

On a vu antérieurement que j'avais reconnu dans le rayonnement du polonium une espèce particulière de rayons, d'une nature différente de celle des rayons déviables du radium. Ces rayons ont pour caractères d'être extrêmement absorbables et de ne pas paraître déviés dans les champs magnétiques avec lesquels on avait expérimenté. Peu après, M. et M^{me} Curie observèrent dans le rayonnement du radium l'existence simultanée de rayons déviables et de rayons ayant la plus grande analogie avec ceux du polonium.

On a vu aussi que le thorium émettait les deux espèces de rayons.

Dans l'étude que nous avons analysée, M. Rutherford avait observé qu'une partie du rayonnement de l'uranium très active, pour ioniser l'air, était éminemment absorbable et il avait appelé cette partie, les rayons α . Pour les raisons signalées ci-dessus, je ne pense pas que cette partie absorbable du rayonnement de l'uranium soit de la nature des rayons du polonium. En étudiant la partie réputée non déviable du rayonnement du radium, M. Rutherford l'a désignée également sous le nom de *rayons α* . Nous adopterons cette dénomination commode, sauf la réserve faite pour l'uranium.

Déjà M. Strutt (1) avait émis l'idée que les rayons α étaient formés de particules chargées positivement. La même conception avait été avancée par Sir W. Crookes (2).

Les expériences signalées plus haut conduisent également à la même conclusion.

Rayons α du radium. — Après avoir été indirectement amené (3) à adopter cette manière de voir, M. E. Rutherford se proposa de rechercher si les rayons α du radium n'étaient pas déviables dans un champ magnétique très intense. Les expériences antérieures prouvaient déjà qu'ils ne pouvaient l'être que très faiblement.

M. Rutherford disposa l'expérience de la manière suivante (4) :

Au fond d'une petite boîte rectangulaire de 37^{mm} sur 7 millimètres était placée une couche d'une préparation radifère; au-dessus, à des distances qui ont été de 14 et de 8,5 millimètres se trouvaient une série d'écrans verticaux de 37 ou de 45 millimètres de hauteur, dont le nombre a varié de 20 à 35, formant autant de fentes au travers desquelles le rayonnement du radium pouvait arriver jusqu'à l'intérieur de la cage d'un électroscope à feuille d'or dont on déterminait la perte de charge en fonction du temps. Si l'appareil était placé dans un champ magnétique intense parallèle aux écrans, le rayonnement déviable était rejeté en totalité sur ceux-ci, et le rayonnement α passait seul.

(1) *Phil. Trans Royal Soc.*, 1900.

(2) *Proced. Roy. Soc.*, 1902.

(3) *Phil. mag.*, janv. 1903, p. 113.

(4) *Phil. mag.*, févr. 1903, p. 177 et *Physikalische Zeitschrift.*, 1903, n° 8, p. 235.

On pouvait s'en assurer en constatant son absorption par une très mince feuille de mica.

Pour déceler l'existence d'une déviabilité du rayonnement transmis, chacun des espaces laminaires entre les écrans, distants entre eux de $0^{\text{mm}},42$ ou de $0^{\text{mm}},55$, dans les différents appareils, était couvert à moitié par un écran opaque comme l'indique la figure ci-contre (fig. 20 bis) : il en résulte que si, par l'effet du champ magnétique, le rayonnement est rejeté vers B, il passera dans la cage de l'électroscope, et si, au contraire, il est rejeté vers A, il sera arrêté. Or, l'expérience a montré que la vitesse de la chute des feuilles d'or était différente suivant le sens de l'aimantation, mais les rayons actifs pénètrent dans l'électroscope quand les rayons déviables ordinaires, de nature cathodique, que M. Rutherford appelle les rayons β , sont rejetés vers A, tandis que les rayons α sont arrêtés quand les rayons β sont rejetés sur B.

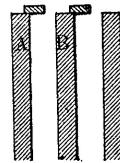


Fig. 20 bis.

M. Rutherford en a conclu que les rayons α sont déviés en sens contraire des rayons cathodiques, et par suite qu'ils sont chargés d'électricité positive. Il n'a pu observer de déviation dans un champ électrique. Cependant il indique pour le rayon de courbure de la trajectoire dans un champ magnétique la valeur $RH = 390\ 000$ et il estime que la vitesse $v = 2,5 \cdot 10^9$ et le rapport $\frac{e}{m} = 6 \cdot 10^3$.

D'après la constatation du sens de la déviation magnétique les rayons α seraient analogues aux Kanalstrahlen de M. Goldstein.

M. Rutherford a employé, comme on le voit, avec une

grande habileté une méthode électrique relativement grossière pour mettre en évidence un phénomène d'une grande délicatesse.

Cependant la disposition expérimentale soulève une objection sérieuse. Lorsque le rayonnement cathodique β est rejeté sur la paroi A, il y provoque des rayons secondaires intenses, qui, par l'ouverture supérieure, peuvent pénétrer dans la caisse de l'électroscope. Au contraire, lorsque le rayonnement β est rejeté sur B, le petit écran qui ferme à moitié l'ouverture de l'autre côté, arrête le rayonnement qui pourrait provenir de B. Donc, si les effets observés étaient dus à des effets secondaires ils se manifesteraient dans le sens observé par M. Rutherford, en sens contraire de la déviation des rayons β .

On pourrait donc douter des conclusions de M. Rutherford, si on ne les confirmait par d'autres expériences.

Je me suis proposé de mettre le phénomène en évidence par une expérience plus simple et plus sûre.

J'ai eu recours à l'une des dispositions photographiques déjà décrites et qui permettent une analyse des radiations parfois bien plus délicate que la méthode électrique.

L'expérience a été disposée comme il suit :

La matière active a été placée dans une rainure linéaire creusée dans un petit bloc de plomb. Au-dessus de cette source, à une distance a qui a varié entre 8 et 20 millimètres, on a disposé un écran formé de deux lames métalliques horizontales laissant entre elles une fente fine parallèle à la rainure. Au-dessus de la fente on disposait une plaque photographique non enveloppée. Quant la matière était du radium, on la couvrait avec une lame très mince

d'aluminium pour arrêter les rayons lumineux. Le tout était placé dans le champ magnétique d'un électro-aimant, la fente étant mise parallèlement au champ.

Si la plaque photographique est disposée horizontalement au-dessus de la fente, on observe sur celle-ci une impression d'autant plus diffuse et plus faible que la plaque est plus éloignée de la fente. La distance ne doit pas dépasser 1 ou 2 centimètres en raison de l'absorption par l'air et de la diffusion des rayons étudiés.

Si, pendant la pose, le champ magnétique intense est excité d'abord dans un sens, puis dans l'autre, on observe, en révélant l'épreuve, deux images du faisceau, ce qui montre que celui-ci a été dévié dans un sens puis dans l'autre.

Pour avoir le sens de la déviation on peut faire une autre épreuve comme il suit : on établit d'abord dans l'électro-aimant un champ très faible ; les rayons cathodiques β traversent alors en partie la fente et on obtient une impression dans laquelle les rayons α sont très peu déviés et sont accompagnés d'un côté de la trace du spectre cathodique. Cette image peut être reçue sur une moitié seulement de la plaque photographique, l'autre moitié étant protégée par un écran métallique.

On déplace ensuite l'écran de manière à recouvrir la moitié qui vient d'être impressionnée et on établit un champ intense supérieur à 10 000 unités CGS, par exemple, et de même sens que le premier. Les rayons cathodiques β fortement déviés n'atteignent plus la plaque et l'impression obtenue se compose d'une bande qui s'écarte de la première trace des rayons α du côté opposé à celui où se trouve la trace du spectre cathodique.

L'existence de la déviation et le sens de la déviation sont conformes au résultat des expériences de M. Rutherford.

Si le champ est uniforme, si l'on connaît la distance b de la fente à la plaque, et si, par analogie avec ce que l'on sait des rayons β , on admet *a priori* que cette trajectoire est circulaire, la mesure de la déviation donne le rayon de courbure de la trajectoire des rayons déviés.

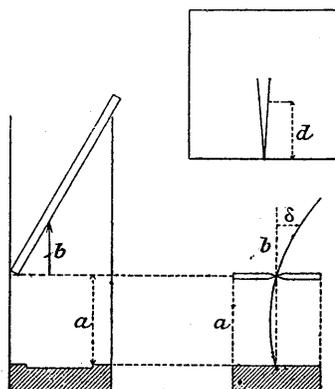


Fig. 21.

Dans les conditions de ces expériences, on obtient des résultats encore plus complets en disposant la plaque photographique non plus horizontalement, mais dans une position inclinée (fig. 21); la plaque coupe normalement le plan qui passe par la source et par la fente, et elle repose sur le plan horizontal qui contient la fente, l'arête de contact de la plaque

photographique étant normale à la fente. Le faisceau, primitivement plan, se transforme, quand il est dévié par le champ magnétique, en un faisceau cylindrique dont la trace sur la plaque photographique inclinée serait un arc d'ellipse de grand rayon si la trajectoire était circulaire. En renversant le sens du courant dans l'électro-aimant on obtient une seconde trace qui, comme la première, part du point où la plaque est en contact avec la fente. Ces traces se présentent sous la forme de deux lignes divergentes qui peuvent être extrêmement fines et qui se prêtent à des constatations et à des mesures assez précises.

La figure 46 (Pl. VII) représente une épreuve agrandie de l'un des clichés obtenus, dans un champ de 20 700 unités CGS.

Ces épreuves révèlent d'abord un phénomène important; les lignes fines ne montrent pas de dispersion appréciable, ou du moins elles ne manifestent pas une dispersion de l'ordre de grandeur de celle que subit le faisceau cathodique β dans un champ magnétique. Les traces paraissent aussi fines dans un champ supérieur à 20 000 unités CGS que dans un champ notablement moindre. En se basant sur ce seul caractère on peut dire que le rayonnement α qui est efficace pour impressionner une plaque photographique se comporte comme un faisceau simple dont tous les rayons ont la même déviabilité magnétique.

Si l'on connaît exactement l'inclinaison φ de la plaque sur le plan horizontal, et la distance d d'un point de la plaque à l'arête inférieure, la distance de ce point à la fente est $b = d \sin \varphi$ et si l'on mesure en ce point l'écartement 2δ des deux traces, on a les éléments nécessaires pour calculer le rayon de la trajectoire supposée circulaire. On a en effet :

$$R^2 = \left[\frac{b(a+b)}{2\delta} + \frac{\delta}{2} \right]^2 + \frac{a^2}{4}.$$

Cette disposition expérimentale offre l'avantage de permettre de relever sur une même épreuve des déviations à diverses distances de la fente, et la comparaison de ces déviations a mis en évidence une propriété importante des rayons α .

Dans l'une des dispositions réalisées d'abord, avec un électro-aimant du système Weiss, on pouvait obtenir

des champs magnétiques très intenses, mais les champs n'étaient uniformes que dans le voisinage immédiat de l'axe. Les armatures tronc-coniques étaient terminées par des surfaces planes de 1 centimètre de diamètre et le champ allait en augmentant jusqu'à une très petite distance de l'axe. La source et la fente étaient disposées symétriquement au-dessus et au-dessous du champ, mais comme le champ diminue à mesure qu'on s'éloigne de la fente, les valeurs calculées de R devaient croître régulièrement.

Voici quelques valeurs relevées sur deux des épreuves.

PLAQUE B 23-1-03.		$a = 1^{\circ},11$		H = 14 058.	
d	b	$a + b$	2δ	R	RH
c.	c.	c.	c.	c.	
0,10	0,0916	1,206	0,00624	16,974	238 658
0,122	0,1117	1,211	0,00786	17,376	244 233
0,150	0,1374	1,237	0,00941	18,224	256 211

PLAQUE B 13-2-03.		$a = 0^{\circ},88$		H = 20 905.	
d	b	$a + b$	2δ	R	RH
c.	c.	c.	c.	c.	
0,036	0,0326	0,912	0,03100	9,294	192 938
0,050	0,0453	0,925	0,00412	10,184	212 906
0,100	0,0906	0,970	0,00696	12,654	264 536
0,150	0,1359	1,016	0,01091	12,674	264 958
0,200	0,1812	1,061	0,01515	12,708	265 655
0,250	0,2245	1,104	0,01961	12,792	267 469
0,300	0,2719	1,152	0,02426	12,895	269 579
0,350	0,3172	1,147	0,02852	13,325	278 565
0,400	0,3625	1,242	0,03305	13,638	285 104

La bobine dont l'arrachement servait à déterminer le

flux magnétique et par suite l'intensité du champ, avait un diamètre moyen de 10 millimètres et un diamètre extérieur de 11^{mm},8. L'intensité calculée était donc inférieure à l'intensité dans le voisinage de l'axe, et supérieure à l'intensité des régions situées en dehors des parties planes.

Ces déterminations ayant montré la précision que l'on pouvait obtenir dans ces mesures, je me suis proposé de les reprendre dans un champ uniforme.

Les armatures coniques de l'électro-aimant ont été remplacées par des armatures planes cylindriques de 7 centimètres de diamètre, dont la distance a varié entre 9^{mm},35 et 8^{mm},30. On a vérifié que dans ces conditions, le champ magnétique entre les armatures était uniforme et que le déplacement de la bobine d'induction parallèlement à elle-même et normalement au champ n'induisait aucun courant appréciable dans le galvanomètre.

Le tableau suivant résume diverses mesures, soit sur des plaques disposées horizontalement parallèlement à la fente et donnant ainsi deux impressions linéaires parallèles (ces plaques sont désignées par la lettre *p*), soit sur des plaques obliques (désignées par la lettre *o*) et donnant des impressions concourantes.

DÉSIGNATION DES PLAQUES	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>a + b</i>	H	R	R H
	c.	c.	c.		c.	
A-5-5-03 (<i>o</i>) . .	1,12	0,4662	1,586	11 091	22,79	252,845
A-4-6-03 (<i>p</i>) . .	1,12	0,8350	1,955	11 091	25,48	282,600
A-9-6-03 (<i>o</i>) . .	2,04	0,2949	2,235	11 745	28,17	331,002
	2,04	0,3232	2,433	11 745	28,09	329,986
A-16-6-03 (<i>p</i>) . .	2,04	0,8200	2,860	8 142	38,88	316,586
C-16-6-03 (<i>p</i>) . .	2,04	0,8200	2,860	11 736	27,82	326,537

Les diverses séries ont été faites dans des conditions de précision à peu près semblables, de sorte que l'on ne peut attribuer les divergences à des erreurs d'expérience. Le tableau qui précède montre nettement que le produit RH est plus grand quand $(a + b)$ est plus grand.

Il résulte donc de ce tableau que le rayon de courbure de la trajectoire des rayons α augmente avec la distance entre la source et les points de la plaque photographique impressionnés par les rayons α .

Afin de contrôler ce résultat important, j'ai fait des mesures particulièrement soignées sur une plaque qui avait été disposée obliquement dans un champ uniforme. Dans ces expériences la grandeur du champ est limitée par l'échauffement qui résulterait du passage prolongé dans le fil de l'électro-aimant d'un courant trop intense, et la pose ne peut être maintenue pendant plus d'une heure et demie avec des courants dépassant 5 ampères. La disposition oblique a permis de relever sur la même épreuve un

PLAQUE A-18-6-03 (o)							
H = 9955		$a = 2^{\circ},04$	$b = d \times 0,983$		1 tour de vis = $0^{\text{mm}},30988$		
d	b	$a + b$	2 δ mesuré en tours de vis.		2 δ en centimètres.	R	RH
			Observé.	Courbe.			
mm.	c.				c.	c.	
1	0,0983	2,138	0,240	0,232	0,00719	29,25	291 228
2	0,1966	2,236	0,484	0,484	0,01489	29,55	294 228
3	0,2949	2,335	0,760	0,740	0,02293	30,05	299 173
4	0,3932	2,433	1,060	1,020	0,03160	30,29	301 583
5	0,4915	2,521	1,240	1,300	0,04028	30,77	306 402
6	0,5898	2,630	1,660	1,605	0,04973	31,21	310 767
7	0,6881	2,728	1,900	1,910	0,05928	31,69	315 530
9	0,8847	2,925	2,545	2,545	0,07864	32,84	326 998
11	1,0813	3,121	3,180	3,180	0,09854	34,29	341 372

grand nombre de déviations correspondant à des impressions simultanées, dans le même champ magnétique, et à des distances différentes de la source.

Le tableau ci-contre met nettement en évidence l'accroissement du rayon de courbure de la trajectoire à mesure que le parcours dans l'air est plus grand. Le nombre 390 000 trouvé par M. Rutherford correspond à un trajet dans l'air de plus de 5 centimètres, et concorde avec les résultats précédents.

Il semble que l'on doive attribuer cette variation dans le rayon de courbure de la trajectoire à une action produite entre l'air et les radiations qui le traversent. Si l'air est la cause de cette perturbation, on doit l'éviter en opérant dans le vide. L'expérience est difficile à réaliser; cependant tout récemment M. Des Coudres (1) est parvenu à mesurer dans le vide les déviations magnétiques et électriques des rayons α . La distance de la source à la plaque photographique était de 8 c. Dans ces conditions, et pour un champ magnétique de 2000 unités, M. Des Coudres a trouvé :

$$RH = 256.000.$$

La déviation électrique a été obtenue dans un champ électrique de 3.10^{12} unités électromagnétiques CGS, et a conduit aux valeurs

$$\frac{e}{m} = 6,4.10^3 \quad \text{et} \quad v = 1,65.10^9.$$

La valeur trouvée pour le produit RH est la même que celle que l'on obtient dans l'air pour des distances six à

(1) *Physikalische Zeitschrift*, n° 17, 1903, p. 483.

huit fois moindres, et la comparaison de ce dernier nombre avec ceux des tableaux précédents fait ressortir l'influence de l'air sur la trajectoire des rayons α .

Pour établir la nature de cette influence, il est nécessaire de mesurer la déviation par un champ électrique dans l'air, et de calculer pour différents points d'une même trajectoire, les valeurs de $\frac{m}{e}$ et de v , dont le produit donne la valeur de RH. On verrait alors de quelle manière ces facteurs varient le long de la trajectoire.

Si les valeurs données par M. Rutherford résultaient de mesures précises, on devrait, en les comparant aux résultats de M. Des Coudres, en conclure que la vitesse va en augmentant le long de la trajectoire et que $\frac{e}{m}$ est constant.

Mais, d'une part, M. Rutherford n'a donné le nombre $v = 2,5 \cdot 10^9$ que comme une évaluation sans précision, et, d'autre part, il est difficile d'admettre *a priori* que la vitesse aille en augmentant sans que les autres grandeurs m et e subissent des variations.

On peut, au contraire, envisager les hypothèses, soit d'une augmentation de la masse m , soit d'une diminution de la charge e .

On a entre les variations de RH, m et e la relation

$$\frac{d(\text{RH})}{\text{RH}} = \frac{dm}{m} + \frac{dv}{v} - \frac{de}{e}.$$

Supposons d'abord que m soit une masse matérielle : celle-ci pourrait augmenter progressivement en recueillant sur son passage les ions de l'air, en faisant la « boule de

neige ». Or on ne conçoit pas une augmentation de masse sans une diminution de la vitesse. La force vive peut rester constante ou diminuer. Supposons qu'elle reste constante, on a :

$$\frac{dm}{m} + \frac{2 dv}{v} = 0$$

et si la charge reste constante, la variation de RH aura le signe de la variation de m .

L'augmentation de RH peut s'expliquer par une augmentation dans la masse; celle-ci augmentant relativement plus vite que la vitesse ne diminue. Si la force vive diminuait, le produit RH n'augmenterait pas nécessairement quand m augmente.

Nous venons de supposer que m s'accroît en attirant les ions de l'air; cette hypothèse n'est pas en contradiction avec la valeur du rapport $\frac{m}{e}$ qui paraît être de l'ordre de grandeur du rapport de la masse des ions électrolytiques aux charges qu'ils transportent.

La masse m , dans les rayons α , est chargée positivement; elle devrait donc attirer les ions négatifs de l'air, et par suite sa charge e diminuerait. On voit que dans cette hypothèse une partie au moins de l'effet qui produit une augmentation du rayon de courbure de la trajectoire serait imputable à une diminution de la charge e .

On a vu plus haut que les expériences de M. Kaufmann tendraient à établir que la masse m est une grandeur purement électromagnétique, fonction de v et de e . S'il en était réellement ainsi, on pourrait, sans faire intervenir des masses matérielles, supposer que la charge e attire les

électrons négatifs de l'air, et qu'elle diminue le long de la trajectoire. On exprime le même fait, en disant que la charge e se dissipe progressivement dans l'air rendu conducteur sur son propre passage.

On verra plus loin qu'il est possible que les rayons cathodiques présentent cette propriété à un faible degré. Peut-être la grandeur relative de l'effet observé avec les rayons α est-elle corrélative de la vitesse moindre de ces rayons, et de la mobilité des ions négatifs, plus grande que celle des ions positifs.

Ces spéculations montrent l'intérêt qui s'attache à l'étude de ces radiations, et font désirer des recherches plus complètes sur la propriété qui vient d'être mise en évidence.

Rayons α du polonium. — Il était très important de vérifier si les rayons du polonium présentaient le phénomène de déviabilité magnétique. Bien que les caractères révélés par mes anciennes expériences et par celles de M. et M^{me} Curie aient conduit à assimiler ce rayonnement aux rayons α du radium, il était nécessaire de déterminer directement sa nature en le soumettant au contrôle de la déviabilité magnétique.

Malheureusement, au moment de faire cette expérience, les échantillons de polonium très actif ont manqué. Les préparations de polonium qui avaient servi aux expériences de 1900 sont aujourd'hui très affaiblies. M. et M^{me} Curie ont eu l'obligeance de me prêter pour les expériences présentes quelques grains d'une préparation de polonium métallique qui, après avoir possédé une activité comparable à celle du radium, est aujourd'hui notablement plus faible tout en ayant une activité supérieure à celle des produits qui viennent d'être mentionnés.

La faiblesse du rayonnement a rendu les expériences très difficiles par la nécessité où l'on s'est trouvé, pour obtenir des épreuves d'une intensité suffisante, de prolonger considérablement le temps de pose.

Avec le radium il faut exposer la plaque photographique pendant 40 ou 50 minutes au rayonnement dévié dans chaque sens pour avoir de très bonnes épreuves, analogues à celle dont on a donné un agrandissement. Avec le rayonnement du polonium il faut prolonger la pose pendant 10 heures au moins pour chaque sens de l'aimantation.

Dans ces conditions l'électro-aimant s'échaufferait trop avec des courants atteignant 8 ampères comme dans les expériences faites avec le radium. Il a fallu réduire le courant à 5 ampères et ne le laisser passer que pendant 5 heures de suite. Après plusieurs essais préliminaires, on a réparti la pose totale de 20 heures en 4 jours consécutifs, par fractions de 5 heures. Dans les intervalles on couvrait la matière active avec un écran arrêtant le rayonnement ; on interrompait le courant et l'électro-aimant se refroidissait jusqu'au lendemain.

En réalisant une disposition identique à celle qui avait été employée pour le radium, on obtint des épreuves faibles, mais dans lesquelles la divergence des deux traces des rayons déviés était bien nette, et pouvait se prêter à des mesures.

Immédiatement après avoir obtenu l'une de ces épreuves on en fit une nouvelle avec le même dispositif et dans des conditions identiques, en substituant au polonium un sel de radium recouvert d'une feuille très mince d'aluminium, mais en posant seulement 50 minutes pour chaque sens de la déviation.

Les deux épreuves obtenues dans ces conditions identiques, l'une avec le polonium, l'autre avec le radium, sont superposables. Les déviations mesurées ont paru identiques lorsqu'elles ont été comparées dans des régions où les mesures étaient les plus nettes. Dans d'autres régions les petites différences observées peuvent être attribuées à des erreurs de pointés dues à la faiblesse des images ou aux inégalités d'intensité de l'impression provoquées par une répartition irrégulière de la matière active dans la cuve linéaire qui la contenait.

Pour vérifier avec le polonium le sens de la déviation, on a fait une nouvelle épreuve semblable aux précédentes, mais quand on a renversé le sens du courant dans l'électro-aimant, on a déplacé légèrement la plaque parallèlement à elle-même après avoir repéré le sens du déplacement et le sens dans lequel serait dévié le faisceau cathodique du radium. Le sens de la déviation des rayons du polonium a été reconnu être le même que celui de la déviation des rayons α du radium et inverse de celui de la déviation du faisceau cathodique.

Les rayons du polonium ne manifestent pas non plus une dispersion appréciable.

Il résulte donc de ces déterminations que le rayonnement du polonium est identique au rayonnement α du radium, et assimilable à un flux de particules chargées positivement et animées de vitesses qu'on ne peut déterminer par cette seule expérience.

Pour les déterminer il serait nécessaire de mesurer la déviation du faisceau dans un champ électrique.