

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 41 (1916)

Artikel: La question des sous-électrons et le mouvement brownien dans les gaz
Autor: Targonski, A.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-742633>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

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

LA QUESTION DES SOUS-ÉLECTRONS

ET LE

MOUVEMENT BROWNIEN DANS LES GAZ

PAR
A. TARGONSKI ⁽¹⁾

I. ETUDE DES PARTICULES DE MERCURE

§ 1. On sait, qu'en déterminant la charge de l'électron, M. Millikan et d'autres auteurs sont arrivés à la conclusion que cette charge a une valeur déterminée et invariable; certains observateurs, cependant, affirment que la charge de l'électron (charge élémentaire) est variable et peut prendre des valeurs extrêmement petites. Devant une telle divergence d'opinions, MM. Schidlof et Karpowicz ⁽²⁾ se proposèrent de déterminer la charge élémentaire en observant des gouttes de mercure, produites, non pas d'après la méthode de M. Ehrenhaft ⁽³⁾ (pulvérisation dans l'arc voltaïque), mais par un pulvérisateur (méthode de M. Millikan). Au cours de leurs recherches, ces observateurs remarquèrent un phénomène curieux : tandis que les gouttelettes d'huile de M. Millikan et d'autres auteurs, ainsi que celles de mercure de M. Ehrenhaft restaient parfaitement invariables pendant la durée de l'expérience, les gouttelettes de mercure de MM. Schidlof et Karpowicz semblaient posséder une masse variable : leurs durées de chute sous l'influence de la pesanteur augmentaient constamment et en

¹⁾ Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève.

²⁾ A. Schidlof et A. Karpowicz, *C. R.*, 1914, **158**, p. 1992.

³⁾ F. Ehrenhaft, *Wien. Akad. Berichte*, 1914, **123**, p. 53.

même temps les durées d'ascension dans le champ électrique diminuaient. La première partie du présent travail expose des recherches entreprises à la suite des expériences de MM. Schidlof et Karpowicz, à l'instigation de M. Schidlof.

Le dispositif expérimental était celui même de MM. Schidlof et Karpowicz (¹), auquel nous avons apporté au fur et à mesure des besoins quelques modifications qui seront signalées dans la suite. On pulvérisait le mercure au moyen d'un pulvérisateur en verre avec un excès de pression d'une demi-atmosphère environ. Le mercure pulvérisé entraînait dans un vase de verre, par le fond duquel passait un tube vertical également en verre, dont l'extrémité inférieure aboutissait au condensateur; quelques-unes des particules pulvérisées entraient dans ce tube et tombaient dans l'intérieur du condensateur, dont le plateau supérieur était muni d'un petit orifice, situé sur l'axe du tube. Le condensateur, entièrement en acier, était pourvu de trois petites fenêtres latérales, de forme rectangulaire ($0,5 \times 3,0$ cm.); par l'une entraînait un faisceau de lumière (arc voltaïque produit par un courant alternatif de 25 à 50 ampères), qui, ayant traversé préalablement une épaisse couche d'eau, servait à éclairer la particule. La seconde fenêtre, disposée sous un angle de 90° par rapport à la première, servait à l'observation des particules au moyen d'une lunette, qui pouvait se déplacer tout entière; on n'avait donc pas besoin de changer la mise au point, de sorte que le trajet parcouru par les particules correspondant à la distance de deux fils horizontaux du réticule de la lunette était toujours égal à $L = 0,285$ cm. Par la troisième fenêtre entraient les rayons X, utilisés pour produire l'ionisation du gaz. Quoique la lumière de l'arc fut concentrée vers le milieu du condensateur au moyen d'un objectif photographique (diamètre de l'ouverture 2,5 cm.), quelques rayons rencontraient les plateaux du condensateur où ils subissaient une réflexion. Les particules apparaissaient donc comme des points lumineux sur un fond assez clair, ce qui gênait considérablement l'observation des plus petites particules. Afin de parer à cet inconvénient, nous avons noirci l'intérieur du condensateur, à l'exception des

¹) A. Schidlof und A. Karpowicz. *Phys. Zs.*, 1915, 16, p. 42.

parties centrales des plaques près desquelles on observait les particules. Avec le condensateur non noirci, les particules d'un rayon $a = 1,2 \times 10^{-5}$ cm. devenaient déjà invisibles ; après le noircissage, on pouvait, sans aucune difficulté, observer des particules d'un rayon $a = 1,0 \times 10^{-5}$ et quelquefois aller même jusqu'à $a = 0,65 \times 10^{-5}$. Malheureusement, les surfaces noircies ayant cessé d'être polies, le gaz (en présence du champ électrique) se ionisait sous l'influence des aspérités, et souvent les particules changeaient de charge spontanément, sans l'action des rayons X, ce qui gênait parfois les observations. Le champ électrique était obtenu au moyen d'une batterie de 98 V. fermée sur une grande résistance ; le condensateur était mis en dérivation, ce qui permettait de faire varier rapidement la tension aux bornes du condensateur, un des contacts étant mobile. Pour observer les durées de chute et d'ascension on se servait d'un chronographe, qui permettait d'évaluer jusqu'à 0,05'', mais en général on ne notait que les dixièmes de seconde.

Supposons qu'une particule de masse m , de rayon a , de densité σ tombe avec une vitesse v_1 dans un gaz dont le coefficient de viscosité est η ; en exprimant la résistance du gaz au mouvement de la particule d'après la formule de Stokes-Cunningham, on a :

$$mg = \frac{4}{3} \pi a^3 \sigma g = \frac{6\pi a \eta v_1}{1 + Al/a}, \quad (1)$$

où g est l'accélération de la pesanteur ; A , une constante ; l , le chemin moyen des molécules du gaz environnant. Si on établit un champ électrique F (en unités absolues), la particule, dont la charge est e , va monter avec une vitesse v_2 :

$$eF - mg = \frac{6\pi a \eta v_2}{1 + Al/a}. \quad (2)$$

On en déduit aisément la charge e de la particule :

$$e = \frac{2700 \sqrt{2} \pi d \eta^{3/2} (v_1 + v_2) \sqrt{v_1}}{\sqrt{\sigma g} (1 + Al/a)^{3/2}} \quad (3)$$

et son rayon a :

$$a = 3 \sqrt{\frac{\eta v_1}{2\sigma g (1 + Al/a)}}. \quad (4)$$

V est la tension (en volts); d , la distance entre les plateaux du condensateur. Soit t_1 , la durée de chute de la particule; t_2 , sa durée d'ascension; L , le parcours de la particule; on peut, évidemment, dans toutes les formules précédentes, effectuer les substitutions

$$v_1 = \frac{L}{t_1} ; \quad v_2 = \frac{L}{t_2}$$

afin d'exprimer les vitesses en fonction des grandeurs accessibles à l'expérience. Il est clair que ces formules ne peuvent être appliquées qu'à des particules sphériques et d'une densité connue. On trouvera d'ailleurs des considérations détaillées sur l'emploi de ces formules dans un des mémoires de M. Millikan ⁽¹⁾.

Voici maintenant les constantes adoptées pour les calculs : distance des plateaux du condensateur $d = 0,5$ cm.; trajet des particules $L = 0,285$ cm.; coefficient de viscosité : air $\eta = 1,82 \times 10^{-4}$; azote $\eta = 1,76 \times 10^{-4}$; chemin moyen des molécules à la pression ordinaire : air $l = 9,5 \times 10^{-6}$; azote $l = 10,1 \times 10^{-6}$; densité du mercure $\sigma = 13,5$; nombre d'Avogadro (nombre de Loschmidt) $N = 6,1 \times 10^{23}$; constante des gaz $R = 8,32 \times 10^7$; température absolue $T = 296^\circ$. Pour le calcul des charges du § 5 on a pris chaque fois la température notée au moment de l'expérience et par conséquent le coefficient de viscosité correspondant à cette température.

Tous les calculs du présent mémoire ont été effectués avec une règle à calcul, seules les charges du § 5 ont été calculées au moyen de logarithmes.

§ 2. *Diminution de la masse des particules de mercure pulvérisé mécaniquement.* — Ainsi qu'il a été dit plus haut, M. Schidlof et Karpowicz ont trouvé que la durée de chute des particules de mercure augmente continuellement tandis que la durée d'ascension diminue; ces auteurs ont publié déjà, à titre d'exemple, quelques protocoles d'observations. Nous nous bornerons donc ici au protocole relatif à l'une des particules les plus variables (Table I).

¹⁾ R. A. Millikan, *Phys. Zs.*, 1913, **14**, p. 796.

TABLE I

t_1	t_2	N° 110
61.8	—	Durée de l'expérience : 11 minutes
72.8	—	
74.7	—	
75.6	—	
113.1	5.2	
rayons X		Charges (positives) calculées :
133.6	6.6	$e = 14,04 \times 10^{-10} = 3 \times 4,68 \times 10^{-10}$
devenue invisible		et $e = 9,42 \times 10^{-10} = 2 \times 4,71 \times 10^{-10}$
		Rayon primitif : $a = 1,3 \times 10^{-5}$ cm.
		» final : $a = 0,8 \times 10^{-5}$ »

Nous avons observé en tout 102 particules de mercure pulvérisé mécaniquement. Le phénomène sus-indiqué ayant été remarqué sur 91 de ces particules seulement, on peut diviser l'ensemble des particules observées en deux groupes : les particules « variables » et les particules « invariables ». Il n'est pas difficile de prouver que les particules invariables n'étaient pas composées de mercure, c'étaient probablement des poussières. Elles ne constituent que 11 % de la totalité des particules observées. Tandis que les charges des particules variables ne diffèrent pas sensiblement de la charge élémentaire, trouvée par M. Millikan, le calcul des charges des particules invariables, fait en supposant leur densité égale à celle du mercure, conduit *toujours* à des chiffres différents (variant entre $0,5 \times 10^{-10}$ et $3,4 \times 10^{-10}$), considérablement inférieurs au nombre de M. Millikan ; ce qui indique que ces particules possédaient des densités différentes et plus petites que la densité du mercure. En règle générale, les particules variables pouvaient être observées jusqu'à la durée de chute $t_1 = 130''$ (ce qui correspond au rayon $a = 0,8 \times 10^{-5}$) ; des particules d'une durée de chute plus grande n'ont été observées qu'exceptionnellement ; leur observation est très difficile parce qu'elles sont très peu lumineuses, la plus petite particule variable, que nous avons pu voir, avait une durée de chute $t_1 = 190'$ (rayon $a = 0,65 \times 10^{-5}$). Tout autres étaient les particules invariables ; les durées de chute des 11 particules invariables étaient : $t_1 = 28, 35, 60, 138, 163, 172, 226, 250, 393, 445, 457$ secondes ; le dernier chiffre corres-

pondrait au rayon $a = 0,4 \times 10^{-5}$, si l'on suppose la densité égale à celle du mercure. Or, sans aucun doute, de si petites particules sont absolument invisibles avec le système optique que nous avons utilisé. Donc, les rayons des particules invariables étaient en réalité considérablement plus grands que ceux qu'on calcule en supposant $\sigma = 13,5$. Il faut donc admettre que leur densité est très différente de celle du mercure. Il importe de remarquer que la luminosité des particules variables diminuait constamment et il arrivait souvent qu'après cinq ou six observations, la particule devenait invisible (voir la particule N° 110, table I). Quant aux particules invariables, leur luminosité était parfaitement constante, et on pouvait les observer sans craindre de les perdre. Enfin, les « mobilités » des particules invariables calculées d'après le mouvement brownien (§ 7) correspondaient à des rayons beaucoup plus grands (en moyenne $a = 4 \times 10^{-5}$) que ceux des particules variables calculées de la même façon. Tout cela prouve que les particules invariables étaient relativement grandes et possédaient une faible densité. Il est probable que ces particules étaient des poussières appartenant à la substance dont le condensateur était noirci : la pulvérisation produisait à l'intérieur du condensateur des tourbillons qui pouvaient arracher de telles particules (nous n'avons jamais observé des particules invariables avec un condensateur non noirci). En général, les propriétés de ces particules invariables se rapprochent de celles des particules de M. Ehrenhaft. Dans la suite de notre exposé, il ne sera question que des particules *variables*.

Examinons les formules (1) et (2) pour trouver les facteurs qui pourraient augmenter la durée de chute t_1 et en même temps diminuer les durées d'ascension t_2 . Il est aisé de voir que ces facteurs ne sont qu'au nombre de deux : la densité σ et le rayon a , tout changement des autres quantités ferait varier t_1 et t_2 dans le même sens. Mais il est impossible d'admettre un changement de densité : la charge étant proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{\sigma}}$, toute variation de la densité entraînerait une variation apparente de la charge proportionnelle à $\frac{1}{t_1}$ (en vertu de la formule (1)), ce qui n'a pas été observé. Il n'y a donc qu'une dimi-

nution du rayon qui peut expliquer le phénomène. On peut en donner une preuve, tirée de l'étude du mouvement brownien. Dans le § 7 nous déduirons la formule (15) de laquelle il résulte qu'une diminution du rayon doit entraîner une augmentation du carré moyen des déplacements browniens u^2 . Nous avons pris les quatre particules qui ont été soumises au plus grand nombre d'observations; chaque série d'observations a été divisée en deux groupes et la quantité u^2 a été calculée pour chaque groupe à part, de sorte que pour chaque particule on a obtenu deux valeurs de u^2 , correspondant à deux durées de chute différentes. On voit d'après la table II qu'à l'augmentation des

TABLE II

N°	t_1	$u^2 \times 10^6$	N°	t_1	$u^2 \times 10^6$
80	41.4	1.66	58	57.9	3.59
	61.2	3.11		93.7	4.92
32	59.3	2.55	45	87.9	4.32
	73.2	3.07		109.3	5.95

durées de chute correspond une augmentation des n_2 , c'est-à-dire une diminution des rayons. En d'autres termes, la masse des particules diminue constamment; elles semblent s'évaporer.

Pour obtenir une expression qui puisse servir de mesure pour la variation de la masse, utilisons la formule (1) et l'égalité $m = \frac{4\pi a^3 \sigma}{3}$; posons $1 + Al/a = k$; pour de petites variations de t_1 on peut admettre $k = \text{const.}$ En éliminant a , on trouve :

$$m = M \frac{1}{t_1^{3/2}},$$

où

$$M = \frac{9 \sqrt{2} \pi}{\sigma^{1/2}} \left(\frac{\eta L}{gk} \right)^{3/2} = \text{const.}$$

En désignant le temps (durée de l'expérience) par τ , on a pour la variation absolue de la masse :

$$\frac{dm}{d\tau} = -\frac{3}{2} M \frac{1}{t_1^{3/2}} \frac{dt_1}{d\tau} \quad (5)$$

et pour la variation relative de la masse :

$$\frac{1}{m} \frac{dm}{d\tau} = - \frac{3}{2} \frac{1}{t_1} \frac{dt_1}{d\tau} . \quad (6)$$

La quantité :

$$P = \frac{3}{2} \frac{1}{t_1} \frac{dt_1}{d\tau} \times 100 = \frac{3}{2} \frac{1}{t_1} \frac{\Delta t_1}{\tau_2 - \tau_1} \times 100 \quad (7)$$

(où Δt_1 est la variation de la durée de chute pendant l'intervalle de temps $\tau_2 - \tau_1$), a été adoptée comme mesure de la variation *relative* de la masse. Posons encore :

$$K = \frac{P}{\sqrt{t_1}} .$$

On verra plus loin que cette quantité K représente le coefficient de la variation *absolue* de la masse.

Le phénomène de la diminution de la masse est d'une extrême irrégularité, comme on le voit d'après la table III. Il serait trop long de rapporter toutes les quantités P qui ont été calculées; nous nous bornerons au groupe des plus petites particules, dont les rayons primitifs variaient entre $\alpha = 1,3 \times 10^{-5}$ et $\alpha = 0,9 \times 10^{-5}$; les quantités P et K se rapportent à une minute; la table III contient aussi les durées de chute primitives de chaque particule.

TABLE III

N°	t_1	P	N°	t_2	P
21	60.0	2.0	46	78.0	7.3
110	61.8	13.8	52	78.5	2.0
51	64.4	0.0 ⁽¹⁾	82	80.6	3.5
50	67.8	2.0	45	81.9	3.0
42	68.7	10.2	33	97.4	4.4
22	73.0	2.7	86	98.0	3.3
84	73.8	2.25	43	106.9	0.0 ⁽¹⁾
49	74.2	0.0 ⁽¹⁾	59	108.0	3.5
83	77.1	14.9	85	110.6	6.8

¹⁾ $P = 0,0$ signifie que la variation de masse de la particule était très lente.

Il résulte de la table que certaines particules perdent jusqu'à 15 % de leur masse en une minute, tandis que d'autres restent presque inchangées. Mais si on prend les moyennes des P pour des particules qui ont à peu près la même grandeur et si on en déduit les quantités K, on arrive à un résultat remarquable, que *la variation relative de la masse est inversement proportionnelle au rayon de la particule*. En effet, les données de la table IV démontrent que la *quantité* K ne semble pas dépendre du rayon et qu'elle *est une constante* ⁽¹⁾ : on a en moyenne

$$K = \frac{P}{\sqrt{t_1}} = 0,424 ,$$

d'où il résulte que P est directement proportionnelle à $\sqrt{t_1}$, c'est-à-dire inversement proportionnelle au rayon, en vertu de la formule (4) ⁽²⁾.

TABLE IV

Rayon moyen primitif $a \times 10^5$	5.0	4.1	3.1	2.7	1.6	1.4	1.2	1.0
Variation relative moyenne P	0.97	1.14	1.41	1.98	2.97	1.84	4.26	3.76
Variation absolue moyenne K	0.48	0.40	0.40	0.47	0.45	0.30	0.51	0.39

Chaque groupe de la table IV ne renferme que 10-15 particules; en outre, pour les plus petites particules, il a fallu se contenter souvent de 5-6 observations plus ou moins altérées par le mouvement brownien (pour une particule de $t_1 = 130''$ l'écart brownien peut atteindre 15'' et même 20''); l'accord des valeurs de K de la table est donc très bon.

On a, en vertu des expressions (5) et (7) et de la définition de K :

$$\frac{dm}{d\tau} = - \frac{MK}{t_1} = \frac{\text{const}}{t_1} , \quad (8)$$

¹⁾ En réalité K ne peut pas être rigoureusement constant, la correction de Cunningham k étant variable; mais, pour les particules étudiées, la variation n'excède pas 25 %.

²⁾ Ici et dans la plupart des autres cas, où on a pris des moyennes, le nombre d'observations a été adopté comme poids du chiffre correspondant.

K étant une constante. Comme le rayon a est proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{t_1}}$, on a pour la surface S de la particule : $S = \frac{\text{const}}{t_1}$. L'expression (8) peut, en conséquence, être transformée de la façon suivante :

$$\frac{1}{S} \frac{dm}{d\tau} = KC = \text{const} , \quad (9)$$

où C est une constante. Le nombre K est donc le coefficient de la variation absolue de la masse, car il est proportionnel à la quantité de mercure perdue par l'unité de surface de la particule dans l'unité de temps. *La diminution de la masse des particules est donc proportionnelle à leur surface; la quantité de mercure, perdue par l'unité de surface des particules est une constante indépendante de la masse.* On peut donc supposer que la cause de la variabilité des particules réside non pas dans leur structure intérieure, mais dans l'action des forces extérieures (§ 4).

La correction de Cunningham k a été supposée constante; en réalité, les grandes particules doivent perdre un peu plus que les petites. En adoptant pour le coefficient K la valeur 0,42, et pour le rayon $a = 1,0 \times 10^{-5}$, on trouve, d'après les formules précédentes, que la perte en grammes par cm^2 et par seconde, est égale à

$$\frac{1}{S} \frac{dm}{d\tau} = 3,05 \times 10^{-8} \frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2 \times \text{sec.}} ;$$

de même pour des très grandes particules ($a > 20 \times 10^{-5}$; $k = 1$) on a :

$$\frac{1}{S} \frac{dm}{d\tau} = 4,1 \times 10^{-8} \text{ gr.}$$

Ces chiffres n'ont pas, comme on le verra, une signification absolue, mais dépendent de la pureté du mercure et du signe de la charge.

La variation du rayon peut être déduite de la formule (4) :

$$\frac{da}{d\tau} = - K \sqrt{\frac{\eta L}{2g\sigma k}} = \text{const.} \quad (10)$$

En supposant $k = \text{const}$, on trouve que la variation du rayon est indépendante de la masse. En effectuant le calcul on trouve

pour une particule de rayon $a = 1,0 \times 10^{-5}$, la variation en une seconde :

$$\frac{da}{d\tau} = 2,3 \times 10^{-9} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

et pour de grandes particules ($k = 1$) :

$$\frac{da}{d\tau} = 3,1 \times 10^{-9} .$$

On comprendra maintenant pourquoi les longues observations de petites particules sont impossibles. En admettant que les particules avec un rayon $a = 0,6 \times 10^{-5}$ sont déjà absolument invisibles, on calcule facilement qu'il est impossible d'observer pendant plus de 30 minutes une particule de rayon primitif $a = 1,0 \times 10^{-5}$.

Le degré de pureté du mercure a une influence considérable sur la rapidité de la diminution de la masse. Quatre espèces de mercure ont été étudiées : 1° du « mercure distillé » ; 2° du « mercure pur », purifié avec de l'acide nitrique ; 3° du « mercure impur », contenant une certaine quantité d'oxydes ; 4° du « mercure amalgamé » par de l'étain et du cuivre. Si l'on calcule les moyennes des K pour chaque espèce de mercure, on arrive aux chiffres résumés dans la table V, qui prouvent que la pureté du

TABLE V

Espèce de mercure	K	% de particules négatives
Hg distillé ..	0.47	15
Hg pur	0.30	50
Hg impur ...	0.34	60
Hg amalgamé	0.21	100

mercure favorise la diminution de la masse (¹). Il faut encore remarquer qu'avec du mercure plus pur, le phénomène devenait plus régulier, c'est-à-dire les écarts des valeurs de K de la

¹) Les particules de mercure contenant de l'étain dans une très forte proportion semblaient être absolument invariables (§ 12). D'après M. Moissan, $\frac{1}{1000}$ de zinc ou de plomb arrête complètement l'évaporation du mercure. (*Traité de chimie*, t. V).

moyenne étaient plus petits. Ainsi, *la rapidité et la régularité de la diminution de la masse dépendent du degré de pureté du mercure*. Cela indique, croyons-nous, que la valeur de la quantité K est déterminée par le caractère de la surface des particules : plus le mercure est pur, plus il y a de probabilité que les couches superficielles de toutes les particules aient la même constitution. Cette supposition est confirmée par le fait que la diminution de la masse dépend du signe de la charge des particules (on sait que la charge a une grande influence sur les propriétés capillaires des liquides). On trouve en moyenne pour les particules chargées positivement : $K = 0,46$; pour les particules négatives : $K = 0,27$. *La charge positive favorise la diminution de la masse*, ce qui peut être en partie (mais seulement en partie) expliqué par le fait que *plus le mercure est pur, plus il se forme de particules positives* pendant la pulvérisation. On trouvera le pourcentage des particules négatives pour chaque espèce de mercure dans la table V. Le chiffre indiqué pour le mercure distillé (15 %) est sûrement trop fort, parce que pour cette espèce de mercure il a fallu rechercher exprès les particules négatives, tellement elles étaient rares. On trouve une confirmation de ces faits dans les recherches de M. Lenard⁽¹⁾ ; ce savant a trouvé que le signe de l'électrisation par le frottement des gouttes de différents liquides se trouve en relation avec le degré de pureté du liquide. De même, M. Becker⁽²⁾ est arrivé à la conclusion que les gouttes de mercure pur sont chargées toujours positivement. Enfin, d'après M. Joffé⁽³⁾, dans l'arc voltaïque, entre des électrodes métalliques, plongés dans de l'azote sec et pur, il ne se forme que des particules positives. On peut donc supposer que des particules de mercure absolument pur devraient être toutes positives et perdre leur masse d'une façon uniforme et rapide.

En résumé, on peut dire que : *les particules de mercure possèdent une masse variable ; la diminution de la masse est proportionnelle à la surface, dont les propriétés déterminent la marche du phénomène.*

¹⁾ Lenard, *W. A.*, 1892, 46, p. 584.

²⁾ A. Becker. *Ann. Ph.*, 1909, 29, p. 909.

³⁾ A. Joffé, *Münch. Akad. Berich.*, 1913, p. 17.

§3. *Diminution apparente de la charge avec le temps.* — A côté du phénomène de la diminution de la masse on en a remarqué encore un autre. Lorsque la particule pouvait être observée pendant un temps suffisamment long, les charges qui résultaient des calculs tendaient à diminuer. Par exemple, pour la particule N° 58 (durée de l'expérience 110 secondes) on a calculé les charges indiquées dans la table VI (on y trouvera aussi les

TABLE VI

t_1	$e \times 10^{10}$	t_1	$e \times 10^{10}$
57.9	4.62	75.6	4.55
59.1	4.69	77.2	4.47
60.2	4.53	84.2	4.38
65.9	4.40	93.7	4.08
69.5	4.66	109.0	3.74

durées de chute correspondant à chaque charge). Pendant la première heure les charges sont approximativement égales (variation de la durée de chute de 20 %), mais à partir d'un moment donné, les charges commencent à diminuer avec une rapidité croissante (variation de la durée de chute de 57 %). Il est à remarquer que le moment où commence la décroissance des charges coïncide, dans la plupart des cas, avec celui où la diminution de la masse s'accélère (pour la particule N° 58 à partir de $t_1 = 69,5$). Il serait difficile d'admettre que la charge diminue réellement, et que ce phénomène soit en connexion avec les dimensions du rayon (M. Ehrenhaft croit que la valeur de la charge élémentaire dépend du rayon). En effet, dans la table VII, on a réuni toutes les charges calculées pour des particules dont les durées de chute étaient contenues entre $t_1 = 100''$ et $t_1 = 110$ (¹), c'est-à-dire pour toutes les particules dont le rayon était égal à peu près à $a = 0,9 \times 10^{-5}$. Dans la colonne τ on a indiqué les intervalles de temps écoulés depuis le commencement de l'expérience, peu après la pulvérisation. Il en résulte, que la charge calculée diminue avec le temps, indépendamment

¹) On a exclu les particules N° 59 à cause de l'incertitude de sa charge; N° 45 à cause de l'invariabilité de ses charges.

du rayon, car au commencement de toutes les expériences la charge ne diffère jamais notablement du nombre de Millikan, quel que soit le rayon. *La diminution apparente de la charge est donc une fonction non pas du rayon, mais du temps écoulé depuis la pulvérisation*, en d'autres termes, du processus de la diminution de la masse. On peut donc admettre que la variation de la masse produit de tels changements de la particule qu'une même formule avec les mêmes constantes ne peut pas être appliquée à l'expérience dans toute sa durée.

TABLE VII

N°	$e \times 10^{10}$	τ	N°	$e \times 10^{10}$	τ
47	5.00	0	52	4.20	25
43	4.69	0	81	3.74	40
85	4.64	0	44	3.91	65
33	4.05	10	21	3.56	75
41	4.31	20	58	3.74	110

Pour l'étude du phénomène, on peut se contenter des valeurs relatives des charges (les données de la table VII sont en valeurs absolues). Les charges e ont été calculées d'après la formule (3) mais en négligeant la correction de Cunningham, c'est-à-dire en supprimant le terme Al/a vis-à-vis de l'unité; les chiffres obtenus de cette façon croissent naturellement en même temps que le rayon diminue. Posons :

$$e_{f=0} = e_0(1 + Al/a)^{1/2} \quad (e_0 = 4,774 \times 10^{-10}, A = 0,815) ;$$

$$b = \frac{e - e_{f=0}}{e_{f=0}} \times 100 ; \Delta = b_2 - b_1 ,$$

b_1 se rapportant au commencement de l'expérience b_2 , à la fin. Si la diminution apparente de la charge n'existait pas, on aurait toujours : $\Delta = 0$; $b > 0$ (parce que la vraie valeur de A est $A = 0,87$, et non pas $A = 0,815$). En réalité les choses se sont passées autrement : au commencement de l'expérience on avait $b_1 > 0$ dans 35 cas; $b_1 < 0$ dans 9 cas, en moyenne $b_1 = +0,9$. Vers la fin de l'expérience, on avait $b_2 > 0$ dans 9 cas, $b_2 < 0$ dans 28 cas; en moyenne $b_2 = -7,0$. Pendant la durée de

l'expérience, la charge semblait diminuer en moyenne de 8 %. En désignant le temps (durée de l'expérience) par τ , la quantité Δ/τ fournit la mesure de la vitesse de diminution apparente de la charge. Nous nous bornerons à citer les nombres Δ/τ pour le groupe des plus petites particules (comparer avec la table III). Le phénomène est non moins irrégulier que celui de la diminution de la masse; de plus, son étude exige des observations très prolongées, souvent impossibles à réaliser; c'est pourquoi on n'a pu utiliser que 40 % du nombre total des particules observées. Il est certain que pour élucider complètement le phénomène de la diminution apparente de la charge il faudrait observer quelques centaines de particules.

TABLE VIII

N°	Δ/τ	N°	Δ/τ
21	-0.29	52	+0.12
28	-0.32	82	-0.94
50	+0.24	45	-0.03
42	-0.56	86	+0.03
22	-0.09	33	0.00
84	-0.52	59	+0.26
46	-1.17	85	-1.81

Si l'on divise les particules en trois groupes selon leurs dimensions, on trouve que *la diminution apparente relative de la charge est plus forte pour les plus petits rayons* (table IX). Il est impossible de trouver au moyen de ces trois chiffres la forme exacte de la relation entre Δ/τ et le rayon (ou la durée de chute), mais il est évident que la marche générale du phénomène a le même caractère que la diminution de la masse.

TABLE IX

Rayon moyen $a \times 10^3$	Δ/τ
3.2	-0.09
1.9	-0.15
1.0	-0.35

Le degré de pureté du mercure a une forte influence sur la diminution apparente de la charge, comme le prouvent les données de la table X. En outre, la pureté du mercure régularise le phénomène : plus le mercure est pur, moins il y a de particules dont la charge ne varie pas (table X). On a donc constaté que *la rapidité et la régularité de la diminution apparente de la charge augmentent en même temps que la pureté du mercure.*

TABLE X

Espèce de mercure	Δ/τ	% des particules dont la charge diminuait
Hg distillé ..	-0.42	92
Hg pur	-0.12	90
Hg impur ...	-0.16	70
Hg amalgamé	-0.02	50

Il sera démontré (§ 4) que la diminution apparente de la charge est probablement due à une petite variation de la densité moyenne (et peut-être de la forme) des particules. *La densité moyenne (et la forme) des particules de mercure pulvérisé mécaniquement sont donc variables* au cours d'une même expérience.

§ 4. *Hypothèses concernant la diminution de la masse et la diminution apparente de la charge des particules.* — Ces deux phénomènes doivent être en relation étroite, étant en tout point analogues : ils sont extrêmement irréguliers ; ils s'accroissent pour les plus petites particules ; à partir d'un moment déterminé, leur rapidité croît ; la pureté du mercure augmente la rapidité et la régularité des deux effets ; enfin, les plus grandes diminutions apparentes de la charge ont été observées sur les particules dont la variation de masse était particulièrement grande (table XI ; les particules ont été divisées en trois groupes suivant la grandeur de la diminution apparente de la charge ; pour chaque groupe on a calculé la moyenne de Δ/τ et le coefficient K moyen de la diminution de la masse). Il faut donc chercher une explication commune pour les deux phénomènes.

TABLE XI

K	Δ/τ
0.23	0.00
0.53	-0.27
0.66	-1.00

Nous avons fait quelques expériences pour préciser la cause de la variabilité des masses des particules. En premier lieu on a supposé qu'au moment de la commutation du champ électrique, la particule éprouve un choc sous l'action duquel une partie de sa masse peut être perdue. Cette idée, à vrai dire peu vraisemblable, n'a pas été confirmée. L'influence de la lumière et de la température a été examinée de la façon suivante : on suspendait la particule (en établissant un champ électrique tel que $eF = mg$) et on déterminait sa vitesse de chute tous les cinq ou dix minutes; pendant un intervalle de cinq ou de dix minutes on laissait agir la lumière, pendant l'intervalle suivant on faisait de l'obscurité, et ainsi de suite. Le résultat fut que l'influence de la lumière avait fait augmenter le coefficient de la diminution relative de la masse 12 fois, diminuer 8 fois et laissé sans changement 3 fois. Il s'en suit que la lumière ne peut avoir qu'une faible influence sur le phénomène en question. L'influence de l'échauffement produite par le faisceau éclairant a été examinée d'une façon similaire. Pendant un intervalle de temps la lumière passant par deux cuves dont l'une était remplie de pétrole et l'autre d'une solution de CuSO_4 ; pendant l'intervalle suivant les cuvettes étaient éloignées, et ainsi de suite. L'action des liquides absorbants diminuait l'élévation de la température à l'intérieur du condensateur de 4° à 1° , comme l'ont démontré des observations faites avec un thermomètre dont le très petit réservoir préalablement noirci était placé au milieu du condensateur à l'endroit où l'on observait les particules. Le résultat fut aussi indéterminé que pour l'action de l'éclairage. *L'énergie rayonnante, apportée dans le gaz de l'extérieur ne joue pas un rôle prépondérant pour la diminution de la masse des particules.*

Par contre, le mouvement des particules a une influence

marquée sur le phénomène. Pendant un temps la particule restait en suspension, pendant le temps suivant on l'obligeait, en faisant varier le champ électrique, à se mouvoir avec la plus grande vitesse possible. Le résultat fut le suivant : le mouvement avait accéléré la diminution de la masse 23 fois, n'avait pas produit d'effet 1 fois, et avait ralenti la diminution de la masse 8 fois. Encore les diminutions étaient elles extrêmement petites. On avait par exemple pour la particule N° 113 successivement : *repos* : $P = 0,05$; *mouvement* : $P = 1,70$; *repos* : $P = 0,75$; *mouvement* : $P = 3,48$. L'effet devient encore plus prononcé, si l'on calcule le coefficient moyen K pour les périodes de repos et pour celles de mouvement de toutes les particules examinées. On trouve : *repos* : $K = 0,25$; *mouvement* : $K = 0,57$. *La perte de masse est deux fois plus grande pour les particules en mouvement, que pour les particules immobiles.*

En ce qui concerne la diminution apparente de la charge, il suffit d'examiner la formule (3) pour voir que ce phénomène ne peut être expliqué que par une petite diminution de la densité moyenne de la particule vers la fin de l'expérience, ou par une petite variation de sa forme. En utilisant les données du paragraphe précédent on calcule aisément qu'une variation de 15 % en moyenne de la densité (environ $\frac{1}{2}$ % par minute) suffirait pour expliquer le phénomène ; il est évident qu'on peut réduire considérablement ce chiffre en admettant en outre une variation (même très légère) de la forme.

Le fait que la diminution de la masse n'est pas notablement influencée par la lumière et la chaleur, ne permet pas de croire à une évaporation dans le sens ordinaire du mot, d'autant plus que le gaz, à l'intérieur du condensateur, était saturé de vapeurs de mercure et qu'il serait difficile d'expliquer de cette façon la variation de la densité (et de la forme). L'idée émise par MM. Schidlof et Karpowicz⁽¹⁾, que la masse des particules diminue sous l'action du frottement du gaz environnant, pourrait, croyons-nous, servir de point de départ à une explication commune des phénomènes étudiés dans les paragraphes 2 et 3 en ce que cette explication fait intervenir la viscosité du liquide

¹⁾ A. Schidlof et Karpowicz, *Phys. Zs.*, 1915, p. 42.

qui joue certainement un rôle important. Il a été démontré que l'énergie rayonnante de l'arc n'est pas la cause principale des phénomènes en question; en conséquence il est probable que l'énergie nécessaire pour l'éloignement d'une partie de la masse des particules doit être empruntée à l'énergie interne du gaz environnant. Sous l'action des chocs innombrables avec les molécules du gaz, l'équilibre de la surface des gouttes est troublé; la particule perdrait alors une partie de sa masse. L'équilibre de la particule tendrait à se reconstituer après chaque perte de masse et la densité tendrait à rester invariable; mais à cause de la diminution du rayon le rapport de la surface à la masse augmente ce qui équivaut à une augmentation de l'effet du bombardement moléculaire. Il arriverait donc un moment où l'équilibre de la particule ne pourrait plus se rétablir; la désagrégation de la particule s'accélérerait jusqu'à ce qu'elle soit détruite complètement par le bombardement moléculaire. La rupture définitive de l'équilibre semblerait se produire au moment où la diminution de la masse subit une accélération brusque et elle coïncide avec le commencement de la diminution apparente de la charge. Il est en effet facile de concevoir que la désagrégation rapide de la particule peut influencer sur sa densité moyenne et même sur sa forme. Les données de la table XI et du § 2 permettent de calculer que la particule ne pourrait perdre plus de 2×10^{-8} gr. par cm^3 et seconde ($\Delta/\tau = 0$), sans que son équilibre soit définitivement détruit.

Notons encore que les dimensions limites des particules de mercure qui ont été observées coïncident avec l'épaisseur critique des couches capillaires (environ 6×10^{-6} cm.). On comprend également que les forces de viscosité du liquide tendent à s'opposer à la déformation des gouttes, ce qui explique que des gouttes d'huile de même grosseur sont beaucoup plus stables que des gouttes de mercure.

Evidemment cette explication n'exclut pas la possibilité d'une faible évaporation des particules. On peut même se demander si pour de si petites particules toute évaporation ne s'accompagnerait pas d'une désagrégation sous l'influence du bombardement moléculaire. On trouvera des considérations

plus détaillées dans le mémoire de MM. Schidlof et Karpowicz.

On ne peut pas affirmer avec une certitude absolue que l'explication qu'on vient de lire soit exacte, le nombre d'observations et d'expériences dont on dispose étant insuffisant. Mais en tous cas elle permet de se rendre compte de la diminution rapide de la masse et de la proportionnalité de cette diminution à la surface des particules; de la diminution apparente de la charge; de l'irrégularité des phénomènes et l'importance des propriétés de la couche superficielle de la particule (cette couche étant la défense principale de la particule contre l'effet destructeur du bombardement moléculaire, de sorte qu'une petite modification de la structure de la couche peut fortement influencer la marche de la désagrégation); de l'accélération du phénomène à partir d'un certain moment; enfin, de l'influence de la viscosité du liquide et celle du mouvement de la goutte. A ce dernier point, on pourrait objecter que la vitesse moyenne du mouvement brownien étant de beaucoup supérieure à la vitesse du mouvement visible de la particule, cette dernière ne pourrait influencer la marche des phénomènes. Mais on ne doit pas oublier qu'à côté des vitesses « moyennes » des molécules existent aussi de petites vitesses; il y a donc des moments où l'influence de la vitesse du mouvement visible peut se faire sentir. Dans le § 10 on trouvera une influence tout à fait similaire de la vitesse visible des particules sur leur « mobilité », calculée par le mouvement brownien. Pour élucider complètement la question, on devrait effectuer des observations sur des particules de différentes substances dans des gaz différents en faisant varier la température et la pression. Nous devons encore ajouter que d'après une remarque de M. Schidlof, la densité moyenne des particules pourrait également être diminuée par l'absorption graduelle à leur surface du gaz environnant.

Il est évident que dans des cas rares, quoique possibles, la désagrégation de la particule peut se produire d'une manière extraordinairement rapide. Nous avons pu observer deux particule pareilles (N° 91 et N° 143). La table XII contient le protocole d'observations complet de la particule N° 143 (mélange d'étain et de mercure). On y trouvera les durées de chute t_1 ,

les durées d'ascension t_2 et les nombres n des charges élémentaires, ainsi que les rayons apparents a , les densités apparentes σ et les masses m , calculés dans la supposition $e = 4,77 \times 10^{-10}$. Comme on le voit, au commencement de l'expérience, la désagrégation de la particule se manifestait comme d'habitude par une rapide diminution de la masse, accompagnée d'une certaine variation de la densité. Mais à

TABLE XII

t_1	t_2	
12.6	9.6	$\left[\begin{array}{l} n = 7 \quad ; \quad a = 3,06 \times 10^{-5} \\ \sigma = 7,95 ; m = 9,58 \times 10^{-13} \end{array} \right]$
12.7	9.4	
12.5	—	
12.5	—	
12.7	—	
	rayons X	
14.8	7.8	$n = 6$
19.6	7.2	
23.0	7.0	
	rayons X	
26.1	7.8	$n = 5$
	rayons X	
31.1	10.8	$\left[\begin{array}{l} n = 4 \quad ; \quad a = 2,71 \times 10^{-5} \\ \sigma = 4,04 ; m = 3,29 \times 10^{-13} \end{array} \right]$
66.8	9.0	
		$\left[\begin{array}{l} n = 4 \quad ; \quad a = 2,69 \times 10^{-5} \\ \sigma = 1,52 ; m = 1,52 \times 10^{-13} \end{array} \right]$
69.8	—	
	rayons X	
70.0	13.2	$\left[\begin{array}{l} n = 3 \quad ; \quad a = 2,87 \times 10^{-5} \\ \sigma = 1,47 ; m = 1,48 \times 10^{-13} \end{array} \right]$
79.2	14.0	
76.1		

partir de la durée de chute $t_1 = 26,1$ la marche du phénomène se modifie : ce n'est pas tant la masse de la particule qui varie que sa densité ; on peut supposer qu'à ce moment-là l'équilibre de la particule a été définitivement rompu sous l'influence des chocs moléculaires. La particule étant maintenant complètement désagrégée, sa densité moyenne devient très faible, ce qui indique que la particule n'existe plus probablement à l'état d'une goutte liquide, mais qu'elle est composée d'un amas de

forme irrégulière des débris de la goutte détruite. On remarquera que le rayon apparent tend à s'augmenter vers la fin de l'expérience, ce qui est peut-être dû à l'affaiblissement graduel des liens qui réunissent les diverses parties de la particule déformée.

Nous ne voyons, pour cette particule extraordinaire, aucune autre explication que celle de la destruction par le bombardement moléculaire.

M. Ehrenhaft ⁽¹⁾ remarque, que ni lui ni d'autres observateurs n'ont jamais pu observer des particules de mercure de masse variable. Les particules pulvérisées dans l'arc sont en effet de masse invariable (§ 6), mais en ce qui concerne les particules pulvérisées mécaniquement, nous ne croyons pas que quelqu'un ait observé des particules suffisamment petites, à l'exception de MM. Schidlof et Karpowicz et nous-même. M. Joffé ⁽²⁾ indique qu'il a observé des particules de mercure mais sans donner de plus amples renseignements; M. Millikan ⁽³⁾ a publié deux protocoles de très courtes observations sur de grandes particules de mercure; dans l'un d'eux on remarque la variabilité de la particule (durées d'ascension); l'autre particule est si grande (rayon de l'ordre de grandeur 10×10^{-5}), que la variation ne pouvait pas être constatée dans un espace de temps aussi court. Par contre, M. Millikan consacre tout un chapitre à la variabilité des particules de différents liquides, notamment de diverses huiles, même de l'huile de ricin, et de glycérine (voir par exemple la particule N° 1 de M. Millikan). Quant à la diminution apparente de la charge on la retrouve, pour la plupart des particules d'huile de M. Millikan, notamment pour les N°s 8, 12, 15, 16, 20, 21, 29, 32, du mémoire cité et dans les N°s 1, 41, 48, 53 d'un autre ⁽⁴⁾, de même que dans les protocoles non encore publiés des observations de M. Schidlof et de M^{lle} Murzynowska ⁽⁵⁾. Nous profitons de l'occasion pour témoigner notre reconnaissance à M. Schid-

¹⁾ F. Ehrenhaft, *Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 227.

²⁾ A. Joffé, *l. c.*

³⁾ R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1911, **32**, p. 349.

⁴⁾ Idem, *ibid.*, 1913, **2**, p. 109.

⁵⁾ A. Schidlof et J. Murzynowska, *C. R.*, 1913, **156**, p. 304. Ces protocoles ont été publiés partiellement dans les *Archives*. (décembre 1915).

lof qui a mis à notre disposition les protocoles de toutes les observations antérieures faites avec le même dispositif que les présentes expériences.

On serait donc porté à croire que la diminution de la masse et la variation de la densité moyenne des particules sont des propriétés communes à toutes les particules liquides; et si, pour les particules de mercure les phénomènes sont particulièrement marqués, c'est peut-être grâce aux propriétés capillaires et à la viscosité relativement faible de ce corps, ou grâce à d'autres causes encore inconnues. En tout cas, il serait bien difficile de dire quelles sont les propriétés physiques des gouttes dont le rayon s'approche de la grandeur des couches actives capillaires.

§ 5. *Détermination de la charge élémentaire.* — Il a été démontré dans les paragraphes précédents que la masse, la densité (et la forme) des particules de mercure sont variables; en outre des observations prolongées sont le plus souvent impossibles; c'est pourquoi une détermination exacte de la charge élémentaire avec ces particules est extrêmement difficile ⁽¹⁾. Nous avons observé en tout 248 charges différentes (dont 46 fois la charge élémentaire), mais nous n'avons pu en utiliser que 30 pour le calcul définitif: on devait se borner aux particules peu variables et aux observations faites au commencement de chaque expérience, vu la diminution apparente de la charge vers la fin de l'expérience; en outre on n'utilisa que les charges pour lesquelles on n'avait pas moins de quatre durées d'ascension observées.

La constante A de la correction de Cunningham avait été déterminée de deux manières différentes. On a calculé ce nombre pour chaque charge séparément d'après la formule $e = e_0 (1 + Al/a)^{3/2}$, où e est la charge calculée d'après la formule de Stokes, $e_0 = 4,774 \times 10^{-10}$ nombre de Millikan). On trouva de cette façon en moyenne $A = 0,850$. Indépendamment de cela, A fut déterminé d'après la méthode graphique de Millikan, ce qui amena à la valeur $A = 0,876$. On a adopté pour

¹⁾ Conf. égalem. A. Schidlof et A. Karpowicz, *Phys. Zs.*, l. c.

les calculs la valeur $A = 0,87$ ⁽¹⁾, la seconde méthode étant plus précise et n'impliquant pas une valeur connue de e_0 . On sait qu'en déterminant la valeur de A d'après la méthode graphique, on doit trouver une ligne droite, si A est vraiment une constante. En réalité nous avons obtenu une ligne quelque peu concave, ce qui indique, comme cela a été déjà trouvé par M. Millikan et d'autres, qu'il faut ajouter encore un terme au facteur de Cunningham. Nous avons renoncé à cette correction, les observations n'étant pas suffisamment précises. Il faut encore remarquer, comme nous l'a indiqué M. Schidlof, que la valeur de A étant déterminée par le caractère des chocs des molécules gazeuses, on ne peut pas être sûr que A possède la même valeur pour toutes les particules. Il est intéressant à noter que la valeur de A que nous avons trouvée pour les gouttes de mercure s'accorde (peut-être par hasard) avec la valeur trouvée pour les gouttes d'huile par M. Millikan et par M. Schidlof et M^{me} Murzynowska.

Les charges variaient de $e_0 = 4,327 \times 10^{-10}$ à $e_0 = 4,936 \times 10^{-10}$; on a en moyenne :

$$\underline{\underline{e_0 = 4,675 \times 10^{-10}}}.$$

Ce chiffre ne diffère que de 2,1 % du nombre de Millikan et de 1,4 % du nombre de M. Schidlof et M^{me} Murzynowska, ce qui est dans la limite des erreurs possibles ⁽²⁾.

§ 6. *Expériences avec du mercure pulvérisé dans l'arc; question des sous-électrons.* — Aucune des 248 charges calculées n'était sensiblement inférieure au nombre de Millikan ⁽³⁾ ; il a été démontré au § 4 que la petite diminution de la charge vers la fin de l'expérience n'est qu'apparente. On peut donc affirmer que la charge élémentaire des particules de mercure pulvérisé mécaniquement coïncide avec la charge élémentaire observée par M. Millikan et ne dépend pas du rayon ; *on ne trouve pas*

¹⁾ Conf. égalem. A. Schidlof et J. Murzynowska, *l. c.*

²⁾ Si l'on prend la moyenne de toutes les premières charges, observées sur chaque particule, on trouve $e_0 = 4,60 \times 10^{-10}$.

³⁾ A l'exclusion de la particule N° 59 (v. les protocoles d'observations), qui d'ailleurs étant de mercure amalgamé, c'est-à-dire d'une densité quelque peu incertaine.

de sous-électrons. Comparons maintenant ces particules avec celles observées par M. Ehrenhaft (pulvérisation dans l'arc).

Mercure pulvérisé mécaniquement

Electrons de Millikan.

La charge ne dépend pas du rayon.

Les charges calculées d'après le mouvement brownien ne diffèrent pas de celles calculées d'après la formule de Stokes-Cunningham (v. II^e partie).

Masse, densité ou forme variables

Le carré moyen des écarts browniens est égal en moyenne à $u^2 = 3,19 \times 10^{-6}$ (v. § 12).

La « mobilité » des particules croît si le rayon diminue (§ 12).

Mercure pulvérisé dans l'arc

Sous-électrons.

La charge diminue avec le rayon.

Les deux méthodes conduisent à des résultats absolument différents.

Masse, densité, forme invariables.

Le carré moyen des écarts browniens est égal en moyenne à : $u^2 = 1,25 \times 10^{-6}$ (§ 9).

La « mobilité » des particules décroît si le rayon diminue (§ 9).

On voit que les particules de mercure pulvérisé mécaniquement ont plus de propriétés communes avec des particules d'huile, par exemple, qu'avec les particules de M. Ehrenhaft. Ces deux espèces de particules ne peuvent donc pas appartenir à un même corps. La pulvérisation par un pulvérisateur en verre ne pouvant pas modifier essentiellement les propriétés du mercure, ce qu'on ne peut pas affirmer avec certitude des particules produites dans l'arc voltaïque, on est obligé de conclure que les particules de M. Ehrenhaft n'étaient pas de mercure pur. Sans doute, *a priori*, on pourrait attendre que la pulvérisation du mercure dans un arc produit dans de l'azote séché et purifié, ne modifie pas ses propriétés ; mais ce n'est qu'une supposition qu'on ne peut maintenir qu'autant que les faits ne la démentent pas.

En examinant la formule (3) on remarque que de toutes les propriétés des corps seules la densité et la forme importent pour la détermination de la charge. En d'autres termes, ou les particules de M. Ehrenhaft n'étaient pas sphériques, ou leur densité était différente de celle du mercure. La première supposition paraît la moins vraisemblable, les micro-photographies de M. Ehrenhaft prouvant le contraire, au moins pour les plus grosses particules (on ne peut pas en dire autant ni des

plus petites particules de M. Ehrenhaft ni des particules d'or de M. Konstantinowsky, v. § 9). C'est donc dans la densité des particules de M. Ehrenhaft qu'il faut chercher la solution de la question des sous-électrons. Dans ce but, nous avons refait les expériences de M. Ehrenhaft; pour la purification de l'azote et son desséchage nous avons suivi les prescriptions données par M. Ehrenhaft, mais en laissant de côté le récipient avec du sodium métallique. Les résultats de ces expériences sont résumées dans la table XIII; on y trouvera également les données tirées du mouvement brownien, qui seront examinées ultérieurement. Il est facile de se convaincre que la concordance avec les résultats de M. Ehrenhaft est parfaite. En supposant la densité de ces particules égale à celle du mercure, on trouve que que les rayons variaient de $1,82 \times 10^{-5}$ à $0,47 \times 10^{-5}$ (chez M. Ehrenhaft de $2,52 \times 10^{-5}$ à $0,84 \times 10^{-5}$) et les charges de $1,21 \times 10^{-10}$ à $0,16 \times 10^{-10}$ (chez M. Ehrenhaft de $3,72 \times 10^{-10}$ à $0,28 \times 10^{-10}$). Nous avons donc pu observer des particules et des charges encore plus petites que celles de M. Ehrenhaft. On peut donc sûrement admettre que nos particules sont identiques à celles de M. Ehrenhaft.

TABLE XIII

N°	$a \times 10^5$		$e \times 10^{10}$			$\lambda^{-2} \times 10^6$	$u^2 \times 10^6$	Différence entre les λ^{-2} et les u^2 en %
	d'après la form. (3)	du mouv. brown.	d'après la form. (3)	du mouv. brownien d'après Ehrenhaft	du mouv. brownien d'après Fletcher			
100	1.82	4.92	0.91	3.54	3.75	0.488	0.464	5
103	1.22	5.59	0.48	3.43	3.15	0.423	0.461	8
98	1.12	3.35	1.21	3.08	3.34	0.762	0.705	8
101	0.93	3.73	0.36	2.87	4.06	0.672	0.807	17
102	0.91	3.88	0.39	3.04	2.84	0.642	0.689	7
99	0.86	3.82	0.39	3.29	3.55	0.653	0.612	6
106	0.73	4.37	0.16	3.87	3.68	0.560	0.585	4
97	0.65	1.87	0.58	3.25	3.23	1.575	1.592	1
96	0.47	2.62	0.24	3.34	3.32	1.022	1.030	1

Tandis que les parois du récipient dans lequel se produisait la pulvérisation mécanique se couvraient de petites gouttelettes de mercure qui conservait leur éclat métallique, les parois du

vase à l'intérieur duquel on pulvérisait le mercure dans l'arc, ainsi que la surface du mercure se couvraient à la longue d'une poudre gris-verdâtre d'un très faible éclat métallique, ce qui d'ailleurs a été remarqué par M. Ehrenhaft lui-même (¹). Pour la détermination de la densité, on a mis en lieu et place du condensateur un petit flacon en verre d'un poids de 30 mgr. environ, dans lequel entrait le mercure pulvérisé. Après une centaine de pulvérisations (mécaniques) on réunit de cette façon 50 mgr. de mercure, formant *une goutte; la densité de cette goutte était celle du mercure*. Une tentative faite pour récolter d'après la même méthode les particules pulvérisées dans l'arc, ne réussit pas : après quelques centaines de pulvérisations, il n'y avait au fond du flacon que tout au plus 1 milligramme de la poudre grise. On fut donc réduit à ramasser la couche de poudre qui couvrait les parois du vase et la surface du mercure ; il est probable que cette couche est formée de particules non entraînées par le courant de gaz et tombées sur les parois ou sur le mercure. Après avoir débarrassé la substance recueillie des plus grosses gouttes de mercure (il en restait encore une quantité considérable de très petites) on obtint 336 mgr. d'une *poudre* grise avec une teinte jaune-verdâtre ; chauffée jusqu'à 100° et plus elle devient jaune, puis rougeâtre. *La densité de cette poudre est égale à 7,3*. Ce chiffre doit être encore de beaucoup trop grand, le mercure métallique n'étant pas tout à fait éliminé. Evidemment, en dépit de la purification et du desséchage de l'azote, des combinaisons chimiques du mercure peuvent se produire dans l'arc. M. Regener (²) a trouvé en opérant dans de l'azote pur qu'après une demi-heure de fonctionnement de l'arc entre des électrodes d'argent, les vapeurs des oxydes nitriques devenaient visibles, et on pouvait même observer leur spectre d'absorption. On peut supposer que l'air absorbé par les parois du vase se dégage peu à peu, et quoique ce soit en quantité minime, ce fait peut avoir une influence sur le résultat, la quantité de mercure pulvérisé étant aussi extrêmement petite.

¹) F. Ehrenhaft, *l. c.*, p. 63.

²) E. Regener, *Phys. Zs.*, 1911, 12, p. 135.

Nous avons ainsi prouvé par une méthode directe que la densité des particules pulvérisées mécaniquement ne diffère pas de celle du mercure, tandis que les particules produites d'après la méthode de M. Ehrenhaft consistent, en partie du moins, en une substance dont la densité est notablement inférieure ⁽¹⁾. Mais, du moment que la densité devient incertaine, un calcul exact des charges d'après la formule de Stokes-Cunningham devient impossible ; il faut donc s'adresser à une méthode indépendante de la densité et de la forme. L'étude du mouvement brownien satisfait, comme l'on sait, à cette condition importante.

¹⁾ MM. Meyer et Gerlach arrivent à la même conclusion en étudiant la loi de mouvement de très petites particules de platine ; Arbeiten aus d. Gebieten d. Phys., Math., Chem. J. Elster u. H. Geitel gewidmet.

(A suivre).
