



HAL
open science

Recherche sur l'électricité et la radioactivité de l'atmosphère au Spitzberg

François Behounek

► **To cite this version:**

François Behounek. Recherche sur l'électricité et la radioactivité de l'atmosphère au Spitzberg. Journal de Physique et le Radium, 1927, 8 (4), pp.161-181. 10.1051/jphysrad:0192700804016100 . jpa-00205288

HAL Id: jpa-00205288

<https://hal.science/jpa-00205288v1>

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

RECHERCHE SUR L'ÉLECTRICITÉ ET LA RADIOACTIVITÉ
DE L'ATMOSPHÈRE AU SPITZBERGPar M. FRANÇOIS BEHOUNEK,
Institut du Radium, Prague.

Sommaire. — On a fait, pendant l'expédition polaire d'Amundsen-Ellsworth-Nobile, des observations continues à Kingsbay (Spitzberg) de l'ionisation et de la radioactivité atmosphériques. On a trouvé, pour la quantité d'ions légers et la conductibilité de l'atmosphère, des valeurs qui, en moyenne, ne diffèrent pas de celles qu'on trouve sur les continents; cependant, la mobilité des ions présentait des valeurs assez variables et pour la plupart inférieures à 1 cm : s pour 1 v : cm. On a fait également une série d'observations de la charge totale de l'atmosphère déterminée par la méthode d'Obolensky, conduisant au résultat que le nombre des gros ions (les ions de Langevin) est du même ordre de grandeur que sur les continents. On a trouvé des valeurs élevées pour le gradient du potentiel; cependant, l'intensité du courant vertical d'électricité atmosphérique, tout en étant en moyenne égale à celle qu'on trouve sous les climats tempérés, présentait souvent des valeurs dépassant plusieurs fois la valeur moyenne. Les recherches sur la radioactivité de l'atmosphère ont eu, dans les limites de la sensibilité d'un appareil spécial construit dans ce but, un résultat négatif. Ce résultat confirme l'explication de la radioactivité des couches basses de l'atmosphère comme dû à des exhalations continues de radon par le sol. Une discussion théorique de la méthode employée (la méthode du dépôt actif) est donnée, de même qu'une discussion des résultats obtenus pour les caractéristiques de l'électricité atmosphérique, en connexion avec le rayonnement ultrapénétrant (rayonnement de Hess-Millikan) de l'atmosphère. On décrit également un essai fait pour déterminer l'afflux électronique nécessaire au maintien de la charge négative terrestre. Le résultat négatif de cet essai et d'expériences analogues faites par Swann et Schweidler est expliqué théoriquement par l'hypothèse des électrons très rapides de Swann, dont l'effet sur les appareils employés serait de l'ordre des erreurs d'observation.

PARTIE I

1. Introduction. — L'objet du présent travail, qui a été effectué à Kingsbay, au Spitzberg (latitude 78,9° N; longitude 12,0° E), lors de l'expédition polaire Amundsen-Ellsworth-Nobile, était de déterminer, à l'aide des méthodes actuelles, le degré d'ionisation atmosphérique et la teneur de l'atmosphère en produits radioactifs. Outre ces travaux, on a essayé de déterminer l'afflux électronique auquel on aurait pu s'attendre dans ces régions, surtout d'après certaines conclusions théoriques déduites des travaux magnétiques de Bauer ⁽¹⁾, dont les recherches sous les autres latitudes ont conduit à un résultat négatif ⁽²⁾.

Les régions arctiques présentent un intérêt spécial au point de vue de l'électricité atmosphérique, non seulement à cause de la présence dans les couches très élevées de l'atmosphère du phénomène des aurores boréales, mais aussi parce qu'on y a constaté une conductibilité élevée de l'atmosphère, en connexion avec la présence des produits radioactifs

⁽¹⁾ BAUER, *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, t. 25 (1920), p. 145.

⁽²⁾ SWANN, *Bulletin of the National Research Council*, t. 3 (2), (1922), p. 72. — SCHWEIDLER, *Wien. Ber.* t. 127 (IIa) (1918), p. 515.

dans l'atmosphère qui sont aujourd'hui généralement considérés comme l'une des causes de l'ionisation atmosphérique. L'étude de ces deux facteurs à l'endroit où l'on a trouvé une conductibilité électrique nettement supérieure aux valeurs déterminées autre part et où, en plus, l'origine terrestre des produits radioactifs paraissait bien improbable, étant donné les conditions de la respiration du sol, aurait pu contribuer non seulement à la solution du problème d'ionisation atmosphérique mais aussi à la question de validité d'une théorie ⁽¹⁾ d'origine extra-terrestre des produits radioactifs.

2. **Electricité atmosphérique.** — Les recherches effectuées à Kingsbay portaient sur la détermination des facteurs suivants :

1. Nombre et mobilité des petits ions de l'atmosphère.
2. Gradient du potentiel atmosphérique.
3. Charge totale de l'atmosphère.

La quantité des petits ions était déterminée à l'aide du compteur d'ions construit par Ebert, dont l'électrode, à l'intérieur d'un cylindre vertical, était chargée à environ 200 volts à l'aide de petits éléments Weston. L'appareil avait les dimensions usuelles (diamètre du cylindre, 30 mm; diamètre de l'électrode, 5 mm; longueur, 40 cm; l'air était aspiré à travers le cylindre, à une vitesse moyenne de 4,3 litres par seconde). Il était à l'abri du champ électrique terrestre, qui paraît exercer une certaine influence sur le nombre des ions négatifs ⁽²⁾. La mobilité des ions était déterminée à l'aide d'un condensateur Mache ⁽³⁾ placé immédiatement au-dessus du cylindre et dont l'électrode était alternativement chargée à la tension positive ou négative de 20 volts. Les valeurs déterminées avec cet appareil sont contenues dans le tableau I, où n_1 , n_2 , désignent respectivement le nombre d'ions positifs et d'ions négatifs par centimètre cube, et k_1 , k_2 , leur mobilité en centimètres par seconde pour un champ de 1 v : cm.

Le gradient du potentiel était mesuré à l'aide d'un dispositif employé par Norinder ⁽⁴⁾, où la prise du potentiel est effectuée à une certaine distance d'un mur. Les mesures étaient faites à l'aide d'un électromètre bifilaire de Wulf, installé dans une baraque en bois et muni d'un condensateur chargé au potentiel constant de — 60 volts à l'aide de petits éléments Weston, en vue de pouvoir déterminer le signe du gradient de potentiel atmosphérique. L'égaliseur de potentiel consistait en une couche circulaire de polonium ⁽⁵⁾ d'environ 13 mm de diamètre, déposée sur une feuille d'argent et protégée contre les intempéries par une feuille mince de mica qui réduisait le parcours des rayons α du polonium à 14 mm environ. Le fonctionnement de ce collecteur, dont l'intensité du rayonnement α , au commencement de la mesure, correspondait environ à un courant de 6 800 U.E.S., était excellent, l'équilibre de l'électromètre s'établissant au plus tard en 15 secondes. Tous les fils de connexion étaient enduits de paraffine et entourés de cylindres protecteurs réunis au sol, les extrémités des fils étant isolées à l'ambre, protégée autant que possible de l'humidité. Pour réduire au plan les résultats obtenus avec ce dispositif, en vue d'obtenir des valeurs absolues, on a déterminé le coefficient de réduction au plan par des lectures simultanées, dont une série était effectuée avec l'installation fixe, et l'autre, par M. Malmgrön, dans la plaine. On a choisi un endroit très plat près de la baie Kingsbay, où l'on a déterminé le gradient, pendant un certain laps de temps, à l'aide d'un collecteur à lampe d'Exner, connecté à un électromètre sensible de Wulf par un fil long de 18 mètres environ.

Les valeurs absolues du champ sont portées, pour chaque observation du nombre et

(1) BONGARDS, *Meteorologische Zeitschrift*, t. 36 (1919), p. 339 et *Physik. Zeitschrift*, t. 25 (1924), p. 679.

(2) Récemment, Baranow [*Journal de la Société russe de Physique et de Chimie*, t. 57 (1923), p. 151] a démontré que l'influence des ions lourds (les ions de Langevin) est bien plus grande qu'on ne pense dans les mesures effectuées avec l'appareil Ebert. Le courant dans celui-ci serait toujours la somme d'un courant de saturation dû aux ions légers et d'un courant de conduction entretenu par les gros ions. Les valeurs numériques données ci-dessus ne sont pas corrigées d'après cette théorie.

(3) MACHE, *Physik. Zts.*, t. 4 (1903), p. 717.

(4) NORINDER, *Kungl. Svenska Vetenskapsacademiscus Handlge*, t. 58 (1917), p. 6.

(5) Je tiens à remercier M^{me} Curie qui a bien voulu faire préparer dans son Laboratoire cet appareil au polonium pour le but indiqué.

de la mobilité des petits ions, dans la colonne F' du tableau I, et exprimées en volts par mètre.

TABLEAU I.

DATE	HEURE	n_1 par cm ³	n_2 par cm ³	k_1 cm : s par v : cm	k_2 cm : s par v : cm	λ_1	λ_2	λ	q	F' v : m	i 10 ⁻⁷ UES : cm ²
						10 ⁻⁴ UES	10 ⁻⁴ UES	10 ⁻⁴ UES			
27 avril	21	790	480	0,684	0,952	0,773	0,653	1,43	1,18	190	9,04
28 —	9	645	327	0,825	1,46	0,761	0,683	1,44	1,11	105	5,0
	21	330	200	0,784	0,464	1,49	0,127	1,62	11,75	178	9,60
29 —	9	615	921	1,10	0,745	0,968	0,981	1,95	0,987	136	12,7
	21	527	1010	0,954	0,720	0,719	1,04	1,76	0,692	258	15,2
30 —	9	810	550	0,600	1,25	0,695	0,983	1,68	0,707	115	6,44
	21	694	572	0,894	1,36	0,886	1,11	2,00	0,798	205	13,7
1 mai	9	624	518	0,796	0,994	0,710	0,736	1,45	0,965	190	9,18
	21	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2 —	9	670	736	0,942	0,995	0,902	1,05	1,95	0,858	129	8,38
	21	916	528	0,700	1,15	0,916	0,868	1,78	1,06	245	14,6
3 —	9	411	270	0,866	1,35	0,509	4,38	4,09	0,116	207	33,7
	21	795	426	0,716	0,300	0,814	0,183	1,00	4,45	215	7,17
4 —	9	568	560	0,988	1,10	0,802	0,882	1,68	0,910	140	7,84
	21	478	396	1,18	1,59	0,807	0,900	1,71	0,897	359	20,5
5 —	9	628	712	0,793	0,800	0,791	0,815	1,61	0,971	362	19,4
	21	277	893	0,986	0,263	0,391	0,421	0,812	0,928	140	3,79
6 —	9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	21	584	923	1,12	0,720	0,935	0,950	1,89	0,985	84	5,30
7 —	9	1014	930	0,341	0,229	0,494	0,305	0,799	1,62	185	4,93
	21	478	334	0,883	1,43	0,604	0,683	1,29	0,884	174	7,48
8 —	9	410	384	0,642	0,779	0,376	0,428	0,804	0,879	164	4,40
	21	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9 —	9	620	596	1,12	0,964	0,994	0,820	1,81	1,21	270	16,3
	21	390	424	1,26	0,880	0,702	0,534	1,24	1,32	379	15,7
10 —	9	980	618	0,688	1,00	0,964	0,884	1,85	1,09	121	7,47
	21	700	529	0,935	1,42	0,936	1,07	2,01	0,872	236	15,8
11 —	9	478	321	1,15	0,760	0,787	0,349	1,14	2,25	175	6,65
	21	516	495	1,06	1,28	0,782	0,906	1,69	0,865	360	20,3
12 —	9	684	482	0,852	0,702	0,833	0,484	1,32	1,72	165	7,26
	21	419	209	0,926	0,432	0,555	0,129	0,684	4,30	201	4,58
13 —	9	624	315	0,820	0,396	0,732	0,178	0,910	4,11	111	3,37
	21	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Le même tableau contient, en U.E.S. $\times 10^{-4}$, la conductibilité λ_1 due aux ions positifs calculée d'après l'équation $\lambda = nek$, où k est la mobilité; e , la charge d'un ion, et n , le nombre d'ions par centimètre cube. De même, λ_2 désigne la conductibilité négative; λ , la somme $\lambda_1 + \lambda_2$, et q , le rapport λ_1/λ_2 . La dernière colonne comprend les valeurs i , en 10^{-7} U.E.S. par cm², de l'intensité du courant vertical de conduction atmosphérique, calculées d'après l'équation fondamentale $i = \lambda F'$.

La charge totale de l'atmosphère était déterminée par la méthode récemment indiquée par Obolensky (1). Le principe de la méthode consiste à aspirer une quantité mesurée d'air dans un condensateur isolé rempli d'ouate et réuni à un électromètre. Toutes les particules chargées de l'air perdent leur charge à l'intérieur du condensateur, dont la charge finale est la somme de toutes celles qui étaient contenues dans l'air aspiré, en tenant compte de leur signe. Ainsi, le dispositif indique la charge libre de l'atmosphère, sans égard à la grandeur de particules chargées.

(1) OBOLENSKY, *Ann. der Physik.*, t. 87 (1925), p. 644.

Le dispositif employé dans les observations décrites avait la forme indiquée par Obolensky. Le cylindre intérieur, de 84 mm de diamètre et 30 cm de longueur, était entouré d'un autre cylindre protecteur, relié au sol. Une extrémité du cylindre intérieur était fermée par un grillage métallique, maintenant l'ouate, comprimé à l'intérieur du cylindre, dans sa position, tandis que l'autre extrémité, rétrécie, se terminait par un tube large de 30 mm conduisant à un petit compteur de gaz et à une turbine à ressort, qui aspirait l'air à travers le cylindre d'ouate à raison de 0,8 litre par seconde. Le cylindre garni d'ouate était soigneusement isolé à l'ombre du cylindre extérieur et relié à un électromètre à quadrants dont la mise au sol étaient commandée par un petit électro-aimant. La sensibilité de l'électromètre était de 615 mm de déviation sur échelle à 1 m pour une différence de potentiel de 1 volt entre les deux paires de quadrants. La durée d'aspiration était d'habitude de cinq minutes, ce qui permettait, étant donné le mouvement propre de l'électromètre, de déceler une charge de $\pm 0,01$ U.E.S. par mètre cube. Toutes les connexions électriques étaient soigneusement protégées par des enveloppes métalliques réunies au sol.

L'installation primitive des appareils qui, dans la journée, subissaient des secousses, inévitables dans une construction légère en bois, ne permettait pas de faire des mesures fréquentes avec l'électromètre à quadrants. Celles qui furent faites dans des conditions

TABLEAU II.

DATE	HEURE	E_1	E_2	E	HEURE	Σ
27 avril.....	21	0,376	0,229	0,147	—	—
	9	0,307	0,156	0,151	—	—
28 —	21	0,635	0,096	0,539	22	0,242
	9	0,293	0,439	— 0,146	—	—
29 —	21	0,251	0,482	— 0,231	22	— 0,725
	9	0,386	0,262	0,124	—	—
30 —	21	0,331	0,273	0,058	—	—
	9	0,298	0,247	0,051	8	0,310
1 mai.....	21	—	—	—	—	—
	9	0,320	0,351	— 0,031	—	—
2 —	21	0,437	0,252	0,185	22	— 0,410
	9	0,196	1,08	— 0,88	6	— 1,26
3 —	21	0,379	0,203	0,176	22	— 0,254
	9	0,274	0,267	0,004	—	—
4 —	21	0,228	0,189	0,039	22	0,247
	9	0,300	0,340	— 0,040	6	0,126
5 —	21	0,132	0,421	— 0,289	—	—
	9	—	—	—	—	—
6 —	21	0,279	0,440	— 0,161	22	0,025
	9	0,484	0,443	0,041	—	—
7 —	21	0,228	0,159	0,069	22	0,215
	9	0,200	0,183	0,017	7	— 0,882
8 —	21	—	—	—	—	—
	9	0,296	0,284	0,012	7	0,127
9 —	21	0,186	0,202	— 0,016	22	0,200
	9	0,467	0,295	0,172	—	—
10 —	21	0,334	0,252	0,082	22	0,086
	9	0,233	0,153	0,080	—	—
11 —	21	0,246	0,236	0,010	22	0,039
	9	0,326	0,230	0,096	7	— 0,162
12 —	21	0,200	0,100	0,100	22	— 0,020
13 —	9	0,298	0,150	0,148	7	— 0,496

bien déterminées sont contenues dans le tableau II, 7^e colonne (Σ), avec l'heure (6^e colonne)

où elles étaient prises. On a porté dans le même tableau des valeurs de la charge de l'atmosphère déduites du nombre d'ions : E_1 désigne la charge due aux ions positifs en U.E.S. : m^3 ; E_2 , celle donnée par les ions négatifs, et E , leur somme. Toutes les valeurs correspondent à 1 mètre cube d'air. Le tableau III contient des observations météorologi-

TABLEAU III.

DATE	MEURE	PRESSION mm Hg	TEMPÉRATURE degrés C	VENT		NUAGES
				VITESSE m : s	DIRECTION	
28 avril	9	758,8	— 12,0	7,5	O	AS 10
	21	768,8	— 13,0	4,5	NO	AS 7
29 —	9	768,7	— 13,0	0,5	SO	CiS 7
	21	768,2	— 9,8	1,1	SE	ACu 10
30 —	9	766,5	— 3,3	1,8	E	SCu 10
	21	765,6	— 6,9	7,5	NO	CiS 10
1 mai	9	768,6	— 12,2	0,7	NE	—
	21	—	—	—	—	—
2 —	9	771,4	— 12,1	0,7	NE	—
	21	770,7	— 12,3	1,0	OSO	CiS 3
3 —	9	772,8	— 12,3	1,5	SO	CiS 5
	21	773,5	— 15,9	0,8	SE	—
4 —	9	771,6	— 10,3	—	SE	Ci 3
	21	774,9	— 10,6	1,9	ESE	—
5 —	9	775,3	— 10,2	1,0	S	S 10
	21	775,2	— 10,6	0,8	ESE	S 10
6 —	9	774,2	— 6,6	1,2	SE	S 9
	21	772,5	— 5,2	0,9	SOS	S 10
7 —	9	771,0	— 3,2	0,5	SE	S 8
	21	772,4	— 2,1	0,9	SE	ACu 3
8 —	9	772,9	— 5,0	1,5	E	CiS 3
	21	774,7	— 7,1	3,0	ESE	CiS 3
9 —	9	775,3	— 5,4	4,0	SE	—
	21	776,7	— 9,0	1,0	SO	—
10 —	9	776,9	— 9,5	1,0	SOS	—
	21	776,6	— 10,5	2,1	OSO	—
11 —	9	775,9	— 7,4	0,5	O	—
	21	772,1	— 8,3	0,8	CSO	—
12 —	9	769,7	— 6,3	1,0	SE	CiS 3
	21	768,2	— 6,5	4,4	ESE	CiS 5
13 mai	9	765,8	— 5,0	1,2	ESE	S 10

ques faites aux époques des mesures (1), comprenant la pression, la température, la direction et la vitesse du vent et l'état du ciel.

3. Discussion des résultats. — Les valeurs trouvées pour le nombre d'ions, tout en variant assez irrégulièrement, ne dépassent pas, en moyenne, les valeurs trouvées aux latitudes moins élevées. Pour les ions positifs, on déduit du tableau I la valeur maximum 1330, la valeur minimum 277 et la valeur moyenne 644 ions par centimètre cube; pour les ions négatifs, ces valeurs étaient 2 270 comme maximum, 200 comme minimum et 609 comme moyenne.

La charge due aux ions positifs était légèrement supérieure à celle qui est due aux ions

(1) J'exprime à cette occasion mes remerciements particuliers à M. A. Nobile, pour avoir bien voulu mettre les résultats de ses observations météorologiques à ma disposition.

négatifs, comme on l'a généralement constaté sous les autres latitudes. Cependant, on constate nettement, dans la plupart des cas, des valeurs de la mobilité inférieures à celle qu'on trouve autre part. On observe, pour la mobilité des ions positifs, le maximum 1,26, le minimum 0,341 et la valeur moyenne 0,883 cm:s pour un gradient de 1 v:cm, et les valeurs respectives pour les ions négatifs sont 1,59, 0,229 et 1,21 cm:s par v:cm. Ici également, comme ailleurs, la mobilité des ions négatifs est supérieure à celle des ions positifs, mais, en ce qui concerne ces derniers, sur 29 valeurs contenues dans le tableau I, il y en a seulement 7 qui sont supérieures à 1 cm:s par v:cm et, pour les ions négatifs, la même condition est remplie dans 10 cas. Il est à noter que des faibles valeurs de la mobilité sont d'habitude accompagnées d'un ciel chargé et que le rapport entre la mobilité des ions des deux signes varie d'une série de mesures à l'autre dans des limites assez larges. Les présentes mesures de la mobilité ionique sont les premières qui étaient effectuées à des latitudes aussi élevées, donc une comparaison n'est pas possible; on peut cependant noter que des valeurs aussi faibles ont déjà été observées lors de la première croisière du « Carnegie » (1), par Kidson, et lors de la troisième croisière du même bateau, par Swann (2), près des côtes américaines, à Long Island Sound, à une latitude alors beaucoup plus basse; Swann a trouvé des valeurs allant de 0,26 à 1,25 cm:s par v:cm pour les ions positifs, et de 0,34 à 1,65 cm:s par v:cm pour les ions négatifs.

Il est intéressant de noter également que la mobilité d'ions trouvée aux îles Baléares, à Palma, par Elster, Geitel et Harms en 1905, était inférieure à la valeur moyenne trouvée sur la terre et qu'il en est de même des nombres trouvés par Berndt sur le fleuve Amazone (3) et à Buenos Aires. Dans tous ces cas, il s'agissait d'endroits voisins de la côte, mais sur la mer libre, on constate généralement une valeur supérieure à 1 cm:s par v:cm pour la mobilité des ions.

Pour la conductibilité — déterminée par le calcul à l'aide du nombre d'ions et de leur vitesse — on a trouvé des valeurs analogues à celles qu'on trouve sur le continent aux latitudes moins élevées. On a, pour la conductibilité positive moyenne, 0,920; maximum, 1,49, et minimum, $0,376 \cdot 10^{-4}$ U.E.S. Les valeurs correspondantes pour la conductibilité négative sont 0,870; 1,41 (4), et $0,127 \cdot 10^{-4}$ U.E.S. La somme λ des deux conductibilités, a la valeur moyenne $1,79 \cdot 10^{-4}$ U.E.S., tandis que la moyenne des observations sur le continent et sur la mer, pour nos climats, est environ $2 \cdot 10^{-4}$ U.E.S. Les résultats donnés dans le tableau I pour la conductibilité ne s'accordent pas avec ceux de Hoffman, qui a trouvé, en 1913-14, au Spitzberg, par la mesure directe de la conductibilité, cette somme λ égale à 4,95 (5), ni avec ceux de Wegener, qui a déterminé, au Grönland, à une latitude de 73° N, la conductibilité totale $5,5 \cdot 10^{-4}$ U.E.S. La même différence existe vis-à-vis des valeurs constatées par Rouch (6) dans l'Océan Antarctique, qui trouva, à une latitude de 65°40' S (île Peterman), une conductibilité totale λ comprise entre 3,19 et $7,22 \cdot 10^{-4}$ U.E.S., avec une moyenne de $4,16 \cdot 10^{-4}$ U.E.S. D'autre part, Swann (7) a observé, au mois d'août 1914, lors de la 3^e croisière du « Carnegie », près des côtes du Spitzberg, entre 75° et 78,3° N, des valeurs de λ_{totale} variant de 1,58 à $3,23 \cdot 10^{-4}$ U.E.S., en bon accord avec les valeurs données dans notre travail.

Le rapport entre la conductibilité positive et négative, q , est en moyenne égal à 1,06, en accord avec les valeurs généralement trouvées ailleurs. Ce rapport atteint le maximum de 4,45 (8) et le minimum de 0,692 (9), en variant assez largement (10). Dans la plupart des cas, q est inférieur à 1, ce qui est également en désaccord avec certaines valeurs trouvées

(1) *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, t. 15 (1910), p. 83.

(2) *Ibid.*, t. 20 (1915), p. 13.

(3) HESS, *Die Elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen*, p. 46 [Vieweg, 1926].

(4) Sans tenir compte d'une valeur anormale isolée $\lambda_2 = 4,38 \cdot 10^{-4}$ U.E.S.

(5) Voir HESS, *loc. cit.*, p. 29.

(6) ROUCH, *C. R.*, t. 151 (1910), p. 225.

(7) *Loc. cit.*

(8) Abstraction faite de la valeur anormale $q = 11,75$.

(9) Abstraction faite de la valeur anormale $q = 0,116$.

(10) Des variations dans de pareilles limites ont été constatées par exemple par CHREE [*Philosophical Magazine* (1910), p. 475] à l'observatoire de Kew.

dans les travaux cités antérieurement; cela correspond cependant aux résultats de Swann (*loc. cit.*) qui a trouvé, dans ces régions et sur la mer, des valeurs de q comprises entre 0,82 et 1,26.

Le désaccord entre les résultats du présent travail et ceux d'autres auteurs, en ce qui concerne la conductibilité de l'air dans les régions arctiques, pourrait cependant, à côté des variations annuelles et celles d'origine locale, qui certes doivent se manifester, s'expliquer par les hautes valeurs du champ électrique de l'atmosphère que nous avons constatées. L'ensemble de 200 lectures, portant sur 17 jours d'observation, a donné, pour le gradient du champ électrique terrestre, une moyenne de 191 volts par mètre, un maximum de 465 et un minimum de 70 volts par mètre. Il est à noter que certaines observations ont fourni, pour le gradient électrique de l'atmosphère au Spitzberg, des valeurs très faibles, de quelques volts seulement, bien que Elster y eût trouvé, en été, des valeurs presque normales ⁽¹⁾ et que Rouch (*loc. cit.*) eût trouvé, dans l'île Peterman, des valeurs comprises entre 98 et 288 volts.

Comme conséquence de ce champ électrique relativement élevé, on peut s'attendre à une extraction plus efficace des ions de l'atmosphère et, ainsi, à une diminution de leur nombre et de la conductibilité qu'ils entretiennent. D'autre part, les deux effets se compensant mutuellement, on constate, pour le courant vertical de conduction, des valeurs assez élevées, allant jusqu'à $33,7 \cdot 10^{-7}$ U.E.S. : cm^2 ; le courant variant dans de larges limites, sa valeur moyenne n'est que de $7,71 \cdot 10^{-7}$ U.E.S. : cm^2 , alors absolument comparable aux résultats obtenus sous nos climats. Il est à noter encore que le signe du champ électrique est toujours normal, le renversement du champ n'ayant jamais été observé, et que la marche diurne du gradient s'accorde bien avec celle qui a été trouvée au Spitzberg, un peu plus au sud, au Cap Thordsen, par Andrée ⁽²⁾, c'est-à-dire présentant des valeurs minima dans la matinée et des valeurs maxima dans l'après-midi, à l'exception des jours troublés.

Les mesures faites avec le condensateur d'Obolensky, bien que peu nombreuses, présentent cependant un intérêt spécial, en signalant nettement la présence de gros ions dans cette région de grande clarté atmosphérique (la terre couverte de neige, à proximité immédiate de la mer). La prédominance de la charge positive est aussi fréquente que celle de la charge négative, et en comparant ces valeurs aux valeurs E de la charge donnée par les ions légers, la différence indique un excès de la charge libre des gros ions sur la charge libre des petits ions. Sa plus haute valeur est 0,9 U.E.S. : m^3 . La méthode d'Obolensky ne permet pas de tirer de conclusions en ce qui concerne le nombre de gros ions de deux signes, cependant, la valeur mentionnée qui, en admettant des ions à charge simple; correspondrait à un excès de gros ions égal environ à 1 900 ions négatifs, laisse conclure à un ordre de grandeur au moins égal, sinon supérieur, pour la quantité absolue de gros ions de deux signes.

PARTIE II.

RECHERCHES SUR LA RADIOACTIVITÉ DE L'ATMOSPHÈRE A KINGSBAY.

4. Introduction. — Pour déterminer la teneur de l'air en produits radioactifs, on a dû employer la méthode du fil activé, modifiée en vue de réduire la manipulation à une courte durée et pour permettre d'employer l'électromètre bifilaire Wulf en appliquant en même temps une charge élevée au fil activé.

5. Théorie de la méthode. — La méthode du fil activé est souvent appliquée, en raison de sa simplicité : cependant elle présente plusieurs défauts. La théorie de l'activation des fils chargés négativement dans de l'air contenant du radon a été donnée par M^{me} Curie ⁽³⁾ pour une distribution uniforme du radon et du dépôt actif dans une certaine région. M^{me} Curie a démontré qu'avec une tension élevée d'environ 10 000 volts et une électrode formée par un fil ayant 2 mm de diamètre, on recueille presque quantitativement tout le

(1) MATHIAS, *Traité d'électricité atmosphérique et tellurique*, p. 67 (Paris, 1924).

(2) S.-A. ANDRÉE, *Expédition suédoise 1882-84*, t. 2, 2^e partie, *Electricité atmosphérique* (Stockholm, 1886).

(3) M^{me} CURIE, *Traité de radioactivité*, t. 2, p. 477.

dépôt actif contenu dans un cylindre d'air de 2 mètres de rayon environ. M^{me} Curie a également indiqué l'influence de la recombinaison des particules du dépôt actif avec des ions de l'atmosphère, ce qui peut réduire le nombre des particules radioactives retenues par le fil jusqu'à 20 pour cent de leur nombre réel, cette influence étant, de plus, accentuée par l'effet de la poussière.

Salpeter ⁽¹⁾ a traité théoriquement l'influence du champ électrique de l'atmosphère sur les particules chargées du dépôt actif, en démontrant que celles-ci peuvent ainsi subir une perte atteignant jusqu'à 20 pour 100 de leur nombre total. L'effet de la recombinaison et du champ électrique de l'atmosphère consiste non seulement à soustraire une certaine partie d'atomes radioactifs, mais exerce aussi une influence indirecte en ce qui concerne le nombre de particules captées par un fil chargé. Ainsi, la recombinaison avec des ions et molécules d'air et aussi avec la poussière ⁽²⁾ conduit à la formation d'agglomérats dont la mobilité est de beaucoup inférieure à la mobilité des atomes simples. Or la mobilité des atomes du dépôt actif intervient directement dans la méthode du fil activé, comme l'a démontré Swann ⁽³⁾, celle-ci étant basée sur la formule

$$\frac{\delta N}{\delta t} = 4\pi Qnv,$$

valable d'une façon générale pour un conducteur ayant la charge Q et exposé à un afflux de particules chargées dont le débit en l'unité de temps est $\delta N/\delta t$ et la vitesse v , n étant le nombre de particules chargées et présentes dans 1 cm³ d'air. La mobilité des atomes du dépôt actif a été plusieurs fois déterminée, en particulier récemment pour le dépôt actif de trois familles radioactives par Erikson ⁽⁴⁾ qui, à côté de la mobilité généralement connue et égale à celle d'un ion positif, a décelé un autre groupe d'atomes radioactifs ayant la mobilité 4,35 cm : s par v : cm. Or, dans les mesures de la radioactivité de l'atmosphère par la méthode du fil activé, il est impossible de déterminer jusqu'à quel degré la recombinaison avec des particules lourdes a influencé la mobilité et, par suite, le nombre déterminé par l'observation des atomes du dépôt actif. Il paraît également que la valeur du coefficient de recombinaison des atomes radioactifs avec les ions des deux signes, dans les travaux cités antérieurement, est plutôt faible; les expériences de Wellish ⁽⁵⁾, relatives au dépôt actif et à sa distribution dans un champ électrique, ont en effet nettement démontré que les atomes du dépôt actif subissent plus facilement la recombinaison que les ions.

La valeur du champ électrique de l'atmosphère intervient encore dans la méthode du fil activé, de telle façon qu'elle modifie le potentiel et par conséquent la charge Q du fil activé ⁽⁶⁾.

En dehors des causes d'erreurs énoncées ci-dessus, il y en a une que l'on a peu envisagée jusqu'ici : ce sont les nombres respectifs d'atomes de plusieurs espèces du dépôt actif, leur charge et leur influence relative dans la courbe d'ionisation reçue par le dépôt du fil activé. Les nombreuses expériences effectuées au laboratoire sur la distribution du dépôt actif dans le champ électrique ignorent presque entièrement la charge de RaC qui, à cause de son rayonnement α , joue un grand rôle dans la mesure de la courbe de désactivation. Ces travaux ne s'accordent pas toujours sur le nombre relatif des atomes de RaA, B et C qui constituent « l'activité du gaz », contenus dans le gaz enfermé dans un récipient.

Eckmann ⁽⁷⁾ a indiqué dans son travail que, pour certaines dimensions du récipient et une certaine concentration en radon, la plus grande partie de cette activité du gaz est due

⁽¹⁾ SALPETER, *Wien. Ber.*, t. 118 (1909), p. 1 163 et t. 119 (1910), p. 407.

⁽²⁾ Un travail récent sur la mobilité des ions dans l'argon [ERIKSON, *Phys. Rev.*, t. 25 (1925), p. 890] a démontré qu'un ion atomique possède la même mobilité qu'un ion polyatomique. Si l'on pouvait appliquer ce résultat aux atomes du dépôt actif, en conséquence de leur ressemblance avec les ions positifs, il en résulterait que c'est uniquement la présence de particules lourdes, comme la poussière, qui peut réduire la mobilité du dépôt actif.

⁽³⁾ SWANN, *Terr. Magn. and Atm. Electr.*, t. 19 (1914), p. 23, 81, 171; t. 20 (1915), p. 13.

⁽⁴⁾ ERIKSON, *Phys. Rev.*, t. 24 (1924), p. 662 et t. 25 (1925), p. 629.

⁽⁵⁾ WELLISH, *Phil. Mag.*, t. 28 (1914), p. 417.

⁽⁶⁾ SWANN, *loc. cit.*

⁽⁷⁾ ECKMANN, *Jahrb. d. Radioakt.*, (1912), p. 158.

aux atomes de RaA, la plus petite à ceux de RaB, et qu'en l'absence de champ électrique, ces atomes forment des agglomérations qui sont moitié positives, moitié négatives. D'autre part, Wellish (*loc. cit.*) trouve que, si la concentration en radon descend au-dessous d'une certaine valeur, tous les atomes constituant l'activité du gaz sont neutres et Ratner (1) constate que l'activité du gaz est, en général, due à des agglomérations de RaA, RaB et RaC qui sont *en équilibre radioactif et sans charge*.

Il est intéressant de noter que Schmidt (2) a relevé, pour un corps non chargé exposé dans un récipient rempli de radon, une courbe qu'on n'a pu interpréter qu'en admettant que *seul RaA se dépose*.

On étudie actuellement, dans notre laboratoire, les conditions diverses déterminant la charge, la proportion et la mobilité des différents atomes du dépôt actif. Les résultats préliminaires montrent déjà que RaC intervient dans l'activité du gaz également sous forme de particules chargées, mais que cette charge est bien plus vite neutralisée lorsque croît la concentration en radon que pour RaA ; le rapport entre les différentes espèces d'atomes radioactifs est très variable et dépend notablement de la concentration en radon.

Dans les expériences de mesure du dépôt actif contenu dans l'atmosphère, Kurz (3) et les divers auteurs qui ont utilisé la méthode d'aspiration au lieu de la méthode du fil chargé et exposé librement, ont admis que c'est seulement RaA qui se dépose sur l'électrode intérieure chargée négativement. Cependant, Swann (4), par l'analyse des courbes que la méthode du fil activé lui a données lors de la troisième croisière du « Carnegie », a démontré qu'on obtient non seulement RaA, mais aussi RaB et RaC, que leur rapport mutuel varie, et qu'on peut même interpréter un certain type de courbe expérimentale, en admettant la relation

$$n_A \lambda_A : n_B \lambda_B : n_C \lambda_C = 0 : 1 : 2,$$

par l'absence complète de dépôt de RaA sur le fil, si n_A , n_B , n_C sont les nombres d'atomes de RaA, B et C se déposant par unité de temps, et λ_A , λ_B , λ_C , leurs constantes radioactives. On verra plus loin jusqu'à quel point ce rapport variable de différents atomes peut influencer le calcul de la teneur en radon de l'atmosphère.

6. Dispositif expérimental et résultats des mesures. — Malgré tous les inconvénients de cette méthode de dosage du dépôt actif contenu dans l'atmosphère qui, pour les raisons indiquées ci-dessus, ne donne uniquement qu'un ordre de grandeur, on a été forcé d'employer un dispositif basé sur cette méthode ; l'emploi d'une méthode décrite

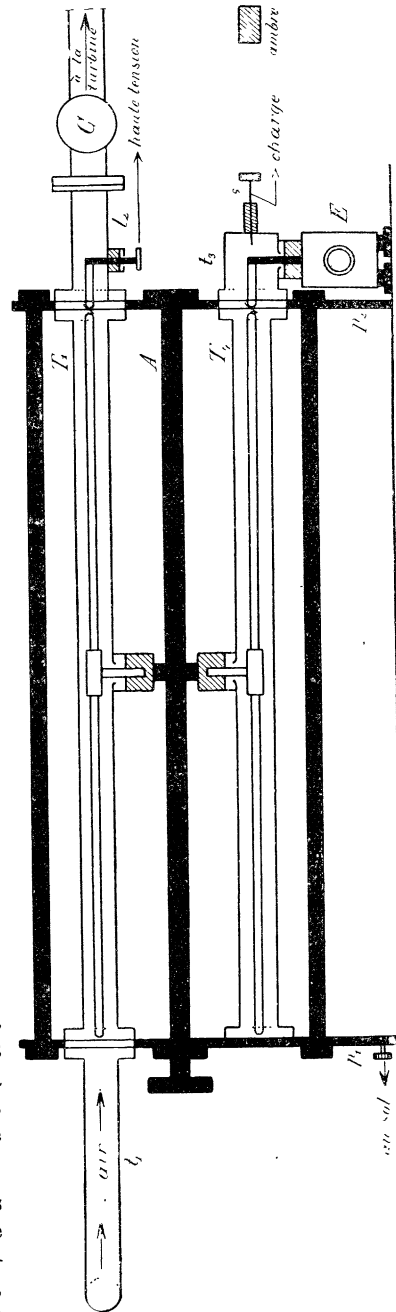


Fig. 1.

(1) RATNER, *Phil. Mag.*, t. 34 (1917), p. 429.

(2) SCHMIDT, *Ann. der Phys.* [4], t. 21 (1906), p. 626.

(3) KURZ, *Thèse*, Giessen (1907).

(4) SWANN, *Terr. Magn. and Atm. Electr.*, t. 20 (1915), p. 38.

précédemment ⁽¹⁾ pour le dosage direct du radon n'était pas possible, pour des raisons pratiques. L'appareil, dont la coupe verticale est donnée par la figure 1, se composait de quatre tubes T_1 à T_4 , tournant autour d'un axe A entre deux plaques verticales p_1 et p_2 , réunies entre elles par des tiges de façon à former une enveloppe fixe au système tournant. Le tube t_1 , monté sur l'une des deux plaques, servait à introduire l'air à examiner, qu'on aspirait dans l'un des quatre tubes tournants et un autre tube t_2 , fixé sur la plaque opposée et communiquant avec un compteur C et une petite turbine à ressort. Dans le tube t_2 se trouvait une électrode connectée, d'un côté à la batterie à haute tension, de l'autre avec l'électrode du tube mobile à l'aide d'un petit ressort fixé à l'extrémité de cette dernière. Au-dessous de ce tube fixe t_2 s'en trouvait un autre, t_3 , également connecté à l'électrode du tube tournant et, en même temps, à un électromètre bifilaire Wulf, E. Toutes les parties chargées électriquement étaient soigneusement protégées au point de vue électrostatique et tous les isolants étaient en ambre, protégé autant que possible contre le courant d'air. Ainsi, la partie de l'appareil comprise entre les deux plaques était mobile, la partie extérieure étant fixe. La manipulation était très simple : on mesurait d'abord soigneusement le courant spontané dans la position inférieure, l'électrode du tube mobile communiquant alors avec l'électromètre, qui était chargé à l'aide d'une sonde S par une batterie à un potentiel de 150 v. Après avoir déterminé le courant spontané, on amène, en le faisant tourner à la main, le tube dans la position supérieure, où il communique avec la batterie à 1200 volts ⁽²⁾. Le grand avantage de ce dispositif fut de pouvoir, immédiatement après la fin de l'activation, ramener l'électrode activée en communication avec l'électromètre et ainsi faire des mesures dans la partie initiale de la courbe du dépôt, qui descend rapidement.

Dans toutes les expériences, on entretenait, dans le tube exposé, un débit constant d'air, contrôlé par un anémomètre, de 1,5 litres par seconde pendant dix minutes, et immédiatement après la fin d'activation, on procédait aux mesures. On relevait ainsi un premier point de la courbe déjà au temps $t = 0,5$ min, en désignant le moment où l'activation est terminée par $t = 0$.

Les premiers essais pour déterminer le nombre d'atomes du dépôt actif à Kinsbay ont donné un résultat entièrement négatif, démontrant que son ordre de grandeur est très inférieur à celui qu'on trouve ordinairement.

On a procédé alors à l'étude du caractère du courant spontané pour l'électrode avant et après l'activation. Comme on sait, tous les isolants électriques employés dans les appareils de mesures de faibles courants présentent l'inconvénient de se charger au début, c'est-à-dire après l'application de la charge au système isolé, ce qui apparemment augmente au commencement le courant spontané, qui décroît ensuite graduellement et tend vers une valeur limite ⁽³⁾. Avec l'appareil employé, on a relevé une série de courbes presque identiques, dont la figure 2 représente deux formes extrêmes parmi 24 courbes. On voit que, pour l'appareil utilisé, le courant spontané décroît assez régulièrement et tombe, au bout de 10 minutes, à une valeur constante correspondant à une chute de potentiel égale environ à $1 \cdot 10^{-4}$ volt par seconde ; la capacité de l'appareil étant de 14,0 cm, cela représente un courant de $0,47 \cdot 10^{-5}$ U.E.S. En extrapolant les courbes pour le temps $t = 0$, c'est-à-dire pour le moment où l'on a chargé l'appareil, on trouve que la valeur initiale du courant spontané est comprise entre 1,30 et $1,45 \cdot 10^{-3}$ v : s.

On a effectué pour le dépôt actif en tout 12 séries d'observations bien définies en ce

⁽¹⁾ F. BÉHOUNEK, *J. Phys.* (VI), t. 6 (1925), p. 397.

⁽²⁾ Cette tension de 1200 v a été obtenue en grande partie par des batteries anodiques construites spécialement par l'usine tchèque Pala et Cie, de Slany (Bohême); leur fonctionnement, malgré tous les inconvénients du transport, la basse température, l'humidité, etc., fut excellent. Il en fut de même pour les petits éléments Weston (construction Spindler et Hoyer, Göttingen) qui étaient aussi d'une aide précieuse pour la révision de l'étalonnage des électromètres.

⁽³⁾ Ces observations très délicates ont été plusieurs fois troublées par des décharges anormales qu'on ne saurait attribuer qu'à un effet de refroidissement brusque, précipitant une couche légère d'humidité sur la surface des isolants et les rendant ainsi conducteurs.

qui concerne le fonctionnement des isolants, ayant déterminé, dans chaque cas individuel, la courbe du courant spontané avant l'expérience; or, dans tous ces cas, *les courbes relevées après l'activation de l'électrode se plaçaient rigoureusement dans l'intervalle donné par les courbes du courant spontané.*

On peut estimer la limite supérieure ou la valeur maximum que la radioactivité de l'atmosphère à Kingsbay aurait pu avoir, en admettant que la différence entre la valeur maximum et la valeur minimum du courant spontané initial, soit $0,15 \cdot 10^{-3}$ v:s, était due uniquement à l'activité de l'électrode. Pour la capacité indiquée de l'appareil, cette décharge représente un courant de $6,9 \cdot 10^{-6}$ U.E.S. Pour le mécanisme suivant lequel se déposent les atomes du dépôt actif, on peut déduire, d'après Swann (1), à l'aide des

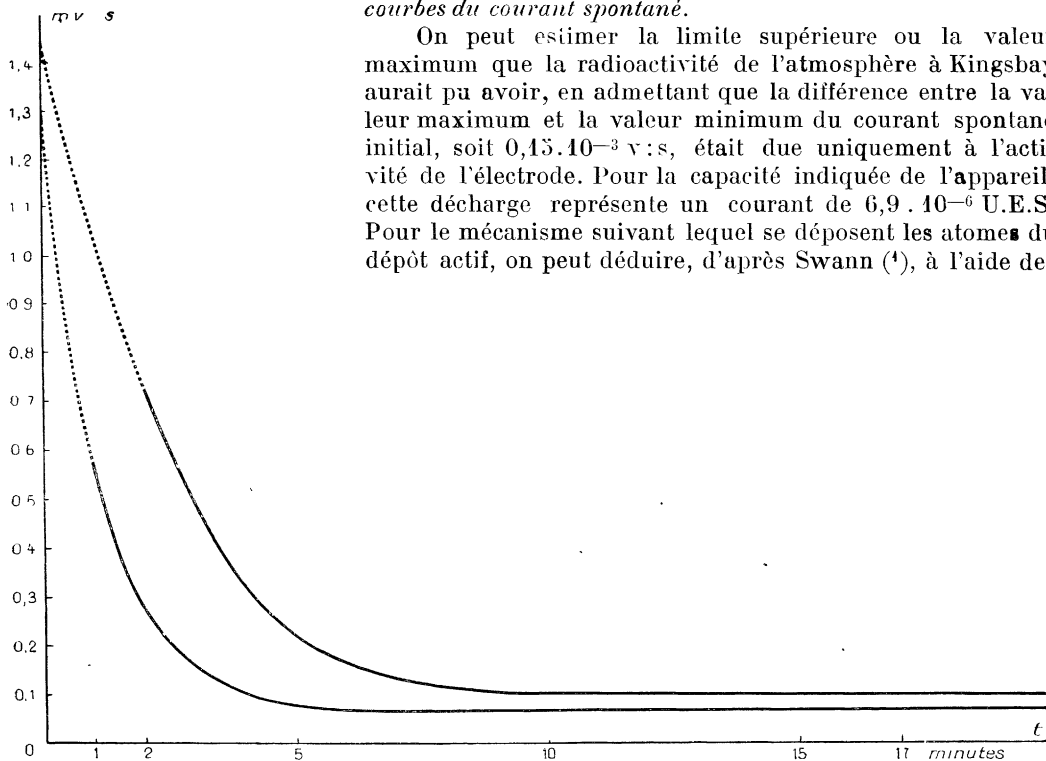


Fig. 2.

équations fondamentales de la désintégration des corps radioactifs, les formules suivantes :

$$\lambda_A N_A = n_A (1 - e^{-\lambda_A T}) e^{-\lambda_A t} \tag{1}$$

$$\lambda_B N_B = n_B (1 - e^{-\lambda_B T}) e^{-\lambda_B t} \tag{2}$$

$$\lambda_C N_C = n_C (1 - e^{-\lambda_C T}) e^{-\lambda_C t} \tag{3}$$

$$\lambda_B \overline{N_B} = n_A (1 - e^{-\lambda_B T}) e^{-\lambda_B t} \tag{4}$$

$$\lambda_C \overline{N_C} = \frac{n_A \lambda_B \lambda_C}{\lambda_C - \lambda_B} (b e^{-\lambda_B t} - a e^{-\lambda_C t}) \tag{5}$$

$$\lambda_C \overline{\overline{N_C}} = \frac{n_B \lambda_B \lambda_C}{\lambda_B - \lambda_C} (b e^{-\lambda_B t} - a e^{-\lambda_C t}) \tag{6}$$

où :

$$a = \frac{1 - e^{-\lambda_C T}}{\lambda_C}, \quad b = \frac{1 - e^{-\lambda_B T}}{\lambda_B}.$$

Dans ces formules, n_A, n_B, n_C désignent les quantités des atomes de RaA, B et C se

(1) SWANN, *Terr. Magn. and Atm. Electr.*, t. 20 (1915), p. 31.

déposant sur l'électrode à chaque seconde pendant la durée d'activation qui est égale au temps T ; N_A , N_B , N_C sont les nombres de ces atomes directement déposés et présents au temps t après la fin d'activation; \bar{N}_B est le nombre d'atomes de RaB issus de RaA et présents au temps t ; de même, \bar{N}_C est le nombre d'atomes de RaC existant au temps t et issus

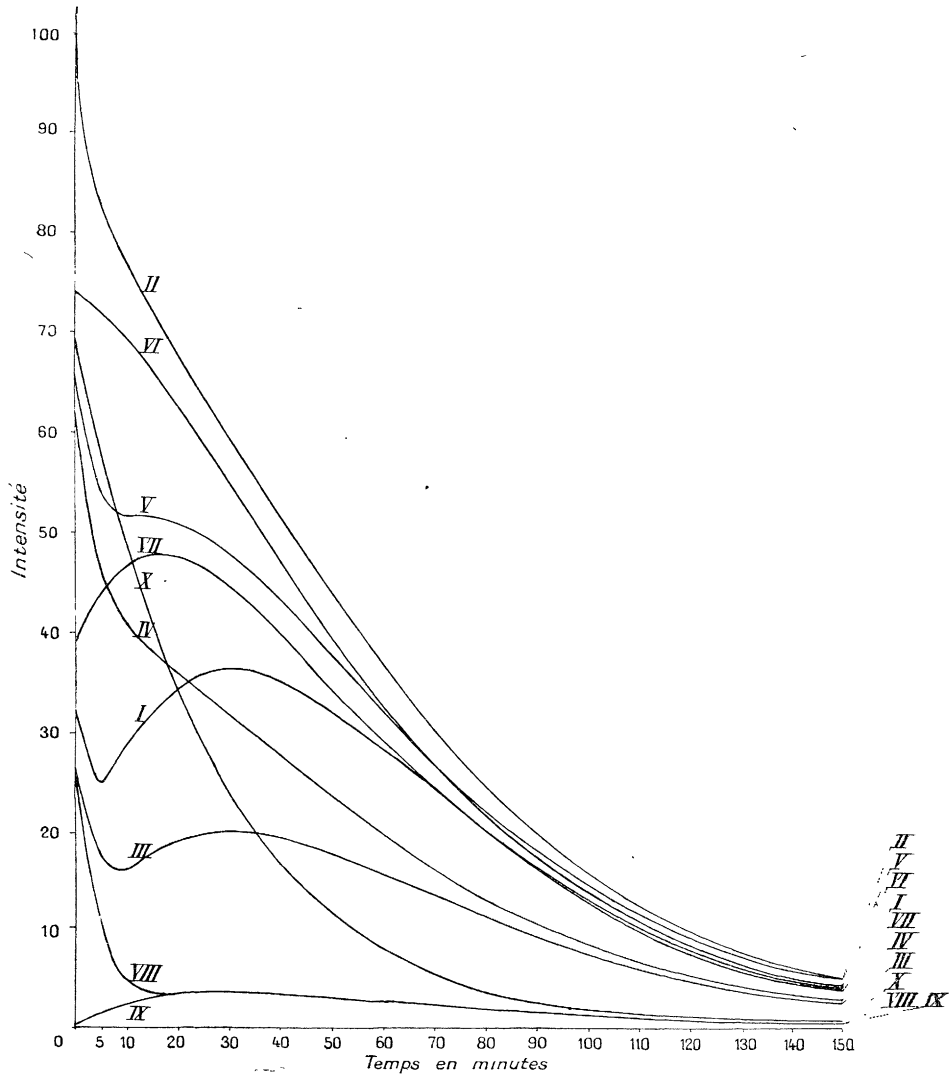


Fig. 3.

de RaA par l'intermédiaire de RaB; enfin, \bar{N}_C est le nombre d'atomes de RaC formés par la désintégration de RaB déposé.

Si l'on désigne par y_1 l'ionisation causée dans le dispositif de mesure par le radium A déposé et par ses produits de désintégration; par y_2 , l'ionisation causée par RaC engendré par RaB, et enfin par y_3 , l'ionisation due à RaC déposé directement, et si l'on effectue le calcul pour le temps d'activation $T = 10$ minutes, employé dans les expériences, en admettant $1,87 \cdot 10^5$ comme quantité totale d'ions produits par une particule α de RaA et

2,37.10⁵ pour RaC, on a (en négligeant l'ionisation due aux rayons β, étant donné que la précision de la méthode est limitée):

$$y_1 = n_A (1,68 e^{-\lambda_A t} + 1,97 e^{-\lambda_B t} - 1,93 e^{-\lambda_C t}) \cdot 10^5, \quad (7)$$

$$y_2 = n_B (1,97 e^{-\lambda_B t} - 1,93 e^{-\lambda_C t}) \cdot 10^5, \quad (8)$$

$$y_3 = n_C \cdot 0,713 e^{-\lambda_C t} \cdot 10^5. \quad (9)$$

Si les atomes du dépôt actif se trouvaient dans l'atmosphère en équilibre radioactif, on pourrait écrire

$$n_A \lambda_A : n_B \lambda_B : n_C \lambda_C = 1 : 1 : 1.$$

Cependant, pour diverses raisons (effet de recombinaison, différence de mobilités, formation des agrégats, etc.), il n'en est pas ainsi et les variations de ce rapport peuvent influencer beaucoup la courbe d'ionisation obtenue pour l'électrode activée. Dans la figure 3 se trouvent dix courbes relatives aux différentes valeurs de ce rapport portées dans le Tableau IV. Pour ramener ces différentes courbes à la même valeur de la concentration en radon de l'air, on a supposé que tous les atomes du dépôt actif sont chargés positivement et captés par l'électrode (ce qui, évidemment, est seulement approximatif) et, de plus, que le terme initial de l'équation, différent de zéro, est en équilibre radioactif avec le radon présent dans l'air. Ainsi, on a posé successivement, d'après le terme initial de l'équation déterminant la formation des produits suivants,

$$n_E \lambda_E = n_A \lambda_A,$$

$$n_E \lambda_E = n_B \lambda_B,$$

$$n_E \lambda_E = n_C \lambda_C,$$

où n_E est le nombre d'atomes de radon traversant l'appareil à chaque seconde, et λ_E , la constante radioactive du radon, et on a admis $n_E = 1$, ce qui signifie qu'en une seconde un atome du radon et ses produits de désintégration, déterminés par l'équation respective, traversent l'appareil. De cette façon, toutes les courbes correspondent à la même condition : un atome du radon traversant l'appareil en une seconde en équilibre avec ses produits de désintégration, et la dernière colonne du Tableau IV donne l'ionisation initiale (le nom-

TABLEAU IV.

NUMÉRO DE LA COURBE	$n_A \lambda_A : n_B \lambda_B : n_C \lambda_C$	NOMBRE D'IONS PAR SECONDE AU TEMPS $t = 0$
VIII.	1 : 0 : 0	94,6
I.	1 : 1 : 0	114
II.	1 : 1 : 1	365
III.	2 : 1 : 0	104
IV.	2 : 1 : 1	230
V.	2 : 2 : 1	239
IX.	0 : 1 : 0	2,2
VI.	0 : 1 : 1	270
VII.	0 : 2 : 1	145
X.	0 : 0 : 1	251

bre d'ions) causée par le dépôt de l'électrode au temps $t = 0$, alors immédiatement après l'activation.

Dans le cas considéré, on peut négliger l'éventualité donnée par la courbe IX, qui

aurait dû se manifester dans la région du courant spontané constant, et on peut prendre le premier cas (courbe n° VIII), qui est alors le plus désavantagé et, dans les travaux précédents, le plus souvent interprété, c'est-à-dire le cas où seulement RaA se dépose sur l'électrode. Avant d'effectuer le calcul pour ce cas, il faut envisager encore deux corrections. La première est due au fait que la moitié des particules α émises est soustraite à l'ionisation en pénétrant dans l'électrode. Pour la seconde, il faut tenir compte des dimensions du tube contenant l'électrode. Le rayon de celle-ci était égal à 2 mm, le rayon du cylindre étant de 15 mm. Ainsi, les particules émises dans la direction perpendiculaire à l'électrode effectuent seulement un trajet de 13 mm, et ce ne sont que des particules émises sous un angle plus petit que $17^{\circ}10'$ entre le trajet de la particule et l'électrode qui effectuent leur trajet tout entier et livrent ainsi la valeur totale de leur ionisation. Si l'on admet approximativement, pour l'ionisation causée par les particules émises entre 90° et $17^{\circ}10'$, la moyenne entre la plus petite ionisation et l'ionisation totale, en prenant pour la première la valeur totale multipliée par le rapport du trajet réduit — soit alors de 13 mm — au trajet complet — qui est, pour les particules α de RaA, égal à 47,3 mm — et en tenant compte du rapport de l'angle d'émission des particules à trajet réduit à l'angle entier d'émission, alors de 360° , on obtient, pour cette seconde correction, 1,40. Si l'on combine les deux facteurs de correction, on trouve qu'il faut multiplier le nombre d'ions reçu dans le dispositif par 2,80 pour obtenir la valeur réelle qu'on aurait si toutes les particules émises par RaA étaient entièrement utilisées pour l'ionisation ⁽¹⁾.

On trouve ainsi, pour le courant supposé du dépôt actif, la valeur corrigée $6,9 \times 2,80 \cdot 10^{-6}$ U.E.S, c'est-à-dire $1,93 \cdot 10^{-5}$ U.E.S. Ce courant correspondrait à la production de $4,05 \cdot 10^7$ paires d'ions par seconde; en tenant compte de la valeur de l'ionisation initiale portée, pour cette sorte de courbe, dans le Tableau IV, on trouve ainsi que la valeur précédente correspondrait au passage de 428 atomes de radon par seconde dans l'appareil; le débit étant de 1,5 l:s; ceci conduit à la présence de 0,285 atome de radon par centimètre cube, d'où une concentration de $11 \cdot 10^{-18}$ curie : cm^3 , alors environ 10 fois plus petite que celle qu'on trouve d'habitude. En tout cas, on peut cependant regarder ce résultat comme la plus grande valeur possible. En appliquant l'équation bien connue de la méthode de mesure de la vitesse ionique,

$$k = \frac{Q \log \frac{b}{a}}{2\pi V l},$$

où k est la mobilité des particules; Q , le débit gazeux; a et b , respectivement le rayon de l'électrode et du cylindre; l , la distance entre l'origine des particules et l'endroit où elles sont captées par l'électrode, et enfin V , le potentiel de l'électrode, en portant dans l'équation les valeurs numériques connues et prenant pour l la longueur de l'électrode, soit 40 cm, on trouve $k = 0,009$ cm:s par v:cm pour la mobilité minimum des atomes qui seraient encore captés par l'électrode. Tous les atomes du dépôt actif dont la mobilité est inférieure à cette valeur traversent le cylindre sans être captés par l'électrode.

Les courbes reproduites dans la figure 3 montrent nettement la grande influence de la proportion mutuelle des atomes de Ra A, B et C, non seulement en ce qui concerne la forme de la courbe, mais aussi au point de vue quantitatif. La simple extrapolation du courant initial sans la connaissance de la courbe entière ne peut donner aucun renseignement précis sur le nombre des atomes du dépôt actif contenus dans l'atmosphère.

PARTIE III.

RECHERCHES SUR L'AFFLUX ÉLECTRONIQUE NÉCESSAIRE AU MAINTIEN DE LA CHARGE NÉGATIVE DE LA TERRE.

7. Introduction. — On sait que les observations d'électricité atmosphérique ont établi qu'il existe généralement, en tout point de la surface terrestre, un courant d'électricité

⁽¹⁾ Il n'est pas nécessaire de tenir compte de RaC présent au bout de dix minutes d'activation, en raison de sa formation à partir de RaA, sa quantité ne dépassant pas quelques centièmes du nombre des atomes de RaA.

constitué par l'excès d'ions positifs dans les couches basses de l'atmosphère, et dont l'ordre de grandeur est en moyenne de 1 200 charges élémentaires d'électricité positive par centimètre carré et par seconde. Il est facile de démontrer que, sans un effet compensateur quelconque, la charge négative de la Terre serait annulée en quelques minutes. Cette question du maintien de la charge négative de la Terre, qui constitue un des problèmes fondamentaux de l'électricité atmosphérique, a été souvent discutée et on a établi quatre possibilités d'explication différentes (1) :

1. Le courant compensateur est constitué par un courant positif de conduction, émis en quelques endroits de perturbation de la surface terrestre.

2. Le courant compensateur est un courant positif de convection (Théorie d'Ebert).

3. La charge négative de la Terre est maintenue par la chute des particules lourdes chargées négativement (Théorie de Wilson-Gerdién).

4. La charge négative de la Terre est conservée en vertu d'un afflux électronique (Théorie de Swann-Schweidler).

La première explication est rendue improbable par le fait que le nombre des perturbations du champ électrique de la Terre est relativement petit; il n'y aurait qu'une portion de surface terrestre relativement très petite qui donnerait lieu à ces courants compensateurs, d'où une densité du courant élevée et incompatible avec les résultats d'observations. De plus, ce courant devrait constituer, avec le courant positif de conduction de l'atmosphère, un circuit fermé, dont une partie se trouverait dans la stratosphère. Or il est impossible que cette portion du courant, dans la stratosphère, soit un courant de conduction ou un courant de convection, la première éventualité étant exclue par l'absence des forces électromotrices nécessaires et la seconde étant rendue impossible par le fait qu'avec le mécanisme du mouvement d'air et la conductibilité de l'atmosphère, un courant de convection doit disparaître complètement après un parcours de quelques kilomètres seulement. Les mêmes raisons s'opposent à la seconde explication, le courant d'Ebert étant, d'après les derniers calculs de Schmidt (2), de l'ordre d'un millième du courant ordinaire de conduction verticale dans l'atmosphère. La troisième possibilité étant exclue pour des raisons d'ordre quantitatif, à cause de la grandeur insuffisante de la charge négative apportée par des précipitations atmosphériques, on a finalement considéré la quatrième hypothèse comme seule plausible.

On peut envisager l'origine de cet afflux électronique sous deux points de vue :

a) Il s'agit d'un courant primaire d'électrons arrivant de l'extérieur vers la Terre.

b) Il s'agit d'un courant secondaire d'électrons, extraits dans l'atmosphère par un rayonnement primaire très pénétrant.

Dans les deux cas, il doit s'agir d'électrons animés d'une grande vitesse qui les rend capables de traverser l'atmosphère. Jusqu'ici, on a établi deux expériences en vue de déceler cet afflux d'électrons qui, toutes deux, ont donné un résultat négatif. La première, effectuée à Innsbruck par Schweidler (3), consistait à mesurer le courant dans un condensateur dont l'électrode intérieure, massive, était destinée à absorber les électrons, l'électrode extérieure étant réunie au sol. En chargeant alternativement l'électrode centrale à un potentiel positif et négatif, on devrait trouver, par la comparaison des deux courants observés (et dont chacun est composé du courant de saturation donné par le régime d'ionisation atmosphérique qui tantôt s'ajoute et tantôt se retranche, et du courant cherché, causé par l'absorption des électrons), le courant cherché. L'expérience, qui permettait de déceler un pour cent de la valeur supposée de 1 200 électrons par seconde et par centimètre carré, a donné un résultat négatif. De même pour l'expérience de Swann (4), effectuée à Minnesota (États-Unis) et consistant à mesurer la charge d'un condensateur isolé et réuni à

(1) BENNDORF, *Physik. Zts.*, t. 26 (1925), p. 83. On trouvera ici également la littérature concernant le problème en question.

(2) SCHMIDT, *Physik. Zts.*, t. 27 (1926), p. 473.

(3) SCHWEIDLER, *Wien Ber.*, IIa, t. 127 (1918).

(4) SWANN, *Bull. Nat. Research Council*, t. 17 (1922), p. 54.

un électromètre à quadrants, une première fois vide, une seconde fois garni de cuivre. L'effet observé était également nul. On reviendra plus loin sur la discussion théorique de ces résultats.

8. Dispositif et résultats de mesures. — Comme on a émis, à la suite du résultat négatif de l'expérience Swann-Schweidler, l'idée ⁽¹⁾ que l'afflux électronique peut atteindre la Terre en des endroits limités, par exemple dans les régions polaires, et comme ces régions seraient également, d'après Bauer ⁽²⁾, celles où se produirait l'entrée de l'électricité négative, il était intéressant de faire des observations relatives à ce sujet à une latitude aussi élevée que celle de Kingsbay. Le dispositif nécessaire ayant dû être improvisé au lieu même, on a choisi la méthode de Swann, moins précise que celle de Schweidler, mais plus simple. On a employé le condensateur qui servait aux mesures de la charge totale de l'atmosphère dans la méthode d'Obolensky et l'électromètre à quadrants employé dans la même méthode. Dans le cylindre intérieur du condensateur, on a mis un autre cylindre en zinc d'environ 80 mm de diamètre et l'ouverture du cylindre extérieur a été couverte d'un réseau métallique.

Le cylindre contenant celui en zinc était isolé du cylindre extérieur et réuni à l'une des paires de quadrants. Au début de chaque expérience, les deux cylindres du condensateur et le cylindre en zinc étaient mis au sol. On observait le courant spontané pour le cylindre en zinc vide en interrompant, à l'aide d'un petit électroaimant, la communication avec le sol du cylindre intérieur. Le mouvement spontané de l'aiguille, très régulier et toujours du côté des potentiels positifs, était contre-balancé par le courant spontané dû à un cylindre à l'émanation, dont l'enveloppe était chargée à un potentiel de — 200 volts à l'aide de la batterie d'éléments Weston. L'électromètre, qui avait la sensibilité déjà indiquée (615 mm sur échelle à 1 m pour une différence de potentiel d'un volt entre quadrants), accusait ainsi un mouvement propre de l'ordre de — 0,020 volts en 17 minutes, ce qui, pour la capacité totale du système, égale à 288 cm, était équivalent à un courant

$$i = \frac{288}{300} \times \frac{0,0200}{1020} = 1,88 \cdot 10^{-5} \text{ UES.}$$

Ce courant correspond environ à 40 000 charges élémentaires d'électricité négative par seconde, et il variait autour de cette valeur moyenne avec un écart maximum de 4 pour 100 pour le cylindre en zinc vide. Ce cylindre, qui était destiné à renfermer la substance absorbante, avait une section de 50 cm² qui, en supposant un afflux d'environ 1 200 électrons par cm²-s, aurait été ainsi exposée à un bombardement de 60 000 charges élémentaires d'électricité par seconde. Ainsi, en cas d'absorption complète des électrons supposés, on aurait constaté une augmentation du courant spontané à une valeur plus que double et, étant donné la régularité des variations du courant spontané pour le cylindre vide, on aurait pu déceler encore au moins 4 pour 100 de la valeur supposée du courant électronique. Comme matière absorbante, on a, en l'absence d'autre matériel, employé de la glace compacte qui remplissait le cylindre en zinc à une hauteur équivalant à 30 cm d'eau, ce qui correspondrait, comme on le verra plus loin, au pouvoir absorbant d'environ 17 mm de plomb. Cette glace a été tout d'abord soigneusement analysée quant à son contenu en radium et celui-ci a été trouvé inférieur à 10⁻¹³ g de radium-élément par gramme d'eau, donc sans aucune importance.

Pour s'assurer que le dispositif est capable de donner des résultats quantitatifs, on a mesuré, à titre d'exemple, la charge des particules α émises par le collecteur de polonium.

Le nombre de particules α ainsi déduit s'accordait avec celui calculé à partir des mesures du courant d'ionisation, en moyenne à — 6 p. 100 près, ce qui, étant donné qu'on ne pouvait pas tenir un compte exact de l'influence de l'ionisation du petit volume d'air

⁽¹⁾ SEELIGER, *Ann. der Phys.*, t. 63 (1920), p. 464.

⁽²⁾ BAUER, *Terr. Magn. and Atm. Electr.*, t. 25 (1920), p. 145.

compris entre la lame de polonium et la surface de la glace, qui a pu ne pas être égale pour les ions de signe différent, est un résultat très satisfaisant.

Pour le phénomène cherché, on a trouvé, comme moyenne de six séries d'expériences, un courant spontané du dispositif *égal* à celui qu'on enregistrerait pour le condensateur vide. Les oscillations de ce courant autour de la valeur moyenne étaient un peu plus grandes que d'habitude, jusqu'à une valeur de $\pm 9,5$ pour 100 dans un sens ou dans l'autre et tendant à diminuer au cours de l'expérience. On peut très probablement attribuer cet effet à une certaine différence de potentiel due au contact du cylindre en zinc avec le cylindre en laiton, par suite d'une différence de température entre les deux cylindres au moment de l'introduction du cylindre intérieur.

Les recherches d'un afflux électronique au Spitzberg ont eu alors, dans les limites de précision de la méthode, un résultat négatif.

9. Considérations théoriques. — Sans tenir compte des résultats négatifs de trois expériences citées antérieurement, la plus grande difficulté que la théorie de l'afflux électronique présente est l'explication du manque d'ionisation que cet afflux devrait produire. D'après l'extrapolation faite par Bloch ⁽¹⁾ des données expérimentales de différents auteurs, une particule β dont la vitesse serait celle de la lumière devrait encore produire 40 paires d'ions par centimètre de parcours, ce nombre croissant avec la diminution de vitesse de la particule. Ainsi, un afflux électronique de l'intensité supposée produirait environ 50 000 paires d'ions par centimètre cube, ce qui ne s'accorde aucunement avec le régime observé d'ionisation atmosphérique, qui est de l'ordre de quelques ions par centimètre cube. Pour expliquer ce désaccord, Swann ⁽²⁾ a poussé plus loin les considérations théoriques de Bohr ⁽³⁾, en déduisant qu'un électron dont la vitesse est très voisine de celle de la lumière et supérieure une certaine valeur minimum, n'a plus la faculté d'ioniser l'atome traversé. D'après cette conception, l'électron qui aurait subi l'influence d'un tel électron rapide, aurait reçu de celui-ci une énergie lui donnant une accélération telle que le rayonnement qui en résulte consommerait presque entièrement l'énergie acquise, quoique cette portion soit inférieure au travail d'extraction de l'électron, c'est-à-dire pour ioniser l'atome.

Swann (*loc. cit.*) calcule la vitesse d'un électron nécessaire pour que son pouvoir ionisant disparaisse, et trouve une valeur inférieure de 45 m : s à celle de la lumière.

De cette valeur de la vitesse des électrons, on peut maintenant déduire quelques conclusions intéressantes. Tout d'abord, il peut être démontré que les rayons très pénétrants de l'atmosphère ne peuvent pas engendrer un courant électronique d'une vitesse aussi élevée, comme l'a pensé Swann dans son travail antérieur (*loc. cit.*) et comme aussi Schweidler le supposait (*loc. cit.*). D'après l'équation photoélectrique d'Einstein, on a

$$E = h\nu - W,$$

où E est l'énergie de l'électron extrait; W , le travail d'extraction; ν , la fréquence du rayonnement incident, et h , la constante de Planck. Si, pour faciliter le calcul, qu'on fait à titre qualitatif, on suppose W négligeable, on déduit — en admettant pour E l'expression

$$C [(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1] \cdot 10^{-7} \text{ ergs,} \quad \text{où} \quad \log C = 0,90827 \quad \text{et} \quad \beta = \frac{v}{c},$$

$v = 2,27 \cdot 10^{23}$. Cette valeur est dix fois plus grande que celle déduite récemment par Millikan ⁽⁴⁾ de ses expériences d'absorption du rayonnement très pénétrant de l'atmosphère.

L'interprétation d'une telle valeur de la vitesse des électrons dépend de l'origine qu'on veut leur attribuer. Si on les considère comme particules primaires arrivant de l'univers, c'est leur coefficient d'absorption qui détermine la possibilité de leur identification expérimentale; si, au contraire, ils doivent représenter un effet secondaire, dû au rayonne-

(1) BLOCH, *Ann. der Phys.*, t. 38 (1912), p. 559.

(2) SWANN, *Phil. Mag.*, t. 47 (1924), p. 306.

(3) BOHR, *Phil. Mag.*, t. 30 (1915), p. 581.

(4) MILLIKAN, *Proc. nat. Acad. Sc.*, t. 18 (1926), p. 48.

ment de très haute fréquence étudié ci-dessus, c'est le coefficient de ce rayonnement qui détermine les circonstances de leur détection expérimentale. Pour les deux cas, on ne peut qu'extrapoler les résultats déduits pour un rayonnement de vitesse correspondant à une fréquence plus basse. Le travail le plus complet établissant la relation entre la vitesse des rayons β et leur coefficient d'absorption dans l'aluminium est celui de W. Wilson (1), effectué pour des vitesses comprises entre 1,79 et 2,937.10¹⁰ cm : s. Si l'on utilise la relation établie par lui :

$$\left(\frac{mv^2}{e}\right)^{3/2} \mu = \text{constante},$$

où la constante est égale à 9,25.10²¹, on a, pour les électrons en question,

$$\mu_{Al} = 3,24.10^{-1} \text{ cm}^{-1}.$$

Le coefficient d'absorption pour un autre absorbant peut être calculé au moyen de la relation de Fournier (2), établie pour les rayons β de RaE, mais qui, cependant, paraît applicable aux rayons d'autres vitesses, celles-ci intervenant seulement par un facteur multipliant les deux coefficients numériques de l'équation fondamentale. Cette équation est

$$\frac{\mu}{\rho} = 15 + 0,142 N,$$

où ρ est la densité de l'absorbant, et N , son nombre atomique.

Le facteur déduit de la valeur calculée pour μ_{Al} d'après la formule ci-dessus est 7,43.10⁻⁶.

Admettons la loi d'additivité pour les corps composés (3) sous la forme

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{mP_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A + nP_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B}{M},$$

où P_A et P_B sont les masses atomiques des éléments A et B, et $M = mP_A + nP_B$, la masse moléculaire du corps composé envisagé. On trouve, pour l'eau (4), $\mu = 1,2.10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, ce qui donne, pour la couche réduisant l'intensité de l'afflux électronique de moitié, une valeur d'épaisseur $D = 58$ mètres. Ainsi, il est clair que l'expérience d'absorption décrite ci-dessus ne saurait mettre en évidence que quelques millièmes du nombre total de pareilles particules, ce qui était évidemment impossible, étant donné la précision de l'expérience.

Par le même calcul, on déduit, pour le mercure, constituant l'électrode la plus absorbante dans l'expérience de Schweidler, les valeurs $\mu = 2,67.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et $D = 2,6$ m, ce qui, pour l'épaisseur de l'électrode employée, soit 3 cm, donne à peine 1 pour cent de l'intensité de l'afflux électronique, quantité inférieure à la limite de précision de sa méthode.

En appliquant aussi la loi d'additivité à un mélange comme l'air, on a

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{air}} = \frac{0,21 \times 16 \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_O + 0,79 \times 14 \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_N}{0,21 \times 16 + 0,79 \times 14}$$

ce qui donne $\mu = 1,52.10^{-7} \text{ cm}^{-1}$ et $D = 45$ km. Ce chiffre paraît trop élevé, auprès de celui que Swann (*loc. cit.*) a déduit de considérations purement théoriques à partir des équations de Bohr et qui est ici, pour le parcours, 2,2 km; Swann considère d'ailleurs lui-même son chiffre comme trop bas.

(1) W. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. 82 (1909), p. 612.

(2) FOURNIER *C. R.*, t. 180 (1925), p. 284.

(3) FOURNIER, *C. R.*, t. 183 (1926), p. 200.

(4) Fournier (*Ibid.*) a trouvé pour l'eau une valeur anormale du coefficient d'absorption, différant de la valeur calculée de 9 pour 100; cet effet, qui est dû probablement à la dispersion des rayons β dans les éléments légers, ne joue aucun rôle dans les considérations théoriques ci-dessus, dont le but est de trouver l'ordre de grandeur des valeurs interprétées; de plus, il serait sûrement moins grand pour les particules d'une aussi grande vitesse.

On voit alors que, en supposant la validité de l'hypothèse donnée plus haut, on pourrait atteindre un résultat positif en employant des électrodes massives, plusieurs décimètres de mercure, par exemple.

Le cas de l'origine secondaire des électrons se présente sous une forme différente. Ici, comme l'a fait remarquer Swann (*loc. cit.*), c'est le coefficient d'absorption du rayonnement primaire, ultra-pénétrant, qui joue le premier rôle, car autrement les électrons entrant dans le cylindre peuvent être en nombre égal à celui des électrons qui sont extraits au fond du récipient et qui alors en sortent.

Si ce cas particulier se produisait réellement, ce serait seulement la portion de rayons primaires absorbés dans l'électrode du condensateur qui déterminerait l'existence d'un effet mesurable.

Pour le rapport entre la longueur d'onde λ du rayonnement pénétrant γ et son coefficient d'absorption, nous pouvons utiliser la relation établie par Ahmad et Stoner (1) :

$$\mu = \frac{\rho \cdot N \cdot Z}{A} \left(\frac{6,64 \cdot 10^{-25}}{1 + 2 \frac{0,0242}{\lambda}} + 2,29 \cdot 10^{-2} \lambda^2 Z^3 \right),$$

où N est la constante de Loshmidt ; Z , le nombre, et A , le poids atomique ; le premier terme de la parenthèse exprime la dispersion des rayons par l'effet Compton, et le second, l'absorption réelle par effet photoélectrique. En appliquant cette équation aux rayons qui engendreraient les électrons de Swann, on obtient, pour le plomb, $\mu = 4,93 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, et pour l'épaisseur de la couche réduisant ce rayonnement de moitié, $D = 14 \text{ m}$. Ce cas se prête alors beaucoup moins à une détection expérimentale que le premier, car pour avoir une absorption dont l'effet d'excitation électronique soit mesurable, il faudrait opérer sur des condensateurs d'absorption d'épaisseur énorme.

Pour compléter ces considérations théoriques, il faut noter un travail récent qui apporterait un nouvel appui à la théorie abandonnée de Wilson indiquée au début de cette partie. C'est le travail d'Appleton, Watt et Herd (2) sur la nature des atmosphériques, démontrant que les nuages orageux le plus souvent observés sont du type bipolaire, la couche positive étant au-dessus de la négative ; ces nuages seraient la source de forces électromotrices tendant à envoyer l'électricité positive vers la couche conductrice de la haute atmosphère et l'électricité négative vers la Terre, comme exige la théorie de Wilson (3). Ce résultat semblerait assez plausible pour qu'on soumette la théorie Wilson-Gerdien, abandonnée depuis assez longtemps (4), à une révision, en tenant compte des observations faites au cours des dernières années, notamment sur l'état d'ionisation dans les couches supérieures de l'atmosphère.

10. Résumé. — On a démontré, à titre d'explication qualitative déduite de l'extrapolation de résultats obtenus pour des phénomènes de même ordre, que le résultat négatif de l'expérience de Schweidler faite dans le but de déceler l'afflux électronique maintenant la charge négative terrestre et le résultat négatif des mesures de même genre effectuées dans la région arctique ne contredit pas l'hypothèse des électrons très rapides et non ionisants, donnée par Swann (5). Ces résultats s'accordent, au contraire, avec l'ordre de grandeur de la pénétration de ces électrons ou rayons ultra-pénétrants exigé par la condition que ces

(1) AHMAD et STONER, *Proc. Roy. Soc.*, t. 106 (1924), p. 8. — AHMAD, *Ibid.*, t. 109 (1925), p. 207.

(2) APPLETON, WATT, HERD, *Proc. Roy. Soc.*, t. 111 (1926), p. 670.

(3) Pour l'exposé de cette théorie, voir par exemple CHAUVÉAU, *Electricité atmosphérique*, 3° fascicule, p. 178, Paris (1924).

(4) Pour une discussion sommaire de cette théorie, voir par exemple : KÄHLER, *Elektrizität der Gewitter*, p. 411, Borntraeger, Berlin (1924).

(5) Le résultat négatif de l'expérience de même genre réalisée par Swann (*loc. cit.*) pourrait très probablement s'expliquer également par les valeurs déduites pour le coefficient d'absorption des électrons de Swann ou du rayonnement ultra-pénétrant ; cependant, le mémoire de Swann manque de détails numériques relatifs à son dispositif.

électrons ne doivent plus ioniser l'air. En poursuivant des mesures de ce genre pour des corps absorbants très lourds et de dimensions considérables, on pourrait vérifier par l'expérience la validité de la théorie de Schweidler-Swann.

PARTIE IV

DISCUSSION DES RÉSULTATS OBTENUS POUR L'IONISATION ET LA RADIOACTIVITÉ DE L'ATMOSPHÈRE A KINGSBAY.

11. — Les résultats d'observations ont conduit à une teneur en petits et gros ions du même ordre de grandeur que sous les autres climats, avec cependant une mobilité différente. En tenant compte d'autres observations effectuées dans la région arctique et antarctique, et portant seulement sur les mesures de la conductibilité atmosphérique, on peut dire qu'en général l'ionisation de l'atmosphère dans la région des pôles est du même ordre que partout ailleurs. Les mesures de conductibilité effectuées par Malmgrön lors du vol du « Norge » entre Kingsbay, le Pôle Nord et l'Alaska, avec un aspirateur Gerdien, et qui portait alors sur une zone de grande étendue, ont conduit aux mêmes valeurs que les ascensions faites en Europe. Les mesures présentes n'ont pas réussi à déceler un afflux électronique à Kingsbay, ce qui s'accorde avec des considérations théoriques déduites de l'hypothèse des électrons ultra-rapides de Swann, qui ne doivent plus présenter d'effet ionisant.

D'autre part, on n'a pas réussi à déceler une radioactivité de l'atmosphère supérieure à $10 \cdot 10^{-18}$ Curie : cm^3 . D'après les résultats expérimentaux, il est légitime de croire que cette radioactivité, à l'époque où l'on effectuait les mesures, est même inférieure à cet ordre de grandeur. Ce résultat s'accorde bien avec la conception que la radioactivité des couches basses de l'atmosphère est entièrement due aux exhalations de la Terre. Son absence ne peut pas surprendre en un endroit où le sol est constamment gelé sur une profondeur d'environ 200 mètres et couvert d'une couche épaisse de neige (1). Ainsi on n'a pas décelé la présence de l'agent d'ionisation le plus efficace, c'est-à-dire du radon et de ses produits de désintégration, l'effet ionisant étant néanmoins présent. Les régions polaires présentent alors la même anomalie que les océans, c'est-à-dire une ionisation égale à celle qui existe au-dessus des continents et l'absence de produits radioactifs dans l'atmosphère (2). Dans le cas présent, il serait difficile d'attribuer l'ionisation de l'atmosphère aux rayonnements β et γ du sol (dont l'effet, dans les autres latitudes, est tout au plus de trois paires d'ions par centimètre cube et par seconde) à l'endroit des mesures, où ce rayonnement devait traverser une couche de neige équivalant, en moyenne, au moins à 50 cm d'eau, ce qui réduirait leur intensité à une production de tout au plus 0,5 paire d'ions par centimètre cube et par seconde.

Pour expliquer cette ionisation dans les régions arctiques, on pourrait tenir compte du rayonnement pénétrant de l'atmosphère (rayons « ultra-gamma », dont l'existence, découverte par Hess (3) a été définitivement vérifiée par Millikan (4) et Hoffmann (5)). Cependant, aujourd'hui, nous avons peu de renseignements sur l'intensité et la composition de ce rayonnement aux différentes altitudes.

Il paraît établi que son intensité au niveau de la mer, pour autant qu'elle est due aux rayons plus pénétrants que ceux de RaC et Th C, est beaucoup moins grande qu'on ne pensait, et correspond environ à la production de 0,1 paire d'ions par centimètre cube et par seconde, au lieu de 1,5 paires d'ions supposés antérieurement. Millikan (*loc. cit.*) a émis l'hypothèse que le reste de ce rayonnement se présente sous des fréquences dégradées,

(1) ROUCH (*loc. cit.*) n'a jamais pu déceler aucune radioactivité de la neige fraîche à l'île Peterman quoique sous nos latitudes les précipitations atmosphériques, surtout la neige, présentent une radioactivité notable.

(2) La croisière du « Carnegie » faite en 1915-16 dans l'hémisphère austral (entre 44° et 60°), a donné comme moyenne pour la teneur de l'air en radon au-dessus de l'océan, $0,28 \cdot 10^{-18}$ Curie : cm^3 .

(3) HESS, *Wien. ber.*, t. 121 (1912), p. 2 004.

(4) MILLIKAN, *Proc. nat. Acad. Sc.*, t. 27 (1926), p. 658.

(5) HOFFMANN, *Ann. der Phys.*, t. 80 (1926), p. 779.

sur la surface de la Terre, par effet Compton et correspondant à celles des rayons de RaC et Th C; on manque cependant de toute donnée numérique sur le rapport de l'intensité de cette partie du spectre de ce rayonnement et de la partie due aux rayons ultra-pénétrants. Il en est de même pour l'accroissement avec l'altitude de l'ionisation observée dans les vases clos, où, de plus, il y a des différences notables entre les valeurs observées par Kolhörster (1) et Millikan-Bowen (2). De plus, il n'est pas légitime d'appliquer des résultats observés pour l'effet ionisant du rayonnement dans *les vases clos* directement à l'ionisation dans *l'air libre*, sous une simple réduction à l'effet du rayonnement secondaire des parois du vase, en prenant pour celui-ci le coefficient déterminé pour le rayonnement γ ordinaire du radium.

Le mécanisme d'émission du rayonnement secondaire n'est pas encore exactement établi dans sa dépendance avec le phénomène d'absorption, et il n'est pas encore sûr qu'on puisse faire des comparaisons directes entre les rapports établis pour le rayonnement γ ordinaire et pour le rayonnement ultra-pénétrant de l'atmosphère. Tant que les divers facteurs caractéristiques du rayonnement ultra-pénétrant de l'atmosphère, c'est-à-dire la composition de son spectre et la variation de son intensité totale et des intensités relatives des différentes parties de ce spectre avec l'altitude ainsi que la variation d'ionisation par effet photoélectrique qui lui est due ne seront pas connus, il ne sera pas possible d'attribuer l'ionisation au-dessus des océans, dans les régions arctiques et dans les couches plus élevées de l'atmosphère à ce rayonnement ultra-pénétrant.

Il est à noter encore que, pour toutes nos évaluations, nous manquons entièrement des nombres relatifs à la présence de gros ions (les ions de Langevin) au-dessus des océans et de données quantitatives sur leur distribution dans les régions polaires; il en est de même pour le rayonnement ultra-pénétrant de l'atmosphère.

En premier lieu, c'est la nature de l'accroissement d'ionisation en vase clos avec l'altitude qui est intéressant, et l'on prépare actuellement des recherches sur ce sujet.

(1) KOLHÖRSTER, *Verh. Deutsch. Physik. Ges.*, t. 16 (1914), p. 719.

(2) MILLIKAN et BOWEN, *Phys. Rev.*, t. 27 (1926), p. 353.