

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 28 (1955)

Heft: I

Artikel: Mesures de l'intensité des neutrons de la radiation cosmique, dans l'eau, à grandes profondeurs

Autor: Binggeli, Edmond M.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-112597>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.03.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Mesures de l'intensité des neutrons de la radiation cosmique, dans l'eau, à grandes profondeurs

par Edmond M. Binggeli

(Laboratoire de recherches nucléaires de l'Ecole Polytechnique de l'Université de Lausanne, *Lausanne.*)

(8 XII 1954.)

Sommaire. Des émulsions nucléaires contenant des sels de bore ou de lithium, enrobées de paraffine et enfermées dans des cylindres étanches de laiton, ont été exposées dans les eaux du Lac Léman, durant plus de 7 mois, simultanément aux profondeurs 12 m, 102 m, 202 m, 302 m; le fading des émulsions au Li fut tel que la vie moyenne des traces latentes a atteint 500 j environ; les flux de neutrons produits par la radiation cosmique, mesurés à l'aide des deux types d'émulsions sont en accord; ils sont décrits, dans l'intervalle de mesure, par la relation $\Phi_P = \Phi_0 \exp(-\gamma P)$, avec P en mètres d'eau, $\Phi_0 = 38 \pm 13$ neutrons/cm²·j et $\gamma = (5,4 \pm 0,4) \text{ } ^0/_{00}$, correspondant à un « libre parcours moyen »

$$\lambda = 185 \pm 15 \text{ m d'eau.}$$

Si l'on connaît bien maintenant, à la suite de nombreuses études, la variation du flux de neutrons produits par la radiation cosmique dans l'atmosphère, des plus hautes altitudes jusqu'au sol, on ignore pratiquement tout de la variation de ce flux dans la profondeur de la croûte terrestre; la nature des éléments constituant l'écran absorbant, influence sans doute l'intensité de la composante neutro-nique; c'est la raison pour laquelle, des mesures effectuées sous terre ou dans la mer, ne conduiraient pas à des résultats généraux, susceptibles d'une interprétation théorique simple.

L'eau douce, par contre, est le milieu naturel le mieux adapté à l'étude de la production de neutrons par la radiation cosmique en profondeur; à ce point de vue, le Lac Léman nous a offert des conditions expérimentales remarquables; il nous a permis la mesure de l'intensité des neutrons produits par la radiation cosmique dans l'eau douce, à partir de 20 mwe (meter water equivalent) et jusqu'à 310 mwe depuis le sommet de l'atmosphère.

Les appareils utilisés pour les mesures dans l'atmosphère, ne peuvent, pour de multiples raisons, être utilisés à grande profondeur dans l'eau; l'emploi d'émulsions photographiques nucléaires, rendues sensibles aux neutrons thermiques par la présence de sels de bore ou de lithium, était ici particulièrement indiqué.

I. Dispositifs expérimentaux.

Nos mesures ont été effectuées dans les eaux du Lac Léman (Lac de Genève), à plus de 5 km de toute côte, par $46^{\circ} 27' 15''$ de latitude Nord et $6^{\circ} 38' 40''$ de longitude Est; en ce point, nous avons immergé des plaques photographiques pour recherche nucléaire, à quatre niveaux différents dans les profondeurs du lac:

Niveau	Profondeur	Distance du fond	Altitude	Température de l'eau
<i>K</i>	302 m	8 m	70 m	5,25° C
<i>L</i>	202 m	108 m	170 m	5,25° C
<i>M</i>	102 m	208 m	270 m	5,5° C
<i>N</i>	12 m	298 m	360 m	14° C (max.)

L'effet à mesurer devant être vraisemblablement très faible, l'emploi d'émulsions photographiques «Nuclear research», qui intègrent au cours du temps, était spécialement indiqué; nous avons utilisé les émulsions suivantes:

- 1° Ilford C 2, 100 μ , au bore (mélange isotopique naturel), vierges.
- 2° Ilford C 2, 100 μ , au lithium (mélange isotopique naturel), vierges.
- 3° Mêmes émulsions que 1°, irradiées à une source de neutrons.
- 4° Mêmes émulsions que 2°, irradiées à une source de neutrons.
- 5° Ilford C 2, 100 μ , ordinaires, vierges.

Toutes ces plaques, mesurant 1×3 inches, ont été manufacturées à Londres, le 19 novembre 1951, placées le lendemain dans un coffret blindé par 0,8 mm de cadmium, et envoyées le surlendemain à Genève par avion, de telle sorte que l'effet zéro soit minimum; dès leur arrivée au laboratoire, elles ont été mises (avec leur coffret), dans une atmosphère à 40% d'humidité, à 5° C.

Les émulsions photographiques au bore ou au lithium (1 et 2) sont conçues pour détecter les neutrons lents et thermiques, par les réactions nucléaires: $B^{10} (n, \alpha) Li^7$ et $Li^6 (n, \alpha) H^3$ qui donnent des traces rectilignes, présentant les longueurs moyennes et les domaines de fluctuations \mathfrak{D} suivants¹⁾:

$$\begin{array}{ll} \text{traces } \alpha\text{-Li}^7: & 7,3 \mu; \quad \mathfrak{D}: 5,2 \mu - 10,1 \mu \\ \text{traces } \alpha\text{-H}^3: & 43 \mu; \quad \mathfrak{D}: 37 \mu - 49 \mu \end{array}$$

Ces traces s'inscrivent dans l'émulsion non développée, sous forme d'images latentes; leur destruction spontanée ou fading croît avec le temps, l'humidité, la température et la présence d'oxydants²⁾.

Pour être en mesure de tenir compte de la perte de traces par fading, il suffit d'exposer au rayonnement cosmique, à la fois des émulsions vierges et des émulsions ayant une densité de traces latentes, connue au début de l'exposition; celles-ci (3 et 4) ont été obtenues par une irradiation homogène à une source de neutrons (Ra- α -Be) de 50 millicuries, en les protégeant des radiations gamma.

Aux différents niveaux d'enregistrement, nous avons exposé:

une plaque de chacun des types 1, 2 et 5
plus 1/2 plaque du type 3 (niveaux *K* et *M*)
ou 1/2 plaque du type 4 (niveaux *L* et *N*)

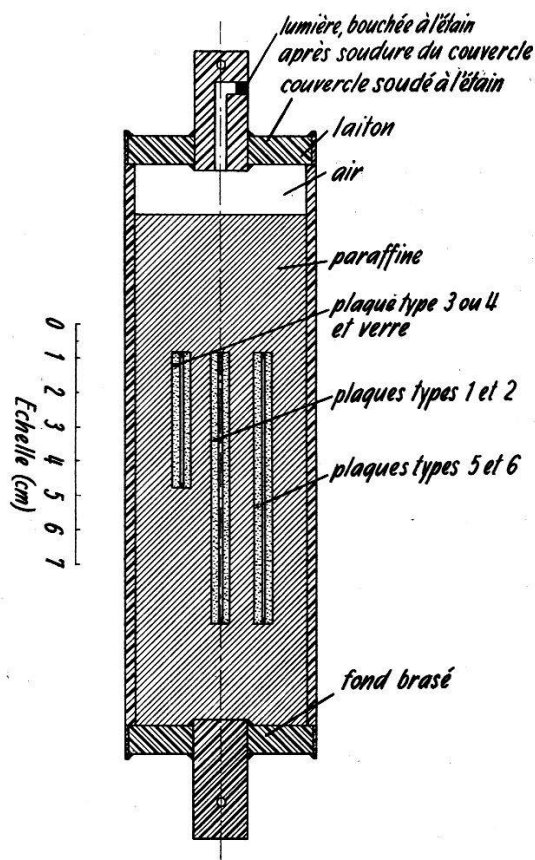


Fig. 1.

Cylindre étanche contenant les plaques photographiques, prêt à l'immersion.

Un autre groupement de plaques, désigné par *Z*, comprenait une plaque des types 1 et 2 et 1/2 plaque des types 3 et 4, pour servir à la détermination des effets zéro.

Dans chaque groupe, les plaques ont été réunies par paires, émulsions face à face, et emballées dans du papier; sitôt sorties de leur atmosphère à 40% d'humidité à 5° C, elles furent noyées dans de la paraffine fondante contenue dans des cylindres étanches de laiton (fig. 1).

L'humidité des émulsions a été ainsi fixée et la disparition d'une atmosphère oxydante assurée; étant donné les températures du lac aux niveaux choisis, les conditions favorables à la conservation des images latentes ont été ainsi réunies.

Le dispositif utilisé pour maintenir les cylindres aux niveaux choisis, se composait d'un câble d'acier, maintenu au fond par un lest de béton et tendu verticalement par une bouée noyée à 8 m au-dessous de la surface de l'eau; l'emplacement était signalé par un flotteur et repéré par des alignements sur la côte; les cylindres ont été fixés au câble principal au fur et à mesure de son immersion au moyen de câbles secondaires; par mesure de prudence, deux des six torons du câble furent sectionnés au ras du lest et des crochets furent fixés à la bouée noyée, pour permettre l'engagement d'un brin de drague en cas de disparition du flotteur; ces précautions se révélèrent indispensables au retrait du dispositif.

L'immersion eut lieu le 24 novembre 1951 et le retrait le 28 juin 1952, la durée d'enregistrement sous l'eau τ étant ainsi de 216,5 j environ; le cylindre contenant les plaques du groupe Z a accompagné les autres jusqu'au lieu de l'immersion, puis a été ramené au laboratoire où les plaques témoins des effets zéro ont été immédiatement développées; les transports de cylindres ont toujours été effectués sous un emballage protecteur de cadmium.

II. Technique de dépouillement des plaques.

Les plaques furent développées «en température»³⁾, en utilisant le révélateur ID 19 (Ilford) dilué au tiers et une étuve à 25° C; les plaques développées et fixées présentent une teinte grise ou orangée et n'ont pas de voile superficiel; les traces sont nettes et l'on ne constate aucun gradient de développement.

Ces plaques ont été observées au microscope ortholux Leitz bino-culaire; nous avons employé des oculaires 6 fois et 12 fois périplans et un objectif 1/100 à immersion; la profondeur de champ est de l'ordre de 0,2 μ ; la valeur moyenne d'une division de l'échelle micrométrique oculaire, que nous avons étalonnée à l'aide d'un réseau ligné objectif de 2 μ d'écartement, est de:

$$0,585 \mu \pm 0,005 \text{ dans l'oculaire 12 fois}$$

$$0,785 \mu \pm 0,005 \text{ dans l'oculaire 6 fois}$$

pour la moitié centrale du champ; un autre micromètre oculaire, formé d'un cercle partagé par un réticule en croix, fut employé concurrentement; il délimite sur l'image un «champ micrométrique» de diamètre tel que la différence des rayons du champ complet et du

champ micrométrique soit plus grande que la moitié des plus longues traces possibles ($\alpha, H^3 \leq 49 \mu$); la mesure du diamètre de ces champs à l'aide du réseau objectif a donné:

Oculaires	Champs	Diamètres	Surfaces
6×	complet	134 $\mu \pm 1$	1,41 · 10 ⁻⁴ cm ² $\pm 1,5\%$
6×	micrométrique	92 $\mu \pm 1$	6,64 · 10 ⁻⁵ cm ² $\pm 2,2\%$
12×	complet	94 $\mu \pm 1$	6,93 · 10 ⁻⁵ cm ² $\pm 2,2\%$
12×	micrométrique	71 $\mu \pm 1$	3,95 · 10 ⁻⁵ cm ² $\pm 2,8\%$

Nos mesures sont basées sur la détermination de la densité de traces par champ; du fait que les traces cherchées ne sont pas les seules que l'on puisse voir, il faut toujours s'assurer, par une mesure individuelle, que la trace observée a bien une longueur $l_{\mathfrak{D}}$ comprise dans le domaine de fluctuation \mathfrak{D} admis.

Cette vérification se fait en mesurant la projection p de la trace dans le plan-image à l'aide de l'échelle micrométrique, en mesurant la projection h de la trace sur l'axe optique par deux pointages sur ses extrémités à l'aide d'un comparateur monté sur le microscope, puis en calculant la vraie longueur l de la trace dans l'émulsion non développée, par la relation:

$$l^2 = p^2 + h^2 f^2 \quad (1)$$

f étant le facteur de contraction ou facteur d'affaissement; celui-ci a été déterminé à partir de mesures optiques de l'épaisseur des émulsions développées; l'erreur sur f est généralement inférieure à 6%.

Nous avons admis que l'erreur maximum sur l était atteinte lorsque les trois paramètres de (1) étaient erronés dans le même sens; il est plus commode, pour déterminer cette erreur, de calculer les nouvelles valeurs: $l_1 = l - \Delta_1 l$ et $l_2 = l + \Delta_2 l$, à l'aide de $p \pm \Delta p$, $h \pm \Delta h$, $f \pm \Delta f$, plutôt que d'employer la différentielle totale de (1), qui ne donne d'ailleurs que des valeurs moyennes; (or $\Delta_1 l \leq \Delta_2 l$); nous avons toujours pris: $\Delta p = 1$ division, $\Delta h = 0,5 \mu$, Δf étant déterminé pour chaque plaque.

L'erreur sur l croît avec l'inclinaison de la trace sur le plan-image (h croît); elle est relativement grande:

trace (α, Li): erreur comprise entre 8% et 25% de l
 domaine d'erreur valant les 20% à 70% du domaine de fluctuation \mathfrak{D} ;

trace (α, H^3): erreur comprise entre 1% et 10% de l
 domaine d'erreur valant les 10% à 60% de \mathfrak{D} .

Chaque champ a été examiné pour toute la profondeur de l'émulsion; les traces ont été comptées quelle que soit leur inclinaison; celles qui sont parallèles à l'axe optique, très rares, sont également visibles pour un observateur attentif.

Désignons par D les plaques à fortes densités de traces

(3 à 5 traces/champ)

et par d , celles à faibles densités

(moins de 0,001 trace/champ).

Pour les plaques D , nous avons compté toutes les traces $l_{\mathfrak{D}}$ ayant plus de la moitié de leur longueur dans le champ, y compris les traces à la corde (coupant deux fois les bords du champ); nous avons alors employé les champs micrométriques, qui permettent de voir immédiatement, sans déplacer la platine du microscope, quelles sont les traces à compter; pour les plaques d , nous avons employé les champs complets et compté toutes les traces $l_{\mathfrak{D}}$ ayant une fraction de leur longueur bien visible dans le champ; l'erreur par excès introduite de ce fait, reste négligeable; par ailleurs, les valeurs absolues tirées des plaques D et d ne sont jamais comparées entre elles.

Un certain nombre de trajectoires sortent de l'émulsion et présentent par conséquent une longueur ψ à l'intérieur de l'émulsion; on peut tenir compte des traces correspondantes (s), par deux méthodes:

1^o Compter uniquement les traces $l_{\mathfrak{D}}$ entièrement dans l'émulsion, traces (e), et tenir compte des traces négligées, par la relation:

$$N_{(e)} + N_{(s)} = \frac{2e}{2e-l} N_{(e)} \quad (2)$$

$N_{(e)}$: nombre de traces (e) comptées.

$N_{(s)}$: nombre de trajectoires sortantes (inconnu).

e : épaisseur de l'émulsion vierge.

$l_{\mathfrak{D}}$: longueur d'une trace, dans le domaine \mathfrak{D} .

Du fait des fluctuations sur l , il s'ensuit des fluctuations sur la valeur $N_{(e)} + N_{(s)}$, que l'on peut calculer. Cette méthode est approchée, car les traces sont parfois formées de grains espacés, et il n'est pas toujours possible de décider si une trajectoire est sortante ou non.

2^o Compter les traces (e) et les traces (s) ayant au moins la longueur ψ , et tenir compte des traces (s) négligées, en utilisant la relation:

$$N_{(e)} + N_{(s)} = \frac{2e}{2e-\lambda} N_{(e,\psi)} \quad (3)$$

où $\lambda = \psi + \pi$; $\pi \leq \psi \leq \gamma \leq l_1$.

π = longueur de la trace courte composant l , correspondant au gros fragment produit par la réaction nucléaire.

γ = longueur de la trace longue composant l .

$N_{(e,\psi)}$ = nombre de traces comptées par cette méthode.

On peut remarquer que si l'on choisissait ψ tel que $\gamma \leq \psi \leq l_1$, on se trouverait devant une indétermination.

Du fait des fluctuations sur π , il s'ensuit également des fluctuations sur $N_{(e)} + N_{(s)}$, que l'on peut calculer.

Cette méthode est également approchée, car des traces *entrant* dans l'émulsion, par exemple des protons de recul, donnent des traces parasites, si le hasard leur donne une longueur comprise entre ψ et l_2 .

Nous avons utilisé suivant les cas, l'une ou l'autre de ces méthodes de comptage.

Passons rapidement en revue les traces qui, ne provenant pas d'une réaction (n, B) ou (n, Li) peuvent être confondues avec celles-ci: Parmi les traces (e), les traces de désintégration des éléments radioactifs RaC', Th C', AcC, AcC', ThA, An, AcA, ont dans l'émulsion, un parcours supérieur à 30μ , de l'ordre de celui des traces (α , H³); mais les périodes de ces éléments sont si petites qu'il est pratiquement impossible qu'ils existent dans l'émulsion, en tant que contamination radioactive, sans leur élément-mère (pour les quatre premiers) ou leur élément-fils (pour les trois autres) et par conséquent sans donner des étoiles.

Le Sm¹⁵² (4) est le seul radio-élément naturel qui donne une trace de parcours semblable à celui des traces (α , Li): $7,2 \mu$; sa présence est cependant hautement improbable, en tant qu'impureté de contamination.

La réaction nucléaire N¹⁴(n, p)C¹⁴ donne une trace de $6,4 \mu$ en moyenne, que l'on peut confondre avec une trace (α , Li); la section efficace de cette réaction est faible (le nombre de ces traces parasites ne représente que 5⁰/100 du nombre de traces α , Li).

Parmi les traces (s), toutes les traces entrant dans l'émulsion: branches d'étoiles extérieures à l'émulsion, protons de recul, etc., peuvent être confondues avec celles des réactions (n, B) et (n, Li), si leur longueur est acceptable. Le nombre de ces diverses traces parasites peut être déterminé par l'examen des plaques du type 5, et la correction peut être faite.

Les champs ont été examinés systématiquement, par bandes, de telle sorte qu'il soit impossible d'observer deux fois le même, ou deux fois la même trace; pour l'interprétation des résultats des comptages, tout se passe comme si l'on avait pris les champs au hasard. En plus d'un an, nous avons examiné personnellement tous les champs, soit environ 300 000.

III. Mesure du fading.

Les mesures ont été effectuées avec les champs micrométriques (plaques D), en utilisant les oculaires 12 fois pour les plaques du type 3, et des oculaires 6 fois pour les plaques du type 4, avec la méthode de comptage n° 2, en prenant $\psi = 5 \mu$ pour les traces (α , Li) et $\psi = 37 \mu$ pour les traces (α , H³); les mesures de p (en cas de doute seulement) ont été faites avec l'échelle placée dans les oculaires 12 fois; les résultats de ces comptages devant être comparés en valeur relative, il n'a pas été nécessaire de tenir compte des valeurs de l_1 et l_2 pour le choix des traces à compter; pour la même raison, le choix de $\psi > \gamma$ n'entraîne pas de conséquence.

Les résultats de ces mesures, obtenus à partir des distributions statistiques des champs présentant x_i traces, sont donnés dans le tableau I, avec les notations suivantes:

N : nombre de champs observés, pour une statistique.

n : nombre de traces observées, pour une statistique.

\bar{x} : densité moyenne de traces par champs. ($\bar{x} = n/N$.)

\bar{V} : variance de distribution, mesurée par le 2^e moment de la variable x_i autour de la moyenne \bar{x} .

$\sigma(\bar{V})$: erreur quadratique sur cette variance.

$\sigma(\bar{x})$: erreur quadratique sur la moyenne, mesurée par $\sqrt{V(\bar{x})} = (\bar{V}/N)^{1/2}$.

On voit que les variances des distributions ne diffèrent pas des moyennes d'une façon significative, compte tenu de l'erreur $\sigma(\bar{V})$, ce qui est caractéristique de distributions de Poisson. Par ailleurs, nous avons appliqué le test de χ^2 pour mesurer l'indice de dispersion de nos distributions par rapport à des distributions de Poisson données par:

$$P(x_i) = \frac{e^{-\bar{x}} \cdot \bar{x}^{x_i}}{x_i!} \quad (4)$$

en calculant $f_i = NP(x_i)$.

$P(x_i)$: probabilité de présence de x_i traces/champ.

e : 2,71828...

f_i : fréquences absolues calculées.

n_i : fréquences absolues observées.

Les valeurs de χ^2 , calculées par

$$\chi^2 = \sum_0^{i=v+2} \frac{(n_i - f_i)^2}{f_i} \quad (5)$$

en utilisant les valeurs décimales des fréquences, sont données dans le tableau I, avec les valeurs correspondantes P_v .

$v+2$: nombre de paires de classes comparées.

v : nombre de degré de liberté des distributions.

P_v : probabilité que la valeur χ^2 soit dépassée.

Tableau I.

Résultats des statistiques de mesure du fading.

Statistique n°	Plaque	N	n	\bar{x}	\bar{V}	$\sigma(\bar{V})$	$\sigma(\bar{x})$	χ^2	$P_v \%$	ν
1	K 3	529	1446	2,733	2,67	0,52	0,071	5,492	47,5	6
2	K 3	578	1593	2,756	3,03	0,51	0,072	9,198	16,8	6
3	Z 3	567	1411	2,489	2,44	0,46	0,060	5,277	50,0	6
4	Z 3	587	1592	2,712	2,45	0,45	0,065	5,060	52,2	6
5	M 3	585	1543	2,638	2,60	0,48	0,067	1,770	93,6	6
6	M 3	579	1555	2,686	2,98	0,56	0,071	9,528	15,4	6
7	Z 3	507	1210	2,387	2,37	0,47	0,069	7,015	32,2	6
8	L 4	546	1106	2,026	2,62	0,50	0,069	10,463	6,4	5
9	L 4	518	1114	2,151	2,04	0,40	0,063	1,095	95,4	5
10	Z 4	580	1419	2,447	2,32	0,43	0,063	3,301	65,0	5
11	Z 4	517	1236	2,389	2,31	0,46	0,067	2,262	81,1	5
12	N 4	502	1009	2,010	2,12	0,42	0,065	6,756	23,9	5
13	N 4	497	991	1,994	1,90	0,38	0,062	1,396	91,8	5

Il y a lieu de faire remarquer que les classes de f_i inférieure à 5 ont été groupées entre elles, de telle sorte que la somme des f_i soit supérieure à 5. On admet généralement que $95\% > P > 5\%$ indique que la dispersion de la statistique expérimentale, par rapport à la distribution théorique, n'est pas significative; on voit que cette condition est remplie pour toutes nos statistiques.

Par conséquent, ces résultats confirment que nos distributions expérimentales sont de Poisson, ce qui justifie la technique de mesure employée, en montrant qu'aucune erreur systématique n'a perturbé les résultats des comptages, d'une façon sensible.

L'écart entre deux moyennes a été apprécié par la valeur:

$$t(\Delta\bar{x}) = \frac{\Delta\bar{x}}{\sigma(\Delta\bar{x})} \quad (\text{Student}) \quad (6)$$

P_t : probabilité que l'écart t soit dépassé (dans un seul sens).

$\sigma(\Delta\bar{x})$: écart quadratique sur $\Delta\bar{x}$, calculé par la racine de la somme des variances des moyennes.

Les différentes moyennes relatives à des statistiques tirées d'une même plaque, ont été groupées, en les remplaçant par leur moyenne \bar{x} , avec une variance

$$V(\bar{x}) = \frac{\overline{V(x)}}{M} \quad (7)$$

M : nombre de moyennes.

Ces valeurs sont reportées dans le tableau II; remarquons que les statistiques relatives à une même plaque sont en accord à l'exception des statistiques de Z 3; pour cette plaque, seule l'association des statistiques 3 et 7 est acceptable, outre la valeur de la statistique 4; la seule explication que nous voyons pour ce désaccord, est une inhomogénéité dans la répartition du bore à l'intérieur de l'émulsion de la plaque Z 3.

Les densités moyennes de traces/champ (\bar{x}) des plaques ayant subi le fading ($K, L, M, N/3$ et 4) sont comparées aux densités des plaques de zéro ($Z/3$ et 4). (Tableau II.)

On voit que pour les plaques au lithium (type 4), les écarts sont *significatifs*, la probabilité qu'ils soient dû à une fluctuation statistique étant très faible; ces plaques ont certainement subi un fading, qui est mesuré par:

$$F(\tau) = \frac{\Delta\bar{x}}{\bar{x}_{(Z4)}} \quad (8)$$

(l'effet des neutrons de la radiation cosmique étant ici négligeable), ce qui donne pour le fading au niveau L : $(13,6 \pm 2,7)\%$,

pour le fading au niveau N : $(17,2 \pm 2,7)\%$.

Pour les plaques au bore, les valeurs positives de $\Delta\bar{x}$ sont impossibles; la valeur négative n'est pas significative; nous admettrons que ces émulsions n'ont pas subi de fading sensible.

Tableau II.
Comparaisons des résultats des statistiques de mesure du fading.

Plaque	Statistiques	\bar{x}	$t(\Delta\bar{x})$	P_t	$V(\bar{x})^{0/100}$	$\sigma(\bar{x})^{0/100}$	$\bar{x} - \bar{x}_Z$	$\Delta\bar{x}$	$\sigma(\Delta\bar{x})$	$t(\Delta\bar{x})$	P_t
K 3	1 et 2	2,745	0,23	0,41	2,58	51	K 3—S ₄	+0,033	0,082	0,40	—
M 3	5 et 6	2,662	0,49	0,32	2,32	48	K 3—S ₃ et 7	+0,307	0,070	4,38	—
Z 3	3 et 4	—	2,42	0,008	—	—	M 3—S ₄	-0,050	0,081	0,62	0,27
Z 3	3 et 7	2,438	1,07	0,14	2,25	47	M ₃ —S ₃ et 7	+0,224	0,068	3,29	—
Z 3	4 et 7	—	3,34	0,00043	—	—					
Z 3	4	2,712	—	—	4,19	65					
L 4	8 et 9	2,088	1,33	0,09	2,19	47	L 4—Z 4	-0,330	0,066	5,00	2,8·10 ⁻⁷
Z 4	10 et 11	2,418	0,63	0,27	2,13	46	N 4—Z 4	-0,416	0,064	6,50	10 ⁻¹⁰
N 4	12 et 13	2,002	0,18	0,43	2,02	45					

Tableau V.

Densités de traces par cm³ d'émulsion et flux moyens de neutrons thermiques. Valeurs des constantes Φ_0 et γ .

Pro-fondeurs m	Niveaux	Valeurs tirées des plaques au Li		Valeurs B maximum		Valeurs B estimé	
		δ traces/cm ³	Φ neutrons/cm ² ·j	δ traces/cm ³	Φ neutrons/cm ² ·j	Φ neutrons/cm ² ·j	Φ neutrons/cm ² ·j
302 202 102 12	Z	30,2 ± 33,5	—	2200 ± 785	—	—	—
	K	190 ± 120	7,9 ± 7,9	3920 ± 1145	8,5 ± 9,8	6,1	6,1
	L	427 ± 200	19,5 ± 12,2	6080 ± 1540	19,2 ± 12,1	10,0	10,0
	M	280 ± 185	17,2 ± 11,3	9300 ± 2075	35,1 ± 15,3	14,5	14,5
	N	750 ± 300	36,1 ± 18,0	—	—	—	—
	Φ_0	—	38	—	76	26	26
	γ	—	5,3 ^{0/100}	—	6,9 ^{0/100}	4,8 ^{0/100}	4,8 ^{0/100}

IV. Dénombrement des traces (α , Li) et (α , He³) produites par les neutrons de la radiation cosmique.

Les premières mesures ont été effectuées avec la méthode de comptage n° 2, avec les oculaires 6 fois et $\psi = 15 \mu$, pour les plaques au lithium, avec les oculaires 12 fois et $\psi = 3 \mu$, pour les plaques au bore.

Nous avons alors constaté que cette méthode de comptage n'était pas satisfaisante pour les plaques d (à faible densité de traces), du fait que le rapport $(s)/(e)$ excédait de beaucoup le rapport théorique d'une part, et que les plaques du type 5 présentaient un nombre de pseudo-traces du même ordre que celui des traces des plaques des types 1 et 2, d'autre part; la quasi-totalité des traces (s) est donc formée de traces parasites (traces autres que celles des réactions neutron-noyau utilisées ici). Nous avons alors employé la méthode de comptage n° 1.

Pour les plaques au Li (type 2), nous avons compté les traces (e) de longueur mesurée l comprise dans le domaine: $37 \mu - \Delta_1 l$ à $49 \mu + \Delta_2 l$ (domaine de fluctuation \mathfrak{D} augmenté du domaine d'erreur $\Delta_1 l + \Delta_2 l$); nous avons alors effectué trois séries de mesures, dont les résultats sont portés dans le tableau III; les traces comptées ont des longueurs formant un groupe isolé des autres traces, les plus proches traces extérieures au domaine \mathfrak{D} ayant 33 et 56μ ; les plaques du type 5 ne présentaient alors aucune pseudo-trace dans le domaine \mathfrak{D} , ce qui justifie cette méthode de comptage.

Pour les plaques au bore, nous avons dénombré les traces (e) de longueur mesurée l comprise dans le domaine: $5,2 \mu - \Delta_1 l$ à $10,1 \mu + \Delta_2 l$; les traces ainsi comptées ne forment pas un groupe unique, bien isolé des autres traces, le domaine \mathfrak{D} étant bordé par un grand nombre de traces plus courtes, ainsi que par quelques traces plus longues; pour cette raison, et étant donné l'importance relative du domaine d'erreur $\Delta_1 l + \Delta_2 l$ par rapport au domaine de fluctuation \mathfrak{D} , nous avons tenu compte des traces de la façon suivante:

- 1° Comptage des traces l , telles que $l - \Delta_1 l > 5,2 \mu$
 $l + \Delta_2 l < 10,1 \mu$

2° Chacune des autres traces a été représentée sur un graphique par un triangle de surface constante U , ayant pour base le domaine d'erreur $(\Delta_1 l + \Delta_2 l)$, et pour hauteur la longueur $2 U / (\Delta_1 l + \Delta_2 l)$ coupant la base en l ; puis les surfaces partielles à l'intérieur de \mathfrak{D} ont été totalisées et transformées en nombre de traces équivalentes.

Les résultats globaux ainsi obtenus sont reportés dans le tableau IV, sous la dénomination B_{\max} ; en effet, les plaques du type 5 présentant encore beaucoup de pseudo-traces dans le domaine \mathfrak{D} , les

Tableau III.
 Mesures réalisés sur plaques au Li.
 Traces (α , H^3) observées.

Plaque	N Champs	n Traces	l μ	+ $\Delta_2 l$ μ	- $\Delta_1 l$ μ
Z 2	30000	1	45,6	2,5	2,2
K 2	20000	4	40,8	1,4	1,4
			46,3	1,9	1,8
			40,2	1,4	1,3
			42,8	1,8	1,6
L 2	20000	9	39,1	2,7	2,5
			47,8	1,9	1,6
			42,7	1,0	0,9
			48,3	2,3	2,1
			42,2	2,8	2,6
			44,4	3,2	3,2
			39,2	0,9	0,9
			49,8	1,2	1,1
M 2	20000	8	39,6	1,5	1,4
			43,2	1,6	1,4
			44,4	2,2	2,0
			50,2	2,5	2,4
			50,7	2,4	2,3
			40,0	1,1	1,1
			40,7	1,4	1,0
			38,8	1,1	1,1
N 2	18000	14	40,1	1,4	1,0
			42,1	1,2	0,9
			44,5	1,4	1,2
			49,1	1,0	1,0
			44,1	2,1	2,0
			43,7	1,8	1,6
			37,7	1,1	1,1
			41,6	1,1	1,0
			42,6	2,0	1,8
			47,8	3,0	3,0
			50,0	1,8	1,7
			49,1	1,2	1,0
			44,6	1,2	1,0
			46,1	1,7	1,5
43,3	1,7	1,5			

résultats obtenus sont des valeurs maxima (après déduction de l'effet zéro).

Les pseudo-traces (α , Li) sont les mêmes que celles mises récemment en évidence par KAPLAN et YAGODA⁵⁾ et qu'ils dénomment «bactéries»; elles sont quasi-identiques aux traces (α , Li); leur nombre est en général inférieur à 10^4 par cm^3 d'émulsion C 2, d'après ces auteurs; nous verrons que ce nombre, si faible soit-il, est encore supérieur à l'effet des neutrons de la radiation cosmique dans l'eau; nous en concluons que les émulsions au bore ne peuvent pratiquement pas être utilisées pour des mesures sérieuses de très faibles flux de neutrons, si le développement photographique ne laisse pas visible une lacune entre la trace du lithon et celle de l'alpha de la trace de la réaction (n , α) du bore; toutes les mesures faites en méconnaissant cette remarque, doivent être considérées comme suspectes.

Tableau IV.

Résultats tirés des plaques au B.

Plaque	N Champs	n Traces B _{max} .	n	
			Traces	Bestimé
Z 1	10000	14,7	—	
K 1	10000	26,2	K 1—Z 1	8,3
L 1	10000	40,6	L 1—Z 1	13,5
M 1	10000	62,1	M 1—Z 1	19,6

Nous avons tenté d'apporter une correction pour les pseudo-traces; pour cela, nous avons distingué les pseudo-traces «bactéries», affectant une émulsion en dehors de toute exposition, et les pseudo-traces «cosmiques», dues à l'exposition (réactions (n , p) de N , etc.); nous avons admis que les premières avaient une densité constante pour un type d'émulsion donné, *indépendamment du temps*, et qu'elles étaient éliminées par soustraction de l'effet zéro; nous avons admis en outre, que la distribution relative des longueurs des pseudo-traces cosmiques était constante et représentée par un histogramme tiré de la plaque M 5.

En admettant que la distribution des longueurs des traces, observées dans les plaques du type 1, soit due au mélange d'une distribution de traces (α , Li) connue par les histogrammes de Mme FARAGGI*), et d'une distribution de traces parasites cosmiques, il nous a été possible de calculer les valeurs «bore estimé», que nous donnons dans le tableau IV.

*) Nous remercions Mme FARAGGI qui a bien voulu nous les communiquer.

Par ailleurs, nous avons constaté la présence d'un grand nombre d'étoiles, dans les émulsions exposées ($10^4 \pm 8\%$ par cm^3 d'émulsion, en moyenne); ces étoiles ont 3 à 5 branches, longues de 15 à 50 μ environ; certaines sont d'origine cosmique; d'autres sont dues à des impuretés radioactives de l'émulsion; il est très difficile de classer ces étoiles et d'en tirer des informations valables; notons seulement que leur nombre total est environ le même à tous les niveaux (moyenne pour les émulsions des types 1, 2 et 5) et que ce nombre est double de celui obtenu pour des plaques identiques, exposées au Jungfrauoch (3500 m).

V. Calcul des flux de neutrons.

La section efficace d'un cm^3 d'émulsion est donnée par:

$$\Sigma = \frac{\sigma \cdot c \cdot \mathcal{A}}{A} \text{ cm}^{-1} \quad (9)$$

σ : section efficace moyenne d'un noyau de bore (de lithium) dans le mélange isotopique naturel.

c : concentration du bore (du lithium), dans l'émulsion.

\mathcal{A} : nombre d'Avogadro.

A : poids atomique moyen du bore (du lithium) (mélange isotopique naturel).

En admettant que $\sigma_{\text{Li}} = 66$ barns⁶) et $\sigma_{\text{B}} = 714$ barns⁷) pour les neutrons d'énergie 0,025 eV (298° K), et en prenant $c_{\text{Li}} = 0,016 \text{ g/cm}^3$ et $c_{\text{B}} = 0,023 \text{ g/cm}^3$ à 2% près⁸), on obtient:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\text{B}} &= 9,14 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1} \pm 2\% \\ \Sigma_{\text{Li}} &= 9,17 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \pm 2\% \end{aligned}$$

Le flux total Φ de neutrons thermiques par cm^2 (passant à travers une sphère de 1 cm^2 de section méridienne) est donné par:

$$\Phi = \delta / \Sigma \quad (10)$$

δ : densité de traces par cm^3 d'émulsion.

Pour $\delta = 1$, on trouve que chaque trace est équivalente aux flux «unitaires» suivants:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_{\text{Li}} (\text{niveaux } K, L \text{ et } M) &= 10,7 \pm 2\% \text{ neutrons/cm}^2 \\ \bar{\Phi}_{\text{Li}} (\text{niveau } N) &= 10,9 \pm 2\% \text{ neutrons/cm}^2 \\ \bar{\Phi}_{\text{B}} (\text{niveaux } K, L \text{ et } M) &= 1,07 \pm 2\% \text{ neutrons/cm}^2 \\ \bar{\Phi}_{\text{B}} (\text{niveau } N) &= 1,09 \pm 2\% \text{ neutrons/cm}^2 \end{aligned}$$

en tenant compte des variations de Σ avec la température.

Soit φ , le facteur correctif tenant compte des traces sortantes; en appliquant la formule (2) avec $e = 100 \mu \pm 2$, il vient pour les plaques au lithium ($l = 43 \mu \pm 6$): $\varphi_{\text{Li}} = 1,27 \pm 8,4\%$ et pour les plaques au bore ($l = 7,3 \mu$): $\varphi_{\text{B}} = 1,04 \pm 5,4\%$.

L'étude du fading par la variation du nombre de traces visibles, en fonction du temps, a été effectuée par R. COPPENS⁹). Pour trouver l'équation de cette courbe, nous partons d'hypothèses physiques essentiellement simples :

Soit $N_0 = n(0)$ le nombre de traces latentes dans l'émulsion, au temps zéro et $n(t)$ ce nombre au temps t .

Nous faisons les hypothèses que $-dn$ est proportionnel à $n(t)$, pour une émulsion homogène, à dt et à une fonction croissante du temps, facteur de vieillissement, de la forme : $f(t) = a + bt + ct^2 + \dots$

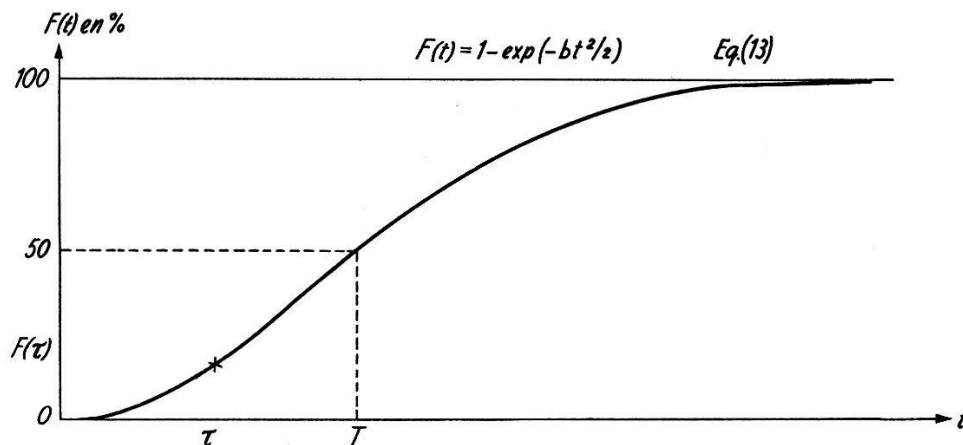


Fig. 2.

Courbe „théorique“ du fading

(Pourcentage de traces latentes, ayant disparu après un temps t .)

Les expériences de COPPENS montrent qu'à l'origine ($t = 0$), la courbe a une tangente quasi-horizontale, d'où : $a = 0$. L'approximation la plus simple sera donc : $f(t) = bt$. On peut calculer une courbe et l'ajuster d'après les points expérimentaux de COPPENS; on suppose naturellement que les facteurs qui influencent le fading sont constants.

$$dn = -n f(t) dt \quad \text{d'où} \quad n = N_0 \exp(-bt^2/2) \quad (11)$$

Cette équation est celle d'une courbe qui présente un point d'inflexion pour $t_i = b^{-1/2}$; si T est le temps de disparition de la moitié des traces, on a :

$$T = \left(\frac{2 \ln 2}{b}\right)^{1/2} = 1,177/\sqrt{b}. \quad (12)$$

L'équation de la courbe du fading (nombre relatif de traces disparues, en fonction du temps) sera donnée par :

$$F(t) = 1 - \exp(-bt^2/2) \quad (13)$$

C'est l'équation de la courbe représentée dans la fig. 2, construite à partir de la valeur $F(\tau)$ de la plaque au lithium du niveau N , équation (8).

et le fading moyen au temps $t = \tau$ par l'expression :

$$F_m = 1/\tau \int_0^\tau [1 - \exp(-bt^2/2)] dt \quad (14)$$

En posant :

$$J = \int_0^\tau \exp(-bt^2/2) dt \quad (15)$$

et en effectuant le changement de variable: $b/2 = g^2$; $u = gt$, nous aurons :

$$J = \int_{t=0}^{t=\tau} e^{-g^2 t^2} dt = 1/g \int_{u=0}^{u=g\tau} e^{-u^2} du .$$

En comparant les valeurs $J(u)$ à $\Theta(u)$ (fonction d'erreur intégrale) :

$$\Theta(u) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^{x-u} e^{-x^2} dx \quad (16)$$

on tire :

$$J(u) = \frac{\Theta(u)\sqrt{\pi}}{2g} \quad (17)$$

et enfin :

$$F_m = 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2g\tau} \Theta(g\tau) . \quad (18)$$

La vie moyenne des traces latentes est donnée par :

$$V = 1/N_0 \int_0^\infty n dt = \int_0^\infty \exp(-bt^2/2) dt = J(\infty) = \frac{\sqrt{\pi}}{2g} \quad (19)$$

d'où :

$$\frac{J(\infty)}{T} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{\ln 2}} \cong 1,065 . \quad (20)$$

La densité δ_0 de traces par cm^3 , corrigée de la perte par fading, se déduit de la densité mesurée δ , par la relation :

$$\delta_0 - \delta_0 F_m = \delta \quad \text{d'où} \quad \delta_0 = \frac{\delta}{1 - F_m} = \rho \delta \quad (21)$$

ρ est le facteur correctif du fading.

A partir de l'équation (11) et des valeurs du fading (p. 12), on tire :

$$\begin{aligned} \text{niveau } L: \quad F(\tau) &= (13,6 \pm 2,7) \% \\ b &= 6,23 \cdot 10^{-6} \pm 21,7 \% \\ T &= 471 \text{ j} \pm 11 \% \\ V &\cong 500 \text{ j} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{niveau N: } F(\tau) &= (17,2 \pm 2,7) \% \\
 b &= 8,05 \cdot 10^{-6} \pm 21 \% \\
 T &= 415 \pm 11 \% \\
 V &\cong 440 \text{ j}
 \end{aligned}$$

et de la formule (18):

$$\begin{aligned}
 \text{niveau L: } F_m &= (4,7 \pm 1) \% ; \varrho = 1,050 \pm 0,011 \\
 \text{niveau N: } F_m &= (6,0 \pm 1) \% ; \varrho = 1,064 \pm 0,012
 \end{aligned}$$

Nous admettrons que $\varrho_K = \varrho_L = \varrho_M$, les conditions de températures étant identiques pour ces trois niveaux.

On calcule les densités de traces par cm^3 d'émulsion, par la formule:

$$\delta = n \varrho \varphi / N e S \quad (22)$$

n : nombre de traces comptées sur une plaque.

N : nombre de champs observés sur la même plaque.

ϱ : facteur correctif du fading.

φ : facteur correctif des traces sortantes.

e : épaisseur de l'émulsion vierge.

S : surface d'un champ.

et les flux moyens de neutrons thermiques par:

$$\overline{\Phi}_{ij} = \frac{\delta_{ij} - \delta_Z}{\tau} \overline{\Phi}_{ij} \quad (23)$$

Φ : flux «unitaires» correspondant à $\delta = 1$.

ij : indices caractérisant le niveau d'exposition et le type de plaque.

Ces valeurs sont données dans le tableau V, page 13, avec leurs erreurs; l'erreur relative sur n a été mesurée par \sqrt{n}/n ; c'est cette erreur statistique qui est prépondérante.

Nous avons cherché à relier nos valeurs expérimentales par une loi simple. Celle qui décrit le mieux les variations observées est exponentielle, de même que pour l'atmosphère libre (fig. 3):

$$\Phi_P = \Phi_0 \exp(-\gamma P) \quad (24)$$

les valeurs des paramètres γ et Φ_0 lorsque P est en m d'eau, sont données dans le tableau V.

Il est encore nécessaire de corriger ces résultats d'une erreur systématique; à la suite de circonstances accidentelles indépendantes de notre volonté, les plaques détectrices furent sorties de l'eau et restèrent exposées aux neutrons de la radiation cosmique dans l'air durant 6,5 jours environ. Du fait de cette surexposition, les valeurs trouvées pour les flux totaux sont trop élevées de n_a neutrons/ cm^2 .

Nous avons cherché à calculer cet effet; soit Φ_{sol} le flux de neutrons thermiques dans l'atmosphère environnant les cylindres contenant les plaques détectrices; l'albédo de la paraffine pour les neutrons étant de 0,82, seul le flux $0,18 \cdot \Phi_{\text{sol}}$ pénétrera dans la pa-

raffine; assimilons celle-ci à de l'eau, ne tenons compte que de l'hydrogène avec une longueur de diffusion $L = 2,8$ cm et négligeons l'effet de géométrie des cylindres; la probabilité de présence de neutrons ayant diffusé à la distance $x - x_0$ dans la paraffine est donnée par:

$$P = \exp\left(-\frac{x-x_0}{L}\right). \quad (25)$$

En admettant que l'épaisseur de paraffine entourant les plaques soit constante et égale à 2,5 cm, on trouve: $P \cong 40\%$.

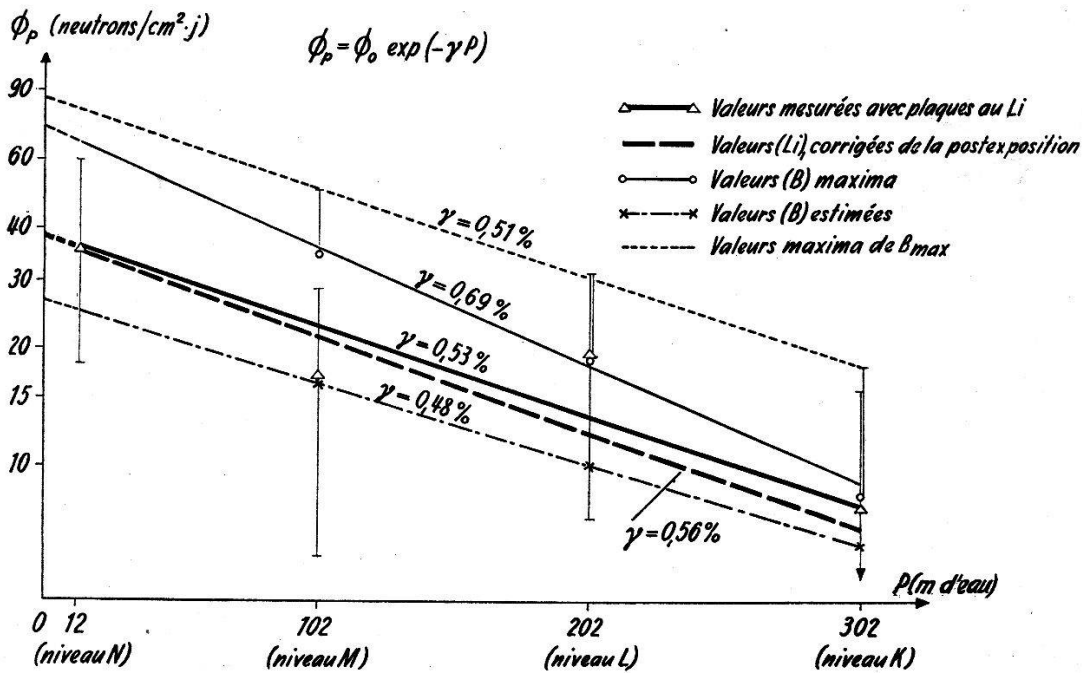


Fig. 3.

Flux de neutrons thermiques dans l'eau, produits par la radiation cosmique, à différentes profondeurs.

Par conséquent, seul le flux: $0,18 \cdot 0,4 \cdot \Phi_{\text{sol}} = 7,5\% \Phi_{\text{sol}}$ atteindra les plaques photographiques.

En prenant $\Phi_{\text{sol}} = 230$ neutrons/cm²·j⁵) établi pour une pression atmosphérique de 753 mm Hg environ, on trouve (en utilisant la relation bien connue: $\Phi_P = \Phi_0 \exp(-0,083 P)$, P en cm Hg):

$\Phi_{\text{sol}} \cong 360$ neutrons/cm²·j à une pression de 700 mm Hg, ce qui donnera pour une surexposition de 6,5 j: $n_a \cong 175$ neutrons/cm².

Les flux moyens trouvés doivent donc être recalculés par la relation:

$$\Phi'_P = \frac{\Phi_P \cdot \tau - n_a}{\tau}. \quad (26)$$

Ils sont donnés dans le tableau V.

L'erreur introduite par la surexposition n'est que de 10% pour le niveau K, inférieure à 5% pour les niveaux L et M, inférieure à 2% pour le niveau N.

Conclusions.

1° Ce travail est l'un des premiers*) qui donne des valeurs absolues de l'intensité des neutrons de la radiation cosmique en sous-sol; nos mesures, réalisées à grandes profondeurs dans l'eau douce, sont exemptes d'effets secondaires parasites, au contraire de celles effectuées sous terre ou dans la mer; les mesures de flux peuvent être valablement traduites en termes de production, la capture des neutrons ayant lieu au voisinage immédiat de leur lieu de production.

2° Les émulsions au bore et au lithium sont utilisables pour de longues expositions, de l'ordre de 1 à 2 ans, si l'on prend soin de réunir les conditions physiques favorables à la conservation des images latentes et si l'on mesure le fading dans les conditions mêmes de l'expérience.

3° Soit $F(t)$ l'équation de la courbe qui représente, en fonction du temps, le nombre relatif de traces latentes ayant disparu par fading au temps t par rapport au nombre de traces latentes présentes au temps zéro; nous proposons: $F(t) = 1 - \exp(-bt^2/2)$ pour équation de cette courbe; le fading moyen (% moyen de traces disparues par unité de temps) ayant affecté des traces latentes s'inscrivant sans cesse au cours du temps $t = \tau$ est alors donné par:

$$F_m = 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2g\tau} \Theta(g\tau)$$

avec $g = (b/2)^{1/2}$, Θ étant la fonction d'erreur intégrale.

4° Les émulsions C 2 au bore ne conviennent pas à la détermination de faibles flux totaux de neutrons, donnant une densité de traces de l'ordre de 10^4 par cm^3 , car cette densité est celle des traces «bactéries» parasites, qui sont généralement identiques aux traces (α , Li); les émulsions au lithium sont par contre bien adaptées à de telles mesures.

5° Nos résultats sont bien reliés par la loi: $\Phi_P = \Phi_0 \exp(-\gamma P)$, valable entre 12 et 302 m de profondeur dans l'eau, avec $\gamma = (5,4 \pm 0,4) \text{ } ^0/_{00}$, $\Phi_0 = 38 \pm 13$ neutrons/ $\text{cm}^2 \cdot \text{j}$ (erreur probable), P étant la profondeur donnée en m d'eau (mwe).

Nous considérons en tous cas que la valeur extrapolée Φ_0 (fictive), est certainement inférieure à 90 et très probablement supérieure à 15 neutrons/ $\text{cm}^2 \cdot \text{j}$.

6° Le libre parcours moyen de la radiation productrice des neutrons $\lambda = 1/\gamma$ vaut: 18 500 g/ cm^2 , soit 185 mwe ± 15 , alors que l'on sait qu'il vaut 160 g/ cm^2 dans l'atmosphère libre et pour les 10 pre-

*) Un travail récent a paru sur ce sujet, J. EUGSTER¹³).

miers mètres de profondeur dans l'eau¹⁰); ceci indique que le processus principal de production des neutrons, pour des écrans de masse superficielle supérieure à 20 mwe, n'est plus essentiellement lié à la composante nucléonique, alors que c'est le cas dans l'atmosphère, mais peut-être en relation avec la composante mésonique.

Ce résultat peut être rapproché de ceux de SARD et al.¹¹), de COCCONI et TONGIORGI¹⁰) et de GEORGE et EVANS¹²):

7° Des résultats plus précis que les nôtres pourraient être obtenus à l'avenir, par des expériences du même type dans les mêmes conditions, en faisant usage d'une part de Li⁶ pur ou de lithium enrichi en cet isotope et d'autre part d'émulsions plus épaisses (400 à 600 μ) que celles que nous avons utilisées, cette dernière circonstance facilitant le dénombrement des traces (α , H³).

Nous exprimons notre reconnaissance au Professeur CH. HAENNY, qui nous a guidé dans nos recherches; notre gratitude va également à nos collègues O. ROCHAT (décédé), M. GAILLOUD et A. ROCH, qui nous ont fait profiter de leur expérience.

Nous remercions le Chef du Département de l'Instruction Publique du Canton de Vaud, ainsi que la Commission du Fonds National de la recherche scientifique à Lausanne, de l'appui matériel qu'ils ont bien voulu nous accorder pour ce travail.

Références.

- 1) HENRIETTE FARAGGI, Thèse, Paris 1950, Ann. Phys. **6**, 325 (1951).
- 2) GEORGETTE ALBOUY et H. FARAGGI, J. Phys. et Rad. **10**, 105 (1949).
- 3) C. C. DILWORTH, G. P. S. OCCHIALINI et R. M. PAYNE, Nature **162**, 102 (1948).
- 4) A. J. DEMPSTER, Phys. Rev. **73**, 1125 (1948).
- 5) N. KAPLAN and H. YAGODA, Rev. Sci. instr. **23**, 160 (1952).
- 6) E. FERMI et L. MARSHALL, «Nuclear data, National Bureau of Standards, Circular 499 (1950)» **44 F**, 13 (1944). – H. POMERANCE, «Nuclear data, National Bureau of Standards, Circular 499 (1950)» **49 P**, 3 (1949).
- 7) H. POMERANCE, «Nuclear data, National Bureau of Standards, Circular 499 (1950)» **49 P**, 3 (1949).
- 8) O. ROCHAT, Thèse, Lausanne. Mém. Soc. vaud. Sci. nat. **9**, 206 (1949).
- 9) R. COPPENS, C. r. **227**, 61 (1948).
- 10) G. COCCONI et V. TONGIORGI, Bull. Am. Phys. Soc. **26**, 48 (1951); Phys. Rev. **82**, 335 (1951); **84**, 29 (1951).
- 11) R. D. SARD, M. F. CROUCH, D. R. JONES, A. M. CONFORTO et B. F. STEARNS, Nuovo Cim. **8**, 326 (1951).
- 12) E. P. GEORGE et J. EVANS, Proc. Phys. Soc. London A **63**, 1248 (1950); A **64**, 193 (1951).
- 13) J. EUGSTER, Rev. Sci. Instr., **25**, 5, 1954. Weltraumstrahlung, Medizinischer Verlag Hans Huber, Bern und Stuttgart, 1955.