

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

**Artikel:** Les propriétés du mercure pulvérisé mécaniquement et la charge de l'électron  
**Autor:** Schidlof, A. / Karpowicz, A.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-742631>

### **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:** 07.02.2026

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

LES PROPRIÉTÉS  
DU  
**MERCURE PULVÉRISÉ MÉCANIQUEMENT**  
ET LA CHARGE DE L'ÉLECTRON

PAR  
**A. SCHIDLOF** et **A. KARPOWICZ**

---

INTRODUCTION

Des expériences antérieures, récemment publiées par l'un de nous en collaboration avec M<sup>lle</sup> J. Murzynowska <sup>(1)</sup> avaient montré qu'on peut appliquer à la chute des petites gouttes d'huile dans l'air la loi de Stokes-Cunningham avec le coefficient de correction

$$K = 8.29 \times 10^{-6},$$

ce qui correspond à la valeur du coefficient théorique

$$A = \frac{K}{l} = 0.873.$$

De plus ces expériences avaient fourni la preuve que les charges électriques, portées par des sphérules d'un rayon

<sup>1)</sup> A. Schidlof et J. Murzynowska, *Arch.* 1915. t. XL p. 386 et p. 486. Il nous semble superflu de récapituler dans le mémoire présent la théorie de la méthode utilisée. Nous prions donc le lecteur de consulter la publication citée pour tout ce qui concerne les symboles dont nous nous servons. Les formules seront désignées par le numéro qu'elles portent dans la publication précédente.

décroissant jusqu'à la limite de  $3 \times 10^{-5}$  cm. environ, se composent d'électrons indivisibles.

Il était intéressant d'étudier des sphérules plus petites encore. D'après les idées de M. F. Ehrenhaft<sup>(1)</sup> il existe des charges inférieures à celle de l'électron (sous-électrons) mais on ne peut les découvrir qu'en étudiant des sphérules extrêmement petites les plus petites charges se trouvant sur les sphères de la plus petite capacité.

Or nous avons reconnu qu'il est impossible d'opérer avec des sphérules d'huile considérablement plus petites que celles qui avaient été observées. En effet les plus petites gouttes d'huile d'olive, qui avaient un rayon de  $3 \times 10^{-5}$  cm., mettaient 200 secondes pour parcourir la distance de chute de 0.285 cm. Supposons la loi de Stokes (*l. c.*, équ. 2 et 7) applicable en première approximation ; alors pour une goutte dont le rayon est deux fois plus petit on aurait une durée de chute quatre fois plus grande. En réalité la vitesse décroît moins rapidement avec le rayon que ne l'indique la loi de Stokes, mais l'ordre de grandeur des durées de chute n'en est pas modifié. Il est donc indiqué, si l'on veut étudier des plus petites sphérules, d'utiliser un liquide de grande densité dont les gouttes, pour des dimensions égales, auront une plus grande vitesse de chute.

Le seul corps de grande densité qui est liquide à la température ordinaire est le mercure ; nous avons donc décidé de pulvériser du mercure.

En se contentant de l'approximation fournie par la loi de Stokes on trouve que le rayon est inversement proportionnel à la racine carrée de la densité. Par conséquent, pour une vitesse de chute donnée, une goutte de mercure doit avoir un rayon environ quatre fois plus petit qu'une goutte d'huile. L'avantage réalisé est donc considérable.

Pour mettre notre projet à exécution nous avons légèrement modifié le dispositif qui avait servi dans les expériences antérieures. Quant à la méthode employée elle est restée inchangée.

<sup>1)</sup> F. Ehrenhaft, *Wien. Ber. IIa*, **123**, 1914, p. 53.

## I. MODIFICATIONS APPORTÉES AU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nous avons perfectionné le dispositif à plusieurs égards :

1. A la place du condensateur en laiton du précédent travail nous avons fait construire un condensateur en fer qui se trouve à l'intérieur d'une cuve en fonte fermée par un couvercle en acier. Cet appareil se trouve représenté sur la figure de la page suivante. La cuve de fonte C est munie de trois fenêtres à ouvertures rectangulaires (0,5 cm.  $\times$  3 cm.) sur lesquelles sont mastiquées des lames de verre. Trois vis calantes permettent de rendre horizontaux les plateaux du condensateur. Le couvercle de la cuve communique par l'intermédiaire d'un tube de verre avec le réservoir F qui reçoit le jet de mercure pulvérisé sortant du pulvérisateur P. La communication entre la cuve et le réservoir F peut être interceptée au moyen d'un robinet en acier.

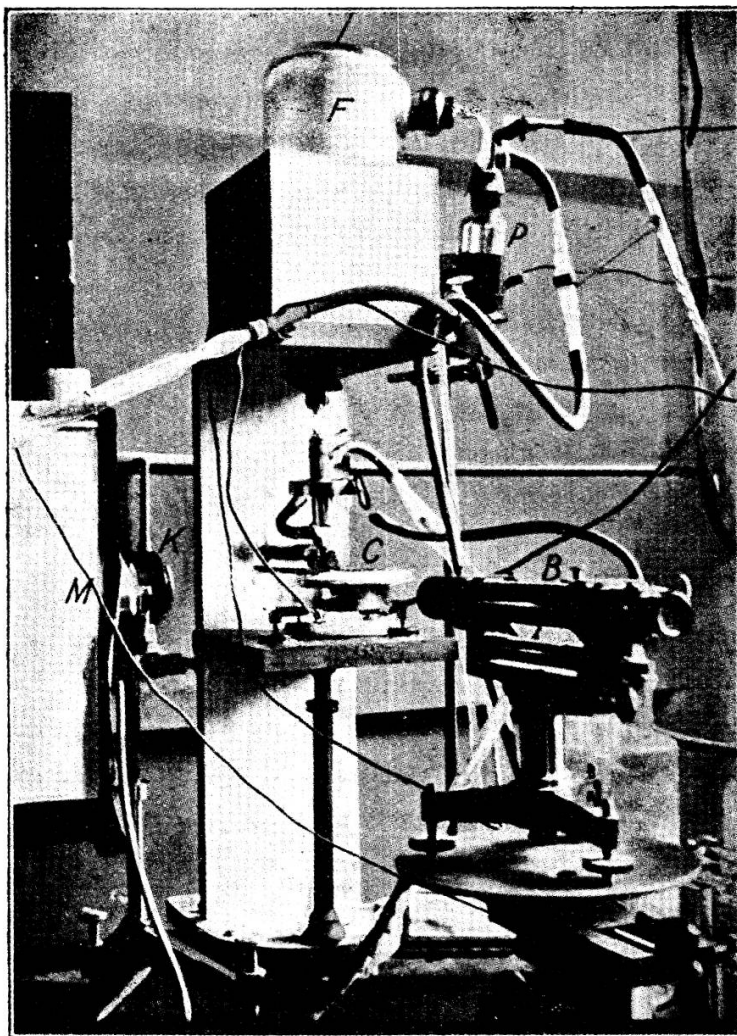
A l'intérieur de la cuve C se trouvent les deux plateaux en acier du condensateur, séparés par trois petits supports en verre d'une hauteur très exactement déterminée (0,5 cm.). Le plateau supérieur, isolé de la cuve par un anneau en ébonite, peut être mis en communication avec l'un des pôles de la batterie par l'intermédiaire d'une borne isolée qui traverse le fond de la cuve ; l'autre pôle est en contact métallique avec le plateau inférieur du condensateur qui repose directement sur le fond de la cuve.

Un petit orifice au centre du plateau supérieur permet l'introduction des gouttes de mercure.

2. Nous avons de même apporté quelques modifications au dispositif optique. Pour rendre plus intense l'éclat de la source nous avons augmenté au besoin jusqu'à 40 ampères et même au-delà l'intensité du courant alternatif de l'arc voltaïque. Un avantage bien plus appréciable résultait de la substitution d'un objectif photographique de Steinheil K à la place de la simple lentille condensatrice. Le faisceau éclairant arrivait sur cet objectif en convergeant légèrement de sorte que l'image de l'arc se formait à l'intérieur de la distance focale. L'objectif



pouvait être approché du condensateur jusqu'à une distance de 8 cm. comptée à partir du centre des plateaux. Le diamètre de l'objectif étant 2,5 cm. nous avons pu utiliser pour l'éclairement des ouvertures relativement considérables, jusqu'à la limite de



*Photographie représentant la partie principale du dispositif expérimental.*

C = condensateur en acier ; F = réservoir en verre qui reçoit le jet du liquide pulvérisé ; P = pulvérisateur ; B = lunette d'observation sur son chariot à réglage micrométrique (pour la mise au point) ; K = objectif de Steinheil, utilisé comme condensateur optique avec obturateur photographique ; M = extrémité de la grande cuve d'eau de refroidissement (capacité 50 litres).

0,1 environ ; mais le principal avantage tiré de l'emploi de cet objectif est l'obtention d'un champ visuel beaucoup plus sombre.

Nous avons observé sans difficulté des gouttes ultramicroscopiques dont le rayon est de  $1,5 \times 10^{-5}$  cm.

Il semble que les gouttes de mercure, probablement en raison de leur nature métallique, renvoient plus de lumière par unité de surface que les gouttes d'huile. C'est en partie à cause de cette propriété, en partie grâce à l'amélioration de l'appareil optique, que les limites de visibilité ont été portées actuellement deux fois plus loin que pour les gouttes d'huile.

La lunette d'observation B disposée sur son chariot à réglage micrométrique est celle-là même qui avait déjà servi dans les expériences précédentes.

3. Il nous reste à mentionner que nous nous sommes procuré deux petites batteries auxiliaires de piles sèches du type Leclanché, chacune de 110 volts environ. Nous pouvions ajouter au besoin, pour l'étude des plus grosses gouttes de mercure, ces batteries supplémentaires à la batterie principale (batterie d'accumulateurs de 100 volts), utilisée seule dans les recherches antérieures.

Pour provoquer des changements de la charge électrique des gouttes nous avons utilisé dans le présent travail les rayons X. Ce moyen est plus commode qu'une préparation de sel de radium, parce qu'il peut être mis en action plus rapidement et parce qu'il permet de faire varier graduellement l'intensité de l'effet ionisant.

Nous n'insistons pas sur les autres parties du dispositif expérimental qui étaient exactement les mêmes que dans les recherches précédentes, et nous prions le lecteur de se reporter à la description assez détaillée qu'on trouve dans le mémoire cité.

## II. LA VOLATILITÉ DES GOUTTES DE MERCURE

Dès le début des expériences notre attention a dû se porter sur une circonstance imprévue : les gouttes de mercure se montraient volatiles. *La durée de chute d'une goutte augmentait continuellement et indéfiniment* ; en même temps sa durée d'ascension diminuait, en absence de tout changement de la

charge ou de l'intensité du champ électrique, la sphérule renvoyait de moins en moins de lumière et elle finissait par devenir invisible dans les conditions d'éclairage et d'observation dont nous disposions <sup>(1)</sup>.

Ce phénomène nous a surpris et nous a paru au début assez mystérieux. Les gouttes d'huile d'olive avaient été d'une masse absolument invariable ; à première vue on se serait attendu à retrouver la même propriété pour les gouttes de mercure, en raison de la faible tension de vapeur de ce liquide. Il est à noter que la décroissance des gouttes se produit dans une atmosphère complètement saturée de vapeurs de mercure ; le phénomène se manifeste en effet avec une égale intensité lorsque le plateau inférieur du condensateur est déjà recouvert, par endroits, de grosses gouttes de mercure. Mentionnons de même que la plus grande partie de la chaleur qu'apporte le faisceau éclairant est absorbée par une grande cuve d'eau interposée sur le parcours des rayons. Nous avons même considérablement augmenté la masse d'eau en remplaçant la cuve qui avait servi dans le précédent travail par une autre de 60 cm. de longueur et d'une capacité de 50 litres.

De plus, nous avons souvent maintenu les gouttes presque sans interruption dans l'obscurité. Mais malgré toutes ces précautions il était impossible d'atténuer d'une façon appréciable la décroissance des gouttes.

Nous avons constaté que l'effet était très irrégulier. Tantôt la masse diminuait rapidement tantôt plus lentement. Il nous a semblé cependant que l'effet est accentué et régularisé par une action ininterrompue du faisceau éclairant <sup>(2)</sup>.

Nous avons fait des observations avec plus de 100 gouttes de mercure qui se montraient toutes volatiles sans aucune exception. L'effet est naturellement plus marqué pour les plus petites gouttes, mais même pour les plus grosses gouttes (vitesse de chute  $0,07 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ ) l'accroissement progressif de la durée de chute

<sup>1)</sup> A. Schidlof et A. Karpowicz. *C. R.*, 29 juin 1914, **158**, p. 1992.

<sup>2)</sup> Cette idée a été contredite par une étude systématique du phénomène faite postérieurement par M. A. Targonski.

se fait nettement sentir d'une observation à l'autre, faites à des intervalles d'une demi-minute ou d'une minute.

Nos premières observations, dont nous n'avons pas conservé les protocoles, avaient pour but unique d'expérimenter la méthode. Un second groupe d'expériences nous a renseignés sur l'importance et le caractère du phénomène de décroissance des gouttes. Une troisième série comprend les expériences faites dans l'azote desséché. (Voir plus loin). Enfin la série la plus importante se rapporte à 53 gouttes pour lesquelles les observations ont été faites entre le 8 février et le 10 juillet 1914. C'est à cette série de 53 protocoles que nous empruntons les exemples suivants, choisis de façon à fournir des renseignements aussi complets que possible sur la vitesse avec laquelle décroissent les gouttes de différentes dimensions, jusqu'aux plus petites que nous avons pu observer (<sup>1</sup>).

Les observations ont été groupées d'après la grosseur des particules en commençant avec les plus grosses.

Nous donnons in-extenso les observations N<sup>os</sup> 33, 25 et 51 se rapportant à des observations de longue durée pour lesquelles M. A. Targonski a bien voulu calculer les écarts browniens des durées de chute. M. Targonski tient compte de ces résultats dans sa discussion relative aux observations du mouvement brownien dans les gaz; il nous a paru par conséquent utile de publier quelques-unes de ces séries. On trouvera ensuite les observations N<sup>os</sup> 1, 35, 50, 45 et 17. Les quatre derniers protocoles se rapportent à des gouttes dont le rayon est de l'ordre de  $1,5 \times 10^{-5}$  cm.

En tête des protocoles nous avons indiqué la température  $\Theta$ , la pression  $p$ , la différence de potentiel  $V$  utilisée pour la production du champ électrostatique et de plus le signe de la charge de la goutte, s'il a été noté au moment de l'observation.

On a désigné par  $\tau$  la durée écoulée depuis le commencement des observations (en minutes), par  $t_1$  la durée de chute, par  $t_2$

<sup>1</sup>) Mentionnons que les protocoles N<sup>os</sup> 33 et 36 ont déjà été publiés dans *Phys. Zeitschr.*, 1915, p. 16, 42.

la durée d'ascension (en secondes). La distance de chute était dans toutes les observations

$$\delta = 0.285 \text{ cm.}$$

Dans la rubrique « observations » X signifie qu'un changement de charge a été provoqué par l'action des rayons X; S signifie un changement spontané.

Mentionnons encore que les observations citées ont été faites en maintenant la goutte le plus longtemps possible à l'abri de la lumière.

*Exp. N° 33*

$$\theta = 17^\circ; p = 733^{\text{mm}}; V = 268.3 \text{ volts}$$

Goutte négative

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.	$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	6.5	0.3	1.3	X	11.6	8.2	11.9	12.9	X
0.5	6.3	0.7	1.1		12.2	8.4	12.8	11.9	
1.0	6.4	1.3	1.2		13.1	8.4	13.5	11.1	
1.5	6.5	1.7	1.4		14.2	8.7	14.7	15.6	
1.9	6.7	2.1	1.4	X	15.0	9.0	15.4	14.7	X
2.4	6.8	2.7	2.4		15.8	9.0	16.1	14.0	
2.9	6.7	3.1	2.5		16.5	9.1	16.9	13.2	
3.3	6.9	3.6	2.5		17.3	9.2	17.8	13.0	
3.8	6.8	4.0	2.4	X	18.4	9.4	18.7	9.3	X
4.3	6.9	4.5	3.3		19.0	9.5	19.5	9.0	
4.8	7.0	5.0	3.4		19.8	9.5	20.1	8.6	
5.2	7.1	5.5	3.5		20.5	9.7	20.8	8.9	
5.8	7.1	6.0	3.1	X	21.3	9.8	21.7	10.8	X
6.2	7.5	6.4	3.5		22.1	10.1	22.5	10.4	
6.6	7.4	6.9	3.3		22.8	10.1	23.1	10.5	
7.1	7.4	—	—		23.5	10.2	23.9	10.0	
8.0	7.5	8.3	4.0	S	24.2	10.6	24.5	10.0	X
8.5	7.5	8.7	3.9		24.9	10.2	25.3	9.9	
9.2	7.7	9.6	4.7		25.8	10.4	26.1	13.0	
10.0	7.8	10.5	13.6		26.5	11.0	26.8	12.6	
10.9	8.1	11.3	13.0		27.3	10.7	—	—	

*Exp. N° 25* $\theta = 13.5^\circ$ ;  $p = 731^{\text{mm}}$ ;  $V = 319.4$  volts

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.	$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	10.6	0.3	4.2		11.4	11.8	11.7	14.6	X
0.6	10.9	0.9	4.0		12.1	11.9	12.9	14.0	
1.2	10.9	1.5	4.0		13.2	12.1	13.5	13.3	
2.0	11.0	2.3	4.0		14.2	12.3	14.6	12.9	
2.5	11.0	2.9	4.2		15.3	12.5	15.7	12.4	
3.0	11.0	3.3	4.0		16.8	13.0	17.1	11.7	
3.8	11.5	4.0	3.9		18.9	13.1	19.2	11.2	
4.9	11.4	5.1	3.9		19.4	13.2	19.9	10.9	
5.3	11.6	5.6	4.0		20.2	13.9	—	—	
6.1	11.4	6.5	9.6		21.0	14.1	21.6	6.8	
6.8	12.0	7.2	9.6	X	22.7	14.3	23.2	6.7	X
7.6	11.5	7.9	9.6		23.7	14.5	24.2	9.7	
8.5	11.6	8.8	9.6		24.9	14.5	25.2	9.2	
9.2	11.6	9.6	9.7		26.4	14.8	27.0	9.1	
10.6	11.8	11.0	9.1	X	27.5	15.0	28.1	8.7	X

*Exp. N° 51* $\theta = 25^\circ$ ;  $p = 727^{\text{mm}}$ ;  $V = 203$  volts

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.	$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	13.6	—	—	X	16.4	17.5	19.3	14.8	X
1.5	14.3	1.8	11.0		17.3	18.1	20.5	15.0	
2.3	14.0	2.6	11.3		18.8	18.0	21.3	14.0	
3.3	14.2	3.8	11.0		19.8	18.4	22.0	13.5	
4.8	14.5	6.0	10.3		22.5	18.7	23.2	13.3	
5.8	14.9	6.9	10.2		23.8	18.8	25.1	13.3	
6.7	15.1	8.0	10.1		24.8	19.0	26.2	13.0	
7.6	15.0	8.9	13.2		25.8	19.1	27.3	12.8	
8.5	16.0	9.9	13.0		26.8	19.4	28.8	12.5	
9.6	15.9	10.8	12.3	X	28.0	20.0	30.5	60.0	X
10.5	16.2	12.0	12.3		32.8	21.0	31.4	50.9	
11.6	16.5	13.0	11.7		34.8	20.9	35.8	42.7	
12.7	16.3	13.8	11.7		36.7	21.4	—	—	
13.5	16.5	—	—	X					
14.7	16.7	17.9	10.3						

Particule déchargée

*Exp. N° 1* $\theta = 20.5$  ;  $V = 99$  volts

Goutte négative

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	21.5	0.5	15.2	X
2.2	23.2	1.5	14.1	
3.3	24.1	2.7	13.2	
4.5	25.4	3.8	12.6	
5.8	25.7	5.2	14.0	
7.1	28.5	7.5	13.5	X
8.7	28.9	8.0	12.6	
9.7	29.6	9.2	11.5	
12.2	31.2	10.5	10.9	
13.6	33.5	11.6	16.4	
14.7	37.3	12.8	15.7	X
—	—	14.2	14.1	

Particule déchargée

*Exp. N° 35* $\theta = 18^\circ$  ;  $p = 720^{\text{mm}}$  ;  $V = 317.2$  volts

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	40.2	1.2	6.0	X
1.8	46.6	2.1	6.0	
2.7	39.2	2.9	5.8	
3.7	50.8	3.8	6.0	
4.5	48.0	4.7	12.6	
5.3	45.4	5.7	12.6	—
6.2	45.8	6.5	12.0	
7.7	52.8	—	—	

Invisible

*Exp. N° 50* $\theta = 21^\circ$  ;  $p = 736^{\text{mm}}$  ;  $V = 305.5$  volts

Goutte positive

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	45.6	1.4	12.9	—
2.5	49.4	3.2	12.0	
4.2	48.8	4.8	11.6	
6.5	49.6	7.1	12.0	
8.2	51.5	9.1	10.8	
10.1	52.5	11.5	10.0	—

Invisible

*Exp. N° 45* $\theta = 21^\circ$  ;  $p = 734^{\text{mm}}$  ;  $V = 304$  volts

Goutte négative

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	46.5	1.4	3.6	X
2.3	42.0	2.9	3.9	
4.7	46.4	5.6	3.5	
7.0	44.5	—	—	
8.4	48.2	10.8	12.5	
10.5	46.9	12.5	12.4	X
11.9	49.9	14.5	12.0	
13.8	49.9	—	—	
15.7	51.5	—	—	

Particule déchargée



*Exp. N° 17*

$$\theta = 18.5^\circ ; \quad V = 98.8 \text{ volts}$$

## Goutte négative

$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.	$\tau$ min.	$t_1$ sec.	$\tau$ min.	$t_2$ sec.	Observ.
0.0	42.6	1.2	10.2	K	6.6	46.0	7.0	24.0	K
1.8	47.0	2.2	9.8		7.6	46.0	7.9	22.0	
3.5	42.6	4.0	9.8		9.2	48.6	9.5	23.0	
4.7	46.0	4.9	13.4		10.3	53.6	11.0	62.6	
5.7	48.0	5.9	13.2	K	13.2	54.2	12.5	54.0	—

La particule a changé le signe de sa charge,  
puis elle est devenue invisible.

Les expériences que nous présentons ici ne mettent pas en évidence un fait entièrement nouveau. M. Millikan déjà avait observé que la plupart des gouttes produites par pulvérisation mécanique d'un liquide se montraient volatiles<sup>(1)</sup>. Pour obtenir des gouttes absolument invariables il a eu recours à une espèce particulière d'huile (probablement très visqueuse). En ce qui concerne plus spécialement le mercure, les deux gouttes pour lesquelles Millikan a publié ses observations semblent être invariables à première vue. Il faut toutefois remarquer que ces deux gouttes sont beaucoup plus grandes que celles dont il est question ici. De plus, les observations sont de très courte durée, de sorte que la diminution de masse a très bien pu rester imperceptible étant donnée la précision limitée des mesures isolées. Il faut aussi tenir compte du fait que le phénomène est très irrégulier. A côté des gouttes très volatiles on en observe d'autres qui, pendant une certaine durée, sont presque invariables; enfin la moindre impureté à la surface de la goutte devrait atténuer l'effet dans des proportions considérables.

Il existe d'ailleurs un moyen de reconnaître le changement de masse d'une goutte, même si ce changement est trop petit pour être indiqué par une variation appréciable de la durée de

<sup>1)</sup> R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1911, **32**, p. 349.



chute. Il suffit pour cela de faire agir sur la goutte une force électrique presque égale à son poids, de telle façon que la goutte monte ou tombe avec une vitesse très réduite. D'une part on augmente ainsi la durée qu'on mesure et par conséquent la précision de l'observation, et d'autre part on agit directement sur la *sensibilité* de l'appréciation. Reportons-nous en effet aux équations (2) et (3) du précédent mémoire, nous constatons alors que la vitesse de chute d'une goutte est proportionnelle à son poids  $mg$  tandis que sa vitesse d'ascension est proportionnelle à la différence  $EF - mg$  (<sup>1</sup>). Si cette différence est petite en comparaison de  $mg$  l'ascension de la goutte est beaucoup plus lente que sa chute.

Supposons par exemple que la vitesse de chute soit dix fois plus grande que la vitesse d'ascension (c'est là à peu près le rapport qui se présente pour l'une des expériences de M. Millikan), alors un changement de masse qui s'exprime par une variation de 1 % sur la durée de chute, aura un effet de 10 % sur la durée d'ascension. Il faut donc porter son attention surtout sur les durées d'ascension. Or en examinant de plus près les chiffres indiqués par M. Millikan on reconnaît que pour l'une des gouttes de mercure (*l. c.*, tableau XVI), les durées d'ascension diminuent progressivement dans des proportions considérables. *Cette goutte de mercure observée par M. Millikan était donc volatile.*

Quelle peut être la cause de la décroissance progressive des gouttes de mercure ? Nous avons pensé au premier abord qu'il s'agit là très probablement d'un phénomène d'évaporation.

En effet le mercure est bien un corps volatile et présente une tension de vapeur qui, quoique petite, est cependant appréciable à la température ordinaire ; mais d'autre part l'évaporation d'une goutte, quand elle est entourée de vapeurs saturantes, semble être en contradiction avec les lois de la thermodynamique. Toutefois si on examine de plus près les conditions de nos expériences, on constate qu'en réalité il n'y a

<sup>1</sup>) Dans cette formule  $E$  représente la charge de la goutte,  $F$  l'intensité du champ électrique,  $m$  la masse de la goutte,  $g$  l'accélération de la pesanteur.

probablement jamais équilibre entre la goutte et les vapeurs saturantes de l'atmosphère ambiante.

1. Les vapeurs saturantes sont à la température des parois du condensateur soit à celle de la salle, la goutte par contre, même si on ne l'éclaire qu'à de rares intervalles, se met de temps en temps en équilibre de température avec le faisceau éclairant. Il en résulte une élévation de température de quatre degrés environ (constatée expérimentalement par M. Targonski). Que la goutte prenne presque instantanément la température du faisceau éclairant c'est fort probable, étant donnée l'extrême petitesse de sa masse.

2. Même indépendamment de cette différence de température qui n'est probablement pas la cause principale du phénomène<sup>(1)</sup>, la goutte n'est pas en équilibre avec les vapeurs saturantes d'une grande enceinte, en raison de la pression capillaire très élevée qui règne à sa surface. La différence de tension maximum de vapeur qui résulte de cette cause en vertu des lois de la thermodynamique<sup>(2)</sup> est d'ailleurs extrêmement faible, et si elle suffit pour justifier l'existence de l'effet, elle est semble-t-il trop petite pour expliquer l'importance du phénomène.

3. Il reste alors une troisième interprétation qui nous semble être plus proche de la vérité à beaucoup d'égards. Le mouvement de la goutte, qui d'après les observations de M. A. Targonski exerce une influence marquée sur le phénomène, est peut-être l'agent le plus important. Par le frottement entre le liquide et le gaz des particules de mercure sont continuellement détachées de la surface des gouttes maintenues en mouvement. La désagrégation des gouttes peut donc avoir lieu indépendamment de toute différence de température ou de tension de vapeur<sup>(3)</sup>.

On comprend dès lors l'énorme différence constatée sous le rapport de la variabilité de masse entre les gouttes de mercure

<sup>1)</sup> La vitesse de décroissance ne change pas d'une façon appréciable suivant qu'on éclaire la goutte continuellement ou qu'on ne l'expose à la lumière que par instants.

<sup>2)</sup> Sir W. Thomson, *Phil. Mag.*, 1871 (4), t. 40, p. 448.

<sup>3)</sup> Nous avons présenté cette explication dans la *Phys. Zeitschr.*, 1915, I. c.

et celles d'huile d'olive. En effet les forces de viscosité du liquide doivent avoir une influence décisive sur le phénomène et déterminer l'intensité de l'effet. L'huile très visqueuse fournit des gouttes à peu près invariables, tandis que le mercure, liquide de faible viscosité, donne des gouttes qui se désagrègent assez rapidement.

4. Si l'on passe maintenant du mouvement visible des gouttes à leur mouvement d'agitation thermique (qui pour les plus grosses de nos gouttes a une vitesse moyenne de même ordre de grandeur que la vitesse du mouvement visible et pour les petites une vitesse 140 fois plus grande<sup>(1)</sup>) on doit admettre que cette cause peut avoir le même effet que le mouvement visible. On voit alors que pour de si petites gouttes la désagrégation progressive doit avoir lieu, même si leur température est égale à celle des vapeurs saturantes et si elles sont immobiles en apparence. Le phénomène serait bien en désaccord avec les principes de la thermodynamique, mais il se conformerait aux lois plus générales de la théorie statistique et moléculaire.

On peut alors complètement abandonner le point de vue thermodynamique et attribuer l'effet, du moins en partie, à l'agitation moléculaire. C'est ce que M. Targonski<sup>(2)</sup> a essayé en attribuant la désagrégation des gouttes au bombardement moléculaire que subit la surface du liquide. Cette idée a été suggérée à l'un de nous par le caractère d'irrégularité statique qui est une des particularités du phénomène. M. Targonski l'a adoptée et il a fait intervenir de plus dans son explication le rôle des forces capillaires qui tendent à maintenir ou à rétablir l'équilibre constamment détruit à la surface des gouttes.

<sup>1)</sup> La masse de nos plus petites gouttes est approximativement  $1,9 \times 10^{-13}$  gr. En comparant cette masse à celle d'une molécule d'hydrogène ( $3,3 \times 10^{-24}$  gr.) on trouve que la vitesse moyenne d'agitation thermique, qui pour la molécule d'hydrogène est à la température ordinaire  $1,9 \times 10^5 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$  doit être pour la goutte considérée  $0,79 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$

La vitesse de son mouvement de chute étant  $5,7 \times 10^{-3} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$  on voit que celle-ci est environ 140 fois plus petite que la vitesse moyenne du mouvement dû aux chocs moléculaires.

<sup>2)</sup> A. Targonski. *C. R. de la Soc. Suisse de Phys.* 14 sept. 1915. *Arch.* t. XL p. 340.

Il est probable que toutes les causes signalées plus haut interviennent dans le phénomène avec une importance relative assez difficile à préciser. Nous renvoyons le lecteur, pour de plus amples informations, au mémoire de M. Targonski qui paraîtra prochainement. Mentionnons encore qu'une étude plus approfondie pourrait peut-être apporter des résultats intéressants au point de vue de la théorie moléculaire.

### III. EXPÉRIENCES FAITES DANS L'AZOTE DESSÉCHÉ. REMARQUES SUR LES SOUS-ÉLECTRONS DE M. F. EHRENHAFI.

Nous avons montré dans les pages précédentes l'intérêt que peut présenter l'étude de la désagrégation spontanée et progressive d'une sphérule de mercure maintenue en suspension dans un milieu gazeux.

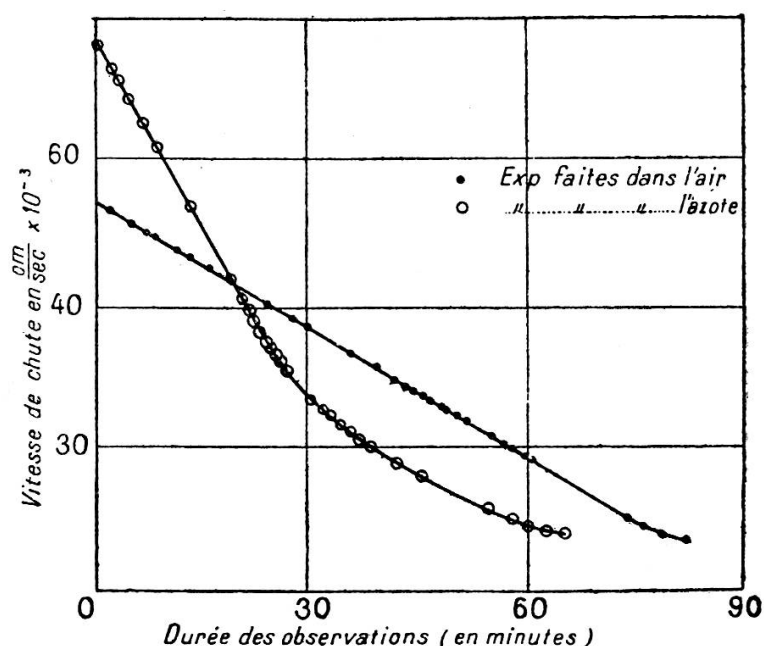
Pour le but que nous nous étions proposé cet effet jouait principalement le rôle d'un obstacle bien gênant qu'il fallait essayer de surmonter. Nous avions l'intention de déterminer exactement les charges électriques portées par de très petites gouttes, et nous avons par conséquent pour tâche d'éliminer dans la mesure du possible l'erreur résultant de la variabilité de la masse des gouttes.

Après avoir fait un assez grand nombre d'observations nous eûmes connaissance d'un mémoire de M. F. Ehrenhaft traitant en apparence le même sujet (<sup>1</sup>). M. Ehrenhaft était arrivé dans ce mémoire à des conclusions bien différentes de celles qui résultent de nos observations. Tandis que nos expériences, comme nous montrerons plus loin, conduisent à la détermination de la charge de l'électron et s'accordent avec le résultat obtenu par M. Millikan (<sup>2</sup>), M. Ehrenhaft a observé des *sous-électrons*. Il a trouvé des charges qui ne sont qu'un *vingtième* de la charge élémentaire. Notons que ce désaccord ne peut tenir à la grosseur des gouttes. Les nôtres sont de même ordre de grandeur que celles de M. Ehrenhaft.

<sup>1</sup>) F. Ehrenhaft, l. c.

<sup>2</sup>) R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1913, 2, p. 109.

Cherchant à nous expliquer cette contradiction frappante, nous avons remarqué que M. Ehrenhaft maintenait ses gouttes dans une atmosphère d'anhydride carbonique ou d'azote, donc dans un gaz inerte, tandis que nous avons observé les nôtres dans l'air débarrassé des poussières, mais pas même desséché. Quoiqu'on ne puisse attribuer raisonnablement au gaz une telle influence sur le caractère du phénomène, nous avons cependant voulu, avant de tirer des conclusions, nous placer dans des conditions expérimentales aussi identiques que possible à celles de M. Ehrenhaft.



Nous avons donc remplacé l'air de notre appareil par de l'azote desséché au moyen de l'anhydride phosphorique et nous avons répété nos observations dans ces conditions nouvelles. *Les résultats ont été les mêmes et n'ont fait que confirmer nos expériences précédentes dans l'air.*

Les deux courbes de la figure ci-dessus<sup>(1)</sup> représentent la variation en fonction du temps des vitesses de chute des gouttes de mercure dans l'air et dans l'azote. Le coefficient de viscosité de l'azote étant de 3,5 % environ plus petit que celui de l'air,

<sup>1)</sup> Ces courbes ont été déjà publiées antérieurement dans les *C. R. de l'Acad. des Sciences* (l. c.).

la masse d'une goutte de même vitesse de chute est dans l'azote plus petite (de 5 % environ) que dans l'air. Étant donnée la grande irrégularité que montre la décroissance des gouttes de mercure, il ne faut pas attacher une importance exagérée à la différence d'allure de ces deux courbes.

Il suffit de noter que les gouttes décroissent à peu près avec la même rapidité dans les deux cas.

La divergence entre les observations de M. Ehrenhaft et les nôtres ne peut donc tenir au milieu où les particules se trouvent en suspension, la différence doit être attribuée à la matière même de ces particules ; en d'autres termes *il est impossible que les gouttes de M. Ehrenhaft aient la même constitution chimique que les nôtres.*

Cette différence de composition chimique s'explique si l'on tient compte du fait que le mode de production des gouttelettes est différent dans les expériences de M. Ehrenhaft et dans les nôtres. M. Ehrenhaft produit la pulvérisation du mercure au moyen d'un arc voltaïque, tandis que nous avons employé dans le même but un procédé mécanique (méthode de Millikan). Or il est à peu près certain qu'un pulvérisateur en verre ne peut produire des modifications chimiques dans une goutte de mercure, mais on n'a pas une égale certitude en ce qui concerne l'arc voltaïque, même si l'arc est produit dans une atmosphère d'azote ou d'anhydride carbonique. Au contraire il est fort probable que des combinaisons chimiques se forment à la température élevée de l'arc voltaïque étant donnée la possibilité manifeste de ces combinaisons. La conclusion n'est pas douteuse pour nous : *les petits corps observés par M. Ehrenhaft et considérés comme des sphérules de mercure n'ont pas la constitution supposée et sont d'ailleurs d'une nature mal définie.*

Il est en effet à supposer que les particules obtenues par pulvérisation électrique renferment du mercure en proportion plus ou moins grande suivant que la transformation a été plus ou moins profonde. Celle-ci s'opère selon toute vraisemblance surtout à la surface, de sorte que les plus grosses gouttes renferment relativement beaucoup de mercure. Cela explique peut-être pourquoi sur les photographies microscopiques les plus grosses gouttes ressemblent à des sphérules métalliques ; mais



ces gouttes d'aspect métallique n'ont pas été soumises à l'observation ; celles qui ont été observées par contre sont ultramicroscopiques de sorte que la photographie ne peut fournir aucune indication sur leur nature et sur leur forme. La modification chimique opérée par l'arc doit être bien plus complète pour ces petites particules que pour les grandes. Voilà pourquoi le raisonnement de M. Ehrenhaft, qui veut déduire de l'aspect, de la forme et des propriétés des plus grosses particules la preuve de la pureté et de la sphéricité des petites <sup>(1)</sup>, ne nous paraît pas acceptable.

Les mêmes considérations conduisent à une interprétation satisfaisante du désaccord avec la théorie du mouvement brownien accusé par M. Ehrenhaft, en contradiction avec la plupart des observateurs. De plus, la constatation que parmi les particules pulvérisées dans l'arc, celles de plus faible vitesse de chute ont une *plus petite mobilité* que celles qui tombent plus vite, n'est paradoxale qu'en apparence. On obtient ce résultat parce que les particules qui tombent plus lentement sont plus profondément transformées et ont par conséquent une densité moyenne plus petite que celles dont la chute est plus rapide.

Toutes les conséquences que M. Ehrenhaft et de même M. D. Konstantinowsky <sup>(2)</sup> ont tirées de la loi de Stokes-Cunningham (cons. le mémoire précédent, équation 5) appliquée à leurs particules de mercure doivent être interprétées à ce point de vue. En effet, pour appliquer cette loi au calcul du rayon et de la charge des particules il faut connaître leur densité. Or cette densité est certainement beaucoup plus petite que celle du métal, et elle décroît d'ailleurs en même temps que la vitesse de chute des particules.

On comprend dès lors pourquoi les particules de mercure de ces auteurs fournissent des sous-électrons d'autant plus petits que leur vitesse de chute est plus faible <sup>(3)</sup>. Selon M.

<sup>1)</sup> F. Ehrenhaft, *Phys. Zeitschr.*, 1915, **16**, p. 227.

<sup>2)</sup> D. Konstantinowsky, *Wien. Ber.*, octobre 1914, IIa, **123**, p. 1697.

<sup>3)</sup> En ce qui concerne les particules d'or de M. Konstantinowsky, nous avons de fortes raisons pour supposer que ces particules n'avaient pas une forme sphérique. Il est du reste probable qu'elle sont également mal définies au point de vue de leur constitution chimique.

Ehrenhaft ce fait est en relation avec la capacité des sphères, mais pour nous cela tient uniquement à la circonstance signalée plus haut que les particules qui tombent le plus lentement sont en même temps celles qui ont la plus petite densité. L'erreur commise en leur attribuant la densité du métal est donc particulièrement grande.

Des objections semblables contre les conclusions de M. Ehrenhaft, mais visant plutôt la supposition d'une forme sphérique des particules, ont été soulevées par M. Perrin<sup>(1)</sup>, par M. Einstein<sup>(2)</sup> et plus récemment par M<sup>lle</sup> Vogl<sup>(3)</sup>. Nous croyons cependant être les premiers à démontrer d'une façon irréfutable que les particules de mercure de M. Ehrenhaft n'ont certainement pas la densité du métal pur, et que les conséquences tirées de la loi de Stokes-Cunningham sont dans ces conditions tout à fait illusoires.

Remarquons enfin que les données calculées d'après les écarts browniens des durées de chute et d'ascension ne dépendent pas de la densité moyenne des particules et échappent par conséquent à l'objection précédente. Or M. Ehrenhaft<sup>(4)</sup> et M. D. Konstantinowsky<sup>(5)</sup> ont également appliqué cette seconde méthode à leurs particules. Ce procédé ne fournit pas des sous-électrons avec la même facilité que le premier; aussi M. Konstantinowsky propose-t-il de l'abandonner et de s'en tenir exclusivement aux résultats de l'autre. La méthode basée sur l'observation du mouvement brownien des particules est d'ailleurs peu précise, et elle renferme plusieurs causes d'erreur dont nous avons indiqué quelques-unes dans la note mentionnée plus haut<sup>(6)</sup>. Ces causes d'erreur peuvent également faire croire dans certains cas à l'existence des sous-électrons. M. Targonski a fait des recherches sur cette question complexe, et il en rendra compte dans son mémoire.

<sup>1)</sup> J. Perrin, *C. R.*, 1911. **152**, p. 1666.

<sup>2)</sup> A. Einstein, Congrès Solvay, Bruxelles, 1911, p. 251.

<sup>3)</sup> M. Vogl, *Wien. Ber.*, 1913, IIa, **122**, p. 1885.

<sup>4)</sup> F. Ehrenhaft, *l. c.*, 1914.

<sup>5)</sup> D. Konstantinowsky, *l. c.*, 1914.

<sup>6)</sup> A. Schidlof et A. Karpowicz, *C. R.*, l. c. également A. Schidlof *C. R. de la séance de la Soc. Suisse de Phys.* 14 sept. 1915, *Arch.* t. XL p. 339.



IV. LA LOI DE CHUTE DES SPHÉRULES DE MERCURE DANS L'AIR.  
LA VALEUR DE LA CHARGE DE L'ÉLECTRON.

Revenons maintenant au but principal que nous nous sommes proposé au début de ce travail. Ce but était double :

1<sup>o</sup> Nous voulions vérifier, d'après la méthode mise au point par l'un de nous en collaboration avec M<sup>lle</sup> J. Murzynowska, si la loi de Stokes-Cunningham s'applique également à des sphérules d'un plus petit rayon que celles qui avaient été étudiées auparavant, et déterminer le cas échéant le coefficient de correction K pour des gouttes de mercure.

2<sup>o</sup> En même temps nous espérions obtenir la valeur de la charge élémentaire en mesurant les charges portées par ces petites gouttes.

Or la décroissance rapide et irrégulière des sphérules de mercure est évidemment une grave difficulté pour l'exécution de ce projet, et nous avons dû renoncer à obtenir une précision comparable à celle qui a été atteinte avec des gouttes invariables.

Pour le calcul nous avons formé des groupes comprenant un petit nombre d'observations et nous en avons tiré les durées moyennes de chute et d'ascension. Il y a dans ce procédé toujours un peu d'arbitraire et le résultat change, dans certains cas, assez sensiblement suivant le mode de groupement adopté. On a cherché naturellement à coordonner les valeurs moyennes de la vitesse de chute et de celle d'ascension, qui se rapportent aussi exactement que possible à la même masse de la goutte ; mais il s'en faut que ce but ait été toujours atteint avec la précision voulue.

Si l'on ajoute à cela les causes d'erreur multiples, signalées déjà pour les petites gouttes d'huile, qui dans les expériences actuelles ont encore une plus grande importance, parceque nos gouttes sont plus petites, on comprend que nos observations comportent des incertitudes assez considérables. Dans ces conditions nous avons renoncé à calculer la valeur du coefficient de correction K d'après la méthode qui avait réussi pour les gouttes d'huile, mais nous avons *admis* que K doit présenter

pour les gouttes de mercure la même valeur que pour les gouttes d'huile, ce qui est vraisemblable à priori. Cette supposition se trouve justifiée après coup par le fait que nous obtenons ainsi pour des gouttes de grandeur différente des données concordantes en ce qui concerne la charge élémentaire.

De plus nous n'avons pas effectué le calcul complet pour toutes les gouttes. Les grosses gouttes n'ont pu être maintenues dans le champ électrique que si leur charge était supérieure à  $10e$  <sup>(1)</sup>. Dans ces conditions le nombre  $n$  peut toujours être choisi de telle façon que le résultat se rapproche plus ou moins d'une valeur fixée d'avance. Nous n'avons donc achevé les calculs que pour les sphérules d'un rayon de  $3 \times 10^{-5}$  cm. ou moins, et par conséquent *plus petites que celles de tous les autres observateurs qui ont utilisé des sphérules de matière bien définie.*

Le tableau suivant indique les résultats pour toutes les gouttes qui satisfont à cette condition, c'est-à-dire pour les N<sup>os</sup> 1, 2, 4, 8, 17, 34, 35, 36, 44, 45, 46, 48 et 50. Pour réduire la place occupée par cette table qui résume les calculs complets, nous n'y avons indiqué que les durées *moyennes* de chute et d'ascension. Pour quelques-unes des gouttes (les N<sup>os</sup> 1, 17, 35, 45 et 50) le lecteur trouve au chapitre II le protocole détaillé des observations <sup>(2)</sup>.

Nous avons indiqué dans les rubriques  $o_1$  et  $o_2$  le nombre des observations qui ont servi au calcul de la moyenne des durées de chute ( $\bar{t}_1$ ) et d'ascension ( $\bar{t}_2$ ). Les rubriques suivantes renferment les valeurs des *rayons apparents* <sup>(3)</sup> ( $10^5 \alpha'$ ) et des *charges apparentes* ( $10^{10} E'$ ). Ces valeurs ont été calculées au moyen des équations (8) et (9) du mémoire précédent en utilisant les *mêmes valeurs absolues*, sauf celle de la densité de l'huile qui doit être remplacée par la densité du mercure <sup>(4)</sup>.

<sup>1)</sup> Rappelons que  $e$  désigne la charge élémentaire et  $n$  le nombre de charges élémentaires portées par une goutte.

<sup>2)</sup> Le protocole détaillée N<sup>o</sup> 36 a été publié dans la *Physik. Zeitschr.*, l. c.

<sup>3)</sup> Voir A. Schidlof et J. Murzynowska, l. c.

<sup>4)</sup> Données de M. P. Chappuis 1907. Tables de la Soc. franç. de physique 1913. Tableau 40  $\alpha$ , pag. 140. — Notons que le mercure utilisé dans nos expériences était absolument pur. Il a été débarrassé des métaux étrangers par un barbotage d'air prolongé, puis distillé dans le vide.

*Tableau des résultats*

N° du prot.	$\alpha_1$	$\bar{t}_1$	$\alpha_2$	$\bar{t}_2$	$10^5 a'$	$10^{10} E'$	$10^5 a$	$10^{10} E$	$n$	$10^{10} e$
N° 1	4	23.55	4	13.77	2.7283	46.394	2.345	29.451	6	4.908
$\theta = 20.5^\circ$	5	28.78	5	12.50	2.4679	41.844	2.088	25.329	5	5.066
V = 99 volts	4	32.90	3	15.40	2.3082	32.513	1.931	19.021	4	4.755
N° 2	3	16.73	2	8.15	3.2369	87.448	2.849	59.603	12	4.963
$\theta = 18.5^\circ$	3	23.23	3	14.67	2.7470	45.232	2.364	28.800	6	4.800
V = 98.7 volts	4	28.78	2	31.75	2.4679	23.654	2.088	14.335	3	4.778
N° 4	3	33.20	2	8.55	2.2977	51.497	1.920	30.052	6	5.009
$\theta = 20.5^\circ$	3	36.37	2	9.60	2.1953	44.044	1.820	25.070	5	5.014
V = 96 volts	3	40.63	2	17.20	2.0770	26.191	1.704	14.444	3	4.814
	3	46.93	2	24.40	1.9326	18.345	1.562	9.697	2	4.848
N° 8	4	16.48	3	14.80	3.2590	62.626	2.871	42.792	9	4.755
$\theta = 20^\circ$	4	18.83	5	11.62	3.0489	63.576	2.663	42.416	9	4.713
V = 97.5 volts	4	21.78	3	9.13	2.8349	66.027	2.451	42.629	9	4.736
	4	26.20	3	7.27	2.5847	68.055	2.203	42.141	9	4.682
N° 17	4	44.55	3	9.93	1.9779	35.871	1.606	19.214	4	4.803
$\theta = 18.5^\circ$	5	46.52	2	13.30	1.9355	27.559	1.565	14.563	3	4.641
V = 98.8 volts	5	46.52	3	23.00	1.9355	18.520	1.565	9.787	2	4.893
	2	53.90	2	58.30	1.7982	9.455	1.431	4.764	1	4.764
N° 34										
$\theta = 18^\circ$	5	46.84	4	12.92	1.9275	8.719	1.557	4.601	1	4.601
V = 317.2 volts										
N° 35	4	44.20	4	5.95	1.9889	17.373	1.617	9.338	2	4.669
$\theta = 18^\circ$	4	48.00	3	12.40	1.9041	8.852	1.534	4.631	1	4.631
V = 317.2 volts										
N° 36	5	44.28	4	25.05	1.9639	18.528	1.612	9.943	2	4.971
$\theta = 18.5^\circ$	3	49.80	3	76.13	1.8707	9.253	1.502	4.784	1	4.784
V = 98.7 volts										
N° 44										
$\theta = 20.5^\circ$	5	36.58	5	18.94	2.1890	8.441	1.814	4.797	1	4.797
V = 304 volts										
N° 45	4	44.40	3	3.67	1.9884	28.264	1.617	15.490	3	5.063
$\theta = 21^\circ$	5	49.22	3	12.28	1.8885	9.259	1.519	4.818	1	4.818
V = 304 volts										
N° 46										
$\theta = 21^\circ$	3	34.69	3	19.00	2.2495	8.830	1.873	5.093	1	5.093
V = 304 volts										
N° 48										
$\theta = 21^\circ$	4	49.90	3	12.07	1.8756	9.253	1.507	4.793	1	4.793
V = 305.5 volts										
N° 50										
$\theta = 20^\circ$	6	49.57	6	11.54	1.8818	9.639	1.512	5.006	1	5.006
V = 305.5 volts										
	4	15.25	3	10.20	3.4124	40.724	3.023	28.311	6	4.718
	5	16.17	4	12.69	3.3139	33.997	2.925	23.376	5	4.675
N° 51	3	16.50	2	11.70	3.2806	34.954	2.892	23.943	5	4.789
$\theta = 25^\circ$	4	18.48	5	14.11	3.0999	28.260	2.713	18.935	4	4.734
V = 203 volts	4	19.38	4	12.87	3.0271	28.549	2.641	18.950	4	4.738
	3	20.63	2	55.45	2.9339	14.233	2.549	9.544	2	4.772
	2	21.25	1	42.70	2.8976	14.943	2.513	9.742	2	4.871

En appliquant ensuite la correction de Cunningham avec la valeur indiquée au début de ce mémoire nous avons calculé les *valeurs réelles* du rayon ( $10^5 a$ ) et de la charge ( $10^{10} E$ ). Le nombre de charges  $n$  se détermine dans tous les cas sans ambiguïté possible. Il est ordinairement très petit. On a :  $n = 1$  dans neuf cas,  $n = 2$  dans six ; les nombres des charges :  $n = 3, 4, 5, 6, 9$  ont été observés chacun quatre fois, enfin une fois on a observé la charge  $12 e$ . En tout on a déterminé 36 charges différentes.

Les valeurs de la charge élémentaire  $e$  se groupent autour de la valeur moyenne  $4,818 \times 10^{-10}$  avec un écart moyen de 2,2 %. Nous avons réuni dans un tableau les valeurs de la charge  $10^{10} e$  qui résultent des différentes observations, ainsi que les écarts entre ces résultats et la moyenne ( $10^{10} \delta$ ).

$10^{10} e$ U. E. S.	$10^{10} \delta$	$10^{10} e$ U. E. S.	$10^{10} \delta$	$10^{10} e$ U. E. S.	$10^{10} \delta$
4.908	+0.090	4.736	-0.082	5.063	+0.245
5.066	+0.248	4.682	-0.136	4.818	$\pm 0.000$
4.755	-0.063	4.803	-0.015	5.093	+0.275
4.963	+0.145	4.641	-0.177	4.793	-0.025
4.800	-0.018	4.893	+0.075	5.006	+0.188
4.778	-0.040	4.764	-0.054	4.718	-0.100
5.009	+0.191	4.601	-0.217	4.675	-0.143
5.014	+0.196	4.669	+0.149	4.789	-0.029
4.814	-0.004	4.631	-0.187	4.734	-0.084
4.848	+0.030	4.971	+0.153	4.738	-0.080
4.755	-0.063	4.784	-0.034	4.772	-0.046
4.713	-0.105	4.797	-0.021	4.871	+0.053

Ces résultats conduisent aux conclusions suivantes :

1° *Le coefficient de correction de la loi de Stokes-Cunningham présente pour les petites sphérules de mercure effectivement la même valeur*

$$K = 8.29 \times 10^{-6}$$

*qui a été trouvée auparavant pour des gouttes d'huile un peu plus grandes.*

2° *La valeur de la charge de l'électron est :*

$$\underline{e = 4.818 \times 10^{-10} \text{ unités électrostat.}}$$

*avec une « erreur probable » de  $\pm 0.015 \times 10^{-10}$  environ.*

Cette valeur est remarquablement rapprochée du nombre indiqué par M. Millikan. Il s'accorde un peu moins bien avec la charge élémentaire déterminée au moyen des petites gouttes d'huile d'olive. Toutefois l'écart entre le résultat actuel et celui des mesures antérieures (1,7 %) est également dans les limites d'erreur admissibles.

Octobre 1915.

Laboratoire de physique de l'Université de Genève.

---