

§ 2. — *Déviatiou électrique du rayonnement du radium.*

Au moment où j'ai publié des mesures relatives à la déviation magnétique d'une partie du rayonnement du radium, en signalant l'identité des rayons de courbure observés pour les trajectoires avec ceux des trajectoires des rayons cathodiques, j'ai indiqué (1) les conditions dans

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 206 (29 janvier 1900).

lesquelles ce même rayonnement devait être dévié par un champ électrique. On pouvait prévoir que pour des rayons caractérisés par un produit  $RH = 1500$ , en admettant que le rapport  $\frac{e}{m}$  et la vitesse fussent les mêmes que pour les rayons cathodiques, on devait avoir une déviation de 2 millimètres environ par centimètre de trajet pour un champ de  $2,10^{12}$  unités électromagnétiques CGS. J'ai bientôt confirmé, par l'expérience (1), ce résultat prévu.

Dans l'intervalle de ces deux publications M. E. Dorn (2) a annoncé qu'il avait observé qualitativement le phénomène. Il s'appuyait du reste sur les résultats et les considérations de ma première note pour estimer le déplacement d'un large faisceau illuminant un écran phosphorescent, et, dans sa publication, M. Dorn dit avoir aperçu un déplacement qui lui a paru être de l'ordre de grandeur et du sens prévus.

A cette époque j'avais obtenu de mon côté, sur des plaques photographiques, des déplacements très nets montrant que le faisceau était dévié par un champ électrique dans le sens que suivrait une masse négative. Peu après je pus observer ces déplacements pour des régions à peu près définies du faisceau déviable et faire les premières mesures quantitatives qui aient établi l'identité entre le faisceau dévié et les rayons cathodiques.

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 809 (26 mars 1900).

(2) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 1126 et *Abhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft zu Halle* (11 mars 1900).

Après plusieurs essais pour obtenir dans le vide des champs électriques très grands sans toutefois produire des Rayons X qui auraient voilé les plaques photographiques, je suis d'abord revenu à une disposition essayée plusieurs mois auparavant, tout au début de ces recherches sur la déviation magnétique, et qui, perfectionnée, a manifesté le phénomène de la déviation électrique avec beaucoup de netteté dans l'air et à la pression atmosphérique.

La disposition consistait essentiellement à faire passer un faisceau très étroit de radiations entre deux petits plateaux électrisés, et à recevoir le faisceau sur une plaque photographique enveloppée de papier noir. Des fils métalliques fins placés en avant de la plaque donnaient sur celle-ci, par leur ombre, des repères précis. On constata alors que le faisceau émané du radium était repoussé par le plateau électrisé négativement, ce qui est conforme à l'existence de charges négatives transportées au travers du champ. La diffusion du faisceau dans l'air est augmentée par la dispersion qui se produit dans le champ électrique comme dans le champ magnétique et pour la même cause qui est l'hétérogénéité du rayonnement.

En renversant le sens du champ les déplacements sont inverses, et, en couvrant successivement une partie de la plaque par un écran opaque de manière à masquer une moitié du faisceau perpendiculairement à sa déviation, on peut obtenir sur la même épreuve deux déviations de sens contraires.

Le faisceau diffusé et dispersé ne se prête à des mesures qu'à la condition de déterminer la trace de radiations

bien définies. Cette difficulté a conduit à employer la disposition suivante :

Deux petits plateaux rectangulaires de 3<sup>c</sup>,45 de hauteur ont été disposés verticalement et fixés par de la paraffine, de façon à laisser entre eux un intervalle d'air de 1 centimètre d'épaisseur. Dans cet intervalle le champ électrique était mesuré sensiblement par la différence de potentiel des plateaux évaluée en unités CGS. L'un des plateaux était à la terre, l'autre était en relation avec une batterie de six grandes jarres dont la capacité réduisait considérablement la vitesse de la chute de potentiel des plateaux sous l'influence du radium. Un électromètre à cadran de Henley, en relation avec la batterie, avait été gradué par l'observation de diverses distances explosives de façon à donner approximativement le potentiel de la batterie. Pendant l'expérience, le potentiel était maintenu constant en rechargeant continuellement la batterie avec une machine à influence, et en faisant en sorte que la déviation de l'électromètre se maintînt constante. Une disposition convenable permettait, au cours d'une expérience, de renverser le champ électrique entre les plateaux, en lui conservant la même intensité.

Dans ces premières expériences la machine à influence (machines de Wimhurst) était tournée à la main ; plus tard on la remplaça par une machine du même genre mise en mouvement par un petit moteur.

La plaque photographique, enveloppée de papier noir, était fixée en dehors du champ à 1<sup>c</sup>,2 au-dessus des arêtes supérieures des plateaux ; la matière radioactive était disposée au-dessous du champ. Dans une première série

d'expériences, la matière active était placée dans une petite cuve de plomb surmontée d'une lame de plomb dans laquelle était pratiquée une fente rectiligne de 1<sup>mm</sup>,5 environ de large; dans une autre série le sel de radium était rassemblé dans une rainure rectiligne de 1 millimètre de large pratiquée dans un petit bloc de plomb; le tout était orienté de manière que la partie moyenne du faisceau coïncidât à peu près avec un plan parallèle aux plateaux et à égale distance de ceux-ci.

Le faisceau large et diffus ainsi obtenu est dévié par le champ électrique, mais la déviation qui correspond sur la plaque photographique à un déplacement de quelques millimètres est difficile à mesurer.

On a disposé alors, exactement au-dessus du milieu de la source linéaire, un écran plat très mince en mica, recouvert ou non d'étain dans les diverses expériences, et très bien isolé. Cet écran qui dépassait les limites du champ, et s'approchait très près de la plaque photographique à laquelle il était normal, donnait sur celle-ci une ombre rectiligne très étroite si le faisceau des radiations actives était bien parallèle à son plan, condition réalisée quand les deux plateaux étaient au même potentiel.

Au contraire, si le faisceau est dévié dans un sens, une partie du faisceau est arrêtée par l'écran, et celui-ci projette sur la plaque une ombre dont la direction indique le sens de la déviation; la limite de cette ombre portée correspond à la déviation de ceux des rayons les moins déviés par le champ électrique qui donnent encore une impression notable au travers du papier noir. Cette limite est diffuse en raison de la pénombre due à la largeur de

la source et surtout en raison de la dispersion du rayonnement par le champ électrique. Si l'on renverse le sens du champ, l'ombre est projetée en sens contraire. La figure 47, Pl. VII, reproduit l'un des dispositifs employés.

Deux bandes de verre servant d'écran, reliées entre elles par deux autres et mobiles dans une glissière, pouvaient couvrir successivement chacune des moitiés de la plaque photographique, leurs positions successives se rejoignant suivant une ligne parallèle à la déviation. On pouvait faire ainsi sur la même plaque deux impressions correspondant à des sens inverses du champ électrique. L'épreuve montre alors deux bandes claires décalées l'une par rapport à l'autre, images de l'ombre projetée par l'écran dans deux sens opposés à partir d'une origine commune.

La figure 48, Pl. VI, reproduit une de ces épreuves relative à un champ de  $1,02 \cdot 10^{12}$  unités CGS. (10200 volts entre deux plateaux distants de 1 centimètre).

Les dimensions de l'appareil étaient les suivantes :

Projection normale au champ du chemin parcouru dans le champ  $l = 3^{\circ},45$ ; projection normale au champ du chemin parcouru par le rayon en dehors du champ avant d'atteindre la plaque photographique enveloppée de papier noir,  $h = 1^{\circ},2$ .

*Trajectoire d'une particule électrisée dans un champ électrique.* — Considérons un champ électrique d'intensité  $F$ ; et une masse  $m$  transportant une charge  $e$  avec une vitesse  $v$ . Soit  $\alpha$  l'angle de la vitesse avec la direction du champ.

Supposons le champ parallèle à l'axe des  $x$ , et la masse électrisée ayant une vitesse initiale  $v_0$  dans le plan des  $xz$ .

L'accélération étant constante, dirigée suivant l'axe des  $x$ , et égale à  $\frac{eF}{m}$ , on a d'après les formules connues

$$z = v_0 t \sin \alpha$$

$$x = \frac{1}{2} \frac{eF}{m} t^2 + v_0 t \cos \alpha$$

éliminant  $t$ , on trouve facilement l'équation d'une parabole.

Dans le cas où  $\alpha = 90^\circ$  l'équation de la parabole devient

$$z^2 = 2 \frac{mv_0^2}{eF} x.$$

La vitesse est variable à chaque instant et elle a pour expression

$$v^2 = \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 = v_0^2 + \left(\frac{eFz}{mv_0}\right)^2$$

Si, d'autre part, on connaît la déviation magnétique du rayon ayant la même masse  $m$ , la même charge  $e$ , et la même vitesse  $v_0$ , en appelant  $R$  le rayon de courbure de la trajectoire dans le champ magnétique  $H$ , on a vu que l'on avait pour  $\sin \alpha = 1$ ,

$$RH = \frac{m}{e} v_0,$$

les formules deviennent

$$z^2 = \frac{2RHv_0}{F} x \quad \text{et} \quad v^2 = v_0^2 + \left(\frac{Fz}{RH}\right)^2$$

La connaissance de  $RH$  et de la déviation électrique permettent donc de déterminer  $v_0$  et par suite  $\frac{m}{e}$ .

Dans le cas de l'expérience ci-dessus, au sortir du champ électrique dont la hauteur était  $l$ , la trajectoire suivait la tangente pour atteindre la plaque photographique située à une hauteur  $h$  au-dessus des plateaux électrisés fig. 20.

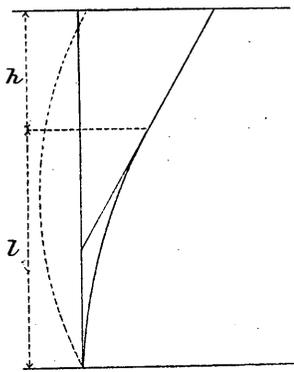


Fig. 20.

(On néglige les perturbations dues à la distribution du champ en dehors dans le voisinage immédiat de la sortie.)

La déviation  $\delta'$  au sortir du champ est donnée par

$$\delta' = \frac{Fl^2}{2RHv_0},$$

Or comme la trajectoire en ce point coupe la tangente à l'origine, au milieu de la hauteur du champ, on a :

$$\frac{\delta}{\delta'} = \frac{\frac{l}{2} + h}{\frac{l}{2}} \quad \text{et} \quad \delta = \left(\frac{l}{2} + h\right) \frac{Fl}{RHv_0},$$

d'où

$$v_0 = \left(\frac{l}{2} + h\right) \frac{Fl}{RH\delta}.$$

Pour obtenir l'épreuve précédente et d'autres analogues on avait  $l = 3^e, 45$ ,  $h = 1^e, 2$  et  $F = 1,02 \cdot 10^{12}$ .

La plus grande difficulté qu'on ait rencontrée est de pouvoir déterminer la déviation  $\delta$  qui correspond à une valeur déterminée du produit  $RH$  dans le champ magnétique. Dans ce but on a fait plusieurs épreuves en inter-

posant une lame d'aluminium, sur une partie du faisceau, et tout contre la plaque. L'une de ces épreuves est reproduite fig. 49, Pl. VII. On doit observer que le bord le plus dévié de l'ombre correspond aux rayons les moins déviés par le champ électrique, et que, si l'écran vertical ne touche pas la plaque, le bord intérieur est formé par l'impression des rayons les plus déviés dont les trajectoires sont de l'autre côté de l'écran vertical (fig. 20). En examinant ce bord intérieur on reconnaît que la limite des rayons les plus déviés s'étend plus loin au travers du papier qu'au travers de l'aluminium et du papier superposés. Les rayons les plus déviés dans le champ magnétique sont donc aussi ceux qui sont le plus déviés dans le champ électrique.

Si l'on mesure la déviation  $\delta$  pour la limite des ombres projetées dans les deux sens, on trouve pour l'ombre au travers du papier,  $\delta = 0^{\circ},24$  environ, et au travers de l'aluminium et du papier superposés  $\delta = 0^{\circ},32$ . La différence paraît due à l'affaiblissement de l'intensité du rayonnement au travers de l'aluminium.

Pour mieux comparer les déviations électriques et magnétiques, on a disposé dans un champ magnétique de 190,6 unités CGS, un appareil semblable à celui qui vient d'être décrit, avec un écran plan vertical au-dessus d'une source linéaire située à  $3^{\circ},22$  au-dessous d'une plaque photographique horizontale enveloppée de papier noir et partiellement couverte d'aluminium. La déviation magnétique du rayonnement donne lieu à une ombre portée, et l'intensité du champ avait été choisie pour que l'ombre fût à peu près semblable à celle qu'on obtient dans le champ électrique.

En outre, comme la source elle-même est dans le champ magnétique, les parties radiantes qui ne sont pas immédiatement au contact de l'écran décrivent des trajectoires circulaires qui viennent toucher tangentiellement l'écran un peu au-dessus de la source. On a tenu compte de cette petite correction dans le calcul des rayons de courbure des trajectoires au moyen de la déviation. On a ainsi obtenu, pour une limite de l'ombre portée qui a paru semblable à celle que l'on avait déterminée dans le champ électrique au moyen du papier noir, la valeur  $\delta = 0^{\circ},341$ .

La largeur de la source linéaire du côté de l'ombre portée était environ  $0^{\circ},05$ .

On a déduit de ces données la valeur :  $RH = 1791$ .

Si l'on adopte pour la déviation électrique  $\delta = 0^{\circ},24$ , on déduit de ces nombres :

$$v = 2,37.10^{10} \quad \text{et} \quad \frac{e}{m} = 1,32.10^7.$$

Ces valeurs se trouvent voisines de celles qui ont été obtenues dans une série d'expériences beaucoup plus précises par M. Kaufmann et dont nous parlerons ci-après.

Dans les premières valeurs que j'avais indiquées (1) j'avais admis en nombre rond  $RH = 1600$ , pour la région limite du maximum d'impression, et j'avais adopté  $\delta = 0^{\circ},4$  pour la déviation électrique correspondante. On en déduisait

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. CXXX, p. 810 (26 mars 1900).

$v = 1,6.10^{10}$  et  $\frac{e}{m} = 10^7$ . Ces nombres paraissent devoir être considérés comme trop petits tous les deux.

On verra plus loin toute l'importance qu'il y avait à obtenir des mesures plus précises et plus étendues. Cependant l'expérience qui précède a eu l'avantage de démontrer pour la première fois l'existence de la déviation électrique, de déterminer l'ordre de grandeur du phénomène, et enfin d'achever la démonstration de l'identité du faisceau déviable en question avec les rayons cathodiques.

J'avais encore déduit de ces expériences la conclusion suivante. Un rayon se propageant dans le sens des lignes de force du champ aura sa vitesse accélérée ou retardée suivant le sens de la propagation. Si la vitesse et la direction du champ (sens du déplacement d'une masse positive) sont de sens contraires, et si la charge  $e$  est négative on a :

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m} Ft^2 + v_0 t \quad \text{et} \quad \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} Ft + v_0$$

comme le temps  $t$  est très petit on peut négliger le terme en  $t^2$  et l'on a sensiblement  $x = v_0 t$ . Pour  $x = 1^c$ ,  $t = \frac{1}{v_0}$  et

$$v = v_0 + \frac{eF}{m} \frac{1}{v_0} = v_0 + \frac{F}{RH} = v_0 \left( 1 + \frac{F}{RH v_0} \right) = v_0 \cdot 1,023.$$

Cette faible augmentation de vitesse n'a pas été jusqu'ici mise nettement en évidence, bien que M. Dorn ait cru pouvoir lui attribuer l'observation d'une augmentation

de la phosphorescence produite par les rayons d'une substance radioactive lorsqu'on créait un champ électrique parallèle à leur direction, et dirigé en sens inverse.

En combinant les valeurs trouvées pour  $\frac{e}{m}$  et pour  $v$ , avec la valeur de la charge transportée par le rayonnement dont M. et M<sup>me</sup> Curie ont donné l'ordre de grandeur, on pouvait avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'énergie correspondante.

Ce calcul ne s'applique qu'à un rayonnement fictif qui serait homogène, c'est-à-dire formé tout entier de rayons ayant la même déviabilité, et que l'on supposerait en outre transporter toute la charge négative observée. Cette hypothèse est loin de la réalité; même en ne considérant que les rayons déviables, ceux-ci sont formés d'une infinité de rayons dans lesquels les vitesses et les masses calculées sont différentes.

D'après M. et M<sup>me</sup> Curie, la quantité d'électricité émise pendant une seconde, par un centimètre carré d'une de leurs préparations radiantes, sous une épaisseur de 0<sup>c</sup>,2, serait de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-13}$  unités CGS. Soit N le nombre des particules électrisées on aurait  $Ne = 4 \cdot 10^{-13}$ . Or pour le rayon caractérisé par

$$v = 2,37 \cdot 10^{10},$$

et 
$$\frac{e}{m} = 1,32 \cdot 10^7,$$

ou 
$$RH = 1791.$$

On aurait

$$\frac{m}{e} v^2 = R h \nu = 4,47 \cdot 10^{13},$$

Multipliant par

$$\frac{1}{2} N e = 2,10^{-13},$$

il vient :

$$\frac{1}{2} N m v^2 = 8,9 \text{ unités CGS d'énergie.}$$

On peut encore calculer la masse  $Nm = Ne \cdot \left(\frac{m}{e}\right)$ ; celle-ci correspondrait à un déplacement de matière de  $3,5 \cdot 10^{-20}$  par seconde, c'est-à-dire à près de 1 milligramme en un milliard d'années.

Cette évaluation ne comprend pas les pertes d'énergie par d'autres phénomènes, pertes qui sont au moins d'un ordre mille fois plus grand. Mais, même s'il existait des émissions matérielles mille fois plus considérables, nos procédés de mesure actuels ne les mettraient pas en évidence.

*Déterminations simultanées de la déviation électrique et de la déviation magnétique pour un même rayon.* — Les considérations qui précèdent montrent toute l'importance qui s'attache à la connaissance précise des déviations électriques et magnétiques d'une série de rayons bien déterminés. Les déductions qu'on peut en tirer touchent à la nature elle-même des radiations que nous pouvons appeler dès lors « cathodiques », car leur assimilation avec ces radiations ne fait plus de doute. Si l'on peut appliquer à ces radiations les considérations déduites de la théorie balistique, c'est-à-dire calculer  $\frac{m}{e}$  et  $v$ , comme le produit

$RH = \frac{m}{e} v$  est essentiellement variable d'une radiation à une autre, puisque le faisceau présente dans le champ magnétique une dispersion considérable, il est important de savoir si les deux facteurs  $\frac{m}{e}$  et  $v$  sont tous deux variables, ou si un seul des deux varie.

Les déterminations faites sur les rayons cathodiques par MM. J.-J. Thomson, Lenard et Kaufmann, puis l'application de la théorie de M. Lorentz à l'expérience de M. Zeeman, les déterminations de M. Lenard relatives à l'émission provoquée par les rayons ultra-violet, conduisent toutes à des valeurs du rapport  $\frac{e}{m}$  qui sont du même ordre et diffèrent peu les unes des autres. Certains physiciens ont pensé que ce rapport était peut-être constant, ou peu variable. S'il en était ainsi, les valeurs de la vitesse, pour des rayons peu déviés, tels que ceux dont la valeur de  $RH$  dépasse 9000, atteindraient le triple de la vitesse de la lumière. Or, d'autres physiciens ont pensé que la vitesse ne pouvait dépasser celle de la propagation des perturbations électro-magnétiques, c'est-à-dire la vitesse de la lumière; il faut donc, s'il en est ainsi, que  $\frac{m}{e}$  et  $v$  soient tous deux variables, et l'expérience seule peut nous renseigner sur ces variations.

On est ainsi amené à déterminer pour des radiations bien définies les déviations électriques et magnétiques, et comme l'identification de deux rayons dans deux expériences séparées offre l'incertitude qui a été signalée

plus haut, il importait d'exécuter les deux mesures simultanément sur un même rayon.

Dès l'origine de mes recherches, j'avais essayé de faire des déterminations de cette nature en produisant un champ électrique et un champ magnétique parallèles. Les déviations sont alors croisées, et on devait pouvoir relever sur les plaques photographiques un spectre oblique dont chaque point aurait pour coordonnées, parallèles et perpendiculaires au champ, les déviations électriques et magnétiques cherchées.

La diffusion des rayons dans l'air, la nécessité d'avoir un faisceau très fin pour obtenir une courbe sur laquelle on pût faire des mesures, la faiblesse des impressions produites par ce faisceau linéaire obligeant à des poses de plusieurs jours, la nécessité de maintenir constante pendant un temps aussi long une différence de potentiel considérable entre les plateaux constituant le champ électrique, et l'insuffisance des ressources de mon laboratoire ne m'avaient pas encore permis de mener à bien cette détermination, lorsque M. Kaufmann, avec une très grande habileté, exécuta l'expérience dans le vide.

La disposition, très délicate à réaliser était simple en principe. Un champ électrique produit dans le vide, et superposé à un champ magnétique parallèle était traversé par un faisceau issu d'un grain de matière active. Ce faisceau, limité par un trou étroit au sortir du champ électrique, était reçu sur une plaque photographique enveloppée d'une mince feuille d'aluminium. Au bout d'un jour et demi à deux jours on changeait le sens du champ électrique et on laissait la pose se prolonger pendant une

période de temps égale à la première. On observait alors, en développant la plaque photographique avec des précautions convenables, deux courbes, symétriques par rapport à la déviation magnétique, et dont la distance donnait le double de la déviation électrique.

M. Kaufmann a résumé ses mesures dans trois publications. Les deux premières (1) sont relatives à des relevés faits sur une bonne épreuve photographique de l'expérience qui vient d'être décrite. Ceux-ci, confirmés par l'examen d'autres épreuves, mettaient hors de doute la variation régulière du rapport  $\frac{e}{m}$  en même temps que celle de la vitesse  $v$ .

Dans une publication récente(2), M. Kaufmann a donné de très bonnes mesures exécutées sur quatre nouvelles épreuves photographiques obtenues avec un champ magnétique de 200 unités CGS, un champ électrique voisin de  $5,2 \cdot 10^{12}$ , et qui réalisaient des déviations électriques et magnétiques atteignant  $5^{\text{mm}}$ .

Les valeurs déduites des relevés faits sur les différentes épreuves et de l'application de la théorie balistique, ne sont pas absolument concordantes en raison de l'influence des nombreuses causes d'erreur sur l'exactitude des

(1) Nachrichten der K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math. Phys. Kl. 1901. Heft. 2 « *Die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der Becquerelstrahlen, und die scheinbare Masse der Electronen* », 8 nov. 1901. — et *Ibid.* 1902. Heft. 5. « *Ueber die elektromagnetische Masse des Elektrons* », 26 juillet 1902.

(2) Même recueil, 1903. Heft 3. « *Ueber die electromagnetische Masse der Elektronen* », 7 mars 1903.

nombre calculés. Cependant, en traçant, pour chaque plaque photographique, des courbes des valeurs de  $\frac{e}{m}$  en fonction de  $v$ , et en prenant les moyennes des valeurs déduites des tableaux publiés par M. Kaufmann, on obtient les nombres suivants, qui diffèrent très peu de ceux qui ont été relevés directement sur la plaque photographique n° 19 (tableau III de M. Kaufmann).

VALEURS MOYENNES DÉDUITES DES EXPÉRIENCES DE M. KAUFMANN		
RH.	$v \cdot 10^{-10}$ .	$\frac{e}{m} \cdot 10^{-7}$ .
5 581	3,120	0,559
4 197	2,917	0,695
3 371	2,815	0,835
2 813	2,726	0,969
2 443	2,602	1,065
2 153	2,491	1,157
1 764	2,278	1,291

Les nombres extrêmes sont moins bien déterminés que les autres. On remarquera, en particulier, que la vitesse calculée pour les rayons les moins déviés est supérieure à la vitesse de la lumière. Il n'est pas démontré que ce résultat corresponde à la réalité et ne soit pas dû à des erreurs d'expérience, bien que trois épreuves sur cinq aient donné la valeur inscrite dans le tableau ci-dessus.

Il résulte donc de ces expériences que la valeur du

rapport  $\frac{e}{m}$  calculé par les formules de la théorie balistique, est une fonction de la vitesse  $v$ .

Ce fait une fois constaté, on peut aller plus loin dans les conceptions théoriques et se demander si la masse  $m$  ainsi calculée n'est pas, en partie du moins, apparente.

En effet, si la masse en mouvement représente un élément de courant d'intensité  $i$ , défini par  $ids = ev$ , tout phénomène qui tendra à changer la vitesse fera varier  $i$ , et comme toute variation de  $i$  provoque des phénomènes d'induction qui tendent à s'opposer à cette variation, c'est-à-dire au changement de  $v$ , on voit que l'existence d'une charge en mouvement crée une sorte d'inertie particulière de nature électromagnétique, qui augmentera la valeur de la masse  $m$ , si elle ne constitue pas cette masse toute entière.

Dans la première publication citée plus haut, M. Kaufmann, appliquant à ses premières mesures un calcul théorique de M. Searle, avait conclu que la masse calculée comportait une partie *apparente* qui, pour les vitesses petites par rapport à celle de la lumière, pouvait atteindre le tiers de la partie réelle, et qui, pour les rayons les plus rapides, surpassait notablement la masse réelle.

Dans la seconde et surtout dans la troisième publication, M. Kaufmann a appliqué à ses déterminations une théorie de M. M. Abraham et il a reconnu qu'en supposant la masse  $m$  entièrement de nature électromagnétique, les formules de M. Abraham permettaient de calculer des déviations électriques et magnétiques dont les différences avec les nombres observés étaient voisines de 0,01 et ne dépassaient pas généralement 0,05 de leur valeur, c'est-à-

dire l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales. La conclusion de M. Kaufmann est que, aussi bien pour les rayons déviables du radium que pour les rayons cathodiques, la masse des électrons est purement électromagnétique.