



HAL
open science

Sur la distribution des intervalles d'émission des particules α du polonium

M. Curie

► **To cite this version:**

M. Curie. Sur la distribution des intervalles d'émission des particules α du polonium. Journal de Physique et le Radium, 1920, 1 (1), pp.12-24. 10.1051/jphysrad:019200010101200 . jpa-00200749

HAL Id: jpa-00200749

<https://hal.science/jpa-00200749>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

SUR LA DISTRIBUTION DES INTERVALLES D'ÉMISSION DES PARTICULES α DU POLONIUM

Par M^{me} CURIE.

J'ai publié, en 1911, quelques résultats relatifs à la numération des particules α du polonium et à la loi de distribution des intervalles d'émission⁽¹⁾. Il s'agissait d'expériences faites au cours d'un long travail sur le polonium entrepris en collaboration avec M. Debierne. Ce travail avait pour but la préparation du polonium à l'état de forte concentration, la détermination de son spectre, la recherche de sa transformation éventuelle en plomb, et la détermination de la constante d'Avogadro au moyen de la mesure du volume de gaz hélium correspondant à un nombre connu de rayons α émis par la matière active. Nous avons été engagés dans ces recherches pendant plusieurs années avant la guerre et nous nous proposons d'écrire à ce sujet un mémoire d'ensemble. Toutefois les résultats principaux acquis avant 1914 ont été exposés très complètement dans la thèse de M. Debierne⁽²⁾, où a été donnée, entre autres, la première valeur de la constante d'Avogadro obtenue par la nouvelle méthode, soit $6,5 \cdot 10^{23}$, valeur qui devait être suivie d'autres déterminations plus précises. Deux autres mesures de volume d'hélium produit ont pu encore par la suite être effectuées : elles correspondent à des volumes d'hélium de 1,32 et 0,435 millimètre cube, et à une valeur de la constante d'Avogadro, voisine de $7,0 \cdot 10^{23}$. Il était donc confirmé que la méthode était bonne, mais l'exécution comportait encore des erreurs de quelques pour cent, attribuables, selon toute vraisemblance, aux conditions de purification et de mesure du volume. Il convenait de perfectionner ces dernières pour atteindre une précision devenue nécessaire par comparaison avec les résultats obtenus par ailleurs. Toutefois ce travail fut interrompu par la guerre et ne pourrait être repris que si une nouvelle possibilité se présentait d'une préparation importante de polonium. Jusque-là, l'exposé détaillé des expériences dans la thèse de M. Debierne nous paraît suffisant.

La numération des rayons α exigée par ce travail portait sur un grand nombre de particules, comptées par un procédé d'enregistrement automatique. J'ai repris sur les graphiques obtenus l'étude des intervalles d'émission que j'avais faite en 1911 sur un millier de particules. J'ai ainsi obtenu quelques résultats qui seront exposés dans cet article.

⁽¹⁾ *Le Radium*, 1911.

⁽²⁾ A. DEBIERNE. Thèse de doctorat, 1914.

La méthode de numération employée dans ces expériences est la méthode électrométrique de MM. Rutherford et Geiger, avec un dispositif d'enregistrement photographique. L'entrée de chaque particule dans une chambre d'ionisation se traduit par une impulsion communiquée à un électromètre, l'effet ionisant de la particule étant considérablement amplifié grâce à l'utilisation du phénomène de l'ionisation par choc des ions dans un champ électrique intense. L'image lumineuse très fine qui repère la position de l'électromètre est formée sur une fente derrière laquelle tourne un cylindre enregistreur, enveloppé de papier sensible. Quand l'électromètre reste fixe, l'impression obtenue est, après étalement du papier, une ligne droite très fine; chaque impulsion subie par l'électromètre se traduit sur l'impression par un crochet dont le point de départ est très nettement déterminé. Après l'impulsion, l'électromètre est ramené au zéro au moyen d'un dispositif spécial, dit de « fuite », qui consiste à établir une dérivation au sol au travers d'un espace d'air ionisé par une matière radioactive. Cette remise au zéro est moins brusque que l'impulsion, de sorte que chaque crochet offre à la montée une forte pente rectiligne, tandis qu'à la descente la pente est moindre et la ligne incurvée.

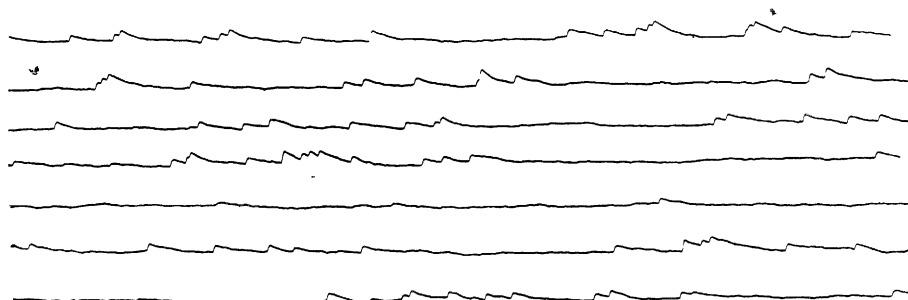


Fig. 1.

Les graphiques obtenus sont d'une grande netteté (voir fig. 1). Les distances des points d'origine des crochets peuvent être mesurés avec une bonne précision au moyen d'une machine à diviser. On en déduit la valeur des intervalles d'émission si l'on connaît la vitesse de rotation du cylindre enregistreur, supposée uniforme.

L'appareil enregistreur utilisé, spécialement construit en vue de ces expériences, avait un fonctionnement satisfaisant. La rotation était obtenue par la descente d'un poids, mais la vitesse était rendue uniforme par l'emploi d'un régulateur à force centrifuge.

La source de rayons α était une couche infiniment mince de polonium

déposée sur une petite surface, au centre d'un verre de montre, placé dans l'appareil à numération ⁽¹⁾. Plusieurs de ces sources ont été successivement employées, avec des quantités de polonium dans un rapport connu, obtenues par évaporation de poids connus d'une même solution de ce corps.

Les rayons émis par la source peuvent, à volonté, être admis dans la chambre d'ionisation ou bien empêchés d'y pénétrer. Dans ce dernier cas, on obtient sur le graphique une ligne droite avec de rares crochets qui correspondent aux particules parasites venant non de la source utilisée, mais du gaz ou des parois de l'appareil. Il faut en tenir compte dans la numération, comme correction soustractive.

L'appareil électrométrique utilisé pour la numération doit être apériodique. Le nombre de particules qu'il peut enregistrer par unité de temps dépend de son inertie. Il est d'autant plus élevé que celle-ci est plus faible. Si, en effet, les particules sont, en moyenne, émises à des intervalles de temps trop courts, relativement à celui exigé pour un déplacement appréciable de l'électromètre, celui-ci ne pourra séparer les impulsions. La numération n'est possible que si celles-ci sont presque toutes séparées. Les électromètres à quadrants de type courant permettent de compter en moyenne deux ou trois particules par minute. Avec l'électromètre à corde, ce nombre est considérablement augmenté et peut atteindre quelques centaines par minute ⁽²⁾. Cependant, d'après les lois même de l'émission, il subsistera toujours des groupes de deux émissions successives trop rapprochées dans le temps pour être séparées par l'appareil qu'on emploie ; à ces « particules doubles » correspondent des impulsions plus importantes qui peuvent être, en général, reconnues telles sur le graphique. Cependant les conclusions ainsi obtenues n'offrent pas une sécurité absolue, car même avec un appareil où toutes les particules isolées devraient, semble-t-il, intervenir de la même manière, les impulsions obtenues ne sont pas de grandeur très uniforme. Nous verrons qu'on peut lever cette difficulté et que le nombre des particules doubles se déduit avec beaucoup de sécurité de la loi de distribution des intervalles et de la connaissance de l'intervalle moyen, ainsi que je l'ai déjà signalé antérieurement.

L'électromètre, qui a servi pour les expériences de numération que je me propose d'étudier ici, n'était pas d'un type rapide. Les expériences relatives à une source duraient de dix jours à un mois. Il a été nécessaire de tenir compte de la décroissance du polonium au cours de la numération,

⁽¹⁾ Voir A. DEBIERNE. Thèse de doctorat, Paris, 1914.

⁽²⁾ GEIGER et RUTHERFORD. *Phil. Mag.* (1912)

cette décroissance étant d'environ 0.5 pour 100 par jour. Cette circonstance, qui en elle-même est évidemment un inconvénient, m'a cependant permis de faire une étude plus complète de l'application de la loi d'émission des particules, et de mieux en préciser les conditions dont voici l'exposé.

J'envisagerai la loi d'émission sous la forme suivante. Soit une série d'émissions séparées par n intervalles de temps, la durée totale étant t . Les intervalles individuels ont des valeurs diverses, distribuées suivant une loi de hasard. Supposons qu'on représente une durée t par une ligne droite de longueur l , et que sur cette ligne, considérée comme but à atteindre, on lance d'une grande distance, dans des conditions aussi comparables que possible, $n - 1$ repères qui serviront à diviser la ligne en n intervalles. Si toute cause systématique de distribution régulière a été exclue, les repères sont distribués suivant la loi du hasard. Si l'expérience a été répétée un grand nombre de fois, toutes ces distributions de hasard sont différentes mais leur ensemble fait apparaître une loi générale. Soit N_0 le nombre total d'intervalles au cours de p séries d'émissions dont chacune a la durée t et l'ensemble la durée, $T = pt$. Nous pourrions définir l'*intervalle moyen* θ dont la valeur est :

$$\theta = \frac{T}{N_0}.$$

Considérons, parmi les intervalles, tous ceux dont la valeur est supérieure à une durée donnée τ . La théorie des probabilités nous apprend que le nombre des intervalles considérés est donné par la relation :

$$(1) \quad N = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}}.$$

C'est l'énoncé le plus simple de la loi de distribution la plus probable d'un grand nombre d'intervalles, et cette loi doit se vérifier avec d'autant plus de précision que ce nombre est plus grand ⁽¹⁾.

Pour faire la vérification, il faut mesurer tous les intervalles sur les p graphiques obtenus, puis les classer par ordre des longueurs mesurées, celles-ci étant proportionnelles aux durées des intervalles dans le temps.

Les graphiques, obtenus à un ou plusieurs jours de distance, ne sont pas directement comparables. En effet, l'intensité de la source décroît avec le temps suivant la loi bien connue des transformations radioactives. Cette loi exponentielle applicable à une substance simple peut s'écrire :

$$q = q_0 e^{-\lambda t},$$

(1) La théorie qui conduit à cette formule a été exposée par M. Langevin dans sa conférence (*Société de Physique*, 1913).

où q_0 est la quantité de la substance à l'origine du temps, q la quantité au temps t , et λ la constante radioactive caractéristique de la substance considérée. On peut exprimer q en nombre d'atomes de la substance à un moment donné. Le nombre n des rayons α émis par unité de temps est égal au nombre des atomes transformés, lequel est lui-même proportionnel au nombre d'atomes présents. On a en effet :

$$n = -\frac{dq}{dt} = \lambda q = n_0 e^{-\lambda t}.$$

où n_0 est le nombre de rayons α émis par unité de temps à l'origine du temps. L'application de cette formule est statistique puisque l'émission n'est pas un phénomène régulier. On obtiendra la relation ci-dessus en comptant, sur une source d'intensité suffisante, les nombres de particules émises à diverses époques, pendant un intervalle de temps assez petit pour que la décroissance puisse être négligée, mais assez grand pour contenir un nombre considérable d'émissions.

Comparons les graphiques obtenus avec une source de rayons α du polonium à p jours de distance. On peut convenir de négliger la décroissance au cours d'une journée (environ 0.25 pour 100). Mais le nombre d'intervalles compté chaque jour n'était que d'environ 200, eu égard à la lenteur de fonctionnement de l'électromètre (une à deux particules par minute) et au temps qui pouvait être consacré aux expériences. Les nombres journaliers présentent donc des écarts assez grands à partir de la loi statistique. Celle-ci peut néanmoins être utilisée en vertu du raisonnement suivant :

La distribution d'intervalles obtenue un certain jour est *une* des distributions possibles dont l'ensemble correspond à un intervalle moyen. La distribution obtenue après p jours est de même l'une des distributions possibles dont l'ensemble correspond à un intervalle moyen augmenté dans le rapport $e^{\lambda p}$. Cette deuxième distribution ne fait donc pas partie de celles qui auraient pu être obtenues le premier jour, mais on peut la faire rentrer dans ce groupe en diminuant tous les intervalles qui la composent dans le rapport $e^{-\lambda p}$. Sur le graphique où les intervalles sont représentés par des segments de ligne droite, cette opération revient à *contracter* cette droite, avec ses points de division, dans le rapport indiqué. L'image qu'on se fait ainsi de l'émission d'une source est une suite d'intervalles se succédant pendant un certain temps. Quelque temps après, cette même image pourra encore convenir, à condition de lui faire subir une dilatation convenable, et ce mode de représentation est entièrement adéquat au point de vue des applications des théories statistiques. Pour faire rentrer dans le même clas-

sement les graphiques obtenus à des jours successifs avec une même source, on serait donc amené à calculer pour chaque jour un coefficient par lequel il conviendrait de diviser tous les intervalles mesurés à ce jour. Ce mode de réduction demandant beaucoup de calcul, on peut adopter un moyen plus rapide :

Quand on procède au classement des intervalles, en comptant ceux d'entre eux qui sont supérieurs à une valeur donnée τ , d'après les mesures de la première journée, on considère qu'à cet intervalle τ correspond, après p jours, un intervalle augmenté dans le rapport $e^{\lambda p}$, et l'on classe ensemble les intervalles appartenant à ces deux catégories. La distribution ainsi obtenue convient entièrement pour représenter l'émission rapportée à la première journée.

Ce procédé de classement a été appliqué à quatre séries d'expériences effectuées avec des sources de rayons différentes. Pour chaque série j'ai calculé, pour des valeurs croissantes de τ , le nombre N d'intervalles supérieurs à la durée τ , et j'ai construit la courbe qui représente $\log N$ en fonction de τ . L'utilisation des graphiques sur lesquels les temps sont mesurés par des longueurs a conduit à adopter la même notation dans cet exposé; les intervalles y sont exprimés en millimètres. Les quatre courbes obtenues sont représentées dans la figure 2.

On constate que, conformément à la théorie [formule (1)], chacune des courbes prend la forme d'une droite sur la partie principale de son trajet. Les points expérimentaux se placent très exactement sur cette droite pour des intervalles compris entre 4 millimètre et 15 millimètres. Au-dessus de la limite supérieure indiquée, les points donnés par l'expérience s'écartent de plus en plus de la droite; ces écarts, qui n'ont rien de systématique, sont prévus par la théorie; ils apparaissent à mesure que le nombre d'intervalles devient plus réduit, et leur importance augmente avec τ . D'autre part, dans chaque série, le premier point est en dessous de la droite représentative, accusant ainsi un écart qui correspond à un déficit d'intervalles compris entre 0 et 0,5 mm. Ce déficit est dû, ainsi que je l'ai fait remarquer plus haut, à l'imperfection du pouvoir séparateur de l'appareil; le nombre d'intervalles qui manquent doit être égal à celui de « particules doubles ».

La pente de la partie rectiligne permet de calculer l'intervalle moyen. On a, en effet, pour deux valeurs N_1 et N_2 situées sur la droite :

$$\log N_1 - \log N_2 = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\theta} \log e,$$

d'où l'on déduit la valeur de l'intervalle moyen θ . La relation ;

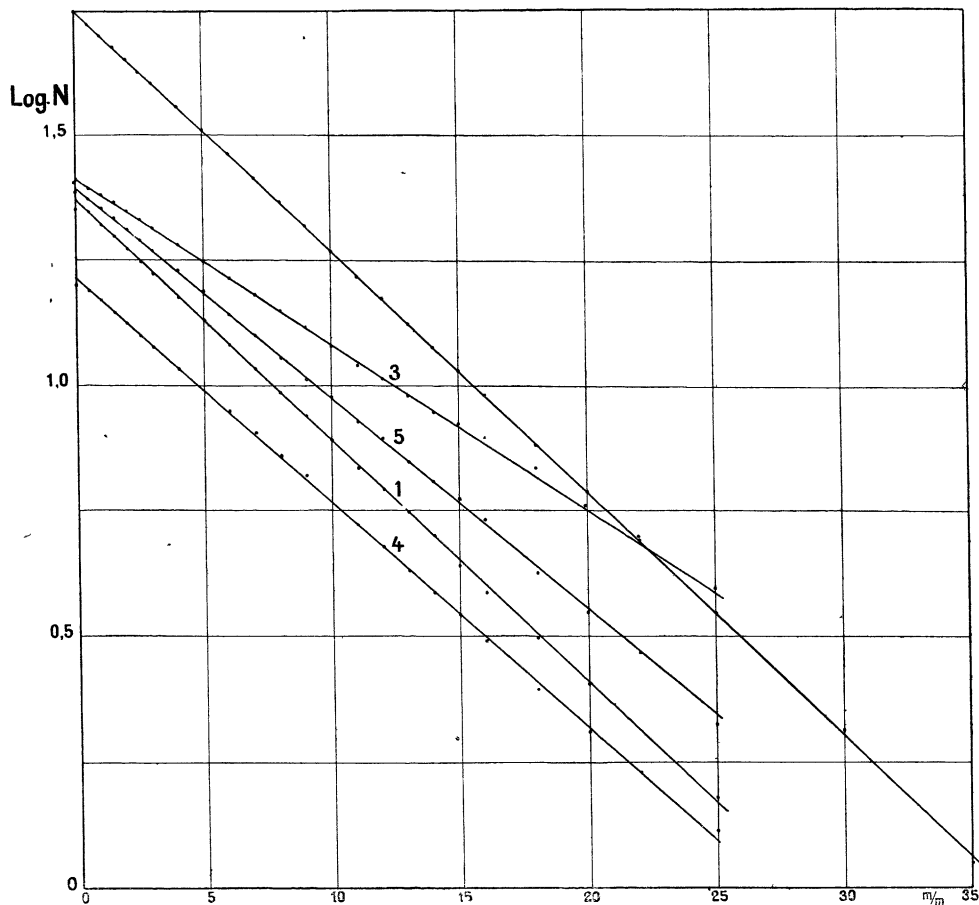


Fig. 2.

$$N = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}},$$

fournit alors la valeur de N_0 . Celle-ci peut également être déduite graphiquement. L'extrapolation de la droite vers $\tau = 0$ fournit, en effet, la valeur de $\log N_0$.

Quand on a effectué une numération de particules α , il n'est pas nécessaire, en général, de procéder au classement des intervalles d'émission, si ce n'est pour effectuer la correction des particules doubles. Voici comment on peut déterminer approximativement cette correction sans s'astreindre au travail considérable que nécessitent la mesure et le classement des intervalles.

Soit N le nombre d'intervalles comptés dans le temps total T et ε le plus petit intervalle qui puisse être mis en évidence sur les graphiques. Soit N_0 le nombre de tous les intervalles, y compris ceux qui ont échappé à l'observation, Les N intervalles observés sont supérieurs à ε . On a donc d'après la formule générale :

$$N = N_0 e^{-\frac{\varepsilon}{\theta}},$$

où θ est l'intervalle moyen $\frac{T}{N_0}$.

Prenons comme valeur approchée de θ , l'intervalle moyen brut θ_1 fourni par la numération, c'est-à-dire $\theta_1 = \frac{T}{N}$. On aura à ce degré d'approximation :

$$(N_0)_1 = N e^{\frac{\varepsilon}{\theta_1}} = N \left(1 + \frac{\varepsilon}{\theta_1} + \frac{\varepsilon^2}{2\theta_1^2} + \dots \right).$$

Pour avoir une valeur plus approchée de θ , posons :

$$\theta_2 = \frac{T}{(N_0)_1} = \frac{T}{N} e^{-\frac{\varepsilon}{\theta_1}} = \theta_1 \left(1 - \frac{\varepsilon}{\theta_1} + \frac{\varepsilon^2}{2\theta_1^2} - \dots \right).$$

Si le terme du deuxième degré est négligeable, on voit que :

$$\theta_1 - \theta_2 = \varepsilon.$$

La différence entre l'intervalle brut et l'intervalle corrigé est égale à l'intervalle limite ε , elle est donc constante pour un appareil déterminé et compte d'autant moins en valeur relative que l'intervalle moyen est plus grand.

La deuxième approximation pour N_0 nous donne :

$$(N_0)_2 = N e^{\frac{\varepsilon}{\theta_2}} = N \left(1 + \frac{\varepsilon}{\theta_2} + \frac{\varepsilon^2}{2\theta_2^2} + \dots \right),$$

d'autre part :

$$\frac{\varepsilon}{\theta_2} = \frac{\varepsilon}{\theta_1} e^{\frac{\varepsilon}{\theta_1}} = \frac{\varepsilon}{\theta_1} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\theta_1} + \frac{\varepsilon^2}{2\theta_1^2} + \dots \right).$$

En conservant les termes de deuxième ordre :

$$N_0 = N \left(1 + \frac{\varepsilon}{\theta_1} + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon^2}{\theta_1^2} \right).$$

Dans les expériences dont il est question ici, l'intervalle limite pouvait être évalué à 0,3 mm et constituait 2 à 3 pour 100 de l'intervalle moyen. Le mode de correction qui fait intervenir cet intervalle limite ϵ a été appliqué à une série dont les intervalles n'avaient pas été mesurés; la correction ainsi obtenue paraissait parfaitement conforme aux prévisions.

Les nombres qui ont servi pour la construction des courbes sont indiqués au tableau I, ainsi que les valeurs des intervalles moyens, les valeurs de N_0 obtenues par extrapolation des droites vers l'origine, les corrections n_0 à ajouter aux nombres d'intervalles N révélés par l'expérience et inférieurs à 0.5 mm. Les séries sont numérotées 1, 3, 4, 5.

Les quatre séries d'expériences ainsi représentées ne sont pas directement comparables, car elles correspondent à des intervalles moyens différents. Cette différence provient de ce que les quantités de polonium employées pour constituer les quatre sources n'étaient pas égales entre elles à une même époque, et que, de plus, les séries ont été faites à des époques différentes. Mais, en réalité, il ne s'agit dans les deux cas que d'une seule et même cause. Si la quantité de polonium sur les sources A et B n'est pas la même aujourd'hui, étant plus grande, par exemple, sur la source A que sur la source B , on sait qu'après le temps t que nous pouvons calculer la source A contiendra autant de polonium que B en contient actuellement et que son état ne se distinguera à cette époque en aucune manière de l'état actuel de la source B . La seule différence réelle entre les deux sources est établie par la valeur de l'intervalle moyen des émissions.

Pour rendre comparables entre elles les expériences des quatre séries (dont chacune a été préalablement rapportée à son premier jour, ainsi qu'il a été exposé ci-dessus), *il convient donc de les ramener à un même intervalle moyen.*

On peut obtenir ce résultat de la manière suivante :

Soient les deux distributions d'intervalles :

$$(I) \quad N = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}} \qquad (II) \quad N' = N'_0 e^{-\frac{\tau}{\theta'}}.$$

On peut écrire :

$$N' = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}} e^{\left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta'}\right)\tau},$$

ou :

$$N' e^{-\left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta'}\right)\tau} = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}}.$$

TABLEAU I

Nombre d'intervalles supérieurs à	Série 1	Série 3	Série 4	Série 5
0 mm.	2233	2523	2514	2399
0,5	2216	2469	2445	2353
1,0	2089	2397	2337	2255
1,5	1982	2315	2209	2153
2,0	1866	2223	2110	2039
2,5	1758	2132	1984	1939
3	1665	2058	1887	1854
4	1499	1903	1709	1694
5	1352	1771	1553	1531
6	1206	1633	1410	1383
7	1082	1516	1271	1254
8	969	1408	1144	1132
9	869	1309	1037	1028
10	776	1197	920	941
11	684	1098	833	846
12	619	1032	753	781
13	558	956	673	702
14	499	883	609	641
15	433	834	550	591
16	385	784	491	537
18	313	680	392	421
20	254	573	321	349
22	196	499	269	293
25	153	396	186	210
30	94	287	106	123
35	51	179	61	77
40	31	124	33	46
60	5	24	5	5
N_0	2344	2582	2582	2466
n_0	91	59	68	67
θ mm.	9,05	13,2	9,70	10,3
θ_1 —	9,4	13,5	9,95	10,6

Si donc on multiplie le nombre des intervalles supérieurs à τ dans la série II par le facteur $e^{-\left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta'}\right)\tau}$, on rendra la distribution II compatible avec la distribution I et l'on pourra ajouter les termes correspondants pour former une distribution unique.

Ce calcul revient à *contracter* l'une des séries de manière à rendre son intervalle moyen égal à celui de l'autre série. ou encore à envisager dans les diverses séries les intervalles supérieurs à des *temps correspondants* et

à classer ensemble les intervalles ainsi définis. Prenons, en effet, comme temps correspondants, les temps τ et τ' , tels que :

$$\frac{\tau'}{\tau} = \frac{\theta'}{\theta}.$$

On a :

$$N_{\tau} = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}} \quad N_{\tau'} = N_0 e^{-\frac{\tau'}{\theta}} = N_0 e^{-\frac{\tau}{\theta}}.$$

Les deux distributions sont donc rendues compatibles, en prenant les temps correspondants proportionnels aux intervalles moyens.

La réduction des séries 1, 3, 4, 5 à un même intervalle moyen, celui de la série 1, en vue d'un classement commun, a été effectué par multiplication des termes N_{τ} par le facteur $e^{-a\tau}$ où $a = \frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{\theta_i}$, i étant l'indice de l'une des séries 3, 4, 5.

On avait, dans le cas actuel :

	<i>Séries.</i>			
	<u>1</u>	<u>3</u>	<u>4</u>	<u>5</u>
$\frac{1}{\theta_i}$	0,4105	0,0762	0,1030	0,0966
$a = \frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{\theta_i}$	0	0,0343	0,0075	0,0139

On calcule $N e^{-a\tau}$ par son logarithme égal à $\log N - a\tau \log e$.

Le tableau II résume le classement commun des intervalles des quatre séries, après leur réduction à l'intervalle moyen de la série 1.

Sur la figure 2, la courbe supérieure représente $\log N$ en fonction de τ , d'après le classement commun des séries 1, 3, 4 et 5. C'est, sur une certaine longueur, une ligne droite très exactement parallèle à la droite représentative de la série 1. L'intervalle moyen est 9.02 mm. Vers $\tau = 30$ millimètres, la distribution des points expérimentaux commence à devenir moins régulière, le nombre des intervalles supérieurs à 30 millimètres n'étant plus qu'environ 360 sur environ 10 000 intervalles comptés au total.

En examinant les droites représentatives des séries 1, 3, 4 et 5, on remarque que les irrégularités deviennent apparentes vers $\tau = 15$ millimètres. La précision avec laquelle se vérifie la loi de distribution énoncée plus haut est donc moitié moindre dans chacune des séries 1, 3, 4, 5, prises isolément, que dans la série totale formée par leur réunion. Ce résultat expérimental est conforme aux prévisions théoriques, car les nombres

TABLEAU II

Nombre d'intervalles supérieurs à — mm.	Série 1 N_1	Série 3 N_3	Série 4 N_4	Série 5 N_5	Total N
0	2344	2382	2582	2466	9974
0,5	2216	2427	2435	2339	9417
1,0	2089	2317	2323	2223	8952
1,5	1982	2203	2183	2109	8477
2,0	1866	2075	2077	1982	8000
2,5	1758	1959	1950	1875	7542
3,0	1665	1854	1845	1778	7142
4	1499	1658	1660	1603	6420
5	1352	1491	1496	1429	5768
6	1206	1329	1347	1273	5155
7	1082	1194	1205	1138	4619
8	969	1072	1076	1014	4431
9	869	962	975	908	3744
10	776	849	854	820	3299
11	684	752	767	724	2927
12	619	684	689	661	2653
13	558	611	611	585	2365
14	499	546	549	527	2121
15	433	499	491	480	1903
16	385	453	435	429	1702
18	313	367	342	327	1349
20	254	288	277	264	1083
22	196	234	228	216	874
25	153	168	154,5	148,5	624
30	94	102	84,5	81,4	361,6
35	51	54	47	47,2	199,2
40	31	31,5	24,5	26,4	113,4
60	5	3,0	3,2	2,2	13,5

d'intervalles comptés dans chacune des quatre séries étant peu différents, le nombre totalisé dans la série 1 est environ quatre fois plus élevé que chacun des nombres partiels. Or, la valeur probable de l'écart relatif moyen croît, d'après la théorie, comme la racine carrée du nombre moyen que nous déduirions de la droite représentative.

Ainsi, cette loi de distribution de 10 000 intervalles est, pour la théorie, une vérification complète. Cette vérification est d'autant plus frappante qu'elle a été obtenue au moyen d'expériences où il a été nécessaire de tenir compte de la décroissance de l'intensité de l'émission avec le temps. Les procédés, employés pour tenir compte de cette décroissance et pour rendre comparables les observations portant sur plusieurs mois, mettent en évidence la sûreté des raisonnements basés sur l'application de la loi du hasard à la transformation des atomes. C'est cette loi qui forme la base de la théorie dont se déduit la formule (1), et c'est elle aussi qui trouve son

expression dans la formule exponentielle fondamentale qui caractérise la transformation d'un radio élément en fonction du temps, et dont aucune interprétation satisfaisante n'a encore été donnée.

Sur la constante radioactive du polonium. — L'ensemble des expériences relatives au polonium ayant nécessité la connaissance exacte de sa constante radioactive, la valeur de celle-ci a été déterminée à nouveau de la manière suivante :

Plusieurs observations paraissaient indiquer que le polonium déposé sur une lamelle de verre ou de métal est susceptible d'être, dans une certaine proportion, projeté à partir de son support, probablement par l'action des rayons α qu'il émet et qui peuvent entraîner des atomes de polonium qu'ils rencontrent. J'ai donc étudié la décroissance du polonium au travers d'une feuille mince d'aluminium appliquée sur la substance. Le polonium était déposé en couche invisible sur un disque de quartz; il provenait d'une solution très soigneusement purifiée pour la détermination du spectre et de la constante d'Avogadro ⁽¹⁾. Le disque était placé dans une cuvette en laiton; il était recouvert d'une feuille d'aluminium de 0.01 mm d'épaisseur. La cuvette était protégée par un couvercle que l'on retirait pour mesurer le rayonnement du polonium et que l'on remettait en place pour contrôler l'ionisation spontanée dans la chambre d'ionisation. Tous les rayons qui traversaient l'aluminium étaient absorbés dans l'air de la chambre et le courant de saturation était obtenu, grâce à l'emploi d'une différence de potentiel élevée (800 volts). La mesure était faite par la méthode du quartz piézo-électrique.

L'observation a porté sur cent quatre-vingt-quatre jours et a fourni en représentation logarithmique une droite très régulière conduisant aux valeurs suivantes de la constante radioactive λ , de la période T et de la vie moyenne θ :

$$\lambda = 0,00496 \frac{1}{\text{jour}}.$$

$$T = 202 \text{ jours.}$$

$$\theta = 140 \text{ »}$$

Quelques années après, l'appareil a été examiné à nouveau et aucune activité n'a été observée. L'activité initiale ayant été 120 en unités arbitraires, l'activité finale était inférieure à 0.02. On peut donc admettre que le polonium étudié était exempt de radioplomb, et que la mesure n'a pu être faussée par la présence de cette substance.

⁽¹⁾ A. DEBIERNE, Thèse de doctorat, 1914.