies d'abondance ainsi observées, habituellement faibles (facteurs dix ou moins) sont explicables par des processus nucléaires : c'est le cas d'étoiles ne faisant pas partie de la série principale (géantes rouges : étoiles S, "au carbone" ou analogues), dans lesquels des éléments lourds sont produits de façon continue, comme le prouve la présence de technétium ; c'est aussi le cas d'étoiles très vieilles (de faible masse), et peut être aussi d'une partie des étoiles présentant des anomalies d'abondance de l'hélium.

D'autres anomalies d'abondance, beaucoup plus considérables, ne peuvent entrer dans le cadre normal de l'évolution stellaire. Elles varient, par des facteurs énormes, d'un élément à l'autre et d'une étoile à l'autre. On les observe dans des étoiles dites "chimiquement particulières"⁽³⁾, qui se trouvent sur la série principale, dans la région correspondant aux types spectraux B, A et F (étoiles chaudes et massives : voir encadré 2). Ce sont surtout les étoiles dites Ap et Bp ("particulières", souvent à fort champ magnétique) et Am et Fm (à raies métalliques anormalement intenses). Dans certains cas, par exemple, on peut y observer jusqu'à un million de fois plus de mercure que dans la majorité des étoiles. A titre d'illustration on a représenté côte à côte sur la Fig. 1 le spectre d'une étoile A normale et celui d'une étoile Am.

L'étude et l'interprétation de ces anomalies sont dès lors nécessaires pour s'assurer que le schéma général de la nucléosynthèse n'a pas à être remis en cause par leur présence. (On est confronté à un problème analogue dans le cas des neutrinos solaires : le flux observé ne paraît pas actuellement compatible avec les idées couramment admises avec l'origine de l'énergie produite par le soleil ; voir La Recherche n°).

C'est une théorie non nucléaire - la diffusion des éléments - qui permet de rendre compte et même d'utiliser ces résultats (par exemple, pour la théorie de

la turbulence, voir plus loin), comme l'ont montré des travaux théoriques entrepris de façon approfondie au début de la décennie ⁽⁺⁾.

Ces travaux ont en réalité débuté il y a longtemps : dès 1917, Sydney Chapman, un des fondateurs de la théorie mathématique de la diffusion, appliquait ses recherches (sur la diffusion thermique) aux atmosphères stellaires, suivi, à partir de 1926 par Arthur Eddington et quelques autres. La comparaison avec les observations fut négative, faute d'avoir à l'époque relié les anomalies spectrales aux anomalies d'abondance (voir plus haut).

En dépit de nouvelles observations plus suggestives faites peu après (par exemple, celles de raies anormalement intenses du manganèse dans l'étoile 53 Tau, faites par Morgan en 1931), les travaux théoriques sur la diffusion dans les atmosphères stellaires ne furent repris que récemment, grâce aux observations développées systématiquement, en particulier par Wallace Sargent et ses collaborateurs.

(+) Ce travail est notamment le fruit d'une collaboration franco-qubécoise, qui inclut en particulier Françoise Praderie (Institut d'Astrophysique de Paris, IAP), Hubert Reeves (IAP et Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay), Sylvie et Gérard Vauclair (Observatoire de Meudon) et nous-mêmes.

Un phénomène fréquent pour certaines classes d'étoiles

Ces anomalies d'abondance ne sont-elles observées qu'exceptionnellement ? Le phénomène est-il quantitativement important ? Un premier élément de réponse est la fréquence avec laquelle le phénomène d'anomalies d'abondance est observé. Cette fréquence est très faible par rapport à l'ensemble des étoiles (d'où l'uniformité de composition chimique constatée en première approximation), mais en ce qui concerne les étoiles de température supérieure à 7 000°K (et plus particulièrement de types spectraux B 8 à F 0), près du quart présentent des abondances anormales de certains éléments (surtout des métaux) : il ne s'agit donc pas d'un phénomène marginal. Cette proportion est, d'après les observations les plus récentes, probablement la même pour les étoiles en amas (comme les Hyades, Fig. de tête ; voir encadré 2) et pour les étoiles "du champ" (c'est-à-dire qui n'appartiennent pas à des amas). Ce résultat prouve que les anomalies ne sont pas liées à la composition initiale, qui est identique pour toutes les étoiles d'un même amas. On peut, de plus, en étudiant ces amas et en déterminant leur âge, déduire qu'on observe une composition anormale chez une étoile de type A ou voisin, environ un million d'années après l'arrivée de celle-ci sur la série principale. Ceci est court par rapport à la durée de vie de ces étoiles (typiquement quelques centaines de millions d'années ⁽⁵⁾), et fixe ainsi une contrainte très stricte à toute interprétation théorique.

D'autre part, les anomalies observées sont très grandes ; pour certains éléments (C, O, Ne, Ca, etc...), il existe des sous-abondances de l'ordre de 100,

l'hélium pouvant être sous-abondant par un facteur 10 ; pour les éléments lourds (Eu, Hg), les surabondances observées peuvent aller, nous l'avons vu, jusqu'à 10^6 (un million !) par rapport aux abondances normales (voir Fig. 3). Même les rapports isotopiques peuvent être anormaux par plusieurs ordres de grandeur : dans l'étoile 3 Cen A, le rapport $^3\text{He} / ^4\text{He}$ a une valeur environ 10^4 fois plus élevée que la normale ; dans l'étoile HR 5883, le rapport $^{204}\text{Hg} / ^{202}\text{Hg}$ est 100 fois plus grand que dans le système solaire. Cependant, même dans les cas extrêmes, les éléments lourds ne peuvent jamais être aussi abondants que l'hydrogène, leur abondance normale étant très petite. Ainsi, l'abondance normale de l'euporium est tellement faible que, même surabondant par un facteur 10^6 , il reste en quantité 10^5 fois plus faible que l'hydrogène (voir Fig. 3).

Les anomalies d'abondance sont corrélées avec d'autres particularités

Les anomalies sont de plus très variables d'une étoile à l'autre ; il est cependant possible de les corrélérer avec plusieurs propriétés physiques, telles en particulier la température et la vitesse de rotation. Un classement en trois groupes, bien que très simplifié, est ainsi valable pour pratiquement toutes les étoiles particulières (3, 4).

En ce qui concerne la température, l'ensemble des observations montre une nette corrélation avec la nature des anomalies d'abondance (voir par exemple, fig. 4, le cas du manganèse) ; on peut ajouter qu'aucune anomalie n'a été trouvée pour les étoiles de température inférieure à 7 000 °K, appartenant à la série principale.

La corrélation avec la rotation (mesurée par effet Doppler sur les raies) est probablement la plus spectaculaire, car les étoiles particulières tournent en moyenne trois à quatre fois moins vite que les étoiles normales de même type spectral. En effet, leurs vitesses normales de rotation moyennes à l'équation sont de 210 km.s^{-1} pour le type B, de 170 km.s^{-1} pour le type A ; en revanche, 70 % des étoiles Ap tournent avec une vitesse inférieure à 20 km.s^{-1} , et très peu ont une vitesse supérieure à 100 km.s^{-1} , la moyenne étant de 40 km.s^{-1} environ (3).

Cette rotation lente peut être due à la présence de forts champs magnétiques mesurés par effet Zeeman sur les raies. L'intensité de ces champs peut atteindre 35 000 Gauss dans les étoiles Ap, contre moins de 1 Gauss en moyenne dans le Soleil. Ces champs magnétiques freinent l'étoile en interagissant avec le champ magnétique interstellaire. La rotation lente peut également être due à des effets de marée lorsque l'étoile appartient à un système binaire (ce qui est le cas de 80 % des étoiles Am). En revanche, les étoiles "HgMn", qui ne sont ni magnétique (contrairement à la majorité des étoiles Ap), ni notoirement binaires, tournent lentement sans qu'on en connaisse la raison.

Les anomalies observées sont-elles globales ou superficielles ?

La composition chimique du noyau est initialement identique à celle (normale) du milieu interstellaire au sein duquel l'étoile s'est formée. L'hydrogène se transforme

progressivement en hélium. En revanche, dans les couches externes (enveloppe), nous avons vu que la composition chimique est toujours la composition initiale.

Or, la lumière qui compose le spectre d'une étoile nous parvenant seulement de son atmosphère (très mince par rapport à l'étoile, voir encadré 1), il est impossible a priori de connaître la composition de l'intérieur de l'étoile.

Autrement dit, les anomalies observées concernent-elles toute l'enveloppe (anomalies "globales") c'est-à-dire une certaine fraction de la masse de l'étoile ou, au contraire, seulement l'atmosphère, sans que la composition d'ensemble des couches externes soit modifiée (anomalies superficielles) ?

Sur le plan théorique, c'est la question de l'homogénéité de l'enveloppe de l'étoile qui se trouve ainsi posée. Si elle est homogène et que l'on y observe des anomalies d'abondance, on ne peut expliquer celles-ci que par des processus nucléaires ; si, par ailleurs, l'enveloppe n'est pas homogène, il faut expliquer pourquoi certains éléments apparaissent (ou disparaissent) dans la zone superficielle d'où nous parvient le spectre observé.

Des théories nucléaires (par exemple, réactions de spallation à la surface des étoiles), ou thermo-nucléaires ont été proposées. Disons en bref qu'elles se sont toutes heurtées à plusieurs difficultés dont surtout la nécessité de donner naissance aux anomalies observées en un temps suffisamment court (voir plus haut). Ces

théories n'entraient pas dans le cadre de la nucléosynthèse, et même en faisant appel à un grand nombre d'hypothèses ad hoc, elles n'ont pas réussi à expliquer l'ensemble des anomalies observées.

La théorie de la diffusion, elle, suppose que les anomalies des étoiles particulières sont superficielles, et résultent de la migration des éléments chimiques dans les couches externes de l'étoile sous l'action en directions opposées des forces de gravitation et de forces dues essentiellement au rayonnement. Cette idée a été proposée par Georges Michaud en 1970 ⁽⁶⁾ pour les étoiles Ap, puis par William Watson ⁽⁷⁾ et Myron Smith ⁽⁸⁾ en 1971 pour les étoiles Am et autres étoiles "à raies métalliques", à la suite des travaux de Lawrence Aller et Sydney Chapman en 1960 sur la diffusion dans le Soleil ⁽⁹⁾, et de Françoise Praderie sur les étoiles Am (1967), dans lesquels les forces dues au rayonnement n'avaient pas été prises en compte.

C'est cette théorie que nous allons maintenant exposer brièvement, d'abord dans son principe physique, puis dans les applications qui en ont été faites ces dernières années.

La diffusion pour tous

Pour comprendre le phénomène physique de base de la diffusion, prenons un exemple simple, en considérant une atmosphère remplie d'un mélange constitué par un gaz lourd (oxygène, par exemple) et un gaz léger (hydrogène) et soumise à la pesanteur. A l'instant initial, ce mélange est homogène. Les atomes d'oxygène,

plus lourds que les atomes d'hydrogène, ont tendance à tomber vers le sol : l'hydrogène va flotter au-dessus de l'oxygène. Le processus de séparation, la diffusion, implique un grand nombre de collisions entre les atomes d'oxygène (ici descendants) et les atomes d'hydrogène (ici montants). La vitesse de diffusion v_D dépend du temps moyen entre deux collisions t_c (à l'échelle microscopique). Elle dépend aussi de l'accélération g_{tot} à laquelle sont soumis les atomes (à l'échelle macroscopique), accélération qui résulte des diverses forces en présence : pesanteur, forces radiatives (pour une atmosphère stellaire ; nous y reviendrons), etc...

On peut ainsi écrire de façon approchée :

$$v_D = g_{tot} \times t_c \quad (1)$$

De façon générale, d'après la relation (1), le signe de v_D dépend de celui de g_{tot} : suivant l'orientation de la résultante des forces, l'élément considéré a tendance à monter ou à descendre - tel un ludion . Appliqué au cas des atmosphères stellaires, le calcul du bilan des forces constitue "l'ordre zéro" de la théorie de la diffusion, qui conduit à prédire une surabondance ou une sous-abondance possibles de l'élément correspondant.

Pour calculer effectivement la vitesse de diffusion v_D , il est nécessaire de connaître le temps de collision t_c . Ce temps caractéristique dépend de l'interaction entre les atomes considérés. En particulier, si les atomes sont ionisés, ils interagissent par l'intermédiaire des forces électrostatiques, qui sont à longue portée (en r^{-2}) : les "collisions" seront plus fréquentes et la vitesse de diffusion sera beaucoup plus petite que si les atomes sont neutres (voir la légende de la Fig. 6).

Le calcul de l'évolution des abondances en fonction du temps constitue ce que nous appellerons "l'ordre un" de la théorie. L'équilibre est atteint lorsque les densités d'hydrogène et d'oxygène obéissent indépendamment à une loi exponentielle - c'est la loi barométrique bien connue - et la vitesse de diffusion est alors nulle, la diffusion due à l'accélération (équation 1) étant contrebalancée par une diffusion causée par le gradient de concentration. Dans les atmosphères stellaires, on considérera en général la diffusion d'un élément lourd (très peu abondant) dans l'hydrogène, habituellement ionisé.

Ce n'est qu'après avoir décrit l'influence du rayonnement que nous appliquerons ces notions aux couches externes des étoiles.

Un facteur déterminant : le flux de rayonnement

Si on ne tient compte que de la force gravitationnelle pour chaque élément, on obtient un déficit d'éléments lourds dans l'atmosphère, puisque ceux-ci ont tendance à couler. N'y a-t-il pas là une contradiction avec les anomalies d'abondance observées qui, en majorité, correspondent au contraire à un excès d'éléments lourds et à un déficit d'éléments légers ?

Arthur Eddington, entre autres, avait vu en 1930 ⁽¹²⁾ que dans le bilan des forces, il fallait inclure la force radiative, due à l'absorption par les éléments chimiques d'une fraction du flux de photons dirigé vers l'extérieur de l'étoile, et donc opposé à la gravitation. En effet, les atomes baignent dans un flux radial de photons qui ont continuellement des interactions avec eux (émissions et absorptions). Lorsqu'un photon, d'impulsion $h \nu / c$, est absorbé par un atome, il lui transmet cette impulsion ; le photon est ensuite réémis, de façon isotrope. Le bilan net pour

tous les atomes est un transfert d'impulsion radial et dirigé vers l'extérieur. Ce processus est discontinu, mais on peut montrer qu'il équivaut en fait à une force radiale appliquée continûment à l'atome i , en d'autres termes, à une accélération radiative $g_{\text{rad},i}^{(6)}$, qui dépend essentiellement de la température T . Ce transfert d'impulsion par les photons se fait de façon particulièrement efficaces pour les longueurs d'onde correspondant aux raies du spectre du rayonnement de l'atome i .

Or, d'une part, les éléments lourds ont plus de raies que les éléments légers. D'autre part, on le voit sur la figure 2, les éléments lourds sont moins abondants. En conséquence, il y a plus de photons disponibles par atome pour ceux-ci que pour les éléments légers, et ils peuvent donc être "poussés" plus efficacement vers le haut. Ce double effet est plus que suffisant pour contrebalancer leur poids plus grand et ce sont les éléments lourds qui sont poussés vers l'extérieur dans les étoiles (voir Fig. 5).

Si l'on calcule alors, d'après la relation (1), les vitesses de diffusion typiques, on trouve qu'elles sont au plus de l'ordre du centimètre par seconde. Bien que ce chiffre paraisse faible, un élément diffusant dans l'enveloppe d'une étoile met en fait quelques millions d'années au plus à atteindre la partie visible de l'étoile, dont la durée de vie est environ cent à mille fois plus longue. Ceci est bien sûr à rapprocher des observations faites dans les amas d'étoiles et que nous avons mentionnées plus haut.

Les calculs précis de forces radiatives et leur application à la migration des éléments dépend d'un grand nombre de processus physiques et de données atomiques : structure atomique, "forces d'oscillateur" des raies, profils des raies, sections efficaces de collisions, ionisation partielle ou multiple des éléments Tous ces facteurs entachent les calculs d'une certaine incertitude mais, au moins de façon approchée, on sait actuellement tenir compte des principaux effets ⁽¹¹⁾ (voir entre autres la Fig. 6).

Nous allons maintenant voir en particulier pourquoi ce qui précède n'est pas applicable à toutes les étoiles.

Les plus grandes anomalies observées : la signature de la stabilité de l'enveloppe de certaines étoiles

On peut comparer dès à présent les prédictions de la théorie de la diffusion aux observations des étoiles particulières. Aucun paramètre arbitraire (c'est-à-dire non déterminé par l'observation ou le calcul) n'est impliqué dans cette comparaison. Cependant, les calculs sont idéalisés et ne tiennent pas compte de tous les phénomènes complexes que l'on observe dans les atmosphères stellaires. Ainsi on suppose en première approximation que la région où se fait la diffusion est parfaitement stable, bien que certains mouvements d'ensemble soient très probablement présents même dans les atmosphères stellaires les plus stables. On suppose de plus que tous les éléments poussés vers le haut dans l'atmosphère y restent, qu'aucun ne quitte l'étoile. (On reviendra, après une première comparaison avec les observations, à

ces différents phénomènes qui sont encore mal compris actuellement et dont la description exige l'introduction de paramètres arbitraires).

A "l'ordre zéro", on a indiqué sur la figure 4 a, en fonction de la température de surface de l'étoile, le rapport $g_{\text{rad}}/g_{\text{grav}}$ de l'accélération radiative sur le manganèse à l'accélération de la pesanteur et sur la figure 4 b le nombre d'étoiles où le manganèse est particulièrement surabondant. On voit que dans les étoiles qui ont les surabondances les plus grandes de cet élément, l'accélération radiative sur le manganèse est particulièrement grande ⁽⁶⁾, et ce, dans un domaine restreint de température. Des comparaisons semblables peuvent être faites pour quelques autres éléments (par exemple O et He), avec un succès semblable.

A ce stade, on peut se demander pourquoi toutes les étoiles n'ont pas des anomalies d'abondance. Les vitesses de diffusion typiques (voir plus haut) sont à comparer avec celles des mouvements aléatoires, par exemple dans le Soleil, qui sont de l'ordre de quelques kilomètres par seconde. Ces chiffres impliquent que la diffusion est un phénomène essentiellement fragile, susceptible de jouer un rôle important seulement dans les atmosphères particulières stables.

Ceci implique que les couches externes des étoiles concernées doivent nécessairement se trouver dans le bon domaine de température (Fig. 4 b), lié à l'existence de zones convectives (voir encadré 3) : c'est celui qui correspond aux types spectraux A à F.

Ceci est à rapprocher des observations mentionnées plus haut : les étoiles où se manifestent des anomalies d'abondance ont une faible zone convective (voir

encadré 3), une faible vitesse de rotation et/ou des champs magnétiques intenses (probablement stabilisants). C'est donc dans ces étoiles que l'atmosphère (ou l'enveloppe) a le plus vraisemblablement la stabilité indispensable pour que les processus de diffusion deviennent importants. D'autre part, bien que les vitesses de diffusion typiques paraissent faibles, compte tenu des dimensions où la diffusion a lieu, les plus grandes anomalies ne prennent que 10^4 à 10^6 ans pour devenir observables. Ceci est tout à fait comparable avec le temps nécessaire à l'apparition des anomalies déduit de l'observation des amas d'étoiles (voir plus haut).

On peut même faire une analyse plus fine et suivre le phénomène en fonction du temps (voir Fig. 5). En effet, pour la majorité des éléments, les abondances augmentent ou diminuent en permanence. Les abondances atteintes vers le milieu de la vie de l'étoile ont été indiquées sur la figure 3. Les résultats sont présentés pour deux étoiles, l'une de 3,3 masses solaires (type Ap-Bp), l'autre de 1,6 masse solaire (type Am-Fm) et comparés aux anomalies maximales observées dans ces deux groupes d'étoiles ⁽³⁾, dont la structure est présentée sur la figure 7.

On voit que la diffusion permet d'expliquer même les plus grandes anomalies d'abondance observées. Par exemple, on peut ainsi expliquer dans les étoiles Ap-Bp, à la fois les sous-abondances de deux ordres de grandeur observées pour l'oxygène et les surabondances de six ordres de grandeur observées pour l'euporium.

Le succès principal de cette théorie est donc d'expliquer globalement, sans paramètre arbitraire, l'apparition des plus grandes anomalies observées et leur variation en fonction de la température et en fonction du temps. Ces anomalies sont ainsi en fait la signature de la stabilité de l'atmosphère des étoiles où elles sont observées.

Mouvements atmosphériques et diffusion

Mais la théorie de la diffusion est-elle aujourd'hui en mesure d'expliquer la grande diversité des anomalies d'abondance d'une étoile à l'autre ? Comment une théorie qui, à première vue, donne des résultats qui ne dépendent que de la température de l'étoile, peut-elle expliquer que des étoiles ayant la même température aient des anomalies souvent très différentes ? En réalité, ce n'est que sous sa forme la plus simpliste que la théorie de la diffusion ne dépend que de la température, car l'atmosphère est supposée idéalement stable. Or on observe que les atmosphères stellaires sont en général turbulentes, c'est-à-dire animées de mouvements aléatoires. La turbulence est grande dans les étoiles normales ; elle est plus faible dans les étoiles particulières. En réalité, donc, pour reproduire les anomalies observées dans des étoiles individuelles, il faut tenir compte des variations de la turbulence d'une étoile à l'autre. Cependant, en cinétique des gaz, la théorie de la turbulence est encore très peu développée et son intégration aux calculs de diffusion stellaires implique pour l'instant l'introduction de paramètres arbitraires. Evry Schatzman⁽¹³⁾ a cependant montré, en introduisant un coef-

ficient de diffusion turbulente D_T , que la turbulence n'élimine les effets de la diffusion ordinaire (de coefficient D) que si elle est suffisamment forte ($D_T / D \approx 10^5$).

D'autres phénomènes physiques sont importants. Ainsi certains éléments quittent l'enveloppe de l'étoile par le haut et rejoignent la matière interstellaire ; l'inverse est également possible (accrétion de matière par l'étoile). En fait, prévoir théoriquement ce qui se passe à la partie la plus externe de l'étoile est très difficile. Il est certain que les champs magnétiques qui ont été observés à la surface de la plupart des étoiles Ap doivent influencer la diffusion des éléments ionisés. Mais la géométrie de ces champs est très mal connue : on ne détermine en général qu'une valeur moyenne du champ sur toute la surface visible de l'étoile. Cette valeur moyenne varie périodiquement avec le temps, au cours de la rotation de l'étoile, ce qui montre que le champ magnétique n'est pas uniforme. On peut ainsi construire des modèles de la géométrie du champ magnétique, mais ceux-ci sont encore très approximatifs. D'autre part, dans les zones les plus externes de l'étoile, les collisions entre les ions et les protons deviennent si peu nombreuses que l'équilibre thermodynamique n'y est pas atteint et cela complique notablement le calcul des forces radiatives. Pour expliquer comment les anomalies varient d'une étoile à l'autre, il faudra donc déterminer en détail comment le champ magnétique et la structure externe varient d'une étoile à l'autre.

En utilisant des paramètres arbitraires dont l'usage est compatible avec les incertitudes sur les calculs faits jusqu'ici, nous pouvons interpréter même les

anomalies les plus surprenantes. Par exemple, on a pu expliquer que si, dans certaines étoiles Ap, le mercure 204 est relativement plus abondant que les autres isotopes du mercure, c'est parce qu'il est le moins poussé en dehors de l'étoile, malgré la faible différence de masse relative entre ces isotopes ⁽¹⁴⁾. Annie Baglin et Gérard Vauclair ont aussi réussi à expliquer pourquoi des étoiles pulsantes aux abondances normales pouvaient cohabiter dans la même région du diagramme HR avec des étoiles non pulsantes aux abondances anormales.

Un autre succès de la théorie de la diffusion est donc que, semi-quantitativement, mais moyennant l'introduction de certains paramètres arbitraires, elle semble capable d'expliquer globalement les anomalies observées et leur variation d'une étoile à l'autre.

La théorie de la diffusion ne sera définitivement établie que si elle s'avère capable de fournir une explication détaillée des anomalies d'abondance étoile par étoile. Avant d'en arriver là, cependant, il importe de réduire au maximum le nombre de paramètres arbitraires. Toutefois, compte tenu des nombreuses comparaisons favorables obtenues jusqu'à présent entre théorie et observation, on peut faire la démarche inverse et fixer des contraintes sur ces paramètres en prenant la théorie comme hypothèse de travail. Pour autant qu'aucune contradiction n'apparaisse, l'observation des anomalies d'abondance nous permet alors d'étudier les phénomènes hydrodynamiques inaccessibles à l'observation directe, comme la turbulence dans les couches profondes de l'enveloppe.

Enfin, dans un autre ordre d'idées, une autre conclusion peut être tirée de ce qui a été dit ici. La théorie de la diffusion a suivi assez vite les observations (récentes) pour que l'existence d'anomalies d'abondances, même considérables, ne puisse ébranler sérieusement l'édifice de la nucléosynthèse. D'autres interprétations non nucléaires sont venues concurrencer récemment la théorie de la diffusion, comme l'accrétion sélective dans un fort champ magnétique. Il semble bien, cependant, que de telles interprétations ne puissent s'appliquer qu'à des cas très particuliers, pour lesquels, souvent, la théorie de la diffusion a déjà des éléments de réponse à apporter.

En fait, la nucléosynthèse et la théorie de la diffusion sont complémentaires, et on pense avoir maintenant un schéma d'ensemble cohérent de l'origine des éléments et des abondances observées à la surface des étoiles, même si l'on tient compte de l'existence des problèmes que nous venons de mentionner. Bien sûr, on ne considérera la situation comme pleinement satisfaisante que lorsque la ... Courbe d'abondance(s) aura livré tous ses secrets.

REFERENCES

- (1) Fehrenbach C.
Handbuch der Physik L, 1 (1958).
- (2) Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F.
Rev. of Mod. Phys., 29, 547 (1957).
- (3) Preston G.W.
Ann. Rev. of Astron. Astrophys., 12, 257 (1974).
- (4) Vauclair S.
Thèse de Doctorat d'Etat (1975).
- (5) Iben I.
Ann. Rev. of Astron. Astrophys., 5, 571 (1967).
- (6) Michaud G.
Astrophys. J., 160, 641 (1970).
- (7) Watson W.D.
Astron. Astrophys., 13, 263 (1971).

- (8) Smith M.A.
Astron. Astrophys., 11, 325 (1971).
- (9) Aller L.H., Chapman S.
Astrophys. J., 132, 461 (1960).
- (10) Michaud G.
IAU Joint Discussion "Stellar Atmospheres as Indicator and Factor of
Stellar Evolution", Grenoble 1976.
- (11) Montmerle T., Michaud G.
Astrophys. J. Suppl., 31, 489 (1976).
- (12) Eddington A.S.
The internal constitution of the Stars (1930, réimprimé par Dover,
New York, 1959), p. 278.
- (13) Schatzman E.
Astron. Astrophys., 3, 331 (1969).
- (14) Michaud G., Reeves H., Charland Y.
Astron. Astrophys., 37, 313 (1974).

Encadré 1

Le spectre d'une étoile

Seules nous sont accessibles optiquement les couches très extérieures de l'étoile observée. Elles constituent l'atmosphère, où le gaz est suffisamment transparent pour permettre le passage du rayonnement. Ainsi le spectre d'une étoile est en fait constitué par les raies nous parvenant de son atmosphère. Ces couches externes correspondent environ à 1 % du rayon de l'étoile - mais à 10^{-11} de sa masse. Nous appellerons enveloppe la zone incluant l'atmosphère et la partie située juste en dessous. Elle contient les éléments qui peuvent apparaître ou disparaître (par diffusion) de l'atmosphère, au cours de la vie de l'étoile (voir Fig. 5). Elle constitue environ 1 % de la masse de l'étoile. Les températures n'y sont pas assez élevées pour que des réactions thermonucléaires aient lieu.

Encadré 2

Le diagramme de Hertzsprung-Russell

L'observation, dans les spectres des étoiles, de raies spectrales caractéristiques de tel ou tel élément (hélium, hydrogène, etc...) a conduit à diverses classifications qualitatives dont la plus utilisée est la classification de Harvard, portant sur plusieurs centaines de milliers d'étoiles. Les spectres sont classés par types allant de O (étoiles chaudes, dont la température superficielle est d'environ 50 000°K) à M (étoiles froides, 3 500°K), en passant par une série de types intermédiaires (voir figure), eux-mêmes subdivisés en dix sous-types, numérotés de 0 à 9. Le type spectral comprend souvent des indications complémentaires.

Lorsqu'on porte en abscisse le type spectral des étoiles observées (suivant, par exemple, la classification de Harvard) et en ordonnée leur magnitude absolue, on obtient un "diagramme de Hertzsprung-Russell" (ou "diagramme HR"), élaboré à l'origine par tâtonnements successifs de 1905 à 1914 par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell. Ce diagramme fournit les clés d'une multitude de problèmes astrophysiques, mais son interprétation détaillée nécessite la théorie complète de l'évolution des étoiles ; nous nous limiterons à n'exposer ici que ce qui est utile dans le texte.

On remarque toute de suite (voir figure) que la plus grande partie des étoiles se groupent le long d'une diagonale : c'est la série principale.

Grâce aux amas d'étoiles, qui regroupent de quelques dizaines à quelques millions d'étoiles de masses différentes liées ensemble gravitationnellement (voir figure de tête), donc issues du même nuage protostellaire, donc de même âge et de même composition chimique initiale pour un amas donné, on a découvert que trois facteurs seulement déterminent la place d'une étoile donnée dans le diagramme HR : (1) sa masse, (2) son âge, et (3) sa composition chimique initiale.

La série principale représente un stade commun de l'évolution des étoiles : la phase très longue où l'hydrogène (qui constitue plus de 90 % (en nombre) des atomes de l'étoile) est progressivement converti en hélium par une suite de réactions thermonucléaires. (L'étoile quitte la série principale après avoir brûlé l'hydrogène de sa partie centrale). La position d'une étoile sur la série principale est uniquement fonction de sa masse.

Par ailleurs, on peut suivre sur le diagramme HR l'évolution d'une étoile, avant et après son séjour sur la série principale par des modèles théoriques qui rendent compte (au moins qualitativement) de la présence ou de l'absence d'étoiles dans telle ou telle région de ce diagramme. La position du trajet évolutif ainsi obtenu, ainsi que la vitesse à laquelle il est parcouru (donc la durée de vie) dépendent de la masse de l'étoile. L'âge se détermine par la distance parcourue depuis

le stade protoétoile, en passant par des étapes consécutives caractéristiques et de durées variables : contraction, série principale, allumage de réactions thermonucléaires successives (au fur et à mesure que la température centrale augmente) donnant, après l'hélium, surtout les éléments C, N, O, Mg, Si, etc...

La composition chimique initiale n'intervient pas pour modifier la position sur la série principale. En effet, l'étude de leur spectre montre que toutes les étoiles ont une composition chimique initiale essentiellement identique. Les anomalies d'abondance observés ne sont pas suffisantes pour modifier substantiellement la position dans le diagramme HR, compte tenu des critères de classement.

Les étoiles "particulières" chaudes de types spectraux F, A et B, qui font l'objet du présent article, sont sur la série principale, ou dans son voisinage immédiat.

Notons qu'il est possible par ailleurs de représenter le diagramme HR dans d'autres systèmes de coordonnées. Par exemple, le type spectral peut être remplacé par la température, T (plus précisément la température effective, T_{eff} , qui est la température d'un corps noir rayonnant la même puissance que l'étoile observée) et la magnitude par la luminosité, L , (la puissance de l'étoile) ; le diagramme HR en coordonnées $\log L - \log T$ est d'un emploi courant.

Encadré 3

Le transport de l'énergie dans les étoiles

Trois processus peuvent être à l'oeuvre pour évacuer à l'extérieur l'énergie produite au centre d'une étoile par les réactions thermonucléaires. Ce sont :

(1) la conduction par les particules matérielles ; (2) le rayonnement, transport d'énergie par les photons et (3) la convection, mettant en jeu des déplacements macroscopiques de matière.

Le transport par conduction (1) n'est en général pas efficace dans les étoiles, parce que trop lent (les particules sont très vite freinées étant donné la forte densité du milieu). Exceptions importantes : les naines blanches et le noyau des géantes rouges, de faible masse ($< 2 M_{\odot}$) où les conditions physiques sont telles que ce sont les électrons qui contribuent principalement au transport de l'énergie.

Le transport radiatif (2) intéresse toutes les étoiles : il est le résultat du transfert du rayonnement à travers les couches successives de l'étoile. Il se fait de façon plus ou moins efficace suivant l'opacité du milieu (c'est-à-dire sa capacité d'absorber et d'émettre du rayonnement). Les photons traversent pratiquement sans

obstacle un milieu transparent (ou "optiquement mince"), mais subissent toutes sortes d'interactions dans ce milieu très opaque qu'est l'intérieur d'une étoile : absorptions, réémissions, diffusion, etc... Ces processus y rendent le flux de photons isotrope, avec une très faible anisotropie radiale le long d'un rayon r : le gradient de température dT / dr est de l'ordre de $(T \text{ centrale}) / (\text{Rayon de l'étoile}) \approx 10^{-4} \text{ }^\circ\text{K/cm}$. C'est ce gradient qui évacue l'énergie produite au centre de l'étoile. L'opacité est telle (sauf dans les couches superficielles) qu'un photon créé dans les régions centrales met plusieurs millions d'années à atteindre la surface . Mais ce temps reste très petit devant la durée de vie de l'étoile (de l'ordre de plusieurs milliards d'années pour le Soleil, par exemple), qui est ainsi en équilibre radiatif.

Cet équilibre est en général stable. Si l'opacité du milieu est trop élevée, par rapport au flux du rayonnement issu du centre de l'étoile ou si la densité est trop faible, l'équilibre devient instable. En effet, sous l'influence d'un trop fort gradient de température, les couches inférieures se dilatent trop par rapport aux couches supérieures, et ont ainsi tendance - par poussée d'Archimède - à les remplacer. Il faut alors un mécanisme pour évacuer l'énergie en excès.

C'est alors le transport convectif (3). Il se produit un mouvement ascendant (de gaz chaud, donc plus léger) de bulles macroscopiques (appelées "cellules convectives"), qui s'arrête lorsque leur température et leur densité sont les mêmes que celle du milieu environnant. Il s'ensuit également un mouvement des-

endant (de gaz "froid", en réalité à peine moins chaud) de cellules convectives plus denses, donc plus lourdes. Dans une couche convective, les deux mouvements ont lieu simultanément : c'est fondamentalement ce qui se passe dans une casserole d'eau presque à ébullition. On atteint ainsi un nouvel équilibre, l'équilibre convectif, le rayonnement assurant toujours par ailleurs sa part du transport de l'énergie.

TABLEAU 1

Particularités observées dans les étoiles anormales

Type spectral	Fm - Am	Ap - Bp	
		SiEu	HgMn
Rotation	lente	lente	très lente
Principales anomalies observées	ss.ab. Ca, Sc sur. ab. métaux lourds	sur. ab. Si, Cr, Sr, Eu, etc..	sur. ab. Hg, Mn
Température	7 000 - 10 000°K	8 000 - 15 000°K	10 000 - 15 000°K
Masses	1,5 à 2,5 M _☉	2 à 5 M _☉	3 à 5 M _☉
Temps de vie sur la séquence principale ⁽⁵⁾	2.10 ⁹ à 5.10 ⁸ ans	10 ⁹ à 7.10 ⁷ ans	2.10 ⁸ à 7.10 ⁷ ans

LEGENDES DES FIGURES

Figure
de tête

L'amas ouvert des Hyades dans la Constellation du Taureau. C'est l'amas le plus proche : il s'étend de 88 à 150 années-lumière de nous. Il contient beaucoup d'étoiles de type Am (à raies métalliques anormalement intenses), comme 60, 63, 81 du Taureau, 16 d'Orion, ou encore HR 1403. D'après l'étude de son diagramme de Hertzsprung-Russell (voir encadré 2), on a pu déduire que son âge était d'environ cinq cents millions d'années. D'autres amas, comme Praesepe ou Messier 39, sont également riches en étoiles Am.

Fig. 1

Spectres comparés : (a) d'une étoile A normale (HR 797, de type spectral A 2 V) et (b) d'une étoile Am (HR 178). Dans les deux cas, on note la présence des raies H α , H β et H γ de l'hydrogène (cette dernière presque confondue avec une raie du calcium une fois ionisé) intenses,; la raie K (du calcium également) est plutôt plus faible dans les étoiles Am que dans les étoiles A normales (mais elle se trouve ici mélangée à d'autres raies). Ces raies, entre autres, déterminent le type spectral de l'étoile (voir encadrés 1 et 2). Mais on voit que le spectre de l'étoile Am est surtout très fourni en raies métalliques (strontium, notamment), beaucoup plus intenses que pour l'étoile A normale : ceci a été interprété comme indiquant une très forte surabondance des métaux correspondants. On peut

mentionner des raies très intenses (mais peu nombreuses) du strontium, et également des raies comme celles du fer ou du chrome, ainsi que des terres rares, de l'yttrium ou du zirconium. Pour calibrer le spectre observé, on utilise un arc au fer, dont le spectre apparaît ici formé de raies brillantes sur fond noir. (Ces spectres nous ont été aimablement communiqués par Claude Mégessier et Claude Van't Veer).

Fig. 2 Les abondances normales des éléments (d'après A.G.W. Cameron, Space Sci. Rev., 15, 121, 1973), relatives à l'hydrogène. Ces abondances sont celles de la grande majorité des étoiles observées ; ce sont aussi celles des météorites. On voit que l'hydrogène et l'hélium sont de loin les éléments les plus abondants. Les anomalies d'abondance observées dans les étoiles "chimiquement particulières" de la séquence principale (voir encadré 1) peuvent atteindre dans certains cas un facteur 10^6 par rapport aux abondances normales ci-dessus. Même alors, l'hydrogène est toujours l'élément le plus abondant.

Fig. 3 La masse de la zone où le phénomène de diffusion se déroule donne une limite supérieure des anomalies d'abondance possibles. Pour chaque élément, l'anomalie la plus grande observée est indiquée par un point (réf. 3). Les traits verticaux indiquent que tantôt des surabondances tantôt des sous-abondances ont été observées pour cet élément. Les lignes continues indiquent les résultats des calculs de diffusion, pour

les deux groupes d'étoiles Am - Fm et Ap - Bp. Les cercles indiquent des résultats incertains parce que les accélérations radiative et gravitationnelle sont presque égales. Sauf dans ce dernier cas, il y a accord entre la théorie et les observations pour presque tous les éléments. Dans les étoiles Fm- Am, le magnésium (Mg) semble poser un problème mais son observation reste très difficile.

Fig. 4

(a) On montre l'accélération radiative (ici due à la photoionisation) que subissent les atomes de manganèse en fonction de la température de l'étoile. Quand l'accélération radiative, g_{rad} , est plus grande que l'accélération gravitationnelle, g_{grav} , le manganèse peut être poussé vers le haut et il est surabondant à condition que l'atmosphère de l'étoile soit suffisamment stable.

(b) On a indiqué comment varie, en fonction de la température, le pourcentage des étoiles où le Mn est particulièrement surabondant ("WW" : S.C. Wolff and R.J. Wolff, Ap. J., 194, 65, 1974).

194 étoiles ont été observées et groupées en fonction de la température. Comme on s'y attend, la proportion la plus grande des étoiles avec beaucoup de manganèse est observée quand g_{rad} sur le manganèse est le plus grand. De même, on a indiqué le nombre d'étoiles où le manganèse est particulièrement abondant tel que déterminé en 1967 par Sargent et Searle ("SS") dans une étude de 17 étoiles particulières (publiée dans "The Magnetic and Related Stars", Ed. R.C. Cameron, Mono Book Co., Baltimore).

Ces deux études indépendantes suggèrent pour le manganèse la même corrélation entre la force radiative et la surabondance. L'accélération radiative varie en fonction de la température surtout parce que le flux radiatif et l'état d'ionisation du manganèse varient en fonction de la température.

Fig. 5 Mécanisme de séparation des éléments par la diffusion dans une atmosphère stellaire idéalement stable. L'élément lourd α absorbe relativement plus de photons que l'élément léger β : il est poussé vers le haut, alors que l'élément β coule.

Fig. 6 Accélération radiative sur l'hélium-3 pour une abondance ${}^3\text{He}/\text{H} = 5 \cdot 10^{-3}$ (Michaud, Botsenberger et Montmerle, en préparation). Cette accélération doit se calculer en tenant compte (trait plein) de ce que les photons sont surtout absorbés par l'hélium alors qu'il est dans son état neutre (il a alors un grand temps de collision, voir éq. 1) alors même que l'hélium passe la plus grande partie de son temps ionisé. Si on ne tient pas compte de cela (trait interrompu), on obtient une force radiative jusqu'à plus de cent fois trop petite. Ce résultat est important pour le problème des anomalies isotopiques de l'hélium, en particulier pour l'étoile 3 Cen A.

Fig. 7

Description des couches externes des étoiles Fm, Am, Ap et Bp.

Les calculs d'évolution stellaire (réf. 5) indiquent que les étoiles Fm et Am (a) ont probablement une zone convective (voir encadré 3) qui inclut l'atmosphère. Le phénomène de diffusion se déroule en-dessous de la zone convective. Les éléments pour lesquels l'accélération gravitationnelle est plus grande que l'accélération radiative en-dessous de la zone convective "coulent" et sont sous-abondants dans l'atmosphère. Si c'est l'accélération radiative qui domine, l'élément est poussé vers le haut, diffuse du bas de l'enveloppe jusqu'à la zone convective où il est réparti de façon homogène. On observe ainsi une surabondance. D'autre part, les étoiles Ap et Bp (b) ont probablement une atmosphère stable. Les éléments qui diffusent depuis le bas de l'enveloppe jusqu'à l'atmosphère s'accumulent tous dans l'atmosphère, sous l'oeil de l'observateur. Les anomalies sont donc beaucoup plus grandes dans les étoiles Ap - Bp (cas précédent) que dans les étoiles Am - Fm (le dessin ne donne pas les proportions réelles).

LEGENDE FIGURE ENCADRE 2

Un diagramme de Hertzsprung-Russell schématique, sur lequel on a mis en évidence la série principale (avec les masses d'étoiles exprimées en masses solaires), la branche des géantes rouges et, sur le pourtour, différentes autres grandeurs caractéristiques des étoiles. (Le diagramme de base utilisé ici est dû à S.S. Huang, *Scientific American*, Avril 1960). On a aussi fait figurer, de façon très sommaire, le trajet évolutif d'une étoile de 3.2 masses solaires, depuis la contraction du nuage protostellaire jusqu'au stade géante rouge (qui n'est pas le dernier stade de l'évolution des étoiles). La durée des différentes étapes est notée (en années) au voisinage du trajet évolutif (5). On voit, en particulier, qu'une étoile passe la plus grande partie de sa vie au voisinage de la série principale. C'est ce qui explique l'existence de cette série. On a aussi représenté le domaine d'existence des étoiles d'abondances anormales (allant principalement du type spectral B 5 au type spectral F 3).

POUR EN SAVOIR PLUS

Il n'existe pas d'ouvrage traitant de la diffusion des éléments dans les atmosphères stellaires, mais on peut trouver des livres sur la structure des étoiles, d'une part, et sur la diffusion, d'autre part. En particulier (en anglais) :

M. Schwarzschild : Structure and Evolution of the Stars, Dover (New York), 1958) (d'accès assez aisé).

S. Chapman et T.G. Cowling : The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press (Cambridge, 1970).

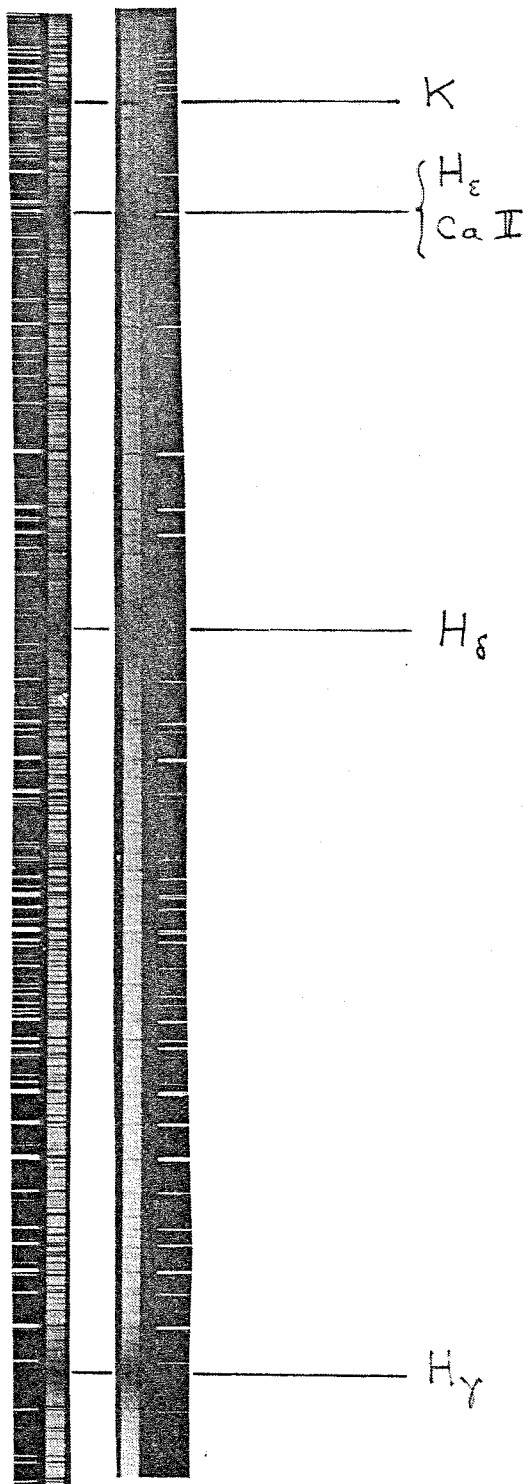
J.H. Ferziger et H.G. Kaper : Mathematical Theory of Transport Processes in Gases, North Holland (Amsterdam, 1972).

(Ces deux derniers ouvrages sont difficiles).

On pourra aussi puiser des informations dans :

J.C. Pecker, E. Schatzman : Astrophysique Générale (Masson, 1959).

J. Audouze, S. Vauclair : L'Astrophysique Nucléaire (Que sais-je ? , 1972).



(a)

(b)

Fig. 1

ABONDANCES RELATIVES A L'HYDROGENE

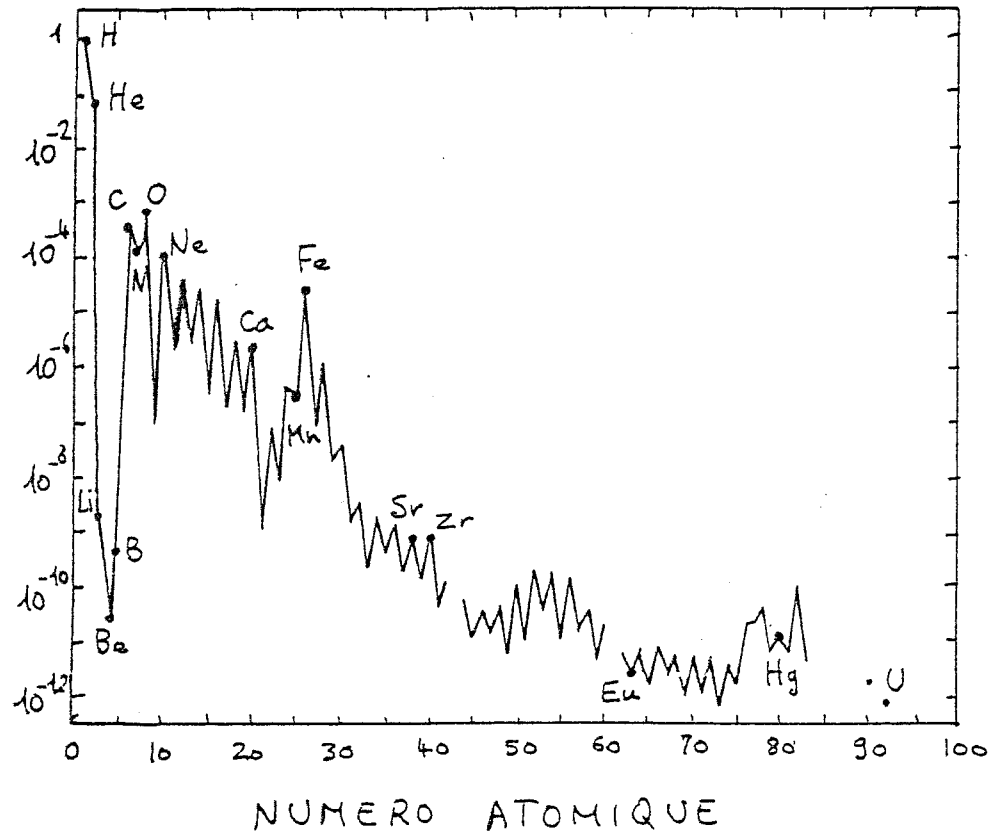


Fig. 2

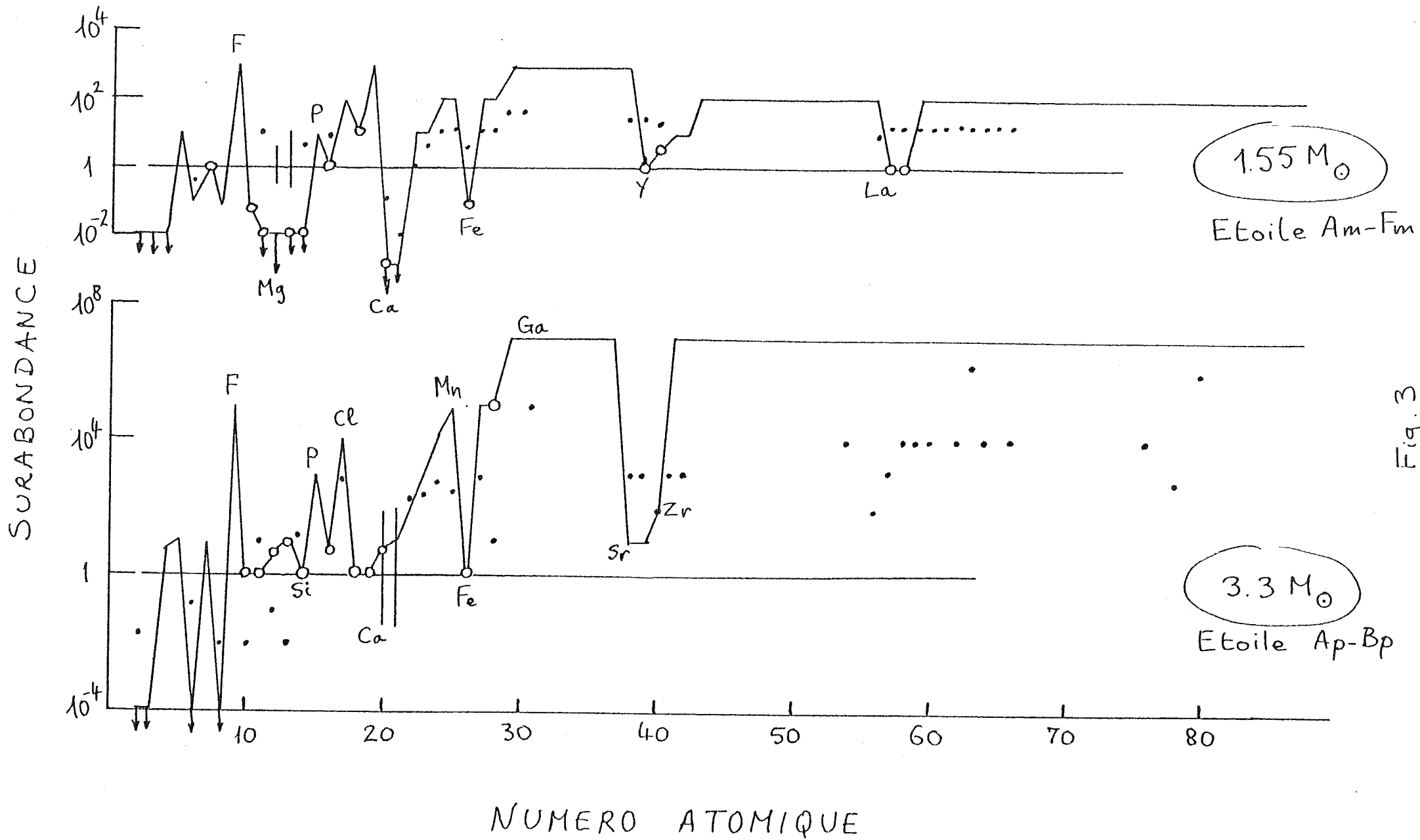


Fig. 3

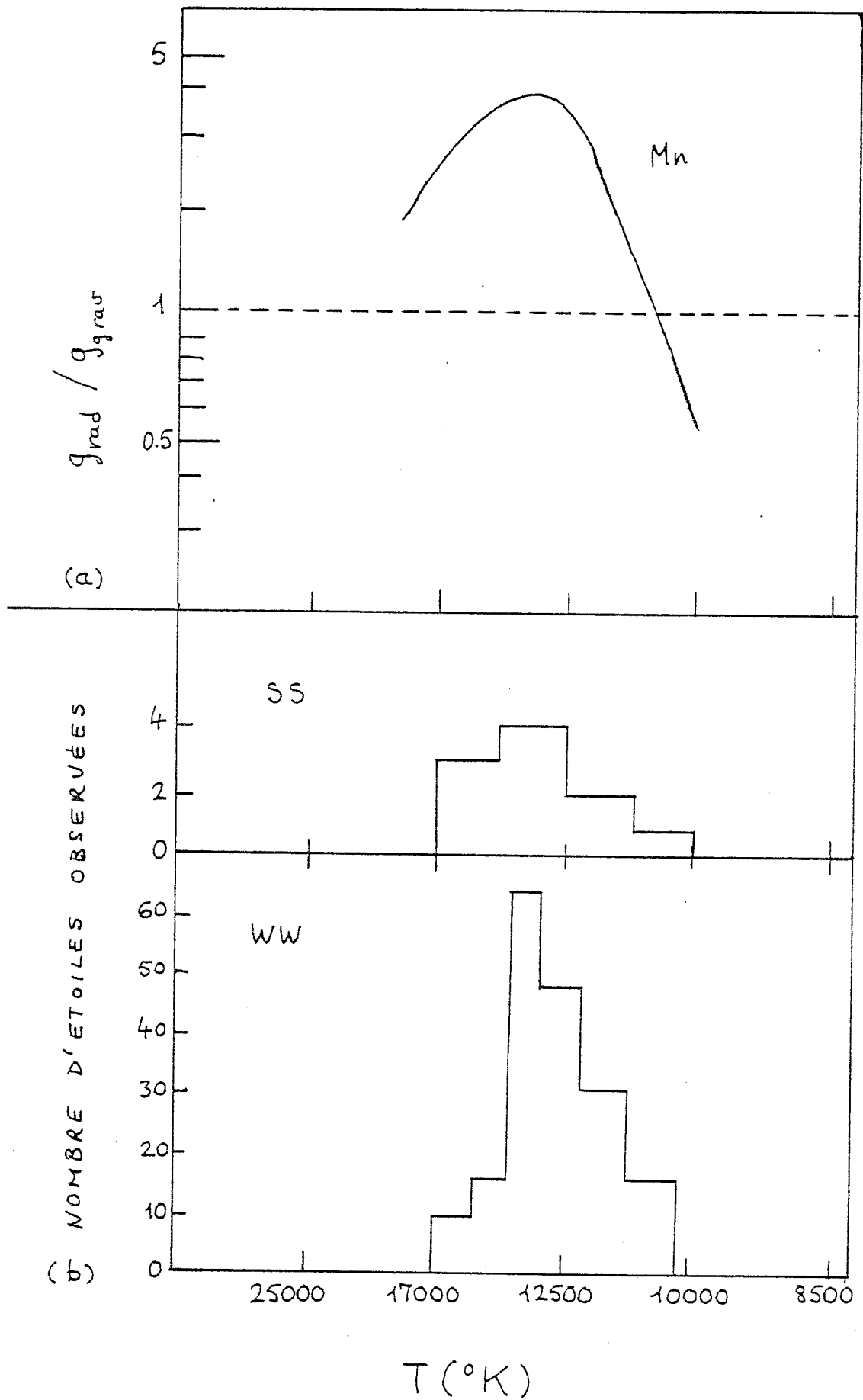
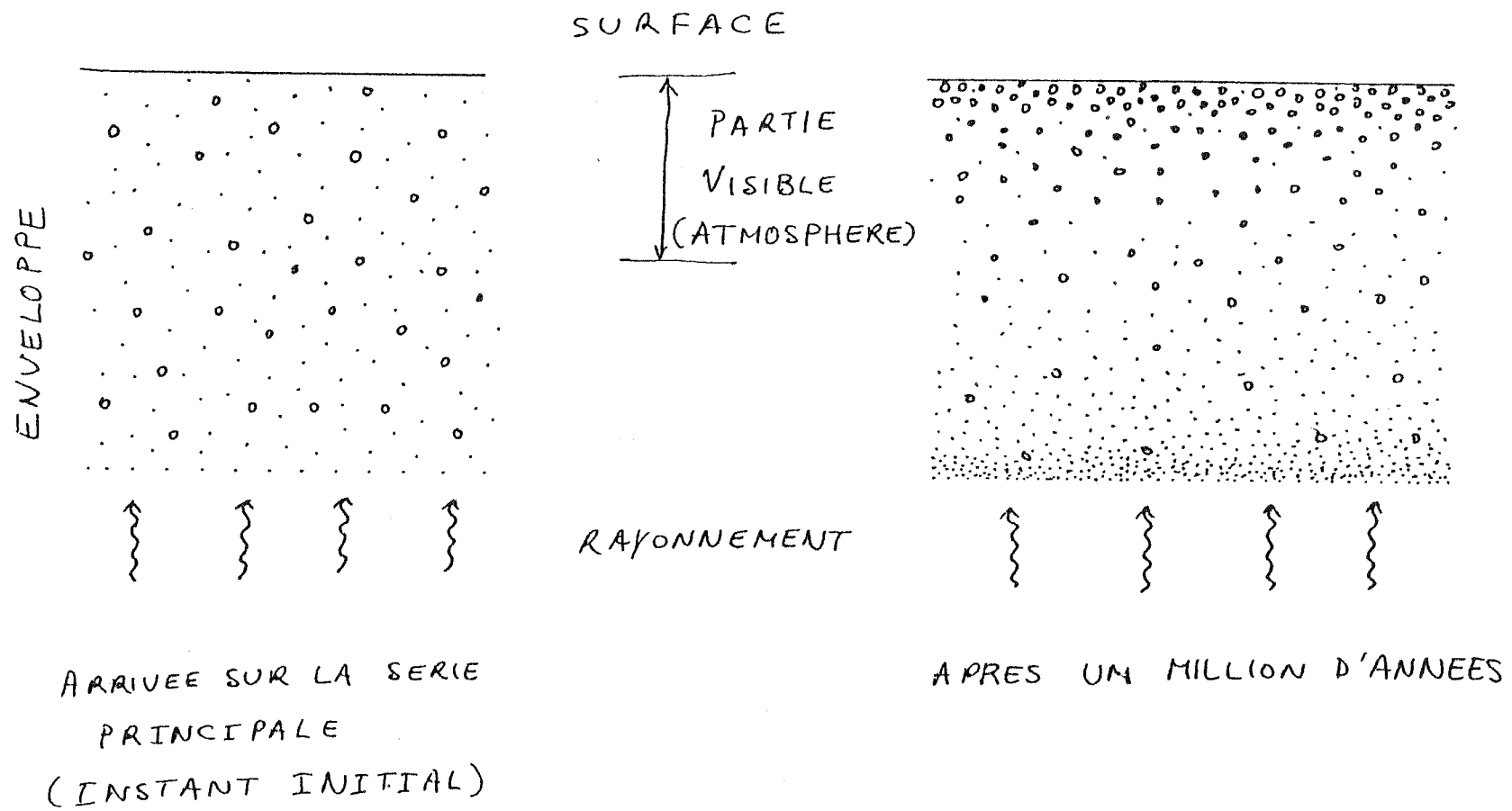


Fig. 4



POUR L'ELEMENT .	$\text{grad} < g$
POUR L'ELEMENT o	$\text{grad} > g$

Fig. 5

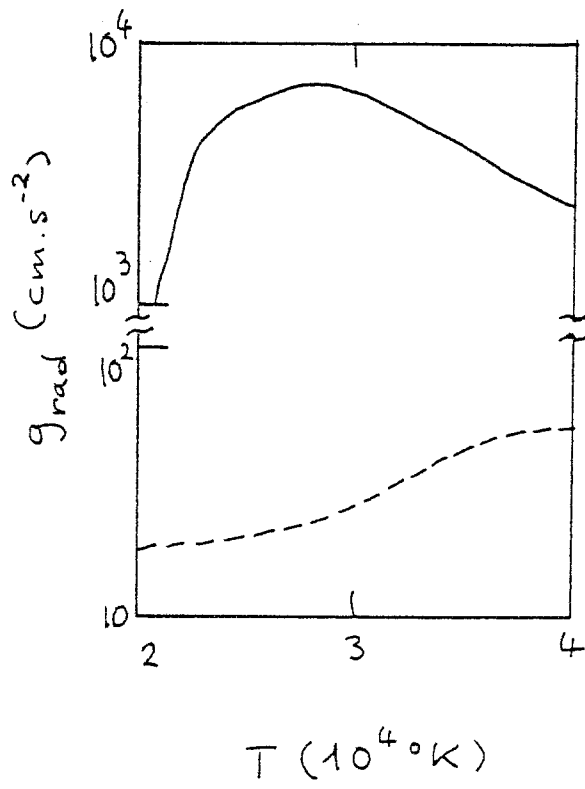
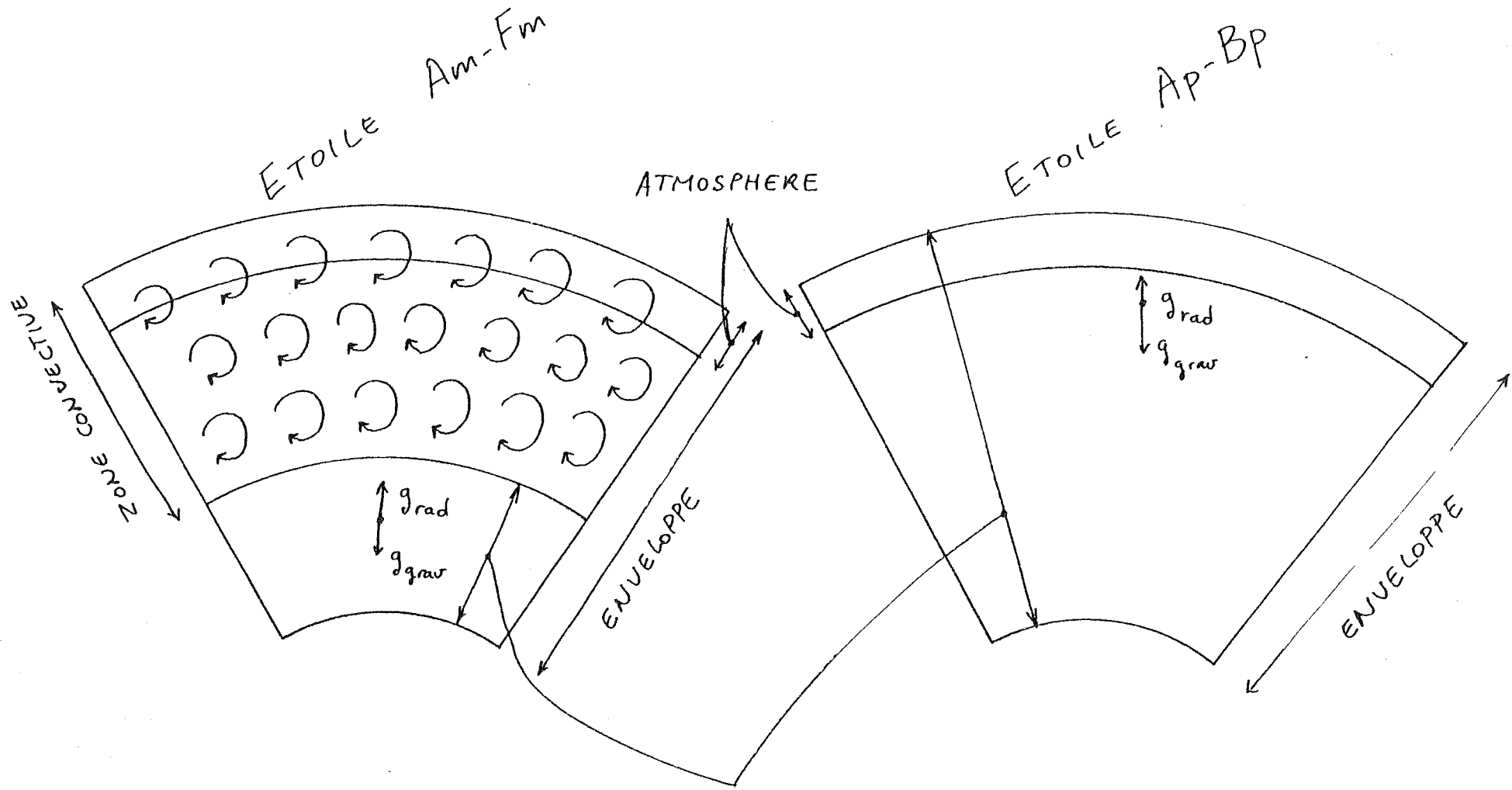


Fig. 6



(a)

ZONE DE DIFFUSION
(STABLE)

(b)

Fig. 7

DIFFUSION IN STARS: IONIZATION AND
ABUNDANCE EFFECTS

THIERRY MONTMERLE AND GEORGES MICHAUD

Reprinted for private circulation from
THE ASTROPHYSICAL JOURNAL SUPPLEMENT SERIES, Vol. 31, No. 3, 1976 July
© 1976. The American Astronomical Society. All rights reserved.

PRINTED IN U.S.A.

LA DIFFUSION DANS LES ETOILES : EFFETS D'IONISATION ET D'ABONDANCE

La diffusion explique l'existence de la plupart des anomalies d'abondances observées dans les étoiles Am, Ap et Bp. Pour pouvoir obtenir des résultats quantitatifs rigoureux, il est nécessaire d'améliorer l'équation de diffusion, pour tenir compte et des effets d'abondance et d'ionisation, et de la "redistribution" de la force radiative atomique sur un élément donné, sur ses différents états d'ionisation. Modifier, par exemple, l'abondance de l'hélium, a pour principal effet de changer le champ électrique existant dans l'étoile : en l'absence d'un tel champ, les électrons flotteraient au-dessus de l'hydrogène (ou de l'hélium) du fait de leur plus petite masse. Le champ électrique compense la moitié de l'accélération de la gravitation sur l'élément le plus abondant, mais maintient les électrons dans l'étoile. Le champ électrique augmente avec la masse de l'élément dominant. Si c'est l'hélium qui domine [$n(\text{He})/n(\text{H}) > 0.5$, ce qui est observé dans les étoiles "riches en hélium"], le champ électrique est assez intense pour éjecter des protons de l'étoile. Le traitement détaillé de l'ionisation partielle impose l'utilisation d'une équation de diffusion par état d'ionisation. Nous montrons en quoi cette équation diffère de l'équation de Aller et Chapman employée habituellement. On doit inclure un nouveau terme pour tenir compte de l'apparition et de la disparition des particules dans un état d'ionisation donné. Nous montrons explicitement comment calculer ce nouveau terme.

Par ailleurs, la redistribution de la force radiative peut conduire dans certains cas à une forte amplification de l'effet de la force radiative atomique sur un élément donné. Lorsque l'élément considéré absorbe les photons alors qu'il n'est pas ionisé, sa mobilité est plus grande et l'effet de la force radiative peut être accru de plus d'un ordre de grandeur. Cet effet doit être inclus même dans les calculs à l'ordre zéro. On discute également la diffusion thermique et on dissipe quelques erreurs existant dans la littérature courante à propos du coefficient de diffusion binaire. En imposant que la vitesse de diffusion (moyennée sur tous les états d'ionisation) tende vers zéro à l'équilibre, nous trouvons les termes correctifs correspondant aux effets précédemment décrits, et nous obtenons ainsi une équation de diffusion valable pour presque toutes les situations astrophysiques. Elle n'est toutefois pas valide si $n(\text{He})/n(\text{H}) > 0.5$. Bien que l'on puisse dès maintenant appliquer cette nouvelle équation en astrophysique, il est encore nécessaire de trouver une démonstration rigoureuse s'appuyant sur la physique statistique.

DIFFUSION IN STARS: IONIZATION AND ABUNDANCE EFFECTS

THIERRY MONTMERLE* AND GEORGES MICHAUD†

Département de Physique, Université de Montréal

Received 1975 August 18; revised 1975 December 30

ABSTRACT

Diffusion explains the existence of most abundance anomalies in Am, Ap, and Bp stars. To obtain reliable quantitative results on these anomalies, it is necessary to improve the diffusion equation, in order to take into account abundance and ionization effects, as well as the redistribution of the atomic radiative force on a given element among its ionization states. The main effect of changing the abundance of, say, helium is in the electric field inside the star: in the absence of an electric field the electrons would float above hydrogen (or helium) because they have a smaller mass. The electric field cancels half of the gravitational acceleration of the most abundant nucleus, but attracts the electrons to the star. The electric field increases with the mass of the dominant element. When He dominates [$n(\text{He})/n(\text{H}) \geq 0.5$, as observed in He-rich stars], the electric field is strong enough to eject protons from the star. The detailed treatment of partial ionization imposes the use of one diffusion equation per state of ionization. We show that this equation is different from the usual Aller and Chapman diffusion equation. A new term must be added to take into account the possible appearance and disappearance of particles from the given state of ionization. We explicitly show how to calculate this new term.

The redistribution of the radiative force, on the other hand, may lead in some cases to a strong enhancement of the effect of the atomic radiative force on a given element. When the photons are absorbed while the element of interest is not ionized, the effect of the radiative force may be increased by more than one order of magnitude because of the large mobility of the absorbing atom. This effect has then to be included even in zeroth-order calculations. Thermal diffusion is discussed, and some confusion in the literature about the correction factor to the binary diffusion coefficient is cleared up. By requiring that the diffusion velocity, averaged over all ionization states, tend to zero at equilibrium, we find the corrective terms that account for the effects described above, thus obtaining a diffusion equation valid in nearly all astrophysical situations. It is not valid, however, if $n(\text{He})/n(\text{H}) \geq 0.5$. Although the new diffusion equation can be applied immediately to astrophysical problems, a rigorous derivation from statistical physics is still needed.

Subject headings: atomic processes — mass loss — stars: abundances — stars: atmospheres — stars: metallic-line — stars: peculiar

I. THE ASTROPHYSICAL CONTEXT

The migration of elements (diffusion) from the envelope to the atmosphere of stars, or vice versa, now appears to be the most likely explanation for the existence of abundance anomalies in B, A, and F main-sequence stars (Michaud 1970; Watson 1970, 1971; Smith 1974). For instance, underabundances of elements like He, Ne, and O, or overabundances of elements like Mn, Sr, Y, Zr, and rare earths, can be explained in this way (Michaud 1970), as well as isotope anomalies of elements like He, Hg, and Pt (Michaud and Vauclair 1972; Vauclair, Michaud, and Charland 1974; Michaud 1973; Michaud, Reeves, and Charland 1974).

This satisfactory agreement obtained between the observed anomalies and those that *can* be created by diffusion is still mainly based on a comparison between radiative and gravitational forces (e.g. Michaud 1970; Watson 1971). In this "zeroth-order" model, an element *can* be observed to be overabundant if, in the atmosphere of the star, the (upward) radiation force is larger than the (downward) gravitational force, bringing the element up to the photosphere and thus giving rise to an *apparent* overabundance—or to an apparent underabundance otherwise. The results given by such a model are not very sensitive to the details of the diffusion equation.

However, when more sophisticated quantitative models are built, some difficulties may appear. A first instance is the He-weak, B-type star 3 Cen A. As computed by Vauclair, Michaud, and Charland (1974), it takes at least 3 times as long as the total lifetime of the star to build the observed ^3He overabundance. But the time scale to build this abundance anomaly is specially sensitive to the details of the envelope model, and to the exact form of the diffusion equation used. A second instance is the case of the He-rich stars. Osmer and Peterson (1974) suggested that in stars with T_{eff} cooler than 18,000 K, the radiation force cannot support He, leading to an underabundance

* On leave from Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France.

† Partially supported by grants from Le Conseil National de Recherches du Canada and Le Ministère de l'Éducation du Québec.

of this element; at 18,000 K the radiation force on ^3He becomes large enough to support a relative overabundance with respect to ^4He , whereas at higher temperatures an overall overabundance of He versus H becomes possible. Though qualitatively attractive, this suggestion seems to contradict the results of Vauclair, Michaud, and Charland (1974). But here He is not a test element, and the diffusion equation used should take it into account.

To see how serious the problem is in such cases, it is thus necessary to study in detail the validity of the diffusion equation under the relevant physical conditions; up to now, this diffusion equation has been in all cases the one given by Aller and Chapman (1960) (their eq. [2.15]), hereafter referred to as the AC equation. More precisely, we will in this paper investigate how this equation is influenced by the fact that He is not a test element, that it should be modified when ionization is taken into account, and that the momentum transmitted to one element by the radiation field should be spread among its various ionization states. Also, some confusion in the literature as regards the binary diffusion coefficient will be cleared up.

Thus the results obtained here will be needed for the detailed calculations that, owing to the satisfactory agreement of the zeroth-order model with observations, one is now justified in making, and which lead to more quantitative comparisons between predicted and observed abundance anomalies.

II. OUTLINE OF THE PAPER

The stellar atmosphere or envelope is assumed to be sufficiently stable for diffusion to take place. The atmosphere is in hydrostatic equilibrium, the diffusion phenomena being only a first-order perturbation of this equilibrium. At the end of the diffusion process, equilibrium for each element must be recovered. Hence equilibrium can be calculated by two methods: using equilibrium equations, or letting the diffusion equations become stationary. Any difference between the results of the two approaches makes necessary a modification to the diffusion equation used.

The first method ("equilibrium method" hereafter) is standard: using the equations of (hydrostatic, thermodynamical, ionization) equilibrium and a stellar model, one can obtain any required parameter at any point in the atmosphere of the star (pressure, concentrations, temperatures, etc.). For instance, in a mixture of n components, assuming that each given element k ($k = 1, \dots, n$) is entirely in one single state of ionization, and neglecting all other effects for the moment, the equation of hydrostatic equilibrium reads separately for each k :

$$-\frac{1}{p_k} \frac{dp_k}{dr} + \frac{\mathcal{F}_k}{kT} = 0. \quad (2.1)$$

$T(r)$ is given by the stellar model. \mathcal{F}_k is the sum of all the forces acting on element k (mass number A_k , charge Z_k):

$$\mathcal{F}_k = -A_k m_p g + Z_k e E + F_k. \quad (2.2)$$

F_k is here *any* force other than gravitational or electrical. It will be called an "external" force, but it may be a radiative force. (We will defer the study of radiative forces until § VI.) The other symbols have their standard meanings.

The second method ("diffusion method" hereafter) is to consider the equilibrium state as the limit toward which the first-order perturbation (diffusion) tends; that is, for instance, to let the diffusion velocities tend to zero when only one state of ionization is present. From Aller and Chapman (1960), assuming that protons are the major constituent of the mixture ($c_i \ll 1$), neglecting thermal diffusion and ionization, and taking eq. (2.2) into account the diffusion velocity w_{pi} of ion i of concentration c_i with respect to the protons is

$$w_{pi} = D_{pi} \left[-\frac{d \ln c_i}{dr} + \frac{\mathcal{F}_i - \mathcal{F}_p}{kT} \right]. \quad (2.3)$$

[We shall assume throughout this paper that hydrogen is fully ionized, in order to avoid difficulties with the choice of the diffusion velocity of the ions in the diffusion method. In practice, we require that $n(\text{H})/n(\text{p}) < 10^{-2}$.]

Thus, if $w_{pi} = 0$ (assumed equilibrium), equation (2.3) gives an expression for $\mathcal{F}_i - \mathcal{F}_p$ (and for $F_i - F_p$ by eq. [2.2]) for any (logarithmic) gradient of concentration c_i . So does equation (2.1). When one compares the forces so obtained by the two methods, one checks the accuracy of the diffusion method, since it is equivalent to a comparison of the equilibrium gradients. $F_i - F_p$ may also be interpreted as the "external" force needed for equilibrium to be realized with given concentration gradients. But rigorously, the equality between $F_i - F_p$ and the corresponding equilibrium is an *identity*, in the mathematical sense of the term, when we *require* $w_{pi} = 0$. Later (§ VI), we shall study physical (radiative) forces, which will allow us to *compute* w_{pi} .

Note, furthermore, that physically, using equation (2.3) is, by equation (2.1), equivalent to saying that the diffusion velocity is proportional to the difference between the actual and equilibrium (logarithmic) pressure gradients $d \ln p_i / dr$ (see Eddington 1930); hence when $c_i \ll 1$, both methods agree.

In fact, with a satisfactory diffusion equation, both methods should always give the same result; any difference is to be interpreted as a deficiency of the diffusion equation used under the corresponding prevailing physical conditions. The basic idea of this paper is thus to compare the results of the two methods under a variety of

physical conditions, and to correct (analytically or numerically) the error which is introduced by using the standard equation of diffusion, i.e. the AC equation defined in § I.

In order to take thermal diffusion, partial ionization, and abundance effects into account, as a first step (§ III) we shall study the electric field in stars. Nonvanishing helium concentration leads to important modifications to the usual electric field, and thus to the diffusion equation, and eventually *implies the existence of mass-loss phenomena*. In order to take thermal diffusion and partial ionization into account, as a second step, we consider a nonzero right-hand side of equilibrium equation (2.1). Thermal diffusion (§ IV) is shown not to be very important in the atmospheric models used, and is treated only approximately. As for partial ionization (§ V), the study of the ionization equilibrium leads to a corrective term in the AC equation, while abundance effects are accounted for by a semiempirical correction factor depending on the ionization state. How a given radiative force should be spread among the various states of ionization of an element is examined in a third and last step (§ VI); it is shown that the redistribution process can enhance the effect of radiative forces by more than one order of magnitude. A discussion of the diffusion equation we propose to use and its validity in astrophysical situations is presented in § VII; the problem of corrections to the first approximation to the binary diffusion coefficient is also briefly settled.

Before beginning the next section, it is useful to define more carefully some notations already used and to make preliminary computations and simplifying assumptions.

In practice, we consider a mixture of hydrogen, assumed to be mainly in the form of protons (index p), of electrons (index e), and of an ion (index i , corresponding to a given ionization state: $i = 0, 1, \dots$). Other ions may be present as well, but we shall restrict ourselves for the diffusion method to the case of one ion only. For diffusion, we shall consider sets of binary mixtures (p - e , p - i , etc.) for which the concentration is defined with respect to the sum of the two corresponding constituents only. For instance, the already mentioned concentration of ion i with respect to protons, c_i , will be defined by

$$p_i = c_i(p_p + p_i),$$

or

$$p_i = \frac{1}{2} \left[\frac{c_i p}{1 + \frac{1}{2} c_i (Z_i - 1)} \right], \quad (2.4)$$

p being the total pressure, and taking electrical neutrality (§ III) into account. Hence, with the help of equation (2.2), the hydrostatic equilibrium equation (2.1) is

$$-\frac{d \ln c_i}{dr} - \frac{d \ln p}{dr} + \frac{A_i m_p g}{kT} + \frac{Z_i e E}{kT} + \frac{F_i}{kT} + \Gamma(c_i) = 0, \quad (2.5)$$

with

$$\Gamma(c_i) = \frac{d}{dr} \ln [1 + \frac{1}{2} c_i (Z_i - 1)]$$

[so $\Gamma(c_i) \rightarrow 0$ for $c_i \rightarrow 0$, and $\Gamma(c_i) = 0$ when $Z_i = 1$ for any c_i].

To make things more definite and because it is the simplest case, we will set

$$\frac{d \ln c_i}{dr} = 0. \quad (2.6)$$

This situation prevails when a stellar atmosphere just becomes stable in the course of its evolution; it can be considered as an initial condition to study how the star will evolve afterward and, for instance, to compute times for a given element to reach hydrostatic equilibrium. Condition (2.6) corresponds also to usual calculations of stellar atmospheres, thus allowing already published results to be readily used in what follows. Note, then that for any c_i , $\Gamma(c_i) = 0$. For the following discussion, helium will be considered in its various ionization states (indices $i = 0, 1, 2$, respectively); the corresponding abundance (by number) will be denoted by γ_i :

$$\gamma_i = \frac{p_i}{p_p} = \frac{c_i}{1 - c_i}. \quad (2.7)$$

Finally, in the study of thermal diffusion (§ IV), we will need the concentration c_i^* of ion i with respect to the whole mixture (i.e., not only with respect to protons), defined by

$$p_i = c_i^* p. \quad (2.8)$$

III. THE ELECTRIC FIELD IN STARS

Under the pull of gravity, a mixture of protons, ions, and electrons tends to settle into an exponential pressure distribution for each component, but the characteristic height is of the order of, or greater than, 2000 times smaller for protons and ions (respectively) than for electrons. As a consequence, electric charges tend to be separated, giving rise to an electric field E , which in turn acts on the charged particles.

The main features of the electric field in stars made of hydrogen and helium will be given, leading in particular to the possibility of mass-loss phenomena. General expressions will first be derived allowing for abundance effects, and, as outlined in § II, the results of equilibrium will be inserted into the diffusion equation.

a) *The Role of Electron Diffusion*

When the electric field E is computed by the equilibrium and diffusion methods, the results agree only when $\gamma_i \rightarrow 0$. Thus a first modification to the AC equation will be to include the electric field given by the equilibrium method.

Even if the medium is not actually in equilibrium, since the electric field E has to maintain an almost perfect electrical neutrality (see next subsection),

$$\frac{dp_p}{dr} + \sum_i Z_i \frac{dp_i}{dr} - \frac{dp_e}{dr} = 0. \quad (3.1)$$

Anticipating the discussion on diffusion, it is straightforward to show (e.g., Chapman and Cowling 1970) that the diffusion coefficients for electrons with respect to protons and ions, D_{ep} and D_{ei} , are $\sim (m_p/m_e)^{1/2} = 40$ times greater than the diffusion coefficient for ions with respect to protons, D_{pi} .

This has two consequences. First, the electrons relax to hydrostatic equilibrium much more rapidly than protons or ions, so that always,

$$\frac{1}{p_e} \frac{dp_e}{dr} = -\frac{m_e g}{kT} - \frac{eE}{kT}. \quad (3.2)$$

Thus, for any actual gradients, the electric field E locally satisfies

$$-\frac{p_e e E}{kT} = \frac{p_e m_e g}{kT} + \frac{dp_p}{dr} + \sum_i Z_i \frac{dp_i}{dr}. \quad (3.3)$$

Equation (3.3) is the general equation giving the electric field in stars. However, since we are interested in the equilibrium state to which the medium tends to relax, we will assume that E is always close to its equilibrium value. To what extent this is true will be seen in the next section.

The second consequence of the fact that $D_{pe} \gg D_{pi}$ is that, except for thermal diffusion phenomena (which can be added to the right-hand side of eq. [3.3]), electron diffusion has in fact no influence on p - i diffusion: a displacement of ions is almost immediately followed by a corresponding displacement of electrons.

b) *The Electric Field at Equilibrium*

In general, the electric field is determined by the assumed electrical neutrality condition, as already mentioned. We will first examine this assumption more closely, and then compute the electric field in a stellar atmosphere in hydrostatic equilibrium, with special attention to abundance effects when helium is present.

Let us first briefly examine the case of pure ionized hydrogen in a steady-state equilibrium. The equilibrium equation is, in addition to equation (3.2),

$$\frac{d \ln p_p}{dr} = -\frac{m_p g}{kT} + \frac{eE}{kT}. \quad (3.4)$$

The electric field E arises in fact from a certain (small) volume charge. Assuming that $p_p \approx p_e$, the electric field for ionized hydrogen is given approximately by

$$eE = \frac{1}{2}(m_p - m_e)g. \quad (3.5)$$

About half of the weight of the protons is thus supported by the electric field E . However, this fact is seldom mentioned in practice. It is the use of the reduced-mass concept that takes care of the electric field, since it allows one to compute the gradients of the total pressure (which does not contain E) by implicitly assuming electrical neutrality. For the total pressure gradient, one then obtains the usual expressions involving the reduced mass.

The volume charge giving rise to E has been studied by various authors (e.g., Milne 1924; Eddington 1930; Wildt 1936; Schatzman 1947; Montmerle 1975). It has been shown to be indeed very small, except in the very outer layers of the stellar atmosphere. The star in fact has a net charge \mathcal{Q} up to the point where these layers

merge with the interstellar medium. As an estimate, it is easy to show that this charge, for a star made up of \mathcal{A} baryons, is given by

$$\frac{\mathcal{Q}}{\mathcal{A}} \approx \frac{1}{2} \frac{m_p^2 G}{e^2} \approx 10^{-37}.$$

A closer analysis (Montmerle 1975) shows that, at the center of the star (with $\delta p_+ = p_p - p_e$), the volume charge is given by

$$\left(\frac{\delta p_+}{p} \right)_{\text{center}} \approx \frac{1}{2} \frac{m_p^2 G}{e^2}, \quad (3.6a)$$

and, in the atmosphere, at a distance r from the center, by (roughly)

$$\left(\frac{\delta p_+}{p} \right)_{\text{atm}} \approx \frac{1}{6} \frac{m_p^2 G \langle \rho \rangle_r}{e^2 \rho_r}, \quad (3.6b)$$

where $\langle \rho \rangle_r$ stands for the average density of the star up to radius r , ρ_r being the local density at r . Thus the excess (positive) charge *increases* outward, until one reaches a number density $n \approx 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ (for a solar-type star), where Milne (1924) has shown that the electric field lines end. Since, however, the interstellar medium number density is $\sim 1 \text{ cm}^{-3}$, the assumption of a star alone in space and without any motions in its outer atmosphere cannot be valid that far out; some charges must be distributed around $n \approx 1 \text{ cm}^{-3}$, and unstable motions should exist. To cancel the total charge at this point, one needs $\sim 10^{-3}$ electrons cm^{-2} .

Now let us see what happens when helium is present in any ionization state and in an (*a priori*) arbitrary concentration; for simplicity in the equilibrium equations, hydrogen is supposed to be fully ionized.

First assume that one ionization state is dominant and that the medium is in hydrostatic equilibrium. (Helium will be denoted by He [pressure p_i , i undefined] if this state is left undefined, by He^0 , He^+ , or He^{++} otherwise [pressures p_0 , p_1 , p_2 , respectively].) Then, if Z_i is the charge of He, one has, in addition to equations (3.2) and (3.4),

$$\frac{1}{p_i} \frac{dp_i}{dr} = -\frac{A m_p g}{kT} + \frac{Z_i e E}{kT}. \quad (3.7)$$

Here also it has been verified that the electrical neutrality condition holds to about the same accuracy as for the pure hydrogen case (see Montmerle 1975), leading to

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = -\frac{m_p g}{2kT} \frac{1 + A\gamma_i}{1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)\gamma_i} \equiv -\frac{\mu g}{kT}, \quad (3.8)$$

neglecting m_e with respect to m_p . The relevant electric field E_s is then given by

$$eE_s = \frac{1}{2} m_p g \frac{1 + AZ_i \gamma_i}{1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)Z_i \gamma_i}. \quad (3.9)$$

Equation (3.9) is the limiting case of equation (3.3) when helium and hydrogen are completely separated.

Another important case is when, because of turbulence or convection, hydrogen and helium are completely mixed. The helium concentration is then constant, and the hydrogen-helium mixture being in hydrostatic equilibrium, one has, in addition to equation (3.2) and instead of equation (3.7),

$$\frac{1}{(p_p + p_i)} \frac{d(p_p + p_i)}{dr} = -\frac{\mu' g}{kT} + \frac{Z_i' e E}{kT}. \quad (3.10)$$

In equation (3.10), μ' is the equivalent mass of the mixture, with charge Z_i' , i.e.,

$$\mu' = m_p \frac{1 + A\gamma_i}{1 + \gamma_i} \quad (3.11)$$

(hence different from μ). Similarly,

$$Z_i' = \frac{1 + Z_i \gamma_i}{1 + \gamma_i}. \quad (3.12)$$

Of course, here again $d \ln p/dr$ is given by equation (3.8). The electrical neutrality condition is the same as before, and leads to the corresponding electric field E_m given by

$$eE_m = \frac{1}{2}m_p g \frac{1 + A\gamma_i}{1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)\gamma_i} = \mu g \quad (3.13)$$

(not $\mu'g$). This case has (implicitly) already been investigated by Schatzman (1958). Equation (3.13) is the limiting case of equation (3.3) when hydrogen and helium are completely mixed.

Although it is formally sufficient to replace $Z_i\gamma_i$ in E_s by γ_i in E_m , note that (a) when He^0 dominates, whereas E_s remains the same for any γ_0 , eE_m can reach values up to $Am_p g$; (b) when $Z_i \neq 0$, E_s remains of the same order as E_m for any γ_i ; (c) in both cases, (eqs. [3.9] and [3.13]), $eE/m_p g$ can be greater than 1, which means that electrical forces may succeed in overcoming the pull of gravity for protons, giving rise eventually to an unstable situation (leading to stellar winds, for instance) in which equilibrium equations (3.7) or (3.10) do not apply anymore. (The only exception is ionized ^3He , which, in any concentration, will never succeed in forcing H to escape.) Thus we suggest looking for *mass-loss phenomena* in He-rich stars. Perhaps the observation of a circumstellar hydrogen shell around σ Ori E (Walborn 1974) is an indication of their occurrence. In practice, this situation does not arise until values of $\gamma_i \geq 0.5$ are reached; this sets an upper limit on the concentration for the validity of the following study. [Note that the term $\Gamma(c_i)$ appearing in eq. (2.4) can then always be neglected, except for $Z_i \gg 1$, which will not be the case in what follows.]

In § V, we examine the effects of partial ionization on these results.

c) The Diffusion Equation

A first modification to the AC equation is to insert the electric field E deduced from equilibrium equations.

Again neglecting thermal diffusion and considering ions in one definite ionization state, the general equation of diffusion for a binary mixture (Chapman and Cowling 1970) of protons and ions, subjected only to gravitational and electrical forces, may be written, for any proportion of ions (A, Z_i)¹:

$$w_{pi} = D_{pi}(1 + \gamma_i) \left(-\frac{1}{c_i} \frac{dc_i}{dr} + \frac{A-1}{1+A\gamma_i} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} - \frac{A-Z_i}{1+A\gamma_i} \frac{eE}{kT} \right). \quad (3.14)$$

When $A\gamma_i \ll 1$, this reduces to the AC equation (§ II). We then take into account (with $m_e \ll m_p$) the electric field computed from the AC equation applied to p - e diffusion (see Aller and Chapman 1960) and given by

$$\frac{eE}{kT} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \quad (\gamma_i \ll 1), \quad (3.15)$$

when thermal diffusion is neglected. It can be easily verified that equation (3.5) is obtained for ionized hydrogen by setting $w_{pe} = 0$. Thus, in this simple case, diffusion is rigorously compatible with equilibrium.

Now add some ions, with abundance γ_i with respect to protons, and write the electric field as

$$\frac{eE}{kT} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} K(\gamma_i, Z_i). \quad (3.16)$$

If protons and ions are separated (index s), equations (3.8), (3.9), and (3.16) give

$$K_s(\gamma_i, Z_i) = \frac{(1 + AZ_i\gamma_i)[1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)\gamma_i]}{[1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)Z_i\gamma_i](1 + A\gamma_i)} \quad (3.17)$$

For helium, except for He^0 , K_s is always close to 1 (within 20 percent for He^{++} , rigorously for He^+). For highly ionized heavy ions, K_s is just about equal to 1.

If protons and ions are mixed (index m), one has from equations (3.8), (3.13), and (3.16),

$$K_m(\gamma_i, Z_i) = 1. \quad (3.18)$$

Consequently, E_s and E_m are always within 20 percent of each other (except for He^0) (see Fig. 1).

¹ We stress here that the so-called "test-particle" hypothesis is *never* needed in *mathematical* diffusion theories (see Chapman and Cowling 1970; Ferziger and Kaper 1972). However, large abundances of ions modify the electric field and ionization effects but not (Chapman and Cowling 1970; Ferziger and Kaper 1972) the first approximation to the binary diffusion coefficient. On the uncertainty of this approximation, see § VII and Appendix E.

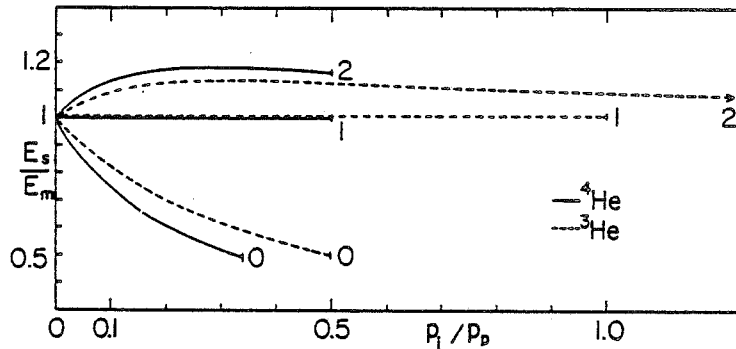


FIG. 1.—The ratio between E_m and E_s . E_m is the electric field when, in a stellar atmosphere, ionized hydrogen and helium (^3He or ^4He) are mixed (by convection or turbulence), and E_s is the electric field when they are separated (hydrostatic equilibrium). The states of ionization i of helium are labeled 0, 1, 2. The curves stop where the concentration p_i/p_p is such that electrical forces overcome gravity on protons.

Since we are here mainly interested in the equilibrium state toward which the atmosphere tends, the relevant electric field will be the one corresponding to separate components, E_s (henceforth denoted simply E). Then the AC equation takes the form

$$w_{pi} = D_{pi}(1 + \gamma_i) \left[-\frac{1}{c_i} \frac{dc_i}{dr} + \frac{(A - 1) + K(\gamma_i, Z_i)(A - Z_i)}{(1 + A\gamma_i)} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \right], \tag{3.19}$$

with $K(\gamma_i, Z_i)$ given by equation (3.17). It tends to the familiar form for $A\gamma_i \rightarrow 0$. Equation (3.19) will be modified further in § V.

IV. THERMAL DIFFUSION

A rather simple treatment leads to interesting results on thermal diffusion, including abundance effects. In particular, some problems related to the thermal diffusion coefficients used in the AC equation are cleared up here on physical grounds.

The equation of hydrostatic equilibrium (2.1) reads, for a mixture of fully ionized gases when thermal diffusion is taken into account,

$$-\frac{1}{p_k} \frac{dp_k}{dr} + \frac{\mathcal{F}_k}{kT} = \sum_l \alpha_{lk} c_l^* \frac{d \ln T}{dr}, \tag{4.1}$$

in which c_k^* is the actual concentration of element k with respect to the medium, defined by equation (2.8), and α_{lk} is the thermal diffusion coefficient, < 0 if element l tends to go toward hotter regions with respect to element k , satisfying (see Chapman and Cowling 1970)

$$\alpha_{kl} = -\alpha_{lk}, \tag{4.2}$$

$$\sum_k \sum_l \alpha_{kl} c_k^* c_l^* = 0. \tag{4.3}$$

Let us first discuss the effect of thermal diffusion on the electric field when $\gamma_i \ll 1$. Taking into account the electrical neutrality of the medium, we find the total pressure gradient $d \ln p/dr$ to be the same as before (eq. [3.8]), using equation (4.3). On the other hand, with the help of equation (4.2), one finds

$$\frac{eE}{kT} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} + \frac{1}{2} \alpha_{pe} \frac{d \ln T}{dr} \quad (\gamma_i \ll 1), \tag{4.4}$$

which is precisely the result obtained for the diffusion method by Aller and Chapman (1960). The introduction of this electric field into the diffusion equation of ions and protons (Aller and Chapman 1960) leads to an erroneous thermal diffusion term (Burgers 1960; Chapman 1962). We will now give the physical reason for this.

Assume that the diffusion velocity w_{pi} is proportional to the difference between the actual and equilibrium (logarithmic) pressure gradients of ion i (Eddington 1930; see also § II):

$$w_{pi} = -D_{pi} \left[\left(\frac{d \ln p_i}{dr} \right)_{\text{act}} - \left(\frac{d \ln p_i}{dr} \right)_{\text{eq}} \right]. \tag{4.5}$$

(The minus sign in front of D_{pi} is to agree with standard notations.) Since for a heavy ion, $m_p \ll m_i$, as well as $m_e \ll m_i$, and $|Z_p| = |Z_e| = 1$, one finds, from Chapman and Cowling (1970),

$$\alpha_{pi} \approx \alpha_{ei}, \tag{4.6}$$

and equation (4.5) gives

$$w_{pi} = D_{pi} \left[-\frac{d \ln c_i}{dr} + \frac{d \ln p}{dr} (2A - Z_i - 1) - \frac{1}{2} \alpha_{ep} (Z_i - 1) \frac{d \ln T}{dr} - (\frac{1}{2} \alpha_{ep} - \alpha_{pi}) \frac{d \ln T}{dr} \right] \tag{4.7}$$

($A\gamma_i \ll 1, A \gg 1$).

In this expression, apart from the Z_i -term, the α_{ep} terms cancel out. Physically, this means that the electric field caused by thermal diffusion just cancels the effect of thermal diffusion on the pressure gradient of protons. This explains why A does not multiply the temperature gradient as in the AC equation. Finally, taking α_{ep} and α_{pi} from Chapman (1958), equation (4.7) becomes

$$w_{pi} = D_{pi} \left[-\frac{d \ln c_i}{dr} + \frac{d \ln p}{dr} (2A - Z_i - 1) + \frac{2.65fZ_i^2 - 0.804Z_i}{T} \frac{dT}{dr} \right] \tag{4.8}$$

(compare with the AC equation; note that Aller and Chapman's [1960] term $2A - Z - 1$ is erroneously quoted as $A - Z/2$ in the account they give [p. 467] of Burgers's [1960] work). However, this simple derivation is unable to explain the factor $3.45Z^2$ in place of $2.65Z^2$ (Burgers 1960).

Now equation (4.8) has been obtained for $A \gg 1$ and $c_i \ll 1$ (more rigorously, $A\gamma_i \ll 1$). In the case of helium, both these simplifications fail. The general expressions given in Appendix A are then required. Figure 2 gives α_{pi} and α_{ei} for ^3He and ^4He both once and twice ionized; they show a weak dependence on A , although here α_{pi} is different from α_{ei} . The difference between the two ionizations is almost proportional to Z^2 . Figure 2 also gives α_{pi} and α_{ei} for $^{16}\text{O}^+$; it is found that $\alpha_{pi} = \alpha_{ei}$ in this case.

In the diffusion equation, with respect to the case $\gamma_i \ll 1$, the $(d \ln T/dr)$ -term is reduced by ~ 45 percent for $\gamma = 0.45$ and ~ 20 percent for $\gamma = 0.15$. Thus modifications due to a nonnegligible abundance go in the direction of a lower thermal diffusion coefficient.

From Burgers (1960) we add 0.8 to the modified Aller and Chapman's coefficient, but how this further modification could vary with A and γ_i is unclear at present.

Thus it appears that the coefficient of $d \ln T/dr$ in the equation of diffusion never exceeds that of Aller and Chapman (1960) or of Burgers (1960), being eventually much smaller. Since, in the stellar atmosphere models we

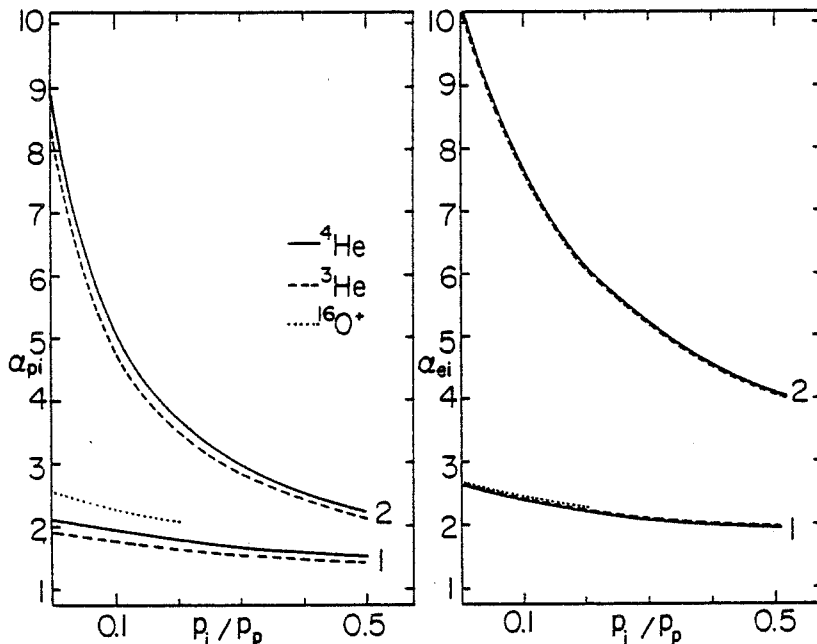


FIG. 2.—Thermal diffusion coefficients α_{pi} and α_{ei} as a function of the ion concentration, from Chapman and Cowling (1970). For helium, the curves are labeled according to the ionization state as in Fig. 1. Another ion, $^{16}\text{O}^+$, was chosen to illustrate that $\alpha_{pi} \approx \alpha_{ei}$ for heavy ions. For ions of charge Z , α_{pi} and α_{ei} are essentially proportional to Z^2 ; the curves cannot be used for $Z = 0$, since another interaction potential is needed in this case.

use, the usual thermal diffusion term never exceeds 10 percent of the other terms, we shall not discuss it any further. (In fact, in § V, for a helium abundance of 0.15, this term can even be as low as $\sim 3\%$ of the others). On the other hand, the above calculations are not valid for He^0 , and its treatment would deserve a special study.

It seems to us that the thermal diffusion term would deserve a more elaborate treatment with statistical physics methods (Chapman and Cowling 1970) to rederive the Burgers (1960) results and to study the case where A is not very large, where γ_i is not small, and where there are several states of ionization simultaneously present. Such a problem is, however, outside the scope of the present paper.

V. PARTIAL OR MULTIPLE IONIZATION

We now use the equilibrium method to correct the diffusion equation when ionization is taken into account. When we add abundance effects, the physics become less simple and we obtain only a semiempirical correction term. Nevertheless, the diffusion equation finally obtained gives in practice a correct account of all situations, when checked against detailed results obtained by the equilibrium method. We first give the basic equations, then obtain the correction for ionization effects alone (eq. [5.6]), then abundance effects alone (eq. [5.15]), then combine all effects into an equation averaged over all ionization states (eq. [5.19]), and into simultaneous diffusion equations (eq. [5.23]).

a) Basic Equations for Equilibrium and Diffusion

The equilibrium of a stellar atmosphere made up of a mixture of n gases in chemical equilibrium (in particular in ionization equilibrium) has been studied by Wildt (1936, 1937). Following essentially his treatment, we write the hydrostatic equilibrium equations (2.1) with a right-hand side due to partial or multiple ionization in the form

$$-\frac{1}{p_k} \frac{dp_k}{dr} + \frac{\mathcal{F}_k}{kT} = -\phi_k \quad (k = 1, 2, \dots, n), \quad (5.1)$$

or

$$\frac{1}{p_k} \frac{dp_k}{dr} = \phi_k - \frac{A_k m_p g}{kT} + \frac{Z_k e E}{kT}, \quad (5.2)$$

in the absence of an "external" force F_k (i.e., other than gravitational or electrical; see eq. [2.2] and corresponding paragraph). Hydrostatic equilibrium implies

$$\sum_{k=1}^n p_k \phi_k = 0. \quad (5.3)$$

If the equilibrium constant of the l th reaction (which has stoichiometric coefficients a_{kl}) is $K_l(T)$, the law of mass action, here Saha's equation, states:

$$\sum_{k=1}^n a_{kl} \ln p_k = \ln K_l(T) \quad (l = 1, 2, \dots, n).$$

This implies:

$$\sum_{k=1}^n a_{kl} \phi_k = \frac{d \ln K_l(T)}{dr}. \quad (5.4)$$

Finally, using conservation equations (total mass, elements, charge) and assuming no net flux of mass or charge, the ϕ_k 's are the solution of a system of n linear equations of the form:

$$\sum_{k=1}^n A_{kl} \phi_k = B_l \quad (l = 1, 2, \dots, n), \quad (5.5)$$

where B_l is a function of $K_l(T)$. Thus the ϕ_k 's provide a convenient way to take partial ionization into account in the equilibrium method. (For more details, see Wildt 1936, 1937; Montmerle 1975; the case of a mixture of hydrogen and helium is explicitly treated in Appendix B.) Note that, when k is an ionization state dominantly present, $\phi_k = 0$. This treatment can be extended to the case where "external" forces F_k are present (see § VI); the ϕ_k 's are then different.

As can be seen from equation (5.1), the ϕ_k 's can be physically understood as a "source" term; more precisely as the algebraic sum of "created" particles (appearing in a given state k) and "absorbed" particles (disappearing from state k), as the flux goes from r to $r + dr$. In that sense, as already noted by Wildt (1936), the ϕ_k 's are proportional to a diffusion velocity related to partial ionization. They modify the corresponding equilibrium gradients

when an element gets partially ionized. Equation (5.3) then means that there is no net flux of particles due to ionization, i.e., that hydrostatic equilibrium is unchanged (for the whole mixture) by ionization.

Thus (and this can be shown as well by applying the same method as in § IV), this term should also be taken into account in the diffusion equation; for a mixture of protons and ions in low abundance, the AC equation becomes, when thermal diffusion is neglected,

$$w_{pi} = D_{pi} \left[-\frac{d \ln c_i}{dr} + \phi_i + (2A - Z_i - 1) \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \right], \quad (5.6)$$

where ϕ_i is, in reality, $\phi_i - \phi_p$, but $\phi_p = 0$ when hydrogen is fully ionized. Rigorously, since ϕ_i is deduced from equilibrium, equation (5.6) is valid only if w_{pi} is computed at equilibrium. This is consistent with the approach chosen for the electric field (eq. [3.19]). The final equations are then consistent with equilibrium, and the velocity equation is a first-order correction to equilibrium. We neglect the second-order correction to equilibrium, i.e. first-order corrections to factors like ϕ_i .

The diffusion equation (5.6) will be used here for the diffusion method; the role played by ϕ_i will be illustrated by using this equation with and without it. Approximate analytical expressions for ϕ_i , in the case of an ion in a low abundance and with two ionizations (like helium), and assuming that hydrogen is fully ionized, are given in Appendix B.

The following discussion will deal with a mixture of hydrogen and helium, but it can obviously be extended to other elements or even to a more complicated mixture (e.g., hydrogen + helium + heavy ions) without difficulties other than computational.

With the same notations as before, the electric neutrality condition (still verified to a very high degree of accuracy; see Montmerle 1975) reads:

$$p_p + p_1 + 2p_2 = p_e. \quad (5.7)$$

Indices p , H , 0 , 1 , 2 , and e are used respectively for p , H , He , He^+ , He^{++} , and electrons. The electric field computed from equilibrium (eq. [5.1]) is then given by (with $m_e \ll m_p$; see also Appendix B)

$$\frac{eE}{kT} = \frac{1}{2} \frac{m_p g}{kT} \frac{1 + A\gamma_1 + 2A\gamma_2}{1 + \gamma_1 + 3\gamma_2} - \frac{1}{4} \frac{\phi_1 \gamma_1}{1 + \gamma_1 + 3\gamma_2}. \quad (5.8)$$

It splits into two parts: the first one is the same as the one obtained for a fully ionized mixture (see eq. [3.9]); the second one accounts for the fact that He^+ and He^{++} are not independent constituents (multiple ionization). When only He^+ is present, $\phi_1 = 0$; when only He^{++} is present, $\gamma_1 = 0$.

The total pressure gradient is given by

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{m_p g}{kT} \frac{1 + A(\gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2)}{1 + \frac{1}{2}\gamma_0 + \gamma_1 + \frac{3}{2}\gamma_2}, \quad (5.9)$$

which is a generalization of equation (3.8) for all ionization states (but assumes that hydrogen is completely ionized; see also Appendix B).

b) Abundance and Ionization Effects

Let us now compare the gradients computed by the equilibrium and diffusion methods, when partial or multiple ionization is important. As a first step, hydrogen being fully ionized, assume once more that helium is in one state of ionization only (He^0 , He^+ , or He^{++}). The gradients will be represented by the force, F_i (or equivalently by the acceleration, or force per unit mass F_i/Am_p) needed on that state, i , in order that its concentration remain constant. As discussed in § II, F_i (here standing for $F_i - F_p$ of § II) may be interpreted as a force or as an equilibrium gradient. The accelerations obtained by the equilibrium method and by the diffusion method will be noted $g_{E,i}$ and $g_{D,i}$, respectively.

Taking equation (3.9) for the expression of the electric field E (as explained in § IIIb), since only one state of ionization is present for the moment, the equilibrium equation (5.1), with $\phi_i = 0$, leads to

$$g_{E,i} = \frac{g}{2A} \left[2(A - 1) - (Z_i - 1) \frac{1 + AZ_i \gamma_i}{1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)Z_i \gamma_i} \right]. \quad (5.10)$$

As limiting case for $AZ_i \gamma_i \rightarrow 0$, equation (5.10) becomes

$$g_{E,i} = \frac{g}{2A} (2A - Z_i - 1) \quad (AZ_i \gamma_i \ll 1). \quad (5.11)$$

Thus, as the temperature increases—that is, toward the interior of the star—the force F_i necessary to sustain helium becomes weaker and weaker at each ionization stage (drop of 14% from ${}^4\text{He}^0$ to ${}^4\text{He}^+$; of a further 17% from ${}^4\text{He}^+$ to ${}^4\text{He}^{++}$; of 20% and 25%, respectively, for ${}^3\text{He}$).

Equation (5.11) can also be derived from the diffusion equation. Since γ_i is assumed small, the relevant electric field is then the usual one (eq. [3.15]), and no deviation from the result given by the AC equation is to be expected in this case.

However, when γ_i is not small, the diffusion method (eq. [3.19] along with eq. [3.8]) gives, similarly,

$$g_{D,i} = \frac{g}{2A} \left[(A-1) \frac{1+A\gamma_i}{1+\frac{1}{2}(Z_i+1)\gamma_i} + (A-Z_i) \frac{1+AZ_i\gamma_i}{1+\frac{1}{2}(Z_i+1)Z_i\gamma_i} \right] \frac{1+\gamma_i}{1+A\gamma_i}. \quad (5.12)$$

Compare with equation (5.10). The two methods give identical results only for $Z_i = 1$, or $AZ_i\gamma_i \rightarrow 0$ (as already noted). For $\gamma_i = 0.15$, for instance, the results differ by 10 percent to 15 percent (depending on Z_i). Physically, this is because the diffusion equations used neglect important phenomena like ion-ion diffusion; it also implies that, in this case, diffusion phenomena deserve further theoretical consideration from statistical physics, which are outside the scope of this paper. For practical purposes, however, to take correctly into account these effects for moderate abundances ($\gamma \lesssim 0.5$; see § III), we introduce a “semiempirical” correction factor λ_i to the pressure gradient term appearing in the diffusion equation, of the form

$$\lambda_i = 1 + \gamma_i(Z_i - 1)f(A_i, Z_i, \gamma_i). \quad (5.13)$$

Numerical calculations show that, for helium,

$$f(A_i, Z_i, \gamma_i) \approx 1 - \gamma_i. \quad (5.14)$$

With this correction factor, the results obtained by the two methods agree for any ionization state, within 1 percent for γ up to 0.15, and within 10 percent for γ up to ~ 0.45 . Equation (3.14), written in the form (3.19), and taking equation (5.6) into account, now reads:

$$w_{pi} = D_{pi}(1 + \gamma_i) \left[-\frac{1}{c_i} \frac{dc_i}{dr} + \frac{(A-1) + K(A-Z_i)}{(1+A\gamma_i)\lambda_i} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \right], \quad (5.15)$$

with K given by equation (3.17).

Now take partial or multiple ionization into account. The equilibrium condition requires that there be no diffusion of helium as a whole:

$$\sum_{i=0}^2 p_i w_{pi} = 0 \quad (5.16)$$

(with the term ϕ_i included in w_{pi}).

He^0 may diffuse outward and He^+ toward the center of the star, that is, $w_{pi} \neq 0$ in general at equilibrium. One has then an indeterminacy of the equilibrium gradients or, equivalently, of the force needed to maintain the helium concentration γ constant: one equation (5.16), and three gradients. Our first approach to the coupled equations will be to use flux conservation to define an *average* of equations (5.15) (“average” meaning averaged over all ionization states of a given element). This approach generalizes equation (5.16) when equilibrium is not assumed. When applying this approach to the equilibrium method, one can replace the system of equilibrium equations (5.1) for helium as a whole by a single equation reading:

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dr} = \bar{\phi} - \frac{Am_p g}{kT} + \frac{\bar{Z}eE}{kT} + \frac{\bar{F}}{kT}. \quad (5.17)$$

Here

$$P = \sum_{i=0}^2 p_i,$$

and \bar{F} is the average force exerted on all the ions (i.e. the average gradients), the averages being defined by relations of the form

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=0}^2 p_i X_i}{\sum_{i=0}^2 p_i}. \quad (5.18)$$

Similarly, for the diffusion method (using eqs. [5.6] and [5.15]):

$$\bar{w}_p = \langle D_p \rangle \left\{ (1 + \gamma) \left[-\frac{1}{c} \frac{dc}{dr} + \bar{\phi} + \frac{(A - 1) + K(A - \bar{Z})}{(1 + A\gamma)\lambda} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \right] + \frac{\bar{F}}{kT} \right\}, \quad (5.19)$$

with

$$\lambda = 1 + \gamma(\bar{Z} - 1)(\gamma - 1) \quad (5.20)$$

(here $\gamma = n(\text{He})/n(p)$, and $c = n(\text{He})/[n(p) + n(\text{He})]$).

In order to be consistent with the averages over the fluxes, $\langle D_p \rangle$ should be given by

$$\langle D_p \rangle = \frac{\sum_{i=0}^{\infty} p_i w_{pi}}{\sum_{i=0}^{\infty} (p_i w_{pi} / D_{pi})}. \quad (5.21)$$

Equation (5.21) implies the explicit calculation of each diffusion velocity w_{pi} . For most applications, however, it can be shown that it is a good approximation (to better than 20%) to use

$$\langle D_p \rangle \approx \bar{D}_p, \quad (5.22)$$

even if thermal diffusion (which depends on Z^2) is taken into account. This level of uncertainty is of much less consequence than for the gradients, since $\langle D_p \rangle$ cancels out at equilibrium (whereas the gradients then appear in

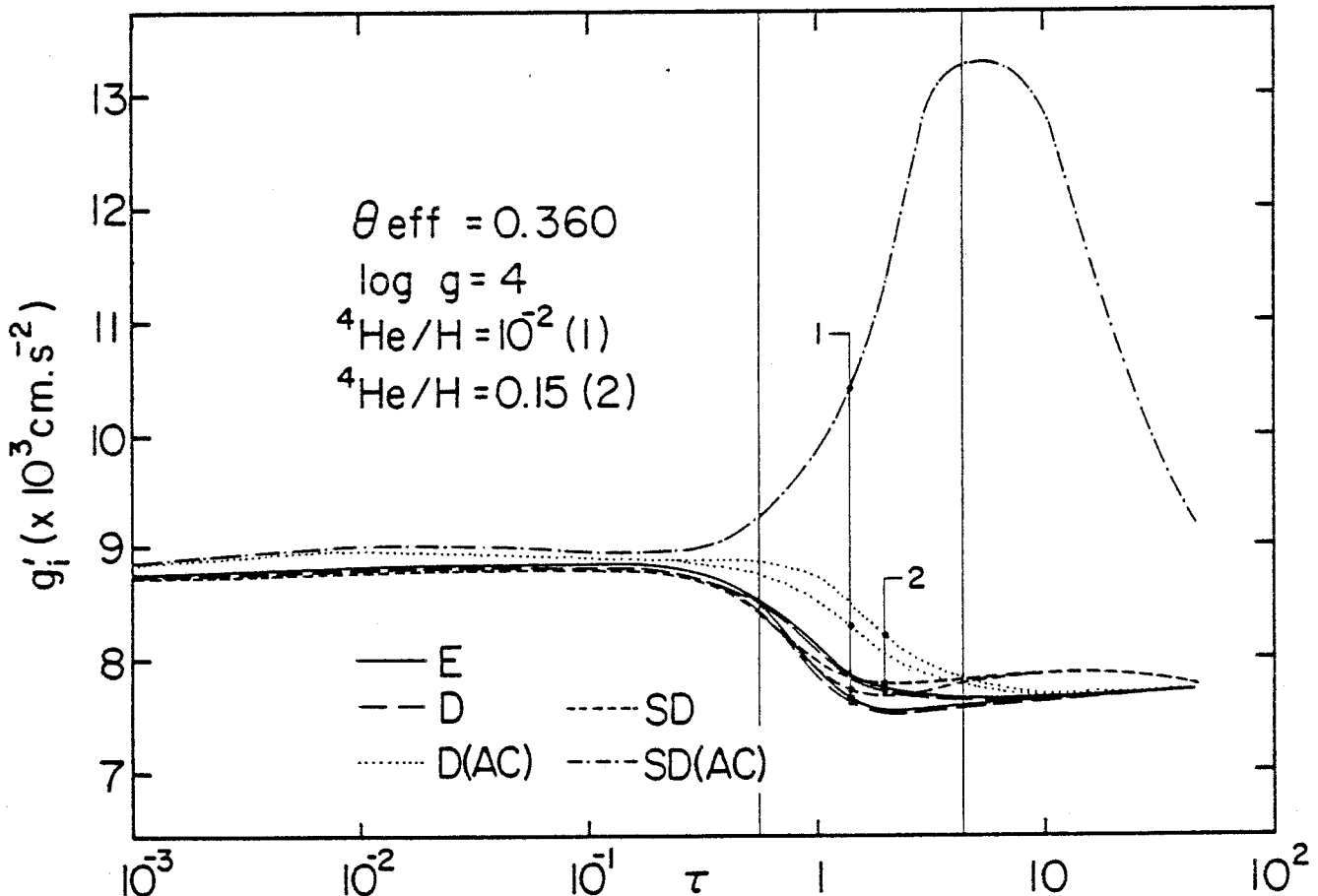


FIG. 3a.—Diffusion and equilibrium methods compared, for Mihalas's (1965) model with $\theta_{\text{eff}} = 0.360$, displaying the first ionization of helium. The curve represents the equilibrium gradients, for a constant helium (^4He) concentration as a function of optical depth τ (at 4000 Å), computed in various ways: E , from equilibrium equations; D , from the diffusion equation (5.19) that takes into account ionization and concentration effects. This compares with the results given by Aller and Chapman's (1960) standard equation (see text for definition), labeled $D(\text{AC})$. Three diffusion equations are used simultaneously in the remaining curves: SD , using equation (5.15), (corresponding to curve D), and $SD(\text{AC})$ using Aller and Chapman's (1960) equation [corresponding to curve $D(\text{AC})$]. In curves SD and $SD(\text{AC})$, differences with respect to equilibrium are enhanced by the differences between the diffusion coefficients (see also Fig. 4 and the text for details). Between the thin vertical lines, $0.1 \leq \text{He}^+/\text{He}^0 \leq 10$; hydrogen is fully ionized throughout ($\text{H}^+/\text{H}^0 > 27$). The slight positive slope of the rectilinear portion of the curves is due to the variation of the local gravity g with height.

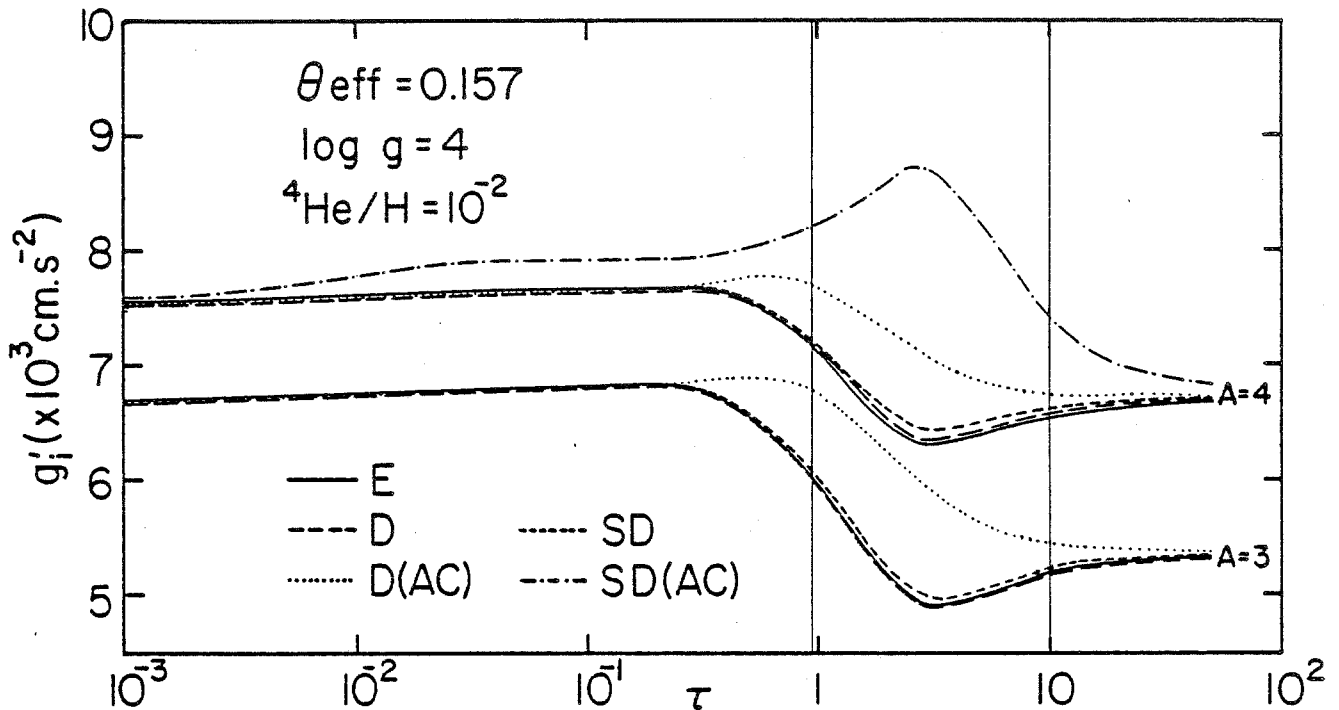


FIG. 3b.—Same as Fig. 3a, for $\theta_{\text{eff}} = 0.157$, displaying the second ionization of helium. Compare ^3He and ^4He . Since the concentration is small here, only ionization effects are apparent. Between the thin vertical lines, $0.1 \leq \text{He}^{++}/\text{He}^+ \leq 10$; hydrogen is fully ionized.

exponentials), but concerns only diffusion velocities. However, if a higher accuracy is nevertheless needed, equation (5.21) should be used.

Of course, one recovers the usual equation when one ionization state dominates, in each case.

As a second approach to the coupled diffusion equations, we will now use all three diffusion equations simultaneously, according to equation (5.16), using the AC equation, and equation (5.15), with and without ϕ_i . The gradients will be then determined numerically by the equilibrium method, and compared with the results of the diffusion method used in the two ways just described.

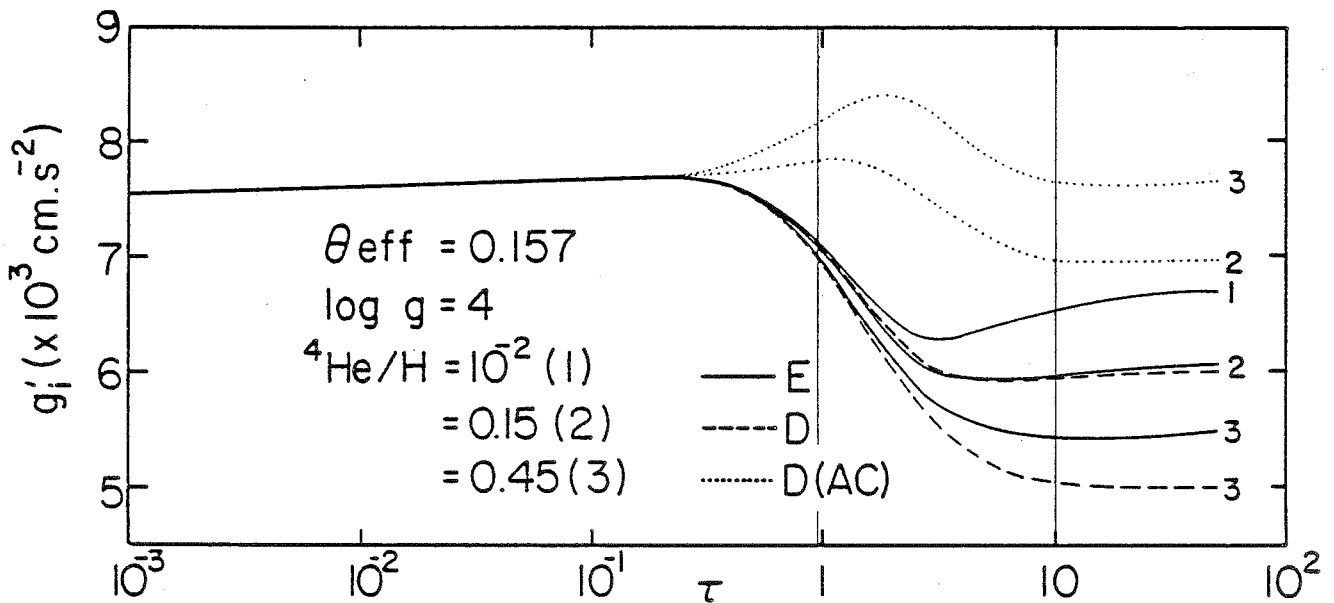


FIG. 3c.—Same as Figs. 3a and 3b, for $\theta_{\text{eff}} = 0.157$, but displaying abundance effects (combined with ionization effects). Curve 1 (equilibrium, helium abundance of 10^{-2}) is also shown for reference. Compared to Fig. 3a, it can be seen that abundance effects are strongly dependent on the ion charge Z_i , when $Z_i > 1$; this behavior is explained in detail in the text.

TABLE 1
PARAMETERS OF MIHALAS'S (1965) MODELS
USED IN THE CALCULATIONS

θ_{eff}	0.360	0.157
$\log g$ (cm s ⁻²).....	4	4
T_{min} (K).....	10,000	22,000
T_{max} (K).....	27,700	58,000

c) *The Equilibrium Method*

When more than one ionization state is present, the gradients $\bar{g} \equiv \bar{F}/Am_p$ (after averaging over all the ionization states) have to be computed numerically for a given model atmosphere, as a function of depth. The numerical method used to find F_i is explained in Appendix C; the accuracy of the computation is better than 1 percent. The results are shown on Figures 3a, 3b, and 3c, for two models of stellar atmosphere that display clearly the first and second ionizations of helium. The temperature law as a function of altitude, $T(r)$, as well as initial values for the pressures, were taken from the models of Mihalas (1965), with the parameters θ_{eff} , g , T_{min} , and T_{max} given in Table 1. In these models, hydrogen is fully ionized throughout the atmosphere of the star. The (constant) helium abundance $\gamma \equiv \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$ was taken as 0.15 (Mihalas's 1965 value); 0.01 and 10^{-4} were also used to check the effects of concentration on diffusion, while 0.45 was used as a limiting value to test the validity of the approximations. However, the temperature law, taken from Mihalas (1965), was kept independent of the helium abundance.

As anticipated, the force per unit mass \bar{g} is constant as long as the ionization state of helium does not change (then $\bar{g} = g_i$), and decreases step by step. Abundance effects are weak until the second ionization state of helium is reached (the terms $AZ_i\gamma_i$ and $\frac{1}{2}[Z_i + 1]\gamma_i$ in eq. [5.8] are not small any more; note that, when one ionization state dominates, the equilibrium method gives a result which for $Z = 0$ and $Z = 1$ is independent of the concentration, in accordance with eq. [5.10]). The transition between one ionization state and the next is the main feature that will be compared to the corresponding results of the diffusion method. It takes place in "ionization zones" where different ionization states coexist.

d) *The Diffusion Methods*

i) *One Single Equation*

Results of the diffusion method using one single equation for helium as a whole (eq. [5.19]), have been obtained for equilibrium ($\bar{w}_p = 0$) and constant concentration ($dc/dr = 0$). They are displayed in Figures 3a ($\theta_{\text{eff}} = 0.360$, $\gamma = 10^{-2}$ and 0.15), 3b ($\theta_{\text{eff}} = 0.157$, $\gamma = 0.15$ and 0.45), by curves labeled "D."

A very good agreement with the equilibrium method (curves labeled "E") is obtained for low values of the abundance: within 0.3 percent for $\gamma = 10^{-2}$, within 1 percent for $\gamma = 0.15$. For $\gamma = 0.45$, the agreement drops to 9 percent when helium is doubly ionized. In particular, the behavior of the equilibrium curve is very well reproduced in the ionization zones. This is not the case for the AC equation [see Figs. 3a to 3c, curves labeled "D(AC)"], in which Z_i has been replaced by \bar{Z} to take ionization into account.

ii) *Three Simultaneous Equations*

To use one diffusion equation for each ionization state seems a natural idea to take the ionization phenomenon into account correctly. We will show that this is true only provided that each diffusion equation takes ionization into account separately.

Including the ϕ_i 's and F , the diffusion equation (5.15) reads, for each state of ionization ($i = 0, 1, 2$),

$$w_{pi} = D_{pi} \left\{ (1 + \gamma_i) \left[-\frac{1}{c_i} \frac{dc_i}{dr} + \phi_i + \frac{(A - 1) + K(A - Z_i)}{(1 + A\gamma_i)\lambda_i} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \right] + \frac{F}{kT} \right\}, \tag{5.23}$$

or

$$w_{pi} = w_{pi}^* + D_{pi}F/kT. \tag{5.24}$$

In equations (5.23) and (5.24), F replaces F_i . This is because consistency with the equilibrium method requires that F_i , understood as the equilibrium gradients for each ion i (see § II), be taken independent of i (see Appendix C for details).

In the ionization zones, K is found from the definition given in equation (3.16), with $d \ln p/dr$ given by equation (5.9) and eE/kT by equation (5.8). From the conservation of helium (eq. [5.16]), one has

$$F = kT \frac{\sum_{i=0}^2 p_i w_{pi}^*}{\sum_{i=0}^2 p_i D_{pi}}. \tag{5.25}$$

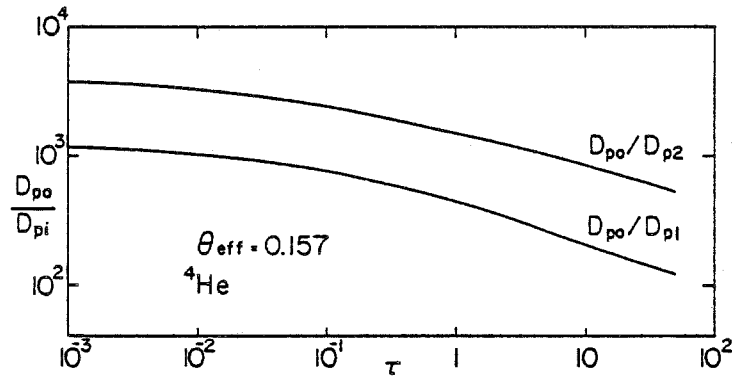


FIG. 4.—Ratios of the diffusion coefficient for a proton-neutral helium mixture D_{p0} and of the diffusion coefficient for a proton-ionized helium mixture D_{pi} (D_{p1} for $p\text{-He}^+$, D_{p2} for $p\text{-He}^{++}$). D_{pi} is calculated from standard formulas (Aller and Chapman 1960; Michaud 1970), while D_{p0} is calculated in Appendix D, approximating the actual interaction potential by a “modified exp-6” potential.

Equation (5.25) involves D_{p0} , the diffusion coefficient for protons and neutral helium, which is studied separately in Appendix D. As noted in Appendix D, there is an uncertainty of ~ 1.5 in its value, resulting from the approximate interaction potential used. This is not important, because F depends rather weakly on D_{p0} : when helium is not ionized, $w_{p0} = 0$ (and F may be found from eq. [5.24] for $i = 0$); when it is ionized, $p_0 \ll p_1$ or p_2 . We note, however, that D_{p0} is about 10^3 times greater than D_{p1} or D_{p2} (see Fig. 4); thus, p_0/p_1 or p_0/p_2 has to be much less than 10^{-3} for its influence to be entirely negligible. (On this point, see also § VI.)

Let us first assume now that $A\gamma \ll 1$ (hence $\gamma_i \ll 1$). When used with the AC equation (here, w_{pi}^* of eq. [5.24] for $\gamma_i \rightarrow 0$ and $\phi_i = 0$), the diffusion method gives strongly erroneous results in the ionization zones, as can be seen from Figure 3a and 3b [curves labeled “SD(AC)” with respect to curves labeled “SD”]. The inaccuracies already noted when one single equation was used are enhanced by the differences between the diffusion coefficients; this is particularly true for the case $\theta_{\text{eff}} = 0.360$ (Fig. 3a), which involves D_{p0} and D_{p1} , already mentioned as differing by about 3 orders of magnitude.

If, still with $\gamma \ll 1$, the diffusion method is used with equation (5.23), the results are very good; the only appreciable difference (of 2.5%), seen in Figure 3a, is also due to the enhancement of the (here very small) inaccuracies by the diffusion coefficients.

If $A\gamma$ is not $\ll 1$, on the other hand, this method fails completely (error up to 20%, typically; not shown on Fig. 3a). This is due here again to the fact that, for higher abundance, other phenomena must be taken into account (ion-ion or multiple diffusion, etc.), so that the set of three equations we used should actually be replaced by a set of more equations. These phenomena tend to average out, when one single equation is used (eq. [5.19]), in the semiempirical factor introduced in § Va.

So, as a last remark to this section, we emphasize again that partial ionization (for low abundances, in particular), is *not* taken into account by simply considering a set of simultaneous AC equations, but by including the corresponding ϕ_i 's deduced from the equilibrium equations.

VI. RADIATIVE FORCES AND IONIZATION

Up to now, we have considered only the gradients entering the diffusion equation at equilibrium, and how they are modified by ionization and/or abundance effects. However, for most astrophysical applications of the diffusion equation, one has to consider radiative forces as the “external” forces F_i of § II: in this section, *equilibrium is not assumed anymore*. We do not consider the gradients any further, but focus on the problem of the effect of radiative forces in stellar atmospheres, when coupled with ionization and diffusion. Atomic physics will determine how the force should be distributed among the ionization states.

When several states of ionization of a given element are simultaneously important, the introduction of the radiative force of Michaud (1970) is not valid any more: after ion i has absorbed a photon, will it travel as ion $i + 1$ (ionization), ion $i - 1$ (recombination), or ion i ? The answer lies in the comparison of ionization (or recombination) rates versus collision rates, and leads to a process that “redistributes” the initial (atomic) radiative force on *one* ionization state into final (“effective”) radiative forces on *each* ionization state.

After obtaining general expressions, we make approximations valid in stellar atmospheres and envelopes, and conclude, with examples of astrophysical interest, that the effect of the radiative force may be amplified by one or two orders of magnitude by the redistribution process.

a) The Redistribution Process

When a (vertical) photon of frequency ν is absorbed by a particle of mass $m = Am_p$ in ionization state i , the momentum transferred to i is $\Delta(mv)_i = h\nu/c$, and if $t_{v,i}$ is the time lapse between the absorption of two successive

photons (calculated from atomic physics), the corresponding *atomic* radiative force $F_{v,i}$ is:

$$F_{v,i} = \Delta(mv)_i/t_{v,i}. \tag{6.1}$$

The momentum acquired by i is transferred to the medium through collisions with neighboring particles (mainly protons). These collisions can take place either directly, when the element is still in ionization state i , with a probability for a 90° deflection $\beta_i \equiv \beta_{\text{coll},i}$ (s^{-1}), or indirectly, after ionization or recombination (corresponding probabilities $\beta_{\text{ion},i}$ and $\beta_{\text{rec},i}$, respectively), with collision probabilities $\beta_{\text{coll},i+1}$ and $\beta_{\text{coll},i-1}$, respectively. The β probabilities may be found in standard textbooks (e.g., Spitzer 1968).

If $t_{\text{tot},i}$ is the time for the initial momentum $\Delta(mv)_i$ to be lost to the medium—noting that each new ion follows the same pattern as i in proportion to its probability of occurrence—one has

$$t_{\text{tot},i} = \frac{\beta_{\text{coll},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \tau_{\text{coll},i} + \frac{\beta_{\text{ion},i}}{\beta_{\text{tot},i}} t_{\text{tot},i+1} + \frac{\beta_{\text{rec},i}}{\beta_{\text{tot},i}} t_{\text{tot},i-1}, \tag{6.2}$$

where

$$\tau_{\text{coll},i} = 1/\beta_{\text{coll},i}, \tag{6.3}$$

and

$$\beta_{\text{tot},i} = \beta_{\text{coll},i} + \beta_{\text{ion},i} + \beta_{\text{rec},i}. \tag{6.4}$$

Equation (6.2) may thus be written:

$$t_{\text{tot},i} = \frac{\beta_{\text{coll},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \tau_{\text{coll},i} + \frac{\beta_{\text{ion},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \left(\tau_{\text{coll},i+1} \frac{\beta_{\text{coll},i+1}}{\beta_{\text{tot},i+1}} + \dots \right) + \frac{\beta_{\text{rec},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \left(\tau_{\text{coll},i-1} \frac{\beta_{\text{coll},i-1}}{\beta_{\text{tot},i-1}} + \dots \right). \tag{6.5}$$

Now from Chapman and Cowling (1970) the collision interval $\tau_{\text{coll},j}$ (i.e., the typical time elapsed between two successive collisions) for particles j of mass m colliding with protons can be expressed as:

$$\tau_{\text{coll},j} = \frac{m}{kT} (1 + \gamma_j) D_{pj}. \tag{6.6}$$

Equation (6.2) then becomes:

$$t_{\text{tot},i} = \frac{m}{kT} \left[(1 + \gamma_i) D_{pi} \left(\frac{\beta_{\text{coll},i}}{\beta_{\text{tot},i}} + \dots \right) + (1 + \gamma_{i+1}) D_{pi+1} \left(\frac{\beta_{\text{ion},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \frac{\beta_{\text{coll},i+1}}{\beta_{\text{tot},i+1}} + \dots \right) + (1 + \gamma_{i-1}) D_{pi-1} \left(\frac{\beta_{\text{rec},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \frac{\beta_{\text{coll},i-1}}{\beta_{\text{tot},i-1}} + \dots \right) \right]. \tag{6.7}$$

The total distance traveled by ions $i, i - 1, i + 1$, because of the absorption of a photon in the ionization state i is $d_{\text{tot},i} = [\Delta(mv)_i/m] t_{\text{tot},i}$. This corresponds to an average diffusion velocity $v_{v,i} = d_{\text{tot},i}/t_{v,i}$, and hence to the flux

$$p_i v_{v,i} = \frac{\Delta(mv)_i}{m t_{v,i}} t_{\text{tot},i} p_i. \tag{6.8}$$

The same flux would be obtained by exerting a force F_{ij} on each ionization state j initially in state i ($j = i, i - 1, i + 1, i - 2, i + 2, \dots$), diffusing with a velocity w_{pij} and adding (linearly) the corresponding fluxes:

$$p_i v_{v,i} = \sum_j F_j w_{pij} \tag{6.9}$$

(with the convention that $F_{ij} = 0$ or $w_{pij} = 0$ for $i, j < 0$ or $i, j > s$, highest ionization state), with

$$w_{pij} = D_{pj} \frac{F_{ij}}{kT}. \tag{6.10}$$

Inserting equation (6.10) into equation (6.9), with the help of equations (6.8) and (6.1), and because the diffusion coefficients D_{pj} are linearly independent, one has

$$F_{ii} = F_{v,i}(1 + \gamma_i) \left(\frac{\beta_{\text{coll},i}}{\beta_{\text{tot},i}} + \dots \right), \tag{6.11a}$$

$$F_{ii+1} = F_{v,i} \frac{p_i}{p_{i+1}} (1 + \gamma_{i+1}) \left(\frac{\beta_{\text{ion},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \frac{\beta_{\text{coll},i+1}}{\beta_{\text{tot},i+1}} + \dots \right), \tag{6.11b}$$

$$F_{ii-1} = F_{v,i} \frac{p_i}{p_{i-1}} (1 + \gamma_{i-1}) \left(\frac{\beta_{\text{rec},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \frac{\beta_{\text{coll},i-1}}{\beta_{\text{tot},i-1}} + \dots \right). \tag{6.11c}$$

b) *The Average Effective Radiative Force*

Since velocities are small, w_{pi}^* , the diffusion velocity due to thermodynamical phenomena (i.e., actual concentration gradients, pressure gradients, etc.; see eq. [5.24]) and $v_{v,i}$, the diffusion velocity due to radiation, add linearly, and the diffusion velocity for ion i is

$$w_{pi} = w_{pi}^* + D_{pi} F_i / kT, \tag{6.12}$$

where

$$v_{v,i} = D_{pi} \frac{F_i}{kT} \tag{6.13}$$

was used.

Thus

$$F_i = \sum_j F_{ji} \quad (j = i, i-1, i+1, i-2, i+2, \dots). \tag{6.14}$$

If one single equation of diffusion is used for all ionization states, the average force \bar{F} that appears in equation (5.19) must be replaced by an *effective force* $\langle F \rangle$. In order to be consistent with the averages over the fluxes (defined from equilibrium in § Vb), $\langle F \rangle$ must satisfy

$$\langle D_p \rangle \langle F \rangle = \sum_{i=0}^s p_i D_{pi} F_i / \sum_{i=0}^s p_i, \tag{6.15}$$

and $\langle D_p \rangle$, given by equation (5.21), is computed with the help of w_{pi}^* . Since, in general, $\langle D_p \rangle \approx \bar{D}_p$ (eq. [5.22]), equation (6.15) may be rewritten, using equation (6.14):

$$\langle F \rangle = \frac{\sum_{i=0}^s \sum_j p_j D_{pj} F_{ji}}{\sum_{i=0}^s p_i D_{pi}}. \tag{6.16}$$

The averaging thus depends on the atomic physics of the problem, i.e., rate of ionization versus rate of collision, etc.

As a useful example, let us consider the case where only two ionization states, i and $i+1$, are important, with $\gamma \ll 1$. Assume, furthermore, that radiation acts only on state i (i.e., $F_{v,i+1} = 0$). Then by equations (6.11) and (6.15),

$$\langle F \rangle = F_{v,i} \frac{p_i}{\beta_{\text{tot},i} \sum_{j=i+1}^s p_j D_{pj}} \left(D_{pi} \beta_{\text{coll},i} + D_{pi+1} \beta_{\text{ion},i} \frac{\beta_{\text{coll},i+1}}{\beta_{\text{tot},i+1}} \right). \tag{6.17}$$

If one wanted to take into account ionizations and recombinations occurring successively before collisions in state i , it can be shown that the term $D_{pi} \beta_{\text{coll},i} / \beta_{\text{tot},i}$ appearing in equation (6.17) would be replaced by

$$D_i \frac{\beta_{\text{coll},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \left[1 + \frac{\beta_{\text{ion},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \frac{\beta_{\text{rec},i+1}}{\beta_{\text{tot},i+1}} + \left(\frac{\beta_{\text{ion},i}}{\beta_{\text{tot},i}} \frac{\beta_{\text{rec},i+1}}{\beta_{\text{tot},i+1}} \right)^2 + \dots \right],$$

and similarly for the term $D_{pi+1} \beta_{\text{coll},i+1} / \beta_{\text{tot},i+1}$. However, when $p_{i+1} \gg p_i$ (element fully ionized), $\beta_{\text{rec},i+1} / \beta_{\text{tot},i+1} \ll 1$, and $\beta_{\text{ion},i} \approx \beta_{\text{tot},i}$, and the converse when $p_i \gg p_{i+1}$ (weak ionization); so that, in practice, equation (6.17) is a good approximation to $\langle F \rangle$.

As an illustration, $\langle F \rangle$ was computed from equation (6.17) for the first ionization of ^{16}O , the atomic radiative force $F_{v,i}$ being computed separately for each state of ionization. (Details of this calculation will be given elsewhere.) The ratio $\langle F \rangle / \bar{F}$ is shown on Figure 5, as a function of the ratio $n(\text{neutral O}) / n(\text{total O})$. Because of the

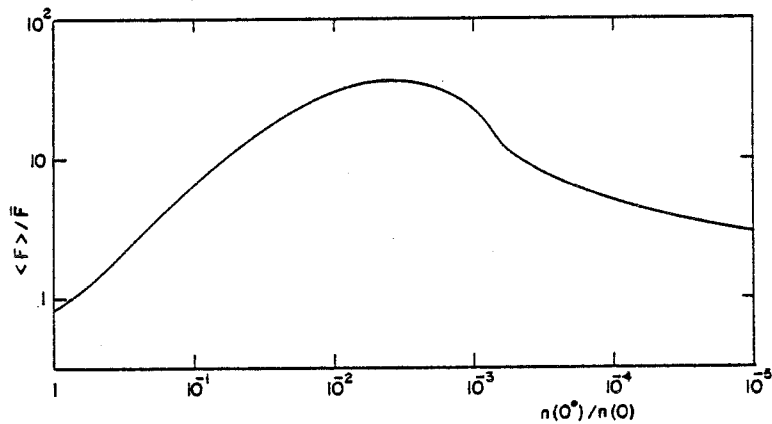


FIG. 5.—The ordinate is the ratio of the effective radiative force on oxygen, averaged over all ionization states and weighted by diffusion coefficients $\langle F \rangle$, over the radiative force averaged over all ionization states in a standard way \bar{F} . The abscissa is the ratio $n(\text{neutral O})/n(\text{total O})$. Since $\langle F \rangle$ takes into account the large ratio $D(\text{neutral O-protons})/D(\text{ionized O-protons})$, there is a strong enhancement with respect to \bar{F} , of a factor up to ~ 30 here. See text for details.

difference of two orders of magnitude between the diffusion coefficients of O^0 and O^+ with respect to p , there is a *strong enhancement* of the effective force $\langle F \rangle$ with respect to the standard average force \bar{F} . In other words, for a given *atomic* radiative force, the mobility of the absorbing ion may drastically increase the effect of the force. Here this enhancement reaches a factor ~ 30 . In this case, the order of magnitude of this amplification phenomenon is such that it should be taken into account *even in zeroth-order models* (§ I).

c) The Average Diffusion Equation in Presence of a Radiative Force

When an "external" force (such as a radiative force) is applied to the ions of the mixture, the equilibrium state is modified. We here show that when the *new* equilibrium is reached, the average $\bar{\phi}$ is not modified.

For the ions, *each* term ϕ_i entering the system of equilibrium equations (eq. [5.1]) is also modified, becoming $\phi_i^{(F)}$; so are the corresponding partial pressures p_i , which become $p_i^{(F)}$. For protons, since hydrogen is fully ionized, $\phi_p^{(F)} = \phi_p = 0$. For electrons, the pressure gradient due to ionization, $p_e \phi_e$, will be modified depending on the abundance of ions; however, $p_e \phi_e$ already includes an implicit abundance effect, and since we do not consider abundances γ_i greater than ~ 0.5 , $p_e^{(F)} \phi_e^{(F)} / p_e \phi_e$ will have only a first-order dependence on γ_i . This adds in fact only a second-order term to the right-hand side of the diffusion equation, so that we can take $p_e^{(F)} \phi_e^{(F)} = p_e \phi_e$.

Now since there is no flux of particles due to ionization at equilibrium (see § V), and since we assume that the medium has recovered equilibrium, again neglecting higher-order terms, one must have

$$\sum_k p_k^{(F)} \phi_k^{(F)} = 0 \quad (6.18)$$

(with index k running over all the elements of the mixture). Hence, for ions, one has, by equation (5.3),

$$\sum_i p_i^{(F)} \phi_i^{(F)} = \sum_i p_i \phi_i, \quad (6.19)$$

so that, finally by equation (5.18),

$$\bar{\phi}^{(F)} = \bar{\phi}, \quad (6.20)$$

neglecting higher-order terms. If the medium is only in near-equilibrium (i.e., before the new equilibrium is reached), other higher-order terms appear, but, to this accuracy, equation (6.20) is still valid.

As a consequence, provided we are interested only in the effect of the radiative force *averaged* over all ionization states, the average diffusion equation (5.19) is unchanged if a radiative force is present, neglecting only second-order abundance terms.

VII. DISCUSSION OF THE DIFFUSION EQUATION

When a detailed study of diffusion is required, for instance to check quantitatively whether diffusion explains a given (observed) abundance anomaly, we suggest using the following diffusion equation (see eq. [5.19]):

$$\bar{w}_{12} = \langle D_{12} \rangle (\Gamma_2 + \Phi_2), \quad (7.1)$$

in which

$$\Gamma_2 = (1 + \gamma) \left[-\frac{1}{c_2} \frac{dc_2}{dr} + \bar{\phi}_2 + \frac{(A-1) + K(A-\bar{Z})}{\lambda(1+A\gamma)} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} + \frac{\alpha_T}{T} \frac{dT}{dr} \right], \quad (7.2)$$

$$\Phi_2 = \langle F_2 \rangle / kT. \quad (7.3)$$

Equation (7.1) is a diffusion equation averaged over all the ionization states of element 2 diffusing with respect to element 1, which is assumed to be fully ionized (protons, usually).

We will now discuss Γ_2 , Φ_2 , and $\langle D_{12} \rangle$, in that order, recalling the relevant notations where required. Γ_2 and Φ_2 have to be known as exactly as possible at equilibrium ($\bar{w}_{12} = 0$), since these terms then enter exponentials (in barometric height formulae): a difference of ~ 20 to 40 percent with respect to the corresponding terms in the AC equation, such as is found for Γ_2 in this paper, or more in some cases for Φ_2 (see § VI and below), may mean differences of more than one order of magnitude between the computed values of most of the parameters of the equilibrium state (pressures, etc.). The corresponding requirement on $\langle D_{12} \rangle$ is much less drastic, since $\langle D_{12} \rangle$ is needed only to compute \bar{w}_{12} when equilibrium is not assumed and, usually, the diffusion velocity is not needed to a very high accuracy.

In equation (7.1), Γ_2 is the term involving the concentration, total pressure and temperature (logarithmic) gradients, and the ionization term $\bar{\phi}_2$. It is recalled that $\gamma = n_2/n_1$, $A = m_2/m_1$, and $Z = Z_2/\bar{Z}_1$; λ is a semiempirical correction factor, given by $\lambda = 1 + \gamma(\bar{Z} - 1)(\gamma - 1)$ (eq. [5.20]). The averages of the form \bar{X} have been defined in equation (5.18). Due to the possibility of mass-loss phenomena (§ IIIb), $\gamma \lesssim 0.5$ in the case of helium-proton diffusion.

The term $\bar{\phi}_2$ in equation (7.2) is the average contribution of ionization of element 2 to the diffusion of each ionization state, and is deduced from equilibrium (§ Va). A simplified analytical calculation is given in Appendix B, which is sufficient for many purposes. In general, it has to be computed numerically from the knowledge of partial pressures.

The total pressure gradient term in equation (7.2) involves a factor K , deduced from the study of the electric field at equilibrium (§ III) and given by equation (3.17); one has $K \approx 1$ if $AZ\gamma \ll 1$. The same term also involves the semiempirical correction factor λ (§ Vb), which leads to good results even for $\gamma \approx 0.45$.

The temperature gradient term involves the thermal diffusion coefficient α_T , which, unless $\gamma Z^2 \ll 1$, has a rather complicated analytical form, which may be found in Appendix A. Note that the possible influence of ionization on α_T has not been studied; the problem may be of importance in the lower part of the envelope of stars (§ IV). A first approximation in this case is to replace Z_i by \bar{Z} in the formulae given in Appendix A. Note also that α_T has not been calculated in the case of neutral atoms.

The force term Φ_2 (eq. [7.3]) features $\langle F_2 \rangle$, the effective radiative force acting on element 2 (assuming that no such force exists on element 1) studied in § VII. $\langle F_2 \rangle$ given by equation (6.17) takes into account the redistribution among all ionization states of the atomic radiative forces acting on each ionization state separately; the average over ionization states is weighted by diffusion coefficients (i.e., by the mobility of the absorbing ion), and can lead in some cases to such a strong enhancement with respect to the standard average \bar{F}_2 that this effect should be taken into account even for zeroth-order calculations.

The discussion of the average diffusion coefficient $\langle D_{12} \rangle$ involves two very different kinds of problems. The first problem is purely physical and deals with the most practical and manageable way to compute $\langle D_{12} \rangle$. It has been mentioned in § Vb that, if the required accuracy on the diffusion velocity is not better than ~ 20 percent, one can take $\langle D_{12} \rangle = \bar{D}_{12}$, whereas $\langle D_{12} \rangle$ must be found from equation (5.21) otherwise, and this involves a separate diffusion equation for each ionization state (given by eq. [5.15], including ϕ_i). The second problem is, in fact, purely technical and deals with the advisability of applying a correction factor to the first approximation $[D_{12}]_1$ of the diffusion coefficients D_{12} , entering either the AC equation or $\langle D_{12} \rangle$. Since this correction factor can reach values up to more than 3 (Chapman and Cowling 1970), it is appropriate to settle the issue here, as there exists some confusion in the existing astrophysical literature. Indeed, Delache (1967), Schatzman (1969), and Baglin (1972) use a correction factor of 3.396, whereas Aller and Chapman (1960) and Michaud (1970) use an uncorrected coefficient. It is shown in Appendix E that, in most current astrophysical situations, the relevant correction factor is of the order of 10 percent at most for light elements, and much less for heavy elements, so that the first approximation $[D_{12}]_1$ does give in practice a good estimate of D_{12} .

As a last remark to the discussion of equation (7.1), recall that this equation is *exact* at equilibrium when no radiative force is present, but neglects higher-order terms otherwise (see § VIc). Note that equation (7.1) reduces to the standard AC equation when three conditions are met simultaneously: (a) element (A, Z) is fully ionized; (b) $AZ\gamma \ll 1$ (or $A\gamma \ll 1$ if $Z = 0$) (which implies $Z\gamma \ll 1$, $A\gamma \ll 1$, and $\gamma \ll 1$); and (c) the diffusion coefficients are not too different (less than one order of magnitude) from one state of ionization to the next.

Thus, by writing that the diffusion velocity of element 2 with respect to element 1 is proportional to the difference between the actual and equilibrium pressure gradients of element 2, we have found a diffusion equation that is compatible with equilibrium to a high degree of accuracy throughout all practical astrophysical situations. This method could be used to solve other problems related to diffusion, such as when hydrogen is not fully ionized, or when a radiative force is applied to element 1 as well.

However, requiring that diffusion at equilibrium be compatible with equilibrium is not, clearly, a study of diffusion from a microscopic point of view, i.e., using statistical physics. Rigorously, one should exactly solve the Boltzmann equation when ionization is present; one should thus find the corrective terms to Γ_2 we have derived from equilibrium in this paper, explain in detail the physical origin of the semiempirical factor and explicitly calculate the higher-order terms we have neglected. But in view of the already mentioned importance of knowing Γ_2 at equilibrium, it is useful to know the main corrective terms, even by our approximate approach.

On the other hand, some points remain unclear as regards thermal diffusion, as stressed in § IV. This is not surprising, since the physical interpretation of the phenomenon is rather involved (and was indeed found only recently; see Ferziger and Kaper 1972), and cannot be used in our framework.

As a final conclusion, while the diffusion equation (7.1) still awaits a rigorous proof from statistical physics, it is needed from a practical point of view for the calculations of diffusion velocities—even in zeroth-order models—especially for computations related to He diffusion (3 Cen A, He-rich stars, etc.) and in all cases in which the diffusing element is partially ionized.

We thank Dr. Hubert Reeves for comments on an early draft of this paper, and we acknowledge a critical reading of the manuscript and useful remarks by Dr. Françoise Praderie. We thank Dr. Roger Cayrel for suggesting numerous modifications to increase the clarity of the text. Thanks go also to Alice Chénard for the skillful typing of a heavily edited manuscript, and to Robert Martel for the drawings.

APPENDIX A

THERMAL DIFFUSION COEFFICIENTS

From Chapman (1958) and Chapman and Cowling (1970) we compute various thermal diffusion coefficients for any element of mass number A , charge Z_i , in abundance $\gamma_i \equiv n(A, Z_i)/n(p)$. We find

$$\alpha_{pi} = 3(1 + \gamma_i)(1 + A)^{1/2} \frac{\mathcal{N}_i}{\mathcal{D}_i}, \quad (\text{A1a})$$

with

$$\mathcal{N}_i = [3A + (4a - 3)]AZ_i^2 - a\sqrt{(2A)(1 + A)^{1/2}} + \gamma_i Z_i^2 \{a\sqrt{(2A)(1 + A)^{1/2}}Z_i^2 + [(3 - 4a)A - 3]\}, \quad (\text{A1b})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_i &= 2a\sqrt{(2A)(3A^2 + 4aA + 1.3)} \\ &+ \gamma_i Z_i^2 (1 + A)^{1/2} [7.8A^2 + 4a^2 A^{1/2}(1 + A) - (15.6 - 34.4a)A + 7.8] \\ &+ \gamma_i^2 Z_i^4 2a(\sqrt{2})[1.3A^2 + 4aA + 3]. \end{aligned} \quad (\text{A1c})$$

In equation (A1), a is the quantity noted A in Chapman (1958); in the numerical calculations, we have taken $a = 0.4$.

Similarly, with $A_e = m_i/m_e \gg 1$,

$$\alpha_{ei} = 3(1 + \bar{\gamma}_i) \frac{Z_i^2 \mathcal{N}_e}{A_e \mathcal{D}_e}, \quad (\text{A2a})$$

with

$$\bar{\gamma}_i = \frac{\gamma_i}{\gamma_i + Z_i}, \quad (\text{A2b})$$

$$\mathcal{N}_e = 3A_e + \bar{\gamma}_i (a\sqrt{(2A)_e} Z_i^2 + 3 - 4a), \quad (\text{A2c})$$

$$\mathcal{D}_e = 6a\sqrt{2} + 7.8\bar{\gamma}_i Z_i^2 + 2.6a\sqrt{2}\bar{\gamma}_i^2 Z_i^4. \quad (\text{A2d})$$

The electric field E is given by

$$\frac{eE}{kT} = -\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} K_{p,E} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dr} \frac{K_{T,E}}{2}, \quad (\text{A3a})$$

with

$$K_{p,E} = \frac{[1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)\gamma_i](1 + AZ_i\gamma_i)}{(1 + A\gamma_i)[1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)Z_i\gamma_i]}, \quad (\text{A3b})$$

$$K_{T,E} = \frac{2\alpha_{ep}(1 + Z_i\gamma_i) + \alpha_{ip}\gamma_i(1 - Z_i) + \alpha_{ei}\gamma_i Z_i(2 + \gamma_i + Z_i\gamma_i)}{2[1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)\gamma_i][1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)Z_i\gamma_i]} \quad (\text{A3c})$$

Furthermore, setting

$$K_{T,\alpha} = \frac{\alpha_{pi}(1 + \gamma_i) + (\alpha_{ei} - \alpha_{ep})(1 + \gamma_i Z_i)}{1 + \frac{1}{2}(Z_i + 1)\gamma_i}, \tag{A4}$$

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \left[\frac{(A - Z_i)K_{T,E}}{1 + A\gamma_i} + K_{T,\alpha} \right],$$

the general diffusion equation without external forces for any ion i of mass Am_p in any concentration γ_i reads (see eq. [5.15]):

$$w_{pi} = D_{pi}(1 + \gamma_i) \left[-\frac{1}{c_i} \frac{dc_i}{dr} + \phi_i + \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \frac{(A - 1) + K_{p,E}(A - Z_i)}{(1 + A\gamma_i)\lambda_i} + \frac{\alpha_T}{T} \frac{dT}{dr} \right], \tag{A5}$$

with (as shown in § Vb)

$$\lambda_i = 1 + \gamma_i(Z_i - 1)(1 - \gamma_i). \tag{A6}$$

The factor ϕ_i is deduced from equilibrium, which takes ionization into account (see § Va). Equation (A5) reduces to the modified AC equation (eq. [4.8] of this paper) for $A \gg 1$ and $A\gamma_i \ll 1$.

Note that we must have $Z_i \neq 0$, since the formulae used in the calculation of α_{pi} and α_{ei} are based on Coulomb interactions between particles.

APPENDIX B

EQUILIBRIUM OF A PARTIALLY IONIZED MIXTURE OF HYDROGEN AND HELIUM

I. DETERMINATION OF THE IONIZATION TERMS ϕ_k

We will explicitly show how equation (5.5) can be obtained from equations (5.1) to (5.4) for a mixture of partially ionized hydrogen and helium. There are three partial ionization equations,



each leading to an equation of the form of equation (5.4). The conservation of the total number of particles gives (there are two particles in H, three in He, two in He^+ , etc.),

$$2u_H p_H + 3u_0 p_0 + u_p p_p + 2u_1 p_1 + u_2 p_2 + u_e p_e = 0, \tag{B2}$$

where indices H, p, 0, 1, 2, and e are used respectively for H, p, He, He^+ , He^{++} , and electrons.

Equations (B2) and (5.3) must both be satisfied for hydrostatic equilibrium. They are two ways of expressing the equilibrium of the whole of the gas. They must be satisfied whatever the nature of the reactions between the particles (expressed here by eq. [5.4]). Then each of the three $K_i(T)$ of equation (5.4), the density, the ratio of helium to hydrogen, and the local total charge can be varied independently (and are independent of eqs. [B2] and [5.3]) so that each of the partial pressures in equations (B2) and (5.3) can be varied independently. Then the coefficients of p_k in these equations must be proportional:

$$\frac{u_H}{\frac{1}{2}\phi_H} = \frac{u_0}{\frac{1}{3}\phi_0} = \frac{u_p}{\phi_p} = \frac{u_1}{\frac{1}{2}\phi_1} = \frac{u_2}{\phi_2} = \frac{u_e}{\phi_e} = \text{constant}. \tag{B3}$$

If we use equation (B3), the number conservation of helium,

$$u_0 p_0 + u_1 p_1 + u_2 p_2 = 0 \tag{B4}$$

becomes

$$\frac{1}{3}\phi_0 p_0 + \frac{1}{2}\phi_1 p_1 + \phi_2 p_2 = 0. \tag{B5}$$

Similarly for hydrogen, one has

$$\frac{1}{2}\phi_H p_H + \phi_p p_p = 0. \tag{B6}$$

The charge flux conservation (i.e., no net electric current)

$$u_p p_p + u_1 p_1 + 2u_2 p_2 - u_e p_e = 0. \quad (\text{B7})$$

similarly becomes

$$\phi_p p_p + \frac{1}{2} \phi_1 p_1 + 2\phi_2 p_2 - \phi_e p_e = 0. \quad (\text{B8})$$

We further define

$$\xi_i^T \equiv \frac{d \ln K_i(T)}{dr}. \quad (\text{B9})$$

For H, He, and He⁺, equation (5.4) then becomes

$$\phi_p + \phi_e - \phi_H = \xi_p^T, \quad (\text{B10})$$

$$\phi_1 + \phi_e - \phi_0 = \xi_1^T, \quad (\text{B11})$$

$$\phi_2 + \phi_e - \phi_1 = \xi_2^T. \quad (\text{B12})$$

Equations (B5), (B6), (B8), (B10), (B11), and (B12) constitute a set of six independent linear equations for the six ϕ_k (eq. [5.5]). Equation (5.5) will be solved explicitly in a simplified case in § II of this Appendix.

Now if one remembers that, in stars, one very nearly has (§ IIIb)

$$p_e = p_p + p_1 + 2p_2, \quad (\text{B13})$$

one may compute the electric field E . Using equations (B13), (5.2), and (B8), one obtains

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} (p_p + p_1 + 2p_2 - p_e) &= 0 \\ &= \frac{1}{2} \phi_1 p_1 - \frac{g}{kT} (m_p p_p + m_1 p_1 + 2m_2 p_2 - m_e p_e) + \frac{2eE}{kT} (p_p + p_1 + 3p_2), \end{aligned} \quad (\text{B14})$$

or, with $m_e \ll m_p$ and $m_1 = m_2 = Am_p$,

$$\frac{eE}{kT} = \frac{1}{2} \frac{m_p g}{kT} \frac{p_p + Ap_1 + 2Ap_2}{p_p + p_1 + 3p_2} - \frac{1}{4} \frac{p_1 \phi_1}{p_p + p_1 + 3p_2}. \quad (\text{B15})$$

This is equation (5.8).

In the same fashion, adding all the equilibrium equations (5.2) and using equations (B13) and (5.3), one finds the expression for the total pressure p :

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{m_p g}{kT} \frac{p_H + p_p + A(p_0 + p_1 + p_2)}{\frac{1}{2} p_H + p_p + \frac{1}{2} p_0 + p_1 + \frac{3}{2} p_2}, \quad (\text{B16})$$

or equation (5.9) when hydrogen is completely ionized.

II. APPROXIMATE ANALYTICAL EXPRESSIONS FOR ϕ_i

As in § I of this Appendix, consider a mixture of ionized hydrogen and another element A that can be ionized twice (e.g., helium), with ionization state indices $i = 0, 1, 2$, and electrons. Equation (5.5) reads, explicitly:

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{2} \frac{p_H}{p_p} & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} \frac{p_0}{p_p} & 0 & \frac{1}{2} \frac{p_1}{p_p} & \frac{p_2}{p_p} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \frac{1}{2} \frac{p_1}{p_p} & \frac{2p_2}{p_p} & -\frac{p_e}{p_p} \\ -1 & 0 & +1 & 0 & 0 & +1 \\ 0 & -1 & 0 & +1 & 0 & +1 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & +1 & +1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \phi_H \\ \phi_0 \\ \phi_p \\ \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_e \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \xi_p^T \\ \xi_1^T \\ \xi_2^T \end{vmatrix}. \quad (\text{B17})$$

The ξ_k^T -terms of the right-hand side of equation (B17) are related to the ionization potentials of hydrogen, χ_p , and of the other element A , χ_1 , and χ_2 , through

$$\xi_k^T = \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi_k}{kT} \right) \frac{d \ln T}{dr} \quad (\text{B18})$$

(for details, see Montmerle 1975).

We assume now that hydrogen is fully ionized. Hence $p_H = 0$ and

$$\phi_p = 0. \quad (\text{B19})$$

Since we are interested in the diffusion of element A with respect to protons, we will calculate only ϕ_0 , ϕ_1 , and ϕ_2 .

In most practical cases, the abundance (by number) $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1 + \gamma_2$ of element A is $\ll 1$, and this will be assumed in what follows.

Provided the two ionization potentials χ_1 and χ_2 are sufficiently far apart (and far enough from the ionization potential of H) that we can consider them separately, and using the notation

$$\alpha_1 = \frac{p_1}{p_0}, \quad \alpha_2 = \frac{p_2}{p_1}, \quad (\text{B20})$$

we find the following results:

For the *first ionization*,

$$\phi_0 = -\frac{3}{2} \frac{\alpha_1}{1 + (3/2)\alpha_1} \xi_1^T, \quad (\text{B21a})$$

$$\phi_1 = \frac{1}{1 + (3/2)\alpha_1} \xi_1^T. \quad (\text{B21b})$$

From equation (5.18), we find also

$$\bar{\phi}_1 = -\frac{1}{2} \frac{\alpha_1}{[1 + (3/2)\alpha_1](1 + \alpha_1)} \xi_1^T. \quad (\text{B21c})$$

For the *second ionization*:

$$\phi_1 = \frac{-2\alpha_2}{1 + 2\alpha_2} \xi_2^T, \quad (\text{B22a})$$

$$\phi_2 = \frac{1}{1 + 2\alpha_2} \xi_2^T, \quad (\text{B22b})$$

and

$$\bar{\phi}_2 = \frac{-\alpha_2}{(1 + \alpha_2)(1 + 2\alpha_2)} \xi_2^T. \quad (\text{B22c})$$

When used in the first diffusion method of § Vd, [eq. (5.19)] and applied to helium, these expressions give results that, for $\gamma = 10^{-2}$, are within 0.1 percent of those given by the exact numerical solution to equation (B17), either for the first ionization or for the second ionization.

APPENDIX C

NUMERICAL INTEGRATION OF THE SYSTEM OF EQUILIBRIUM EQUATIONS FOR A CONSTANT HELIUM ABUNDANCE

The system of hydrostatic equilibrium equations including ionization for a mixture of ionized hydrogen and helium can be written (Wildt 1936 [see text, § V for details]; hereafter Wildt's system):

$$\frac{dp_k}{dr} = p_k \phi_k - \frac{m_k g}{kT} p_k + \frac{Z_k e E}{kT} p_k \quad (\text{C1})$$

($k = 0, 1, 2$ [Helium]; 3, 4, [Hydrogen]; 5 [electrons]), E being the electric field given by the electrical neutrality condition and hydrostatic equilibrium for all elements (see text, § IIIb), and p_k the partial pressure of element k of mass m_k and charge Z_k . The ϕ_k 's are found by solving equation (5.5) numerically; approximate analytical solutions are given in Appendix B.

Wildt's system gives the partial pressure gradients dp_k/dr for an atmosphere in hydrostatic and ionization equilibria, in the absence of "external" forces (i.e., other than gravitational or electrical; see § II). The helium abundance *varies* as one goes from r to $r + dr$ (model V). But the atmosphere models used are such that this abundance remains *constant* with r (model C). We then have to calculate the equilibrium gradients of model V at each point of model C: the equilibrium method is essentially local.

The numerical method solves Wildt's system (eq. [C1]) and compares the equilibrium gradients with those computed from the diffusion equation (diffusion method). In fact, each integration step provides the initial conditions for the next, but is otherwise independent of it, since we come back to model C at each step. The difference at integration step J between the gradients (obtained from models C and V), from $r(J-1)$ to $r(J) \equiv r(J-1) + \Delta r$, can be interpreted as the "force" needed to sustain helium in the equilibrium method (see § II). More precisely, the "force" (per particle) $F_i(J)$ acting on ionization state i at integration step J is defined by

$$\frac{F_i(J)}{kT} = \left[\frac{1}{p_i(J)} \frac{p_i(J) - p_i(J-1)}{\Delta r} \right]_v - \left[\frac{1}{p_i(J)} \frac{p_i(J) - p_i(J-1)}{\Delta r} \right]_c. \quad (C2)$$

Equation (C2) is obtained as well by applying the diffusion method to model V and to model C.

It is found that $F_i(J)$ is *independent of i* . This is not surprising, since all ionization states are treated equally and they have the same weight. To be consistent when comparing the result of the diffusion method to those of the equilibrium method, we set $F_i = F$ in the diffusion method applied to simultaneous diffusion equations (§ Vd).

We emphasize that, rigorously, the comparison of forces calculated by the equilibrium and the diffusion methods is only a comparison of equilibrium gradients; through the diffusion equation, however, it may be interpreted as the force needed to maintain the helium concentration constant.

In practice, if Δr is about 10^{-4} of the total height of the model atmosphere, the uncertainty on the gradients and other relevant quantities (like p , T , etc.) is found to be at most of 1 percent; decreasing Δr lowers this figure, of course, but at the cost of very long integration times, since each integration step (from J to $J+1$) requires up to 0.5 second, on a CDC Cyber 74 computer, when all related computations (solving Saha's equation, finding derivatives, etc.) are included.

APPENDIX D

PROTON-NEUTRAL HELIUM DIFFUSION COEFFICIENT

The diffusion coefficient for a mixture of protons and neutral helium, D_{p0} , does not involve the interaction between two charged particles, and standard equations (Chapman and Cowling 1970; Aller and Chapman 1960; Michaud 1970) cannot be used. One has instead to make a separate calculation.

We shall study, in what follows, two interaction models: a rigid-sphere model (because it is the most simple), and a modified Buckingham model (modified "exp-6" potential), because it provides the most realistic analytical approximation (retaining some simplicity) to the model computed numerically by Peyerimhoff (1965), which takes into account the polarization of the helium atom by the approaching proton.

Prior to this, let us summarize briefly what is known to date about He-H⁺ interactions. Experimentally, for protons having energies of interest for conventional stellar atmospheres, elastic diffusion in helium has been investigated from 3 to 22 eV (Champion *et al.* 1970). These experiments confirmed to a very good approximation previous theoretical calculations by Peyerimhoff (1965), who gave numerical values for the He-H⁺ potential, as illustrated in Figure 6. It is to be noted that an analytical expression for this potential has been found by Herbig *et al.* (1970), but it is much too complicated to be used here. Instead, we shall use an approximate analytical expression in the form of a modified Buckingham potential, the parameters of which will be chosen to fit as well as possible Peyerimhoff's numerical results. Various quantities related to this potential are tabulated in Ferziger and Kaper (1972; hereafter FK).

I. RIGID-SPHERE MODEL

As a first approximation, and since the result will be used later, we calculate here the diffusion coefficient for a rigid-sphere model. The first-order approximation to this coefficient is given by Chapman and Cowling (1970; hereafter CC [see p. 258]), as

$$D_{p0} \equiv (D_{p0})_{rs} = \frac{3}{32(n_p + n_0)\sigma_{p0}^2} \left(\frac{kT}{2\pi} \frac{m_0 + m_p}{m_0 m_p} \right)^{1/2}, \quad (D1)$$

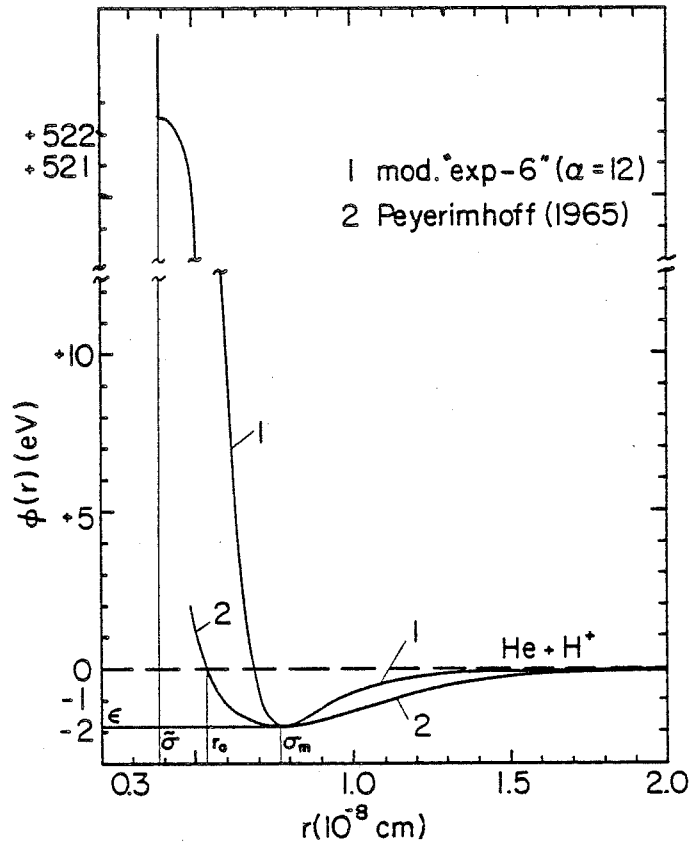


FIG. 6.—The He-H⁺ interaction potential $\phi(r)$ as a function of the interatomic distance r . Curve 1 shows the “exp-6” model used as an approximation to the potential calculated by Peyerimhoff (1965) for $r > 5 \times 10^{-9}$ cm and shown on curve 2. Also shown are the parameters ϵ , $\bar{\sigma}$, and σ_m entering eq. (D5) which gives the “exp-6” potential.

with

$$\sigma_{p0} = \frac{1}{2}(\sigma_p + \sigma_0). \tag{D2}$$

Here, $m_0 = Am_p$, and $\sigma_{p0} = \frac{1}{2}\sigma_0$; σ_0 is the radius of the helium atom considered approximately as a rigid sphere by the incoming proton, and as such, is different from the usual radius. We can define σ_0 as the radius r_0 corresponding to the repulsive part of the potential (see Fig. 6):

$$\sigma_0 = r_0 = 0.530 \text{ \AA}. \tag{D3}$$

(This value should be compared with the value of 1.10 Å that can be deduced from Table 22 of CC, given on p. 263).

In terms of partial pressures p_0 and p_p with the appropriate substitutions, eq. (D1) becomes

$$(D_{p0})_{rs} = \frac{3}{8(p_0 + p_p)\sigma_0^2} \left(\frac{A+1}{2\pi Am_p} \right)^{1/2} (kT)^{3/2}. \tag{D4}$$

II. MODIFIED “exp-6” MODEL

The modified Buckingham (or “exp-6”) potential $\Phi(r)$ reads (see, e.g., FK, p. 241):

$$\Phi(r) = \frac{\epsilon}{1 - 6/\alpha} \left[\frac{6}{\alpha} \exp[-\alpha(1 - r/\sigma_m)] - \left(\frac{\sigma_m}{r} \right)^6 \right] \quad r > \bar{\sigma}, \tag{D5}$$

$$= \infty \quad r < \bar{\sigma}.$$

This potential is represented in Figure 6. Here ϵ is the maximum depth of the potential well, at radius σ_m ; α is a parameter, whose value is generally between 12 and 15. The radius $\bar{\sigma}$, at which the atom may be considered as a

TABLE D1
VALUES OF $\bar{\sigma}/\sigma_m$ AS A FUNCTION OF α

α	$\bar{\sigma}/\sigma_m$
12.....	0.4745
13.....	0.4569
14.....	0.4410
15.....	0.4263

hard sphere, is also a parameter, but it is usually taken as the value corresponding to the maximum of $\Phi(r)$, hence becoming a function of α . (The values of $\bar{\sigma}/\sigma_m$ for various values of α are tabulated in Table D1.)

From the results of Peyerimhoff (1965), we have

$$\epsilon = -1.85 \text{ eV},$$

$$\sigma_m = 0.770 \text{ \AA}.$$

To fit the curve with a modified "exp-6" potential requires, then, only an adequate choice of α . The curve $\Phi(r)$ corresponding to $\alpha = 12$ is displayed in Figure 6. It can be shown that $\Phi(r)$ does not depend very much on α , taking into account the radius range in which the real potential is calculated; also the fit (best for $\alpha = 12$) does not look very good: one would require rather low values of α in order to make the fit acceptable. However, we are interested primarily in finding a diffusion coefficient, for which an important role is played by the repulsive part of the potential; despite the fact that Peyerimhoff's potential has not been computed for $r < 5.10^{-9}$ cm, we shall consider that the "exp-6" potential gives a better approximation of its behavior than the hard-sphere model. Anyway, the value of $\bar{\sigma}$ does not depend very much on how good the fit is (see also Table D1 for its dependence upon α). Hence, we shall consider a useful approximation to take $\alpha = 12$ (lowest tabulated value); that is,

$$\bar{\sigma}_0 = 0.365 \text{ \AA}.$$

From FK (p. 280), we can write, using equation (D1),

$$(D_{p0})_{e6} = (D_{p0})_{rs} \frac{1}{\Omega_{12}^{(1,1)*}(T^*)} \left(\frac{\sigma_0}{\bar{\sigma}_0}\right)^2. \quad (\text{D7})$$

Here $\Omega_{12}^{(1,1)*}$ is a dimensionless factor for the first-order approximation to $(D_{p0})_{e6}$, tabulated in FK, which depends (rather weakly) only on the dimensionless temperature $T^* = kT/\epsilon$; σ_0 is the radius of the rigid-sphere model (eq. [D3]).

At temperatures of interest (10^4 to 5×10^4 K), it turns out that

$$\frac{(D_{p0})_{rs}}{(D_{p0})_{e6}} \approx 1.5, \quad (\text{D8})$$

and that this value, furthermore, does not depend very much upon α . Hence, the diffusion coefficient found when using a rigid-sphere model as defined in § I of this Appendix (eq. D4) is overestimated by ~ 50 percent with respect to the "exp-6" model, but probably not by a factor much larger than 2 with respect to reality.

As a conclusion, for practical purposes in the relevant temperature range, the simple expression (eq. [D4]) derived from CC can be used safely, provided one does not require too high an accuracy. Finally, note that, in the case of short-range forces, the diffusion coefficient is given to ~ 10 percent by its first approximation, well within the uncertainty caused by the approximate potential used here.

APPENDIX E

ION-PROTON DIFFUSION COEFFICIENT

Since, in some cases, the first approximation $[D_{12}]_1$ to the binary diffusion coefficient D_{12} , widely used in the literature, can be a factor of more than 3 lower than the real value $[D_{12}]_\infty \equiv D_{12}$ (for Coulomb interactions), it is interesting to give explicit general expressions for the second approximation $[D_{12}]_2$, which differs from $[D_{12}]_\infty$ by not more than ~ 4 percent. All formulae are taken from Chapman and Cowling (1970), and from Chapman (1958).

One has

$$[D_{12}]_2 = \frac{[D_{12}]_1}{1 - \Delta}. \quad (\text{E1})$$

Δ is an abundance-dependent factor. ($[D_{12}]_1$ does not depend on the relative abundance of species 1 and 2.)

We set

$$\Delta = \mathcal{N}_i / \mathcal{D}_i. \quad (\text{E2})$$

For the diffusion of ions of mass Am_p , of charge Z_i , with respect to protons, in (number) abundance $\gamma_i \equiv n(A, Z_i)/n(p)$, we find

$$\mathcal{N}_i = \frac{a}{20} \{ 2(A+1)^{1/2} + \gamma_i Z_i^2 (2A)^{1/2} [3A^2 - 2A(3-2a) + 3] + \gamma_i^2 Z_i^4 2(A+1)^{1/2} A^{5/2} \}, \quad (\text{E3a})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_i &= (A+1)^{1/2} (3A^2 + 4aA + 1.3) \\ &+ \gamma_i Z_i^2 (2A)^{1/2} [(A+1)^3 A^{-1/2} + 1.95A^2 - (3.9 - 8.6a)A + 1.95] \\ &+ \gamma_i^2 Z_i^4 (A+1)^{1/2} A^{1/2} (1.3A^2 + 4aA + 3). \end{aligned} \quad (\text{E3b})$$

As in Appendix A, a is noted A in Chapman and Cowling (1970) and Chapman (1958).

We mention the following particular cases, which can be checked in Chapman and Cowling (1970):

a) $A \gg 1$, $\gamma_i \rightarrow \infty$ (Lorentzian gas): $\Delta \rightarrow 9/13$ and $[D_{12}]_2 = 3.250[D_{12}]_1$. Chapman and Cowling (1970) also give $D_{12} = 3.396[D_{12}]_1$.

b) $A \gg 1$, $\gamma_i \rightarrow 0$ ("quasi-Lorentzian" gas): $\Delta \rightarrow 9/(30A^2)$, hence $\Delta \ll 1$ and $[D_{12}]_2 = [D_{12}]_1$. The first approximation then gives the right results if $\gamma Z^2 \ll 1$, as seen from equations (E3). Since for heavy ions $A \gg 1$ and γ_i is small, this case is the one of interest in astrophysics. From this, we infer that the correction factor of 3.396 is erroneously used in their diffusion coefficient by Delache (1967), Schatzman (1969), and Baglin (1972), whereas the diffusion coefficient is correct in Aller and Chapman (1960) and Michaud (1970).

We now give the general expression of Δ for ionized ${}^4\text{He}$ in abundance γ , of charge Z , taking $a = 0.4$. We find

$$\Delta({}^4\text{He}) = 0.0161 \frac{1 + 21.1\gamma Z^2 + 32.0\gamma^2 Z^4}{1 + 2.12\gamma Z^2 + 1.08\gamma^2 Z^4}. \quad (\text{E4})$$

For $\gamma = 10^{-2}$, it is found that $[D_{12}]_1$ gives the real D_{12} to ~ 5 percent for both ionizations. The error is 10 percent if $Z = 1$, and 20 percent if $Z = 2$ for $\gamma = 0.15$; it reaches 20 percent and 40 percent, respectively, for $\gamma = 0.45$.

Finally, note that equations (E3) can be applied to the binary diffusion coefficient D_{12} of any couple of elements 1 and 2: A is then the mass ratio m_2/m_1 , and Z the corresponding charge ratio Z_2/Z_1 .

REFERENCES

- Aller, L. H., and Chapman, S. 1960, *Ap. J.*, 132, 461.
 Baglin, A. 1972, *Astr. and Ap.*, 19, 45.
 Burgers, J. M. 1960, in *Plasma Dynamics*, ed. F. H. Clauser (Reading, Mass.: Addison-Wesley), p. 119.
 Champion, R. L., Doverspike, L. D., Rich, W. G., and Bobbio, S. M. 1970, *Phys. Rev. A*, 2, 2327.
 Chapman, S. 1958, *Proc. Phys. Soc.*, 72, 353.
 ———. 1962, in *Progress in International Research on Thermodynamic and Transport Properties* (New York: American Society of Mechanical Engineers), p. 257.
 Chapman, S., and Cowling, T. G. 1970, *The Mathematical Theory of Non-uniform Gases* (Cambridge: Cambridge University Press).
 Delache, P. 1967, *Ann. d'Ap.*, 30, 827.
 Eddington, A. S. 1930, *The Internal Constitution of the Stars* (reprint: New York: Dover, 1959), p. 278.
 Ferziger, J. H., and Kaper, H. G. 1972, *Mathematical Theory of Transport Processes in Gases* (Amsterdam: North-Holland).
 Herbig, H. F., Milli, D. B., and Tood, L. W. 1970, *Phys. Rev. A*, 2, 771.
 Michaud, G. 1970, *Ap. J.*, 160, 641.
 ———. 1973, *Ap. Letters*, 15, 143.
 Michaud, G., Reeves, H., and Charland, Y. 1974, *Astr. and Ap.*, 37, 313.
 Michaud, G., and Vauclair, S. 1972, *Ap. Letters*, 11, 117.
 Mihalas, D. 1965, *Ap. J. Suppl.*, 9, 321.
 Milne, E. A. 1924, *Proc. Cambridge Philosophical Soc.*, 22, 493.
 Montmerle, T. 1975, Internal report, Université de Montréal.
 Osmer, P. S., and Peterson, D. M. 1974, *Ap. J.*, 187, 117.
 Peyerimhoff, S. 1965, *J. Chem. Phys.*, 43, 998.
 Schatzman, E. 1947, *C.R. Acad. Sci.*, 224, 31.
 ———. 1958, *White Dwarfs* (Amsterdam: North-Holland), p. 113.
 ———. 1969, *Astr. and Ap.*, 3, 331.
 Smith, M. A. 1974, *Ap. J.*, 189, 101.
 Spitzer, L. 1968, *Diffuse Matter in Space* (New York: Interscience Publishers).
 Vauclair, S., Michaud, G., and Charland, Y. 1974, *Astr. and Ap.*, 31, 381.
 Walborn, N. R. 1974, *Ap. J. (Letters)*, 191, L95.
 Watson, W. D. 1970, *Ap. J. (Letters)*, 162, L45.
 ———. 1971, *Astr. and Ap.*, 13, 263.
 Wildt, R. 1936, *Ap. J.*, 83, 202.
 ———. 1937, *M.N.R.A.S.*, 97, 225.

GEORGES MICHAUD: Département de Physique, Université de Montréal, C.P. 6128, Montréal 101, Québec, Canada

THIERRY MONTMERLE: Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Saclay, France

E R R A T U M

(Montmerle T., Michaud G. 1976, Ap.J. Suppl. 31, 489)

a) page 500, éq. (5.20), lire:

$$\lambda = 1 + \gamma(\bar{Z} - 1)(1 - \gamma)$$

(id. dans le texte, p. 507, §3)

b) page 509, éq. (A4), lire:

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \left[\frac{(1 - Z_i) K_{T,E}}{1 + A\gamma_i} + K_{T,\alpha} \right]$$

3ème partie

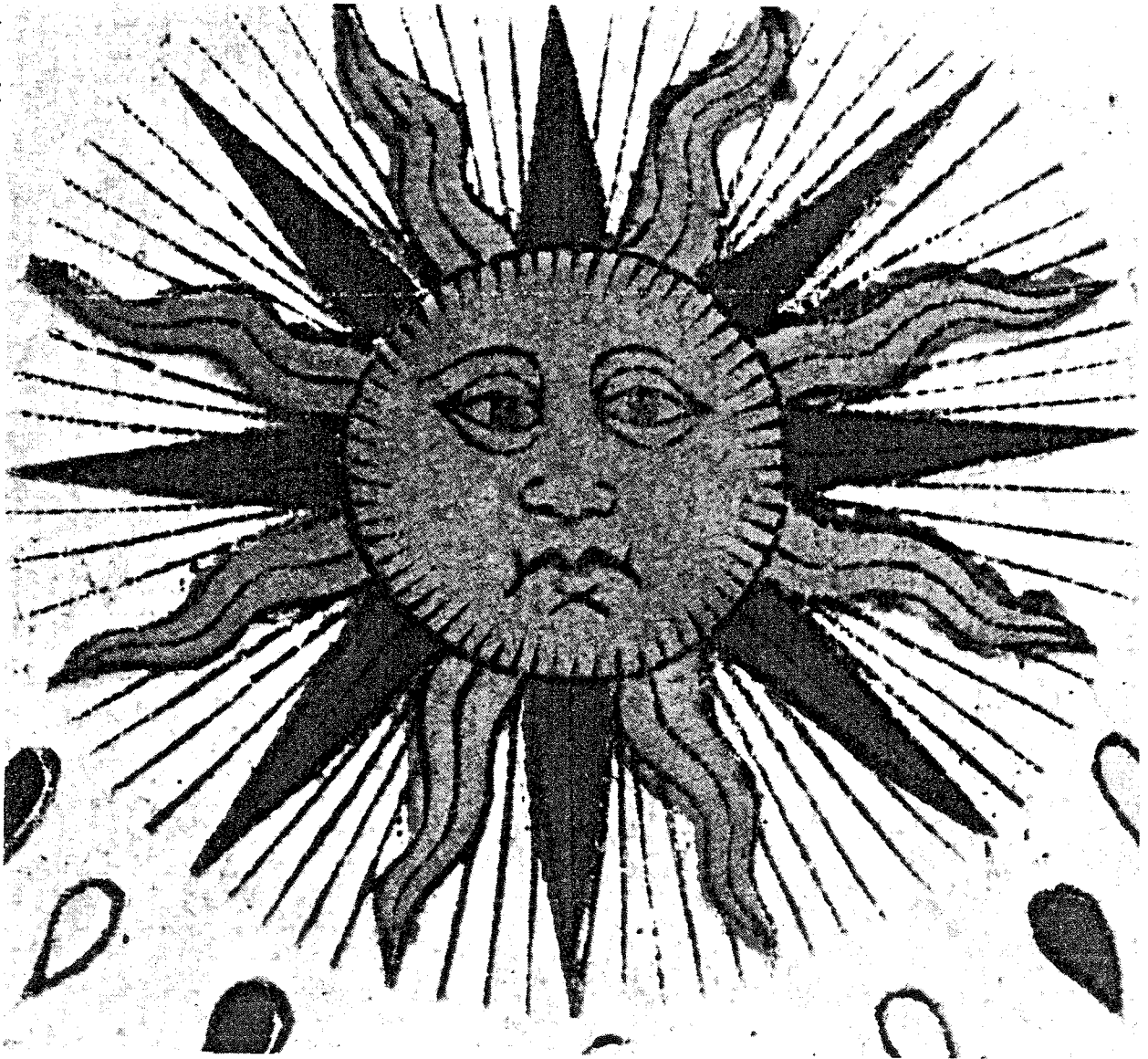
D'AUTRES HORIZONS

LA RECHERCHE

mensuel n° 47 juillet-août 1974 9,50 francs

Des bouffées de photons gamma d'origine cosmique

FCCHBV 5(47) 611-710 (1974)



BELGIQUE : 92 FB CANADA : \$2.25 ESPAGNE : 95 PTAS ITALIE : 1 100 LIRES

Des objets astronomiques « exotiques »,
des phénomènes physiques inconnus jusqu'ici :
une découverte qui pourrait avoir la même portée
que celle des pulsars ou des quasars.



Au printemps dernier, une équipe de chercheurs du laboratoire scientifique de Los Alamos⁽¹⁾ révélèrent que, depuis le mois de juillet 1969, date de leur lancement, quatre satellites d'observation (militaires), de la série Vela, avaient détecté des signaux dans la bande gamma du spectre électromagnétique (0,2-1,5 MeV), d'une durée de l'ordre de quelques secondes, au rythme d'environ cinq par an à leur niveau de sensibilité, et d'origine certainement extraterrestre (voir la *Recherche* n° 40, p. 1094, déc. 1973). Cette découverte inattendue suscita une certaine agitation dans le monde de l'astrophysique des hautes énergies, sur le plan expérimental comme sur le plan théorique. Grâce à des recherches effectuées dans des enregistrements passés, obtenus par divers satellites astronomiques, les observations des satellites Vela furent confirmées et étendues à plus basse énergie (jusqu'à environ 7 keV).

Bien que l'information dont on dispose à l'heure actuelle soit encore fragmentaire, un certain nombre d'interprétations ont été proposées, et l'étude de ces signaux a déjà fait l'objet d'un symposium qui s'est tenu à Los Alamos en septembre dernier ; cette activité ne s'est pas relâchée, car ici, comme dans le cas de certaines sources X, il est probable qu'on se trouve en présence d'objets astronomiques « exotiques », qui seraient le siège de phénomènes physiques tout à fait particuliers.

Des signaux inattendus.

Que sait-on exactement de la nature de ces signaux ? Le but à atteindre est, bien entendu, de connaître au mieux leurs caractéristiques : fréquence d'apparition et durée, débit d'énergie reçu (débit total et débit en fonction du temps, c'est-à-dire structure temporelle, et débit en fonction de l'énergie, c'est-à-dire spectre), et répartition angulaire. Toutes ces informations doivent permettre d'étayer les différentes hypothèses proposées pour leur interprétation. Ces différentes caractéristi-

ques sont connues à des degrés de précision très variables. Apparaissant au rythme d'environ cinq par an, les signaux détectés par les satellites Vela forment un échantillon statistique faible, comprenant une vingtaine d'événements seulement. Ce nombre est cependant suffisant pour que des traits communs essentiels se dégagent, montrant d'emblée que l'on a affaire à un phénomène certainement complexe.

La durée d'un signal peut atteindre une dizaine de secondes, quelquefois plus ; l'analyse temporelle de ce signal révèle parfois la présence d'impulsions de courte durée (aussi courte que la résolution temporelle des Vela, soit 16 millisecondes). Au total, les détecteurs reçoivent une énergie de l'ordre de 10^{-3} erg.cm⁻² (soit 100 fois le seuil de détection des Vela ; cela montre qu'il n'y a aucun doute quant à la réalité de ces signaux, contrairement à ce qui se passe actuellement pour les sources de rayonnement gamma que l'on croit avoir détectées au-delà de 10-30 MeV). Quant au spectre, le plus complet n'a été obtenu jusqu'ici que pour un seul signal^(2,3) grâce aux efforts conjugués des responsables des satellites OSO-7 (à bord duquel se trouvent deux télescopes X sensibles dans la gamme d'énergie de 11 à 15 keV) et de 47 à 69 keV, IMP-6 (détecteurs d'éruptions solaires, sensibles de 7 à 500 keV) et Vela 5A, 5B, 6A, 6B (détection d'explosions nucléaires terrestres, de 0,2 à 1 MeV pour le type 5, de 0,3 à 1,5 MeV pour le type 6). Au-delà de 60 keV, ce spectre semble être de forme exponentielle, avec une énergie caractéristique de 150 keV (ce qui situerait ces signaux dans les rayons X durs plutôt que dans le domaine gamma à proprement parler). De plus, il est variable avec le temps dans un sens ou dans l'autre avant de disparaître au bout, nous l'avons vu, de quelques dizaines de secondes au maximum. Des informations sur d'autres signaux ont également été fournies par les satellites OSO-6 (téléscope X, de 27 à 189 keV)⁽⁴⁾ et OGO-5 (au-delà de 150 keV).⁽⁵⁾

C'est l'analyse de la répartition angulaire de ces signaux qui est susceptible de fournir les premiers indices sûrs quant à leur origine. Malheureusement, aucun des détecteurs utilisés n'est très directif ; ce n'est que par des recoupements entre les données des différents satellites que l'on peut connaître la direction d'émission. La précision de cette méthode ne dépasse pas 4 ou 5°. Il semble bien, cependant, que la distribution des signaux soit grossièrement isotrope, un léger excès dans le plan de notre galaxie n'étant cependant pas exclu.

Ajoutons, pour achever ce tour d'horizon des données d'observation, que ces signaux ne peuvent être attribués à des photons secondaires résultant de collisions de particules cosmiques, car les satellites mentionnés se trouvent toujours dans des environnements géomagnétiques très différents, impliquant des particules et des énergies différentes.

Ces informations, pour sommaires qu'elles puissent paraître, restreignent en fait considérablement le nombre des hypothèses physiquement plausibles à l'heure actuelle (nombre qui, comme nous allons le voir dans un instant, reste important). La fréquence des signaux nous indique qu'il s'agit d'événements rares (eu égard au nombre de sources a priori possibles dans le ciel), donc concernant soit une catégorie d'objets astronomiques peu répandus, soit des conditions particulières intéressant un objet courant (étoile, par exemple). La structure temporelle des signaux montre que la source de l'émission doit être de faibles dimensions (quelques fractions de seconde-lumière environ, soit de l'ordre de 10⁹ cm, au maximum). S'il se confirme que le spectre est exponentiel, il y a là présomption pour que l'on ait affaire à un rayonnement de gaz chaud (« bremsstrahlung », ou rayonnement de freinage). Enfin, la répartition angulaire isotrope indique que l'origine du rayonnement est soit confinée à une sphère relativement petite autour de nous (de diamètre égal à l'épaisseur de notre galaxie dans notre voisinage, c'est-à-dire de l'ordre de quelque 400 parsecs ; 1 pc = 3.10¹⁸ cm), soit au contraire associée à des objets extragalactiques ; à cause de la quantité d'énergie reçue par les détecteurs, cette dernière possibilité est moins vraisemblable.

Qualitativement, la structure temporelle des signaux reçus semble proche de celle qui caractérise les éruptions solaires dans le domaine des X durs (fig. 1). C'est cette propriété qui a été à l'origine d'un certain nombre de modèles, encore grossiers, proposés récemment. D'autre part, les échelles de temps mises en jeu évoquent aussi le voisinage d'objets compacts, et d'autres modèles utilisent la possibilité d'émettre de l'énergie par chute de matière dans leur champ gravitationnel très intense (accrétion). Mais on peut trouver encore plus « exotique »...

Gigantesques éruptions, chute de matière, grains de poussière... ?

Pour Stecker et Frost,⁽⁶⁾ ces signaux proviennent de super-éruptions de type solaire, mettant en jeu 10⁶ à 10⁷ fois

(1) R.W. Klebesadel et al., *Ap. J. Lett.*, 182, L89, 1973.

(2) T.L. Cline et al., *Ap. J. Lett.*, 185, L1, 1973.

(3) W.A. Wheaton et al., *Ap. J. Lett.*, 185, L57, 1973.

(4) G. Palumbo et al., *Preprint TESRE*, 1974.

(5) J. L'Heureux, *Ap. J. Lett.*, 187, L53, 1974.

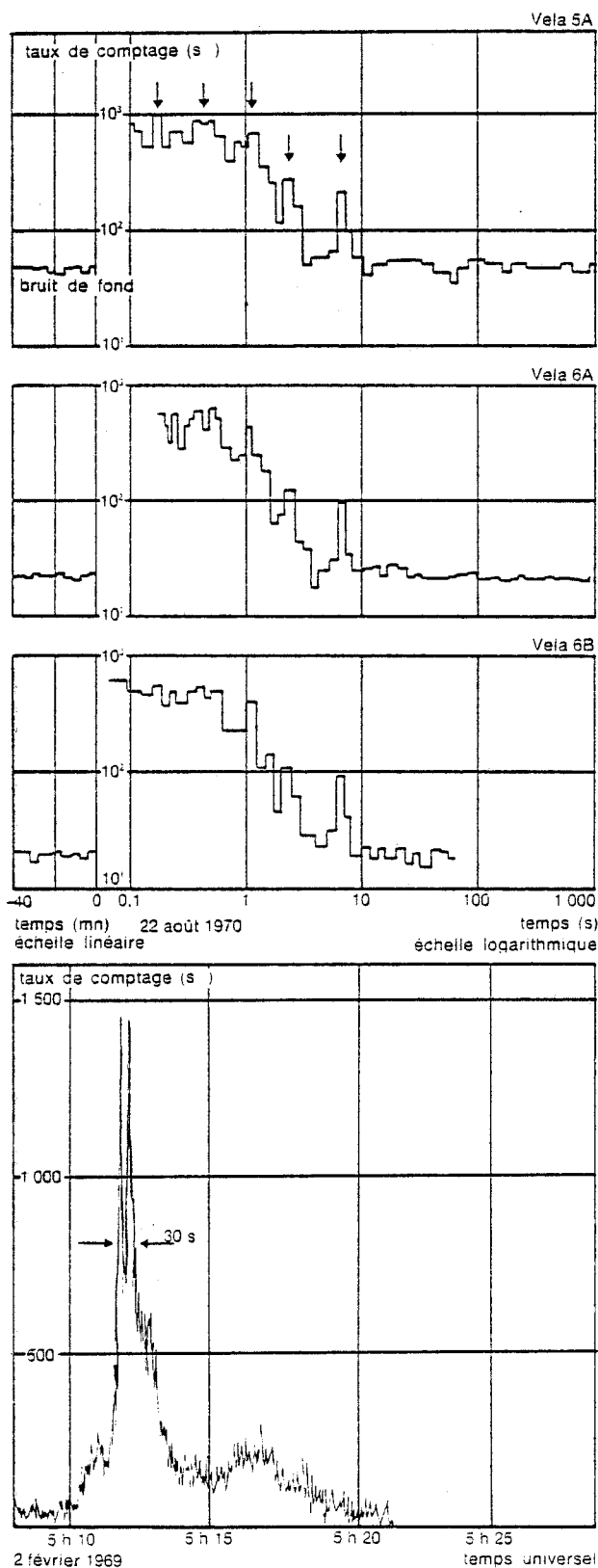
(6) F.W. Stecker, K.J. Frost, *Nature PS*, 245, 70, 1973 ; *Preprint GSFC*, 1973.

(7) K. Brecher, P. Morrison, *Ap. J. Lett.*, 187, L97, 1974.

(8) D.Q. Lamb et al., F.K. Lamb, D. Pines, *Nature PS*, 246, 52, 1973.

(9) M. Harwit, E.E. Salpeter, *Ap. J. Lett.*, 186, L37, 1973.

(10) J.E. Grindlay, G.G. Fazio, *Ap. J. Lett.*, 187, L93, 1974.



plus d'électrons (rayonnant par bremsstrahlung) que dans le cas du Soleil, accélérés à des énergies comparables par un champ magnétique environ 1 000 fois plus intense. Cette dernière propriété se rencontre dans des objets connus : les naines blanches. La fréquence des signaux impose qu'une faible proportion de ces étoiles puisse être la siège de telles éruptions, mais ce que l'on sait actuellement de leur structure ne donne aucun indice permettant d'affirmer que cela soit possible. Brecher et Morriison⁽⁷⁾ reprennent le même schéma, mais en y associant l'idée de directivité du phénomène : ils évoquent la possibilité que l'éruption soit confinée dans un petit angle solide, par analogie avec les jets solaires. Cela réduit d'autant les exigences énergétiques, mais requiert encore 50 à 500 fois plus d'énergie par électron que dans le cas solaire, pour le même nombre total d'électrons accélérés. Alors des étoiles normales (appartenant à la séquence principale) pourraient être le siège de cette émission directive. Il semble cependant que pour rendre compte de la fréquence des signaux, on doive admettre que de telles éruptions puissent se produire au moins une fois par an à la surface du Soleil, alors qu'elles n'ont jamais été observées.

Un peu à partir de la même constatation, mais dans un contexte entièrement différent, Lamb et al.⁽⁸⁾ s'inspirant de la théorie qui explique avec plus de succès l'émission X des systèmes binaires, pensent qu'ici aussi il faut faire appel au phénomène d'accrétion dans une étoile double serrée dont un des compagnons est compact (naine blanche, étoile à neutron, « trou noir »). L'éruption de type solaire se produit sur l'autre compagnon ; la ma-

tière ainsi éjectée est accrétée (capturée) par son voisin, et, en libérant son énergie gravitationnelle en quelques secondes (temps de chute libre), chauffe l'atmosphère de ce dernier à plusieurs millions de degrés. La luminosité atteinte (environ 10^{37} erg.s⁻¹) est typique des sources X binaires. Ici, l'éruption initiale ne donne naissance aux impulsions observées que de façon indirecte. On ne connaît pas encore assez bien la densité spatiale de tels objets compacts dans des systèmes binaires pour effectuer une comparaison significative avec la fréquence de répétition observée. Ce modèle, bien qu'assez séduisant, semble pour l'instant mal expliquer les signaux les plus courts, et ne donne aucune interprétation de l'énergie de 150 keV caractéristique du spectre exponentiel observé.

Une toute autre hypothèse est celle proposée par Harwit et Salpeter⁽⁹⁾ : ces auteurs supposent qu'il existe un nuage de comètes orbitant autour des étoiles à neutrons galactiques (comme autour du Soleil). De temps à autre, une comète se rapproche de l'étoile à neutrons centrale au point d'éclater sous l'effet des forces de marée. Une « pluie » de matière sur cette dernière en résulte, expliquant la structure temporelle des signaux et, si elle est en quantité suffisante, l'énergie totale émise. Le taux d'accrétion ainsi obtenu est raisonnablement faible. Cependant, la présence de comètes autour d'étoiles à neutrons est hautement spéculative ; certaines prédictions de cette hypothèse dans le domaine des X mous (< 1 keV) permettent peut-être d'envisager une vérification.

Un dernier modèle, aussi peu orthodoxe, a été proposé par Grindlay et Fazio.⁽¹⁰⁾ Pour ces auteurs, il peut exister dans le rayonnement cosmique des grains (de taille typique 1 mm) se déplaçant à des vitesses relativistes. Ces grains, approchant du Soleil, sont photo-ionisés et se brisent sous l'effet des forces électrostatiques, jusqu'à être séparés en atomes. Si ces grains sont constitués de fer (l'un des éléments relativement les plus abondants dans l'univers), les atomes sont ionisés à partir de leurs couches internes (K et L) ; le réarrangement consécutif des électrons libère des photons de fluorescence, portés à l'énergie observée par effet Doppler. Bien qu'il soit suggéré que les pulsars (que l'on associe par ailleurs souvent à des sources de rayonnement cosmique) soient à l'origine de tels grains, leur accélération jusqu'au milieu interstellaire et la forme du spectre des photons produits ne sont, pour le moment, pas expliqués. Notons enfin, pour terminer, que

Figure 1. On a représenté ci-contre des profils typiques des signaux observés simultanément par les satellites Vela⁽¹⁾, dans le domaine γ (0,2 à 1,5 MeV), et l'enregistrement d'une éruption solaire par le satellite OSO-5 dans le domaine X (15-250 keV). Un certain nombre de similitudes (durée, décroissance, structure temporelle) ont suggéré à certains auteurs^(2,3) un modèle à base d'éruptions gigantesques à la surface de certaines étoiles. Cependant, S. Colgate a fait remarquer que les temps caractéristiques devaient croître avec l'énergie impliquée, ce qui rendrait somme toute fortuites les ressemblances entre les deux signaux. (Les satellites Vela ont été lancés par l'US Air Force pour veiller à l'application du moratoire Etats-Unis-URSS sur les explosions atomiques dans l'atmosphère.)

l'idée immédiatement avancée que ces signaux soient associés à des explosions de supernovæ galactiques⁽¹¹⁾ ou à des étoiles éruptives normales connues⁽¹²⁾ a été rapidement repoussée, aucune corrélation n'ayant été observée avec des événements optiques enregistrés. D'après Colgate,⁽¹²⁾ il n'est cependant pas exclu que des supernovæ de type II extragalactiques (non observées dans le domaine visible) puissent fournir la réponse.

Un exemple d'archéologie astronomique...

Il est clair que l'origine de ces mystérieux signaux gamma est encore très controversée : on attend le résultat du dépouillement des derniers enregistrements des satellites Vela et autres avec impatience. Mais les données les plus rapides à venir seront certainement issues des enregistrements passés, dont l'examen commence à devenir systématique. D'ores et déjà, ces signaux semblent avoir été observés par Apollo-16 (autour du MeV) et par Uhuru (satellite d'observation X, 2-10 keV)⁽¹³⁾ ; d'autres recherches par l'équipe de Los Alamos ont permis de remonter dans le temps et de trouver des signaux analogues enregistrés par Vela-4⁽¹⁴⁾ en 1967. Ce nouvel exemple d'« archéologie astronomique » est à verser à un dossier qui comprend déjà, entre autres, la nébuleuse du Crabe (archives chinoises) et les quasars (anciennes plaques photographiques remontant au début du siècle).

Par ailleurs, on s'interroge déjà sur certaines conséquences théoriques et pratiques de ces événements. Ainsi, on a calculé que la contribution cumulée de tous ces photons ne peut expliquer la « bosse » présente dans le spectre du fond du ciel au-delà de 1 MeV⁽¹⁵⁾ (voir *la Recherche*, n° 37, p. 787, sept. 1973) ; il a d'autre part été proposé d'analyser les effets de l'arrivée de ces bouffées de photons gamma dans l'ionosphère.⁽¹⁶⁾

Il semble, en tout cas, que le ciel comprenne des objets qui sont le siège de phénomènes physiques inconnus jusqu'ici, et qui, dans le domaine des rayons X durs ou des rayons gamma, le fassent ressembler à une vitrine de Noël où, quelques fois par an, des éclats brusques deviennent visibles. Cette découverte aura-t-elle la même portée que celle des quasars ou des pulsars ? L'avenir le dira. Si oui, cela prouverait au moins que les crédits alloués à l'US Air Force peuvent conduire à faire avancer la science, même s'il s'avère que, de toutes les interprétations grandioses imaginées, il ne reste que... de la « poudre aux yeux ».

Thierry Montmerle.

(11) H. Hudson, V. Tsikoudi, *Nature PS*, 245, 88, 1973.

(12) S.A. Colgate, *Ap. J.*, 187, 333, 1974.

(13) A.E. Metzger et al. ; D. Koch et al., *Conference on Transient Cosmic X-ray and γ ray sources*, preprint LASL, 1974.

(14) I.B. Strong et al., *Ap. J. Lett.*, 188, L1, 1974.

(15) R.R. Hillier, *Nature*, 245, 201, 1973.

(16) R.T. Brown, *Nature*, 246, 83, 1973.

INTERGALACTIC IONIZED HYDROGEN IN NEARBY
GROUPS OF GALAXIES

PIERRE CHAMARAUX

Observatoire de Meudon, France

THIERRY MONTMERLE

Institut d'Astrophysique de Paris, France

and

MASARU TADOKORO

*Kwasan Observatory and Institute of Astrophysics,
University of Kyoto, Japan*

HYDROGENE INTERGALACTIQUE IONISE DANS LES GROUPES DE GALAXIES PROCHES

On étudie la stabilité des 14 groupes de galaxies les plus proches, au moyen du critère de Jacobi. On les trouve tous ainsi très instables, sauf peut-être deux. Ce résultat est confirmé après une discussion des hypothèses nécessaires aux calculs et en tenant compte des incertitudes sur les données. L'explication de cette instabilité apparente par l'existence d'hydrogène intergalactique ionisé est examinée. On trouve les paramètres physiques du gaz en utilisant une forme généralisée du théorème du viriel et en supposant vérifiée l'équipartition entre les différentes formes d'énergie.

Les résultats essentiels sont les suivants : les rapports (masse de gaz)/(somme des masses des galaxies du groupe) sont de l'ordre de 10, les densités du gaz ρ_g vont de 10^{-29} à 10^{-28} g. cm⁻³, et les températures sont d'environ 10^5 °K. Ces valeurs changent peu d'un groupe à l'autre. On trouve également une corrélation significative entre ρ_g et la densité ρ_G de matière visible, de la forme $\rho_G \propto \rho_g^{0.9}$; ceci est compatible avec l'hypothèse que le gaz intergalactique est le résidu de la condensation des galaxies. Les résultats obtenus ne contredisent pas les observations actuelles. Enfin, on montre que la détection du gaz intergalactique dans les groupes de galaxies est très difficile, à moins qu'il ne se présente sous forme de nuages denses.

INTERGALACTIC IONIZED HYDROGEN IN NEARBY GROUPS OF GALAXIES

PIERRE CHAMARAUX

Observatoire de Meudon, France

THIERRY MONTMERLE

Institut d'Astrophysique de Paris, France

and

MASARU TADOKORO

*Kwasan Observatory and Institute of Astrophysics,
University of Kyoto, Japan*

(Received 16 November, 1971)

Abstract. Stability of the nearest 14 groups of galaxies is investigated by means of Jacobi's criterion. In this way these groups are found strongly unstable, except perhaps two. The result is unaltered when we discuss the validity of the assumptions needed for the computations and when we take into account the inaccuracy of the data. This apparent instability is tentatively explained by presence of intergalactic ionized hydrogen in each group. Physical parameters of the gas are derived by means of the general modified form of the virial theorem and through the assumption of the equipartition among several modes of energy.

The main results are the following: the ratios of the gas mass to the sum of the masses of the member galaxies are of the order of 10, densities ρ_g of the gas are about 10^{-29} to 10^{-28} g cm⁻³, and temperatures are of the order of 10^5 K. Values of each physical parameter of the gas show little change from one group to the next. As significant correlation: $\rho_G \propto \rho_g^{0.9}$ is obtained between ρ_g and the density ρ_G of the visible matter for the various groups; it may be compatible with the assumption that the intergalactic gas is a remnant of the condensation of the galaxies. Then it is shown that, at present, the observations are not opposed to our treatment. Finally, it is noticed that detection of intergalactic gas in the groups investigated will be very difficult, except if this gas is strongly cloudy.

1. Introduction

One of the major problems met in the study of the clusters of galaxies deals with the value of their total mass: the sum of the masses of the member galaxies gives a result generally lower by one or two orders of magnitude than the mass derived from the dispersion of the velocities by the virial theorem. Several explanations have been put forward in order to account for this systematic discrepancy: general instability of the clusters (Ambartsumian, 1958), underestimation of the masses of the members (Arp and Bertola, 1970), non-validity of the Newtonian attraction law at great distances (Finzi, 1963), and existence of intergalactic matter in important quantities (Oort, 1958).

In the present paper, the last-mentioned explanation is worked out for some nearby groups of galaxies, assuming that the intergalactic matter is made of hydrogen, which is found ionized owing to the temperature. Such a treatment is not in disagreement with the recent observations which have been carried out in order to

detect the missing mass in clusters of galaxies. Indeed these have shown that neither neutral hydrogen (Allen, 1969), nor halos of galaxies (de Vaucouleurs, 1970; Arp and Bertola, 1970) seem to give a sufficient mass in order to explain the mass discrepancy. In return, stabilization of the clusters by ionized hydrogen is not inconsistent with the negative observations made in the optical as well as in the X-ray range (Woolf, 1967).

2. The Apparent Instability of Some Nearby Groups of Galaxies

From de Vaucouleurs' list (1968), we selected the nearest 14 groups of galaxies, particularly well known. We studied the apparent stability of each group, regarding it as an isolated system and assuming that all the mass lies inside the member galaxies. Then a necessary condition of stability (Jacobi's criterion) is

$$S = 2T_G/(-\Omega_G) \leq 2, \quad (1)$$

where T_G is the kinetic energy of the group with respect to its centre of gravity, and Ω_G is its potential energy.

If the group is, moreover, stationary, then: $S \simeq 1$ (virial theorem). Let us notice that S gives the 'virial theorem mass' M_{VT} from the sum M_G of the masses of the members by

$$M_{VT} = SM_G. \quad (2)$$

If we assume spherical symmetry for the distributions of positions and velocities in the group, T_G and Ω_G can be easily derived from the observable quantities (Limber and Mathews, 1960) by

$$2T_G \simeq 3 \sum_i m_i v_i^2, \quad (3)$$

and

$$\Omega_G \simeq - (2/\pi) G \sum_{i \neq j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}}, \quad (4)$$

where G is the gravitational constant, m_i and v_i are mass and line-of-sight velocity respectively of the i th galaxy, and r_{ij} stands for the projection of the distance between the i th and the j th galaxies on the celestial sphere.

2.1. THE DATA

Membership of the group comes from Corwin (1967); 'certain', 'probable' and 'possible' members are distinguished (cf. Table I).

Distances of the groups were taken from de Vaucouleurs (1968), and radial velocities from recent 21 cm line measurements when available (Gouguenheim, 1969), or otherwise from de Vaucouleurs and de Vaucouleurs (1964): when some values were missing, we used the principle of equipartition of kinetic energy in the computation of T_G (Limber and Mathews, 1960).

Finally masses come from rotational curves and 21 cm profiles when available

TABLE I
The virial ratio of the nearest 14 groups

Name of the groups	Number of galaxies	Number of unknown radial velocities	M_G ($10^{10} M_\odot$)	Virial ratio S
Sculptor	6	0	32	40
M 81	7	0	31	11
M 81 ^a	6	0	29	12
M 81 ^c	5	0	27	11
CVn I	9	1	91	12
CVn I ^b	8	1	81	12
N 5128	6	1	99	5.4
N 5128 ^b	5	1	83	2.0
M 101	11	0	190	13
M 101 ^a	9	0	190	6.9
M 101 ^b	7	0	180	6.8
N 2841	7	1	49	11
N 2841 ^a	6	1	44	6.6
N 1023	9	1	160	38
N 1023 ^a	6	1	120	71
N 1023 ^c	4	0	50	56
N 2997	6	2	53	510
Leo I	22	8	540	4.1
Leo I ^b	13	1	440	2.0
CVn II	20	5	280	15
CVn II ^a	16	3	130	10
CVn II ^c	7	1	65	13
N 3184	4	0	38	160
Coma I	25	11	120	40
Coma I ^a	16	2	110	28
Coma I ^c	15	2	110	29
N 6300	8	5	15	140
N 6300 ^a	4	1	9	120
N 6300 ^c	3	0	8	120
Cetus I	28	18	86	580
Cetus I ^a	18	10	77	250
Cetus I ^c	15	8	66	280

^a possible members omitted, ^b probable members omitted,
^c both possible and probable members omitted.

(Heidmann, 1969). Otherwise, we used the empirical relation (Gouguenheim, 1969)

$$m_i \propto a_i^{2.5}, \quad (5)$$

where a_i is the Holmberg diameter of the i th galaxy.

2.2. THE RESULTS

The values of S for the groups are listed in the Table I. One can see that all the groups investigated – except perhaps two – are apparently unstable according to Equation (1); S is of the order of 20 on an average, but reaches more than 100 in a few cases. One can wonder what confidence is to be assigned to the preceding results, if one takes into account the assumptions we made and the inaccuracy of the data.

2.3. VALIDITY OF THE ASSUMPTIONS

(1) First, strictly speaking, the groups are not isolated in space; for instance, many of them lie near the massive Virgo cluster. In spite of that, we found no correlation between S and the tidal effects of this cluster (Chamaraux, 1969). Thus making use of the assumption that the groups are isolated seems to be reasonable.

(2) Assumption that the distributions of positions and velocities bear spherical symmetry is certainly inaccurate in many cases particularly when the groups have few members or an irregular shape. However if the value we found for S is greater than 3π , then one can see that the condition of stability of Equation (1) is not satisfied, whatever the configuration may be. The Table I shows that this is the case for all the groups investigated except two. Thus the non-validity of this assumption does not alter the conclusions.

(3) The principle of equipartition for the kinetic energy was used when some radial velocities were missing. We could have an idea of the error introduced in this way by applying this procedure to a group populated enough and in which all the radial velocities are known (namely M101), and for which we replaced some of the true velocities by those derived from equipartition. Important fluctuations of S around its mean value were observed, reaching sometimes one order of magnitude; for instance, in particular cases for which few velocities were assumed to be known, Equation (1) of stability was satisfied (Montmerle, 1969). Thus, the lack of known radial velocities can lead to serious errors. It is mainly for this reason that we limited our study to the nearest 14 groups; in each of them, at least half of the radial velocities have been measured.

(4) The influence of the physical pairs of galaxies was tested for the groups M81 and M101. The variations for S when we grouped the members of pairs are within a factor of 3.

(5) In many groups, the membership of some galaxies is rather uncertain. However, the resulting effect, as can be seen from Table I, is unimportant, and does never exceed a factor of 2 on S .

2.4. ACCURACY OF THE DATA

The main source of errors on the data comes from the masses. For instance, the use

of Equation (5) gives the masses of the spiral galaxies within a factor of 2 or 3, which can affect the value of S by factors of 1.5 to 3%, according to the population and the distribution of the masses among the members.

Distances taken from de Vaucouleurs (1968) are consistent with other determinations within 30% (Bottinelli *et al.*, 1968), and this leads to the same error on S . That does not exclude a systematic effect coming from the general distance scale, but there is no such evidence; moreover, that would be insufficient to explain the high values of S , and also the correlation between S and the diameter of the group (Rcod *et al.*, 1970).

As for the radial velocities, they are measured with an accuracy of better than 100 km s^{-1} ; this has very little influence upon the actual dispersions of the radial velocities if one notices that the observed dispersions are generally of the order of 300 km s^{-1} .

This discussion shows that our values of S seem to be accurate roughly to within a factor of 3 or 4. Therefore, we can consider that S is actually greater than 2 in most of – if not all – the cases we have studied. In this paper, we shall assume that the consequent instability of the groups is only apparent because one of our basic assumptions, namely that the matter is supposed to be in the galaxies, is incorrect. From now on, we shall assume 'a priori' that the groups we investigated are actually stable – and even stationary – due to the existence of hidden mass made of ionized hydrogen in them, and we shall determine some of the parameters related to such an intergalactic medium.

3. Hypothesis of the Intergalactic Gas

If the modified form of the virial theorem is applied to the groups or clusters composed not only of galaxies but also of intergalactic ionized gas, its practical expression becomes (Tadokoro, 1968):

$$2(T_G + T_g) + \Omega_G + \Omega_g + \Omega_{Gg} + E_m + 2U_g + E_c = 0, \quad (6)$$

where suffices g and G refer to gas and galaxies respectively; as above, symbols T and Ω represent respectively the kinetic energy and the gravitational potential of the system considered; U_g is the thermal energy of the gas; E_m and E_c are respectively the magnetic and cosmic ray energy of the system.

We assume the gas distributed into turbulent clouds with mean velocity \bar{v} (with respect to the centre of mass O of the galaxies of the group), these clouds being in turn distributed homogeneously in a spherical region with radius R and centre ω . Be ρ_g the mean density of the gas in the sphere. Then, T_g and Ω_g are given by

$$T_g = \frac{2}{3}\pi R^3 \rho_g \bar{v}^2, \quad (7)$$

and

$$\Omega_g = -\frac{16}{15}\pi^2 GR^5 \rho_g^2. \quad (8)$$

The term Ω_{Gg} was neglected in the preliminary formulation (Tadokoro, 1968), but

it may be easily calculated for the further application to the general groups (Chamaraux and Tadokoro, 1971). When the total mass of the intergalactic gas is shown by M_g , such a potential can be derived from

$$\Omega_{Gg} = \sum_i \left\{ \int_{r_i}^R \left(-GM_g M_i \frac{r}{R^3} \right) dr + \int_R^\infty \left(-\frac{GM_g M_i}{r^2} \right) dr \right\}, \quad (9)$$

where r_i is the distance of the i th galaxy from ω , and R is defined by:

$$R = \max_i (r_i). \quad (10)$$

We can obtain the following as the final expression

$$\Omega_{Gg} = -\frac{GM_g}{2R} \left(3M_G - \frac{J}{R^2} \right), \quad (11)$$

where J is the moment of inertia of the system of galaxies with respect to ω . In order to derive the refined formula, we must note here that the equipartition among several modes of energy in the system, which is proposed and discussed in the previous paper (Tadokoro, 1968), implies

$$T_G \simeq T_g \simeq U_g \simeq E_m \simeq E_c. \quad (12)$$

Then, we derive the fundamental formula in our treatment as

$$x \left(x + \frac{5}{2} - \frac{5}{6} \frac{J}{R^2 M_G} \right) = \frac{5R(8T_G + \Omega_G)}{3G(M_G)^2}, \quad (13)$$

where $x = M_g/M_G$. Then, we can estimate the quantity of intergalactic ionized gas by substituting the values of M_G , T_G , Ω_G , J and R , which are determined by observations, into Equation (13). Let us point out that, in order to compute J , we assume the centre ω of the gaseous sphere at the centre of gravity O of the system of galaxies. Then we can obtain the values of \bar{v} , the temperature of the gas T , the mean magnetic field H and the cosmic ray energy density ε_c by using the Equations (12) expanded: namely,

$$2\pi R^3 \rho_g \bar{v}^2 / 3 = 4\pi k \rho_g R^3 T / m_p = H^2 R^3 / 6 = 4\pi R^3 \varepsilon_c / 3 = T_G, \quad (14)$$

where m_p is the mass of a proton.

Equations (14) show clearly that the values of \bar{v} , T , H and ε_c are critically affected by the assumption of the equipartition of energy, which is questionable. On the contrary, the x -values (then ρ_g) derived from Equation (13) are not very dependent on this assumption. Indeed, if equipartition is not effective, then the only alteration in Equation (13) will be that of the coefficient of T_G ; let us set 2α for this coefficient. Then, for $S \gg 1$, as is the general case here, we can write

$$x \sim \sqrt{\alpha S}. \quad (15)$$

Therefore, even if we take an extreme case, for instance: $T_g = U_g = E_m = E_c = 0$ ($\alpha = 1$), x only changes by a factor of 2 with respect to the case of the equipartition.

Incidentally, Equation (15) shows that our x -value is very different from that we obtain taking M_{VT} defined by Equation (2) for the total mass of the group. It must be remembered that this latter determination is based on the implicit assumption that the kinetic energy per unit mass is the same for the gas and for the galaxies.

4. Results and Discussion

4.1. INSPECTION OF THE RESULTS

Tables II and III give respectively the values of the physical parameters of intergalactic gas, and their whole range for the 14 groups investigated. We indicate only one result per group, which was obtained using 'certain' and 'probable' members for the total population. We already ascertained that the definition of membership has little influence upon the various results.

The outstanding feature displayed by these two tables is the relatively narrow concentration of the values of each parameter, if, for instance, one compares it to the spread of the values of S . Therefore it can be concluded that the intergalactic gas has nearly the same physical properties in all the groups.

Let us make some remarks about particular parameters:

(i) As already noticed, the values of M_g/M_G and ρ_g depend little on the assumption of the equipartition, and are then significant. The fact that these values show little change from one group to another was to be expected after the previous discussion of the basic equations. Let us only point out that the ratio M_g/M_G is of the order of 10: this is in agreement with the results of Oort (1970), who finds that the actual density of the Universe is at least 15 times that of visible matter.

(ii) The values of the other parameters, which depend critically on the hypothesis of the equipartition, must be considered only as orders of magnitude. However, let us notice that the relatively high temperatures obtained ($\sim 10^5$ K) justify 'a posteriori' the assumption of the ionization of the intergalactic hydrogen; on the other hand, H ($\sim 10^{-7}$ G) and ε_c ($\sim 10^{-3}$ eV cm $^{-3}$) are of the order of magnitude of what may be expected (Burbidge, 1962; Ginzburg and Syrovatskii, 1963, 1967; Sciama, 1964).

4.2. TENTATIVE INTERPRETATION

Rood *et al.* (1970) suggest that the hidden mass may be "material left behind following galaxy formation, which has either terminated or is still in progress at a rate that is an increasing function of density ...". Then, let us assume that galaxies in all the groups have been formed at a rate proportional to ρ_g^α (α is a positive constant, in analogy to star formation in galaxies (Schmidt, 1959)). The number of galaxies $dN(P, t)$ formed in the volume dv around the point P and between the instants t and $t + dt$ is

$$dN(P, t) = k[\rho_g(t, P)]^\alpha dv dt. \quad (16)$$

TABLE II
The values of some physical parameters on the intergalactic gas in the nearest 14 groups

Name of the groups	Radius of the sphere centred at its centre of gravity R (Mpc)	M_g/M_G	ρ_g ($10^{-29} \text{ g cm}^{-3}$)	T (10^4 K)	\bar{v} (km s^{-1})	H (10^{-7} G)	ϵ_c ($10^{-3} \text{ eV cm}^{-3}$)
Sculptor	0.68	8.2	13	6.4	56	2.3	1.3
M 81 ^a	0.58	9.5	23	7.7	62	3.3	2.7
CVn I	1.3	5.4	3.4	7.0	59	1.2	3.7
N 5128	1.7	2.4	0.8	3.7	43	0.48	0.046
M 101 ^a	1.6	5.3	3.6	12	76	1.6	0.65
N 2841 ^a	1.1	2.7	1.5	2.6	36	0.49	0.059
N 1023 ^a	0.95	15	34	29	120	7.8	15
N 2997	2.6	23	1.1	6.5	57	0.66	0.11
Leo I	1.4	3.9	12	31	120	4.8	5.7
CVn II ^a	2.3	7.4	1.3	7.3	60	0.78	0.15
N 3184	1.6	18	3.0	3.5	57	1.1	0.30
Coma I ^a	1.7	12	4.7	12	79	1.9	0.90
N 6300 ^a	0.57	19	14	4.1	45	1.9	0.89
Cetus I ^a	2.1	45	6.2	23	110	3.0	2.2

^a Possible members omitted.

TABLE III
The range of values of physical parameters of intergalactic gas for the nearest 14 groups

Physical parameters	ρ_g	T	\bar{v}	H	ϵ_c
Range	$10^{-29} \sim 3 \times 10^{-28} \text{ g cm}^{-3}$	$3 \times 10^4 \sim 3 \times 10^5 \text{ K}$	$40 \sim 120 \text{ km s}^{-1}$	$(0.4 \sim 8) \times 10^{-7} \text{ G}$	$(0.04 \sim 15) \times 10^{-3} \text{ eV cm}^{-3}$

Coefficient k may depend on the velocity dispersion: here we shall assume that k is the same constant for all the groups.

If one assumes that the gas is homogeneous; that the time Δt for the formation of galaxies is short enough so that $\rho_g(t)$ decreases slowly during the procedure owing to the expansion of the Universe; and that the galaxies were formed at the same epochs in all the groups, one can obtain

$$\rho_G \propto \rho_g^2, \tag{17}$$

where we have taken into account the expansion of the Universe and the general result

$$\rho_g \gg \rho_G.$$

4.3. THE (ρ_G, ρ_g) CORRELATION

If the latter rough interpretation is correct, the actual values of ρ_G and ρ_g for the 14 groups are to be correlated. Indeed, it is the result which is found in Figure 1.

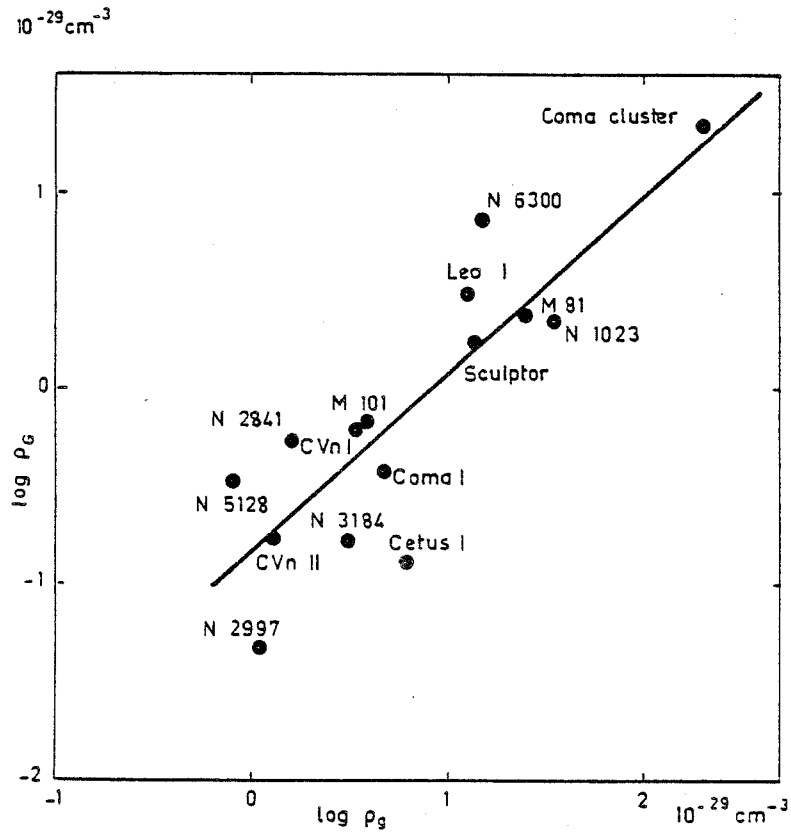


Fig. 1. Correlation between density ρ_G of visible matter and density ρ_g of intergalactic ionized hydrogen in the 14 nearest groups and Coma cluster. The best straight line fitted by least-squares method (Coma cluster excluded) has for equation

$$\log \rho_G = 0.9 \log \rho_g - 0.8.$$

The best straight line through our points, fitted by the least-squares method, corresponds to the equation

$$\log q_G = 0.9 \log q_g - 0.8. \quad (18)$$

(±0.2) (±0.2)

Then one can obtain the correlation coefficient $\gamma = 0.77 \pm 0.09$, which displays a rather good correlation between $\log q_g$ and $\log q_G$.

Thus $\alpha \sim 1$; this is within the range of the values for stars where α is between 1 and 2 (Schmidt, 1959). Incidentally, one can notice that the relation: $S \propto (q_G)^{-0.43}$ found by Jackson (1970) from his analysis of 27 groups – and which he interprets as an effect of a non-zero cosmological constant – leads to a correlation similar to Equation (17) by use of Equation (15) with $\alpha = 1.3$. The discrepancy is not serious and may be due to the rough approximation of Equation (15) and to the different definition used by Jackson for the radius of a group.

4.4. OBSERVATIONS

Finally, our results have to be compared with the observations. To our knowledge, the only attempts of detection of the intracluster ionized hydrogen were carried out in Coma and Corona Borealis clusters, which were not included in our work owing to inaccuracy of their physical parameters. These attempts gave no positive results (de Vaucouleurs, 1960; Friedman and Byram, 1967; Woolf, 1967; Chamaraux *et al.*, 1971). The data regarding Corona Borealis cluster are very poor; then we shall restrict the comparison to the Coma cluster only. Using data coming from Turnrose and Rood (1970), our method gives

$$n_e = 1.1 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}, \quad (19)$$

for the electron density, and

$$T = 6.8 \times 10^6 \text{ K}, \quad (20)$$

for the temperature. On the other hand, using the latest observational limits as analysed by Turnrose and Rood (1970), but with the above electron density, one can obtain for the admissible temperature range:

$$10^4 \text{ K} < T < 6.3 \times 10^6 \text{ K}. \quad (21)$$

The agreement is satisfactory if one takes into account the large uncertainty which affects the parameters of the Coma cluster, and therefore the computed value of T .

However, in fact, only X and/or optical observations in the groups studied here – even negative ones! – might corroborate the validity of the method described above which, as we have seen, relies on the convenient, but questionable assumption of the equipartition of energy among several modes. If our treatment is correct, one has then to expect very weak radiation from intergalactic gas in these groups, owing to the temperature range, and detection would be difficult. Thus, for instance, let us compute $H\beta$ and free-free surface brightness expected, using formulae given by

Woolf (1967): namely,

$$S(\text{H}\beta) = 1.4 \times 10^{-12} n_e^2 T^{-3/2} r \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (\text{arc sec})^{-2}, \quad (22)$$

and

$$S(f - f) = 3.3 \times 10^{-32} n_e^2 T^{-1/2} r \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} (\text{arc sec})^{-2} (\text{Hz})^{-1}, \quad (23)$$

which are valid for $T \sim 10^6$ K, and where r is the length path (in parsecs) through the gas.

In the most favourable case (centre of the M81 group), one can obtain

$$S(\text{H}\beta) \sim 10^{-4} \text{ Rayleigh}, \quad (24)$$

and

$$S(f - f) \sim 41 \text{ mag}/(\text{arc sec})^2. \quad (25)$$

These figures are three orders of magnitude less than the limits of sensibility of the present receivers. Therefore, in the frame of our assumption, the only hope to detect the gas is that it is strongly *cloudy*, and that the clouds occupy less than 10^{-3} of the total volume of each group. In this connection, let us notice that the possible cloudiness of the intracluster gas is suggested by the case of the Local Group which, according to Verschuur (1969), the high velocity clouds belong to.

5. Conclusion

The apparent instability of the 14 nearest groups of galaxies is explained by the presence of the intergalactic ionized hydrogen. Values of some physical parameters characteristic of the intergalactic gas are estimated, e.g. gas densities $\sim 10^{-29}$ to $10^{-28} \text{ g cm}^{-3}$, and temperatures $\sim 10^5$ K.

Let us point out that positive detection of $\text{H}\beta$, free-free and X radiation in a given group would provide a definite test of the existence of the intergalactic ionized gas described in the present paper. The determination of T , n_e and of the factor of cloudiness by those observations would check the treatment proposed here.

On the other hand, better knowledge on the physical parameters of the groups which we have studied, and those of remote groups and clusters, would eventually confirm the (q_g, q_G) correlation, thus possibly giving a clue to the theory on the evolution and formation of groups and clusters of galaxies.

Acknowledgements

We thank very warmly Dr Corwin, Dr de Vaucouleurs, and particularly Dr Rood and Dr Turnrose for sending us preprints before publication. It is a pleasure to record here a debt of gratitude to Professor Suetō Ueno for his kindness of reading the manuscript. One of the authors (M. T.) wishes to express deepest appreciation to Professor Shotaro Miyamoto for his encouragement throughout this study.

References

- Allen, R. J.: 1969, *Astron. Astrophys.* **3**, 382.
- Ambartsumian, V. A.: 1958, *La Structure et l'Évolution de l'Univers* (Solvay Conference), R. Stoops, Brussels, p. 241.
- Arp, H. and Bertola, F.: 1971, *Astrophys. J.* **163**, 195.
- Bottinelli, L., Gouguenheim, L., Heidmann, J., and Heidmann, N.: 1968, *Ann. Astrophys.* **31**, 205.
- Burbidge, G.: 1962, *Prog. Theor. Phys.* **27**, 999.
- Chamaraux, P.: 1969, 'Young Radioastronomers European Meeting at Manchester' (unpublished).
- Chamaraux, P. and Tadokoro, M.: 1971, *Publ. Astron. Soc. Japan* **23**, 117.
- Chamaraux, P., Di Biagio, B., and Monnet, G.: 1971, in preparation.
- Corwin, H. G.: 1967, M. A. Thesis, University of Kansas (unpublished).
- Finzi, A.: 1963, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **127**, 21.
- Friedman, H. and Byram, E. T.: 1967, *Astrophys. J.* **147**, 399.
- Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I.: 1963, *Astron. Zh.* **40**, 466.
- Ginzburg, V. L. and Syrovatskii, S. I.: 1967, in H. van Woerden (ed.), *IAU Symp.* **31**, Academic Press, London, Paper 71.
- Gouguenheim, L.: 1969, *Astron. Astrophys.* **3**, 281.
- Heidmann, N.: 1969, Thesis, Paris CNRS, No. AO 2716 (unpublished).
- Jackson, J. C.: 1970, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **148**, 249.
- Limber, D. N. and Mathews, W. G.: 1960, *Astrophys. J.* **132**, 286.
- Montmerle, T.: 1969, DEA Report, Paris (unpublished).
- Oort, J. H.: 1958, *La Structure et l'Évolution de l'Univers* (Solvay Conference), R. Stoops, Brussels, p. 163.
- Oort, J. H.: 1970, *Astron. Astrophys.* **7**, 405.
- Rood, H. J., Rothman, V. C. A., and Turnrose, B. E.: 1970, *Astrophys. J.* **162**, 411.
- Schmidt, M.: 1959, *Astrophys. J.* **129**, 243.
- Sciama, D. W.: 1964, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* **5**, 196.
- Tadokoro, M.: 1968, *Publ. Astron. Soc. Japan* **20**, 230.
- Turnrose, B. E. and Rood, H. J.: 1970, *Astrophys. J.* **159**, 773.
- Vaucouleurs, G. de: 1960, *Astrophys. J.* **131**, 585.
- Vaucouleurs, G. de: 1968, *Stars and Stellar Systems*, Vol. IX, University of Chicago Press, Chicago, Chap. 17 (in press).
- Vaucouleurs, G. de: 1970, *Astrophys. Letters* **5**, 219.
- Vaucouleurs, G. de and Vaucouleurs, A. de: 1964, 'Reference Catalogue of Bright Galaxies', University of Texas Press, Austin, Texas.
- Verschuur, G. L.: 1969, *Astrophys. J.* **156**, 771.
- Woolf, N. J.: 1967, *Astrophys. J.* **148**, 287.

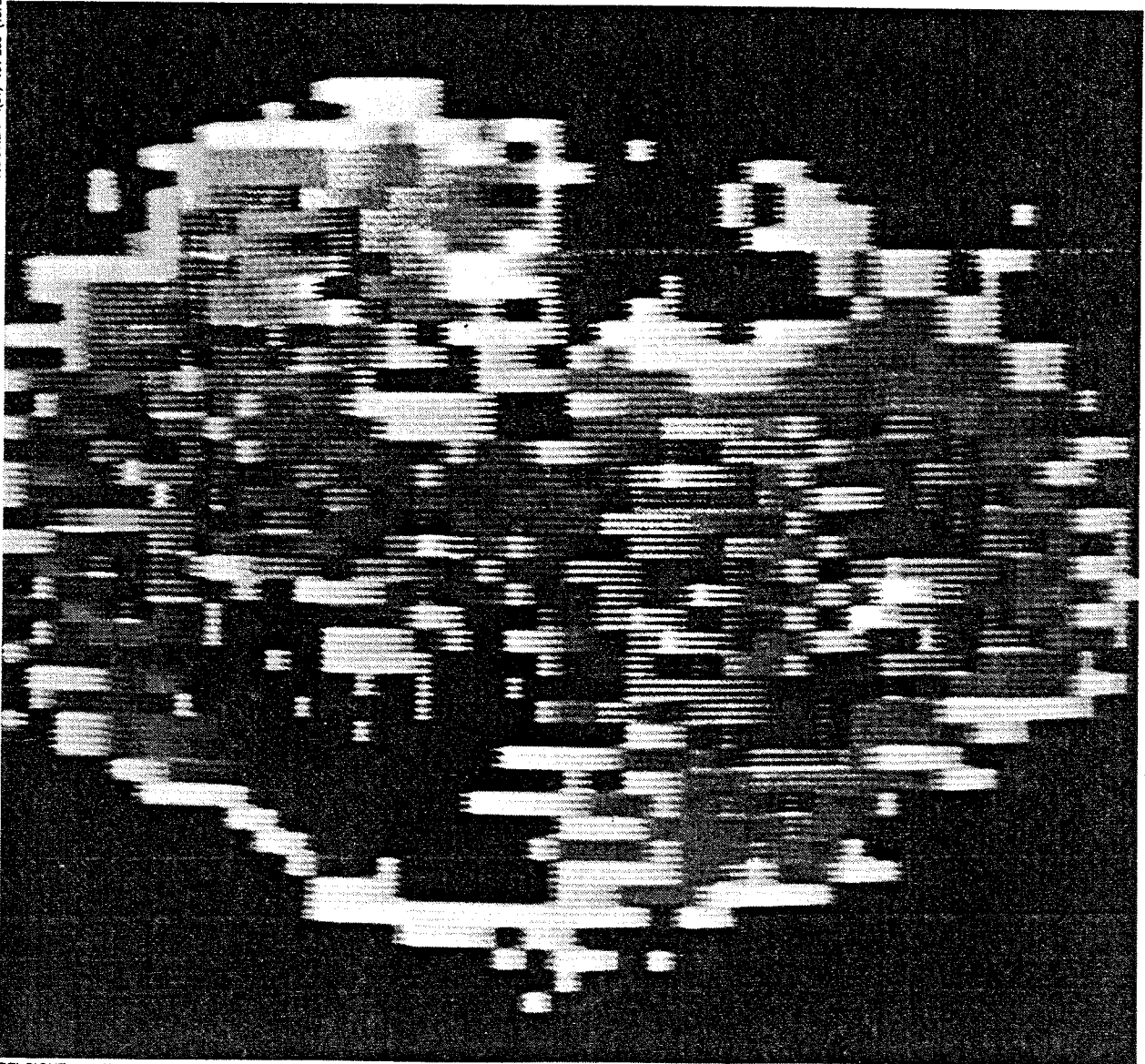
LA RECHERCHE

SCIENCE PROGRES
DECOUVERTE

mensuel n° 31, février 1973 8,50 francs

Où l'on reparle des ondes gravitationnelles

RCCHBY 4(31) 101-200 (1973)



BELGIQUE : 92 FB CANADA : \$2.25 ITALIE : 1 100 LIRE

La Terre peut-elle servir de détecteur d'ondes de gravitation ?

Où l'on reparle des ondes gravitationnelles

Le monde de l'astronomie et de la géophysique a été récemment mis en émoi par la nouvelle, rapportée par un groupe de physiciens de l'université de Tel-Aviv, de la découverte d'ondes gravitationnelles en provenance du pulsar CP1133⁽¹⁾. Emoi mêlé de scepticisme, du reste, car ce résultat n'a pas été confirmé malgré la répétition de l'expérience par d'autres chercheurs⁽²⁾ d'une part, et, d'autre part, se trouve en profond désaccord avec les prévisions théoriques. Avant de décrire cette expérience et de tenter de mettre en évidence les points de désaccord, nous allons exposer quelques points relatifs aux ondes gravitationnelles et aux appareils susceptibles de les détecter.

Des vagues sur un édreton.

L'existence des ondes gravitationnelles est prévue par toutes les théories relativistes de la gravitation : d'une façon générale, toute masse en mouvement (y compris d'éventuelles déformations) dans un champ de gravitation émet de telles ondes. On peut à juste titre comparer ce phénomène au rayonnement d'une particule en mouvement dans un champ électrique ; ce n'est que l'une des analogies entre champ de gravitation et champ électromagnétique (*la Recherche*, n° 8, janv. 71, p. 67). Il se traduit par une perte de masse du corps qui rayonne, en raison de la conservation de l'énergie. Ces ondes représentent la propagation des variations du potentiel de gravitation provoquées par ce mouvement ; elles se propagent à la vitesse de la lumière. Pour reprendre l'image familière de l'édreton dans lequel des boules figurant des corps quelconques (planètes, étoiles, galaxies, suivant l'échelle envisagée) s'enfoncent proportionnellement à leur masse, les ondes gravitationnelles seraient schématiquement figurées par des « vagues » provoquées par les mouvements de ces corps. Cette image montre, en particulier, que le rayonnement gravitationnel d'un corps interagit avec d'autres corps.

Malheureusement, cette interaction est très faible, et l'on ne peut songer à détecter des ondes gravitationnelles

produites au laboratoire. Il est nécessaire d'invoquer des champs très intenses, que l'on ne peut trouver qu'au voisinage d'objets astronomiques denses (de densité supérieure à 10^8 g/cm³).

La nature exacte de ce rayonnement dépend de la théorie de la gravitation considérée. En effet, il y a actuellement plusieurs théories en présence, qui se caractérisent par la description différente qu'elles font du champ de gravitation : c'est un scalaire (nombre ordinaire) dans la théorie de Newton (mais ce n'est pas une théorie relativiste), c'est un tenseur (comportant dix nombres différents) dans la théorie d'Einstein, c'est une combinaison des deux dans la théorie scalaire-tensorielle de Brans et Dicke, pour ne citer que les principales. Ainsi, l'interaction de ces ondes avec des corps matériels est différente selon les théories ; cela offre la possibilité de voir laquelle s'avère correcte, et c'est sur cette interaction que repose le principe des détecteurs actuels.

La Terre est un détecteur d'ondes gravitationnelles.

Naturellement, la conception des appareils de détection dépend de la fréquence du rayonnement que l'on cherche à mettre en évidence ; le choix de cette fréquence dépend, lui, du phénomène que l'on suppose être responsable du rayonnement.

Deux domaines suscitent particulièrement l'intérêt des chercheurs, tant sur le plan théorique que sur le plan observationnel. Le premier concerne les fréquences de l'ordre du kilohertz. C'est le domaine dans lequel travaille J. Weber à l'université du Maryland depuis quinze ans, car il correspond à la gamme où le flux gravitationnel émis par une étoile qui s'effondre (« trou noir », voir *la Recherche*, n° 11, avril 1971, p. 369) est maximum. On connaît bien le détecteur de Weber, constitué d'un barreau d'aluminium massif de 1 m de diamètre sur 1,50 m de long, pesant 2,5 t et résonant à la fréquence de 1 660 Hz ; d'autres détecteurs analogues vont bientôt entrer en service un peu partout dans le monde, en particulier à l'Observatoire de Meudon. Les ondes gravitationnelles tendent à déformer de tels barreaux, dont on mesure les contraintes au moyen de cristaux piézoélectriques disposés sur le pourtour (on peut ainsi mesurer des déplacements relatifs aussi faibles que 10^{-14}). L'effet de ces ondes est maximum lorsqu'elles arrivent perpendiculairement au barreau. Comme ce sont des ondes transversales, ces contraintes sont du type « allongement-rétrécissement » dans le cas d'une onde tensorielle, « allongement-élargis-

sement » dans le cas d'une onde scalaire (voir figure) ; cependant, un dispositif comme celui décrit plus haut ne permet de mesurer que les allongements. Bien entendu, ces mouvements s'inversent à chaque changement de phase de l'onde.

Le deuxième domaine est celui des fréquences de l'ordre de 1 Hz. Ces fréquences sont typiquement celles des impulsions émises par les pulsars dans le domaine des ondes radioélectriques. On sait que l'on associe généralement les pulsars à des étoiles à neutrons en rotation très rapide, dans lesquelles la matière atteint les densités nucléaires (environ 10^{14} g/cm³) ; le champ gravitationnel de ces objets denses est extrêmement intense. Dans la théorie d'Einstein, un tel objet ne peut rayonner d'ondes gravitationnelles s'il a la symétrie sphérique ; par contre, cela serait possible s'il affectait, par exemple, la forme d'un ballon de rugby tournant perpendiculairement à son axe, ou bien encore s'il s'agissait d'un objet oscillant. Ici encore, l'image des vagues sur l'édreton évoquée plus haut permet de se représenter le phénomène. Il est à noter que dans les configurations semblables au ballon de rugby, le rayonnement gravitationnel est émis à une fréquence double de celle du rayonnement radioélectrique.

La Terre elle-même constitue, semble-t-il, le récepteur le mieux approprié à ce domaine de fréquences. En pratique, on mesure le déplacement relatif d'un sismographe vertical très sensible et de l'écorce terrestre : c'est le principe de l'expérience du groupe de Tel-Aviv et des expériences identiques dont nous parlions au début de cet article. Le problème de l'interaction de la Terre avec une onde gravitationnelle de 1 Hz a été traité par Weber⁽³⁾ et, de façon plus approfondie, par Dyson⁽⁴⁾. Ces travaux montrent que la masse associée au sismographe reste immobile, et que c'est la croûte terrestre dans ses environs immédiats qui se déplace. Le déplacement relatif du sismographe et de la Terre doit être de l'ordre de $2 \cdot 10^{-17}$ cm. Weber avait pensé, de son côté, que la Lune pouvait, elle aussi, servir de détecteur d'ondes gravitationnelles. Mais l'appareillage que l'équipage d'Apollo 17 a déposé sur notre satellite ne semble pas avoir marché.

L'affaire CP1133.

Même si l'on tient compte du fait que des approximations grossières indispensables ont été faites dans ces calculs, il semble difficile de réconcilier ce résultat avec celui trouvé par le groupe de Tel-Aviv au moyen d'un sismographe vertical (sensible de 0,1 à



J. Weber n'a pour l'instant aucun contradicteur malgré les réticences formulées au récent « Texas Symposium » sur l'astrophysique relativiste.

10 Hz) soit 2.10^{-9} cm ; autrement dit, un facteur 10^9 par rapport aux prévisions théoriques. Pourtant, ce groupe, grâce à un corrélateur digital couplé au sismographe, prétend avoir décelé deux périodes dans ses observations : l'une, comprise entre 0,53 et 0,60 s, correspond bien à la moitié de la période radio du pulsar CP1133, et l'autre, de 23,87 h, est la durée d'un jour sidéral (intervalle de temps nécessaire à un point de la Terre pour se retrouver au même endroit par rapport aux étoiles), séparant deux levers successifs du pulsar sur l'horizon, c'est-à-dire au moment où le flux reçu doit être maximal. Par ailleurs, l'examen des données sismographiques de la station Apollo 12 par ce même groupe⁽⁵⁾ sem-

ble montrer une activité sismique lunaire accrue lorsque là encore CP1133 se lève sur l'horizon du site. Il convient d'ajouter que ce pulsar est le deuxième à partir de la Terre, le premier étant CP0950 ; le flux reçu devant être d'autant plus grand que la source est proche, on conçoit que l'on arrive à détecter d'abord nos voisins immédiats (CP0950 a une demi-période trop petite pour exciter ce détecteur).

Ces observations troublantes ont été refaites par un groupe de Berkeley⁽²⁾ qui a trouvé un résultat totalement négatif, bien qu'opérant avec un détecteur deux fois plus sensible que le précédent, capable de déceler des déplacements relatifs de l'ordre de 10^{-10} cm.

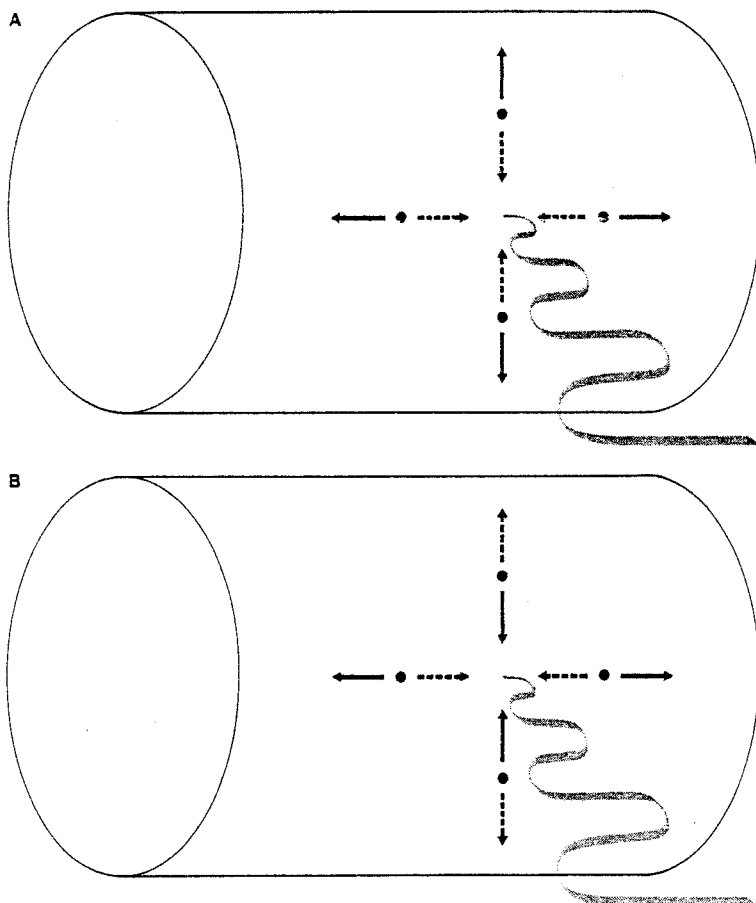
Trop de bruit.

Comment réconcilier ces résultats ? Avant de répondre à cette question, il convient de dire un mot du « bruit », c'est-à-dire des parasites susceptibles d'influer sur les résultats bruts. Chaque gamme de fréquence a ses propres bruits : autour de 1 Hz, il s'agit de mouvements seulement sismiques réguliers (onde microsismique à 0,16 Hz) ou aléatoires (trois fois plus faibles la nuit ou pendant les week-ends !) d'une amplitude de l'ordre de 10^{-7} cm ; vers le kilohertz, les sources de bruit sont beaucoup plus nombreuses (secousses sismiques également, mais aussi télévision, grandes gerbes produites par le rayonnement cosmique, agitation thermique des atomes du détecteur). Se débarrasser, au moins en partie, de ces sources de bruit est moins difficile lorsqu'on cherche un signal périodique de période connue à l'avance : un générateur d'impulsions couplé au détecteur permet, s'il est correctement accordé, d'amplifier tout signal qui a la bonne période (solution adoptée par Weber et, sous une forme un peu différente, par le groupe de Tel-Aviv). On peut, d'autre part, chercher des corrélations entre les signaux détectés et ceux enregistrés par d'autres appareils (récepteurs radio, compteurs Cerenkov pour les particules cosmiques, etc.). On arrive ainsi à « sortir » un signal d'un bruit dix ou cent fois plus intense (cas des sismographes, par exemple), voire plus.

Dans le cas du groupe de Tel-Aviv, il semble bien que, compte tenu des caractéristiques de l'appareil, les sources de bruit n'aient pas été complètement identifiées, car le groupe de Berkeley a pu observer des signaux en apparence périodiques, mais d'amplitude comprise dans l'incertitude de mesure. Il n'en reste pas moins qu'il y a là une affaire à suivre, car une confirmation éventuelle de ces observations (que l'on peut en particulier rechercher dans des enregistrements passés) remettrait en cause les modèles de pulsars couramment admis qui sont à symétrie sphérique, donc ne peuvent rayonner dans la théorie d'Einstein, ainsi que nous l'avons vu.

Barreaux, disques, sondes spatiales.

Weber n'a pour l'instant aucun contradicteur malgré les réticences de certains chercheurs, formulées lors du sixième « Texas Symposium » sur l'astrophysique relativiste qui s'est tenu fin décembre... à New York. Le principe de l'expérience de Weber est de disposer deux antennes identiques (les barreaux décrits plus haut) à 1 000 km de distance, et d'examiner la coïnci-



Réponse d'un barreau cylindrique plein (analogue à ceux de Weber) à une onde gravitationnelle arrivant perpendiculairement à son axe. L'onde est partiellement absorbée par ce détecteur et fait naître des contraintes (indiquées par les flèches, alternativement en trait plein et en pointillés), dont la répartition est fonction de la nature de l'onde. Par exemple : (A) cas d'une onde scalaire ; (B) cas d'une onde tensorielle. Ces contraintes, très faibles (environ 10^{-16} en valeur relative), sont mesurées par l'intermédiaire de cristaux piézoélectriques solitaires du barreau, qui permettent d'amplifier les déformations qu'ils subissent à leur tour grâce à cette disposition.

(1) D. Sadeh, M. Meidav, *Nature*, 240, 136, 1972.

(2) T.S. Mast et coll., *Nature*, 240, 140, 1972.

(3) J. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, 21, 395, 1968.

(4) F.J. Dyson, *Astrophys. J.*, 156, 529, 1969.

(5) D. Sadeh, *Nature*, 240, 139, 1972.

**A défaut d'agiter à coup sûr les détecteurs,
les ondes gravitationnelles
agitent beaucoup... les physiciens.**

dence de signaux d'intensité supérieure au bruit moyen⁽⁶⁾. On atténue ainsi la possibilité de contamination des détecteurs par une même source de parasites. Actuellement, il est généralement admis que les coïncidences trouvées par Weber (une par jour en moyenne) sont bien réelles ; il semble aussi que les signaux soient d'intensité maximale lorsque l'axe de l'antenne est perpendiculaire à la direction du centre galactique. Weber a également conçu un autre genre d'antenne, constituée par un disque de 2,10 m de diamètre également en aluminium massif, dont les déformations permettent de trouver la nature, scalaire ou tensorielle, des ondes gravitationnelles. Ce détecteur lui permet d'affirmer qu'une éventuelle composante scalaire du champ de gravitation ne saurait excéder quelques centièmes du champ total : cela tendrait plutôt à accréditer les idées d'Einstein. Cependant, insistons sur le fait qu'il n'a pas encore été prouvé formellement que ces signaux soient dus à des ondes gravitationnelles.

Il y a une dernière pièce à verser au dossier de la détection de ces ondes. Anderson⁽⁷⁾, examinant les fluctuations dues à l'effet Doppler des signaux émis par les sondes martiennes Mariner 6 et 7, a décelé une variation de vitesse de 3 mm/s pendant 60 s, correspondant à un écart relatif en distance de 10^{-11} (qui est tout à fait compatible avec la précision habituelle des mesures de ce genre). Il a attribué cet écart au passage d'une onde gravitationnelle car, au même instant, Weber notait une coïncidence dans les signaux reçus par ses antennes.

**Notre galaxie disparaît-elle
petit à petit ?**

Si tous ces résultats sont encore accueillis avec scepticisme, c'est qu'ils posent beaucoup plus de problèmes qu'ils n'en résolvent. Ces problèmes ont trait essentiellement à des questions de bilan d'énergie. En effet, le flux reçu par Weber est équivalent à une perte de masse de notre galaxie de 100 à 1 000 masses solaires environ par an : continuant à ce rythme depuis sa naissance, notre galaxie aurait dû disparaître au bout de cent millions à 1 milliard d'années, alors que son âge présumé se situe autour de dix milliards d'années ! Or, chose curieuse, l'observation n'est pas en contradiction formelle avec cette perte de masse. En effet, ce phénomène se traduit par une perte d'attraction gravitationnelle, en quelque sorte, et s'il a lieu dans le centre galactique comme le suppose Weber, les étoiles situées à la périphérie du disque galactique peuvent s'échapper de la galaxie. Une étude des mouvements propres des étoiles

voisines du Soleil (lui-même, rappelons-le, assez périphérique)⁽⁸⁾ donne une limite supérieure de 70 masses solaires pour une perte de masse actuellement possible. L'interprétation d'Anderson a été contestée sur la base d'arguments analogues⁽⁹⁾ : l'onde détectée devait emporter à elle seule l'équivalent de 300 000 masses solaires !

Faisant une démarche différente en admettant ces interprétations, Misner⁽¹⁰⁾, pour essayer de réduire cette hémorragie de matière, avait proposé que, dans certains cas, le rayonnement gravitationnel puisse être émis dans un cône d'ouverture très faible, par analogie avec le rayonnement synchrotron bien connu des radioastronomes et émis, lui, par des particules relativistes spiralant dans un champ magnétique. Dans ce cas, l'énergie est issue d'un angle faible et non de tout l'espace : les exigences en énergie sont alors réduites en proportion. Ce rayonnement est très polarisé et, malheureusement, si les signaux de Weber sont attribués à des ondes gravitationnelles, il s'avère que la polarisation observée doit être très faible. Ce problème d'énergie semble donc encore entier.

Un vaste courant d'idées.

Ce genre de situation, loin d'être décourageant, est un stimulant pour les physiciens. Les uns imaginent d'autres conséquences de l'existence de ces ondes : par exemple, si toutes les galaxies sont dans le cas de la nôtre, elles peuvent contribuer de façon notable au contenu de masse-énergie non visible de l'univers, peut-être au point de le fermer. D'autres conçoivent de nouveaux types de détecteurs : carrés creux, diapasons, etc., dont la réponse à une onde gravitationnelle est différente de celle d'un barreau plein ; faisceau laser utilisé pour mesurer les variations de la distance Terre-Lune. D'autres encore cherchent à mettre en évidence des pertes de masse qui ne pourraient s'expliquer que par le rayonnement gravitationnel : par exemple dans les systèmes binaires comme WZ Sagittae. D'autres enfin imaginent des principes de détection tout à fait différents : c'est le cas de l'étude des variations de l'indice de réfraction dans un milieu traversé par des ondes gravitationnelles, appliquée aux rayons lumineux issus des galaxies lointaines.

Les recherches poursuivies grâce à l'obstination de Weber devraient bientôt porter leurs fruits ; des découvertes fondamentales sont peut-être à portée de la main. En attendant, à défaut d'agiter à coup sûr les détecteurs, les ondes gravitationnelles agitent beaucoup... les physiciens.

Thierry Montmerle.

(6) J. Weber, *Nature*, 240, 28, 1972.

(7) A.J. Anderson, *Nature*, 229, 547, 1971.

(8) D.W. Sciama, *Nature*, 224, 1 263, 1969.

(9) G.W. Gibbons, *Nature*, 230, 113, 1971.

(10) C.W. Misner, *Phys. Rev. Lett.*, 28, 994, 1972.

REMERCIEMENTS

Au moment où les dernières pages de ce travail sont tournées, il apparaît évident que celui-ci n'aurait pu être mené à bien sans l'aide, les conseils ou l'assistance de nombreuses personnes. L'ordre alphabétique me permettra d'éviter d'établir une hiérarchie, scientifique ou humaine, qui ne peut être que mouvante et temporaire.

C'est à Bernard Agrinier et à son groupe que je dois d'avoir été initié au mystère de la chambre à étincelles. Lydie Koch m'a permis d'obtenir les meilleures conditions de travail, ici et de l'autre côté de l'Atlantique et m'a constamment encouragé. La patience, l'amitié et l'esprit critique de Jean-Paul Meyer (armé de son stylo à encre rouge) auront permis de déceler mainte faille logique dans le déroulement des idées ou dans leur exposition. Georges Michaud, par la chaleur de son accueil et sa compétence scientifique, a grandement facilité le succès de mon séjour et celui de ma famille au Québec et nous a permis de nouer avec la "Belle Province" de profonds liens d'amitié ; il faut ajouter qu'Hubert Reeves y a également puissamment contribué. A ce dernier, je dois aussi encouragements, conseils, et appui constants, tissés de quelques expressions québécoises dont je suis maintenant à même de partager la fraîcheur ... Charlie Ryter m'a aidé à entrer dans le domaine du rayonnement X et γ avec beaucoup de gentillesse et de rigueur et ne m'a jamais ménagé son temps. Je remercie aussi Dennis Sciana d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse (et d'en avoir été le rapporteur), malgré un emploi du temps chargé, tout comme Jean-Marc Lévy-Leblond, Françoise Praderie et Gilbert Vedrenne.

Par ailleurs, le lecteur avisé se sera rendu compte qu'il a fallu également résoudre un certain nombre de problèmes matériels : frappe, mise en pages, reproduction etc. Ces problèmes ont pu être résolus grâce à la compétence souriante de Madame Bonguet, d'Alice Chénard (à Montréal), de Madame Dourvert, des Françaises -Hurel et Schnuriger-, de Noëlle Nguyen, et à la diligence de Monsieur Martignon et du Service de Documentation de Saclay.

Enfin -" last but not least"-, je suis reconnaissant au ci-dessus
lecteur avisé qui aura lu ce travail jusqu'aux remerciements qui lui
sont adressés ici.

(NUCLEO)GENESE

(NUCLEO)GENESE

AU COMMENCEMENT était la Lumière.
Cela dura ... des microsecondes entières.
Puis Dieu se dit: faisons de la matière
Et, à la réflexion, de l'antimatière.

Durant quatre jours, gronda le tonnerre ...

LE PREMIER JOUR

Il créa le neutron,
De sa côte tira un proton;
Il ajouta des électrons,
En guise de pièges à ions.

LE DEUXIEME JOUR

Il prit le tout dans sa main,
Le pétrit, mais pas en vain.
Il trouva cela divin:
Le Deutérium naquit enfin.

LE TROISIEME JOUR

Il prit un proton pour le rajouter.
Ce qu'Il vit, de joie le fit crier.
Les anges accoururent, comme hélés,
L'Hélium était né.

LE QUATRIEME JOUR

Il prit dans son sac un neutron,
Par goût de la symétrie, dans le fond...
Bon début, se dit-Il avec satisfaction:
Alpha fut son nom.

LE CINQUIEME JOUR

*Il continua sur sa lancée.
Mais après avoir tout essayé,
Un neutron par-ci, un proton par-là, il faut bien avouer
Qu'Il connut son premier échec, Yaweh.*

LE SIXIEME JOUR

*Il était vraiment inconsolable.
De dépit, dans un geste épouvantable
Il envoya ses créations ... au Diable
Avec une énergie formidable.*

LE SEPTIEME JOUR

*De cette colère cosmique,
Naquirent, c'est fantastique
Des éléments nouveaux, cosmologiques.

Pensant que sur cette brique
Ou bien sur cette pierre
Il pourrait bâtir l'Univers
Il en baptisa deux Lithium, qu'Il avait découverts.
Mais, se dit-Il, et le toit?, et devant le péril
Rajouta le Périllium, pour servir de tuiles.

Voyant que tout allait bien,
Le Saint-Esprit se manifesta,
Et vint faire un tour en voisin
Sous forme de rayonnement Gamma.*

LE HUITIEME JOUR

*Dieu vit une belle angesse en l'air
Et Il pensa alors à tout autre chose...*

*Ainsi prit fin la (nucléo)genèse
Dont il est question dans cette thèse.
Mais comment donc naquirent les roses
Et le Soleil, et la Terre?
Ceci est une autre histoire,
Que je vous conterai ... plus tard.*

F I N
THE END

