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 [suite]

Autor: Targonski, A.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742650

LA QUESTION DES SOUS-ÉLECTRONS

ET LE

MOUVEMENT BROWNIEN DANS LES GAZ

PAR

A. TARGONSKI

(Suite [1])

---

§ 11. *Les répartitions des vitesses des particules (théoriques et observées).* — M. Fletcher ([2]) a déduit de la théorie du mouvement brownien une formule dont on peut tirer le nombre probable de chutes dont les durées sont comprises entre deux limites données. Désignons par M le nombre total d'observations, par v_m et t_m la vitesse et la durée de la chute (ou d'ascension) moyennes, par t les durées de chute (ou d'ascension) observées. On a pour le nombre probable m des durées de chute dont les valeurs sont comprises entre les limites t' et t'', l'expression :

$$m = \frac{\mathrm{M}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2u^2}} \cdot \frac{v_m}{2} \int_{t''}^{t'} (t_m t^{-3/2} + t^{-1/2}) \, e^{\frac{-v_m{}^2 (t_m - t)^2}{t} \cdot \frac{1}{2u^2}} dt \qquad (16)$$

qui peut être ramenée à la forme :

$$m = \frac{\mathrm{M}}{\sqrt{\pi}} \int_{s_1}^{s_2} e^{-s^2} ds$$

[1]) Voir *Archives,* t. XLI, p. 181 et 269.
[2]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.

au moyen de la substitution :

$$s = \frac{v_m(t_m - t)}{\sqrt{t}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2u^2}}.$$

Avec l'aide d'une table des valeurs de l'intégrale $y = \int e^{-x^2}\, dx$, on calcule facilement m pour chaque intervalle. M. Fletcher et M. Konstantinowsky ont comparé les nombres m observés avec les nombres calculés, et sont arrivés à la conclusion que les observations concordent très bien avec la théorie. Toutefois, en examinant attentivement leurs données, on arrive à la conclusion qu'il existe un écart petit, mais constant, entre la théorie et les observations : *le nombre observé des plus grands écarts est plus grand qu'on ne pourrait l'attendre.*

Prenons un exemple (N° 103, particule produite dans l'arc). La durée de chute moyenne est égale à $t_1 = 36{,}41''$, la plus courte $t_1 = 33{,}8''$, la plus longue $t_1 = 38{,}4''$. On a pour le nombre de chutes, dont les durées sont comprises entre 0″ et 35″ : *calculé* $m = 2{,}25$, *observé* $m = 4$; pour l'intervalle $t_1 = 35''$ à $t_1 = 37''$ on trouve : *calculé* $m = 29{,}80$, *observé* $m = 25$; enfin, pour l'intervalle de 37″ à ∞ on a : *calculé* $m = 10{,}50$, *observé* $m = 14$. On a donc pour les plus petits écarts (durées de chute rapprochées de la moyenne) un excès des m calculées 29,8 — 25,0 = 4,8, c'est-à-dire un excès des plus grands écarts observés. Le nombre total M d'observations étant 43, on trouve que l'excès des plus grands écarts est égal à : $\Delta m = + 11{,}2\,\%$ (le signe + correspond à un excès des plus grands écarts).

TABLE XX

H. FLETCHER (1)			H. FLETCHER		
N°	Intervalle	Δm	N°	Intervalle	Δm
1	−1.5 ... +1.5	+ 5.4	6	−1.5 ... +1.5	+ 3.8
2	2.0 ... 5.0	+ 4.6	7	−1.0 ... +1.0	+ 2.4
3	−1.5 ... +1.5	+ 1.6	8	4.0 ... 10.0	− 3.4
4	−1.0 ... +1.0	+ 5.2	9	−2.0 ... +2.0	−11.2
5	−1.5 ... +1.5	− 0.6			

1) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.

Table XXI

H. FLETCHER (1)		
N°	Intervalle	Δm
2	18.0-22.0 17.0-20.0	+ 3.8
4	6.0- 8.0 12.0-16.0 3.0- 4.0	+13.3

Table XXIII

J. PERRIN (2)		
N°	Intervalle	Δm
1	10.2-17.0	+ 2.7
2	10.2-17.0	+ 1.0
3	$6^{3}/_{4}-\infty$	+ 1.6

Table XXII

D. KONSTANTINOWSKY (3)			D. KONSTANTINOWSKY		
N°	Intervalle	Δm	N°	Intervalle	Δm
III	7.0- 9.0 4.0- 5.5	+ 4.2	VIII	5.0- 6.5 5.0- 8.0	+ 1.2
IV	12 0-15.0 4.4- 5.2 6.5- 8.0	+ 3.2	XII	2.0- 4.0 1.0- 2.0	+ 4.5
V(4)	9.5-11.0	+ 7.1	Hg I	4.0- 6.0 2.0- 3.0	− 0.7
VII	3.3- 4.0 2.2- 2.6	+ 4.2	Hg II	6.0-14.0 2.0- 4-0	− 1.8
VI	3.0- 8.0 6.0-12.0	− 4.5			

Table XXIV

A. TARGONSKI			A. TARGONSKI		
N°	Intervalle	Δm	N°	Intervalle	Δm
23(5)	17.2-18.4	+ 1.4	103(2)	35.0-37.0	+11.2
98(6)	40.0-43.0	0.0	118(3)	43.0-48.0	− 0.6
99(7)	60.0-65.0	+13.3	124(3)	17.0-19.0	+15.9

1) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **12**, p. 202.
2) J. Perrin, La théorie du rayonnement et les quanta, p. 133.
3) Les particules I et II ont été laissées de côté, le nombre d'observations étant insuffisant.
4) Il y a des erreurs d'impression dans les chifires pour la particule N° V, que donne M. Konstantinowsky : la somme de tous les m calculée par lui est égale à : M = 131,4, tandis qu'en réalité on a : M = 128.
5) Particule « invariable ».
6) Particule produite dans l'arc.
7) Pression réduite.

Les répartitions des vitesses des particules de M. Konstantinowsky ont été calculées par nous (au moyen des u^2), tous les autres chiffres sont empruntés aux publications mêmes des auteurs. Les répartitions n'ont pas été calculées pour les particules de M. Ehrenhaft, la variabilité du trajet de ses particules rendant le calcul très compliqué.

On voit que les excès des plus grands écarts ne sont pas très élevés, mais toutefois le phénomène se retrouve pour 75 % du nombre total des particules examinées. On trouve de la sorte encore une cause d'augmentation des u^2, c'est-à-dire de la diminution des charges calculées d'après le mouvement brownien.

On peut alors faire deux suppositions: ou bien la loi de répartition de Maxwell ne s'applique aux gaz qu'avec certaines restrictions, ou bien les mobilités calculées ne coïncident pas avec les mobilités véritables. La première supposition paraît moins vraisemblable, la loi de Maxwell étant liée à la proportionnalité des écarts browniens aux racines carrées du temps, proportionnalité qui se vérifie très bien ([1]). La seconde supposition peut être confirmée par un raisonnement très simple. La quantité u^2 entrant sous le signe de l'intégrale (16) chaque changement de u^2 doit influencer les nombres m; en même temps, chaque changement de u^2 fait varier la valeur apparente de la charge. Il doit donc exister une relation entre les excès Δm et les écarts des charges de leur moyenne générale. Il suffit de comparer les données de la table XVII à celles de la table XXII pour se convaincre qu'en général aux plus grands écarts Δm correspondent les plus petites charges. On trouve ainsi une confirmation de ce qui a été dit dans le § précédent: les u^2 dépendent non seulement du mouvement brownien, mais aussi de certaines perturbations accidentelles qui augmentent la mobilité. Pour pouvoir appliquer la théorie du mouvement brownien aux déterminations de la charge élémentaire, il faudrait modifier les expériences d'une façon telle que l'influence des facteurs accidentels soit annulée, si toutefois c'est possible.

Les écarts browniens étant répartis selon la loi connue des

[1]) T. Svedberg, *l. c.*

erreurs fortuites. il est évident que les observations dont le nombre est nécessairement restreint, peuvent parfois conduire à des résultats faux. Il est donc nécessaire d'avoir un critérium quelconque pour juger les observations. M. Ehrenhaft procède de la façon suivante : il calcule les $\overline{\lambda^2}$ successivement pour 20, 30 ou 40 observations, etc. ; les observations sont acceptables si les chiffres consécutifs ne diffèrent pas beaucoup. Il est cependant facile de se convaincre que si, par hasard, quelques grands écarts se suivent à courte distance, le résultat peut être complètement faussé, de même si, par hasard, les grands écarts manquent pendant un certain temps, les chiffres consécutifs seront à peu près égaux quoique faux. Voici un exemple tiré des observations de M. Ehrenhaft (N° VIII). Si l'on désigne le nombre d'observations par l'index des $\overline{\lambda^2}$ on a :

$$\overline{\lambda^2_{15}} = 1{,}030 \; ; \quad \overline{\lambda^2_{20}} = 1{,}013 \; ; \quad \overline{\lambda^2_{25}} = 1{,}068 \; ; \quad \overline{\lambda^2_{30}} = 1{,}386 \; ;$$
$$\overline{\lambda^2_{35}} = 1{,}395 \; ; \quad \overline{\lambda^2_{40}} = 1{,}929 \; ; \quad \overline{\lambda^2_{45}} = 2{,}070 \; ; \quad \overline{\lambda^2_{51}} = 2{,}130 \; .$$

Dans cette série, M. Ehrenhaft a pu faire 51 observations et trouver $\overline{\lambda^2} = 2{,}130$; mais il s'était arrêté à la 25me observation, comme cela arrivait souvent avec d'autres particules, il aurait dû accepter la valeur $\overline{\lambda^2} = 1{,}068$, confirmée par les deux chiffres précédents ; de même les $\overline{\lambda^2}$ pour 30 et 35 observations sont très rapprochées. On a donc pour cette particule *trois* valeurs différentes de $\overline{\lambda^2}$ satisfaisantes au critérium de M. Ehrenhaft ; l'incertitude de la détermination de la charge atteint de ce fait 100 %. Le critérium est donc insuffisant ; on pourrait le compléter par l'examen de la répartition des vitesses. On accepterait de la sorte seulement les observations dont les $\overline{\lambda^2}$ restent constants et pour lesquelles la répartition observée ne diffère pas beaucoup de la répartition calculée.

On pourrait trouver encore un autre critérium en comparant les moyennes des carrés des écarts browniens $\overline{\lambda^2}$ aux carrés des écarts moyens u^2. Ces quantités doivent, selon la théorie, satisfaire à la condition $\overline{\lambda^2} = u^2$ (en supposant $n = \infty$). On a vu au § 9 que cette condition n'est presque jamais satisfaite. Mais la différence entre $\overline{\lambda^2}$ et u^2 n'est que rarement supérieure à 10 % (voir les données de la table XIII). Si donc, pour une particule quelconque on trouve une grande différence entre $\overline{\lambda^2}$ et u^2, on doit en conclure que le nombre d'observations est insuffisant. Ainsi pour la particule N° 101 (table XIII) la divergence de $\overline{\lambda^2}$ et de u^2 est égale à 17 %; on en concluera à priori que le nombre d'observations est insuffisant. En réalité pour cette particule on a le moindre nombre d'observations (14). Nous remarquerons encore que les particules de M. Konstantinowsky et surtout celles de M. Ehrenhaft ne satisfont que bien rarement à la condition $\overline{\lambda^2} = u^2$ [1].

§ 12. *Limites de la validité de la théorie du mouvement brownien.* — Dans les § § précédents, divers facteurs ont été indiqués qui contribuent à la diminution des charges calculées d'après le mouvement brownien : la substitution des $\overline{\lambda^2}$ aux u^2; l'influence de la vitesse propre des particules; l'influence de leur charge; les erreurs personnelles et accidentelles; l'écart entre les répartitions des vitesses théoriques et observées. Mais en supposant même qu'il soit possible d'effectuer toutes ces corrections, qui d'ailleurs ne peuvent pas être importantes, il est possible qu'on ne puisse arriver à une valeur de la charge élémentaire plus élevée que celle de M. Perrin : $e = 4{,}20 \times 10^{-10}$ ce qui correspond au nombre d'Avogadro $N = 6{,}85 \times 10^{23}$ (on ne peut, en réalité, déterminer au moyen du mouvement brownien que le produit Ne (voir formule 14). En d'autres termes, les calculs basés sur le mouvement brownien conduisent toujours, à notre avis, à des chiffres plus élevés pour N que toutes les autres méthodes, comme il est facile de s'en convaincre par l'examen des données de la table XXV. On obtient en effet les plus grandes valeurs de N (soit les plus petites valeurs de la

[1]) Il paraît que le meilleur critérium a été trouvé par M. Schrödinger (*Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 289). Les formules qu'il a établies permettent de calculer l'erreur probable de chaque série d'observations. On trouve de cette façon que l'erreur probable pour les observations de M. Konstantinowsky (*Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 369) varie entre 10 % et 40 %. En comparant ces erreurs probables aux charges élémentaires trouvées par M. Konstantinowsky on se convainct aisément que les valeurs les plus élevées de la charge élémentaire sont fournis par les meilleures observations.

charge élémentaire) par la méthode du mouvement brownien; il faut aussi remarquer que les différences des résultats de

Table XXV

	Méthode	$N \times 10^{-23}$
Mouvement brownien (Perrin) Moyenne : $N = 6,78 \times 10^{23}$	Répartition des particules	6.83
	Translation » »	6.88
	Rotation » »	6 50
	Diffusion » »	6.90
Autres méthodes Moyenne : $N = 6,25 \times 10^{23}$	Charge élémentaire (Millikan)	6.06
	Phénomènes de radioactivité	6.54
	Théorie du rayonnement	6.16

diverses méthodes excèdent de beaucoup les erreurs expérimentales possibles ([1]).

Tout autre est le résultat des expériences de M. Fletcher ([2]). En étudiant le mouvement brownien des particules d'huile, cet observateur trouve une charge élémentaire égale à : $e = 4,65 \times 10^{-10}$, c'est-à-dire un nombre très rapproché de celui de M. Millikan et très différent (32 %) de la moyenne de toutes les autres déterminations basées sur le mouvement brownien. Or la seule différence essentielle entre ses expériences et toutes les autres consiste en ce que M. Fletcher observait ses particules dans un *gaz raréfié*. Pour élucider l'influence de la pression du gaz, nous avons fait des expériences semblables à celles de M. Fletcher. Les plus grosses gouttes ont été obtenues par pulvérisation du mercure dans l'arc ; les plus petites par pulvérisation mécanique d'un mélange d'étain et de mercure, ce qui permettait d'avoir des particules non volatiles et d'une masse presque invariable (voir § 2). Les N^{os} 1-9 se rapportent aux particules d'huile de M. Fletcher, les N^{os} 128-132 à celles de mercure amalgamé, les N^{os} 115-127 aux particules produites dans l'arc. On trouvera dans la table les pressions en mm., les

[1]) En ce qui concerne les expériences de M. Perrin il faut d'ailleurs tenir compte de la cause d'erreurs signalée par M. Costantin (*Arch. de Physique*, 1915), soit l'influence des parois.

[2]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.

charges et les rapports l/a du chemin moyen des molécules au rayon de la particule (charges et rayons ont été déduits de la formule du mouvement brownien).

TABLE XXVI

N°	p	l/a	$e \times 10^{10}$	MOYENNES
125	736.0	0.15	2.78	
121	419.0	0.33	3.54	$l/a = 0.41$
124	123.0	0.55	3.75	$e = 3.70 \times 10^{-10}$
128	331.0	0.59	4.75	
115	148.0	0.59	3.40	
123	120.0	0.73	3.80	$l/a = 0.75$
122	122.0	0.77	3.22	$e = 3.65 \times 10^{-10}$
127	122.0	0.89	4.19	
3	231.0	1.05	4.43	
119	315.0	1.06	4.25	$l/a = 1.12$
132	275.0	1.15	4.00	$e = 4.28 \times 10^{-10}$
118	195.0	1.22	4.42	
130	133.0	1.41	4.44	
131	300.0	1.45	5.00	$l/a = 1.59$
4	143.0	1.61	4.71	$e = 4.56 \times 10^{-10}$
126	117.0	1.90	4.08	
5	99.7	2.20	4.90	
129	73.0	2.88	4.60	$l/a = 2.80$
6	70.0	2.97	4.46	$e = 4.62 \times 10^{-10}$
7	65.0	3.13	4.52	
8	29.8	7.76	5.21	
9	22.8	11.10	4.46	$l/a = 11.02$
2	20.8	11.50	4.57	$e = 4.72 \times 10^{-10}$
1	21.1	13.90	4.62	

Quoique les données tirées de nos expériences soient influencées par les courants de convection résultant probablement de l'absence d'un bain d'huile, néanmoins on peut se rendre compte de la marche générale du phénomène en calculant les moyennes. Il résulte de la table XXVI que ce n'est point de la pression, mais du rapport l/a que dépend la valeur de la charge calculée. Si l'on a : $l/a < 0,5$, on trouve des charges rapprochées de la moyenne de toutes les expériences faites à la pression ordinaire (§ 9); si on augmente l/a, les valeurs des charges augmentent aussi de plus en plus vite ; si $l/a > 2,0$, cette augmentation se ralentit et la valeur de la charge tend vers une limite très rapprochée du nombre de Millikan $e = 4,774 \times 10^{-10}$. Les résultats de la table XXVI peuvent être représentés par la formule empirique :

$$e = e_0 \left(1 - \alpha \frac{a}{l}\right) ,$$

où $$e_0 = 4,77 \times 10^{-10} \; ; \quad \alpha = \text{const} = 0,0865 \; .$$

Sans doute, les données de la table n'ont pas de valeur absolue, mais il paraît possible que *la théorie du mouvement brownien dans son état actuel ne donne des résultats parfaitement corrects qu'à la condition que le rayon de la particule soit inférieur au chemin moyen des molécules du gaz.*

Evidemment on peut augmenter l/a, non seulement en diminuant la pression, mais aussi en diminuant le rayon. Il résulte des données de la table XXVIII que seules les particules de mercure pulvérisé mécaniquement sont assez petites pour qu'on puisse avoir un l/a rapproché de l'unité à la pression ordinaire. On trouvera dans la table XXVII les résultats du calcul du mouvement brownien de ces particules de mercure. On a divisé toutes les particules en quatre groupes selon les dimensions des rayons. La table contient les moyennes suivantes pour chaque groupe : le carré de l'écart brownien moyen u^2, les rayons calculés d'après la formule de Stokes-Cunningham a_{st} et d'après le mouvement brownien a_{Br}, les rapports l/a et les charges. On voit que les charges augmentent avec le rapport l/a, c'est-à-dire avec la diminution du rayon; l'accord avec les données de la table XXVI est bon, si l'on considère que les chiffres sont quelque peu incertains soit à cause des courants de convection (table XXVI), soit à cause de la méthode même de calcul (§ 7).

TABLE XXVII

N°	$u^2 \times 10^6$	$e \times 10^{10}$	MOYENNES
79	1. 7	3.08	$u^2 = 1.40 \times 10^{-6}$
60	1.37	3.46	$a_{St} = 2.70 \times 10^{-5}$
74	1.13	4.28	$a_{Br} = 2.34 \times 10^{-5}$
69	1.83	2.99	$l/a = 0.35$
39	1.38	3.95	$e = 3.55 \times 10^{-10}$
40	3.26	3.25	$u^2 = 3.00 \times 10^{-6}$
35	3.11	3.69	$a_{St} = 1.40 \times 10^{-5}$
32	2.55	4.44	$a_{Br} = 1.30 \times 10^{-5}$
80	2.38	4.67	$l/a = 0.68$
81	3.32	3.59	$e = 3.87 \times 10^{-10}$
58	3.59	3.56	
			$u^2 = 3.72 \times 10^{-6}$
75	4.08	3.41	$a_{St} = 1.20 \times 10^{-5}$
32*a*	3.07	4.27	$a_{Br} = 1.14 \times 10^{-5}$
84	4.02	4.13	$l/a = 0.79$
			$e = 3.94 \times 10^{-10}$
45	4.32	4.18	$u^2 = 4.90 \times 10^{-6}$
58*a*	4.92	3.51	$a_{St} = 0.96 \times 10^{-5}$
86	3.79	5.43	$a_{Br} = 0.93 \times 10^{-5}$
52	5.54	3.54	$l/a = 0.99$
45*a*	5.59	3.80	$e = 4.09 \times 10^{-10}$

Le fait que la charge moyenne des particules de M. Ehrenhaft est supérieure à celle des particules de M. Konstantinowsky (§ 9) vient également à l'appui de ce que nous venons de dire. En effet, on a pour les observations de M. Ehrenhaft en moyenne : $u^2 = 1{,}163 \times 10^{-6}$; $l/a = 0{,}37$; $e = 3{,}67 \times 10^{-10}$; pour celles de Konstantinowsky en moyenne : $u^2 = 0{,}827$ (1), $l/a = 0{,}28$; $e = 3{,}39$, ce qui concorde avec les données du tableau XXVI (2).

1) La particule N° XII a été laissée de côté, son u^2 étant très différent de la moyenne.

2) M. Konstantinowsky croit que ses particules sont plus petites que

Si les corrections indiquées aux paragraphes 10 et 11 précédents (influence de la vitesse propre de la particule, etc.), ne sont applicables probablement qu'aux déterminations de la charge élémentaire, la relation entre la mobilité des particules et le rapport l/a doit être prise en considération dans *toutes* les applications de la théorie. *Dans son état actuel la théorie du mouvement brownien ne semble applicable qu'aux phénomènes moléculaires et à ceux qui leur sont similaires* (rayon petit en comparaison du chemin moyen).

Cette explication nous paraît être la plus vraisemblable. On pourrait toutefois, comme nous l'a indiqué M. Schidlof, envisager la question d'un autre point de vue. On a vu (§ 10) que le mouvement brownien visible est dû peut être non seulement au véritable mouvement brownien, mais aussi en partie à des causes accidentelles. Si cela est juste, et si on suppose que les causes d'erreurs accidentelles restent à peu près constantes quel que soit le a ou le l, on doit admettre que les u^2 sont composés de deux termes, l'un variable (mouvement brownien), l'autre invariable (erreurs accidentelles). Si les u^2 augmentent soit à cause de l'augmentation du chemin moyen, soit à cause de la diminution du rayon, les charges doivent augmenter par le fait seul que le terme invariable devient de plus en plus petit en comparaison avec l'autre terme. Il est impossible pour le moment de dire laquelle des deux suppositions est la plus juste.

Malheureusement le matériel actuel est trop restreint pour qu'on puisse se rendre compte, si la charge calculée décroît indéfiniment avec la diminution de l/a. Les expériences de M. Perrin contredisent cette supposition assez peu vraisemblable, celles de M. Westgren la confirment [1].

celles de M. Ehrenhaft. L'étude du mouvement brownien prouve qu'en réalité elles sont plus grandes (à l'exception de la particule N° XII), mais d'une moindre densité et d'une forme plus irrégulière.

[1]) Le mémoire présent était déjà rédigé quand un certain nombre de travaux (de M. Smoluchowski, M. Schrödinger, M. Mayer et Gerlach, M. Konstantinowsky et M. Fletcher) ont paru. Nous avons dû en conséquence ajouter quelques notes dans les § 8, 10 et 11).

Conclusions

1. La charge élémentaire déterminée au moyen d'observations effectuées sur du mercure pulvérisé mécaniquement, ne dépend pas du rayon et est égale à : $e = 4,675 \times 10^{-10}$ (§ 5).

2. Les particules de mercure sont volatiles. Elles se désagrègent sous l'action du bombardement moléculaire ; le phénomène ne se manifeste d'abord que par une diminution graduelle de la masse de la particule ; mais si la quantité de matière perdue dans l'unité de temps surpasse une certaine limite, l'équilibre de la particule est définitivement rompu, et la désagrégation s'accentue de plus en plus, ce qui paraît amener une variation de la densité moyenne de la particule et peut-être de sa forme (§ 2, 3 et 4).

3. La rapidité de la désagrégation dépend des propriétés de la couche superficielle de la particule ; on explique ainsi l'influence du signe de la charge et du degré de pureté du mercure; la vitesse propre de la particule exerce aussi une certaine influence sur la désagrégation de la particule (§ 2, 3 et 4).

4. Les particules produites par pulvérisation dans l'arc (méthode de M. Ehrenhaft), doivent consister en partie au moins, en un corps dont la densité est de beaucoup inférieure à celle du mercure; la formule de Stokes-Cunningham n'est donc point applicable à ces particules (§ 6).

5. La comparaison des résultats de l'étude du mouvement brownien par divers observateurs permet d'établir que la charge élémentaire possède une même valeur pour toutes les particules étudiées, et ne dépend pas du rayon. On n'obtient le même résultat au moyen de la formule de Stokes-Cunningham qu'à la condition que les particules soient produites à une température peu élevée ; au cas contraire (pulvérisation dans l'arc), les particules subissent vraisemblablement des modifications tellement profondes, que les calculs d'après la formule de Stokes-Cunningham conduisent à des résultats les plus divergents (sous-électrons, § 8).

6. La « mobilité » des particules, calculée d'après le mouve-

ment brownien dépend en réalité non seulement du mouvement brownien, mais aussi de la vitesse propre de la particule, de sa charge, et d'autres agents d'une nature inconnue, de sorte que les charges calculées d'après le mouvement brownien ont toujours une valeur trop basse, et les répartitions calculées des vitesses diffèrent quelque peu des répartitions observées (§ 10, 11).

7. Il semble que la théorie du mouvement brownien ne soit rigoureusement exacte que pour les phénomènes moléculaires et ceux qui leur sont semblables (rayon de la particule petit en comparaison du chemin moyen des molécules du gaz (§ 12).

III. Protocoles des observations

Le manque de place ne nous permet pas de publier iu-extenso les protocoles d'observations des 131 particules que nous avons pu observer. Nous laisserons donc de côté toutes les particules qui servaient uniquement pour l'étude de la diminution de la masse, et de l'influence de divers agents, sur la variation des particules, etc. (v. § 4), et nous nous bornerons aux seules particules de mercure pulvérisé mécaniquement; ce sont celles qui ont été utilisées pour le calcul des charges. On trouvera dans les tables suivantes les protocoles complets d'observations des particules : N° 23 (part. « invariable », v. § 2) ; N° 81 (particule de mercure pulvérisé mécaniquement; la colonne t_{1_m} représente les durées de chutes « moyennes », dont on se servait pour le calcul du mouvement brownien, v. § 7); N° 96 (particule produite dans l'arc) ; N° 131 (amalgame d'étain, pression réduite, v. § 12); N° 59 (nous donnons le protocole d'observations complet de cette particule, parce que c'est la seule dont la charge était dès le début notablement inférieure au nombre de Millikan. On peut donner deux explications de ce phénomène. Ou bien cette particule, étant composée de mercure amalgamé, possédait une densité différente de celle du mercure, ou bien, ce qui est plus probable, cette particle n'a été soumise aux observations que beaucoup de temps après la pulvérisation. En effet, les particules pulvérisées ne tombent pas d'elles-mêmes

N° 84

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
73.84	12.12	− 2	4.94
83.86	6.70	− 3	4.79

N° 16

52.10	21.57	2	4.57

N° 17

51.84	6.60	5	4.73
54.50	55.70	1	4.84

N° 18

44.00	5.80	7	4.40
46.30	8.30	5	4.34
51.10	26.40	2	4.06
54.10	87.00	1	4.03

N° 19

52.10	12.40	3	4.60

N° 21

*60.00	V = 24.5 { 4.55	+25	4.50
68.30	11.50	+10	4.34
85.20	21.90	+ 5	4.02
106.80	25.40	− 1	3.56
119.30	10.70	− 2	3.33
119.30	24.20	− 1	3.25
130.80	—	—	—

N° 22

*73.00	V = 63.5 { 5.50	− 9	4.33
73.00	6.60	− 6	4.36
92.50	10.05	− 4	3.53
113.10	12.55	+ 3	3.12

N° 24

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
48.70	V = 32 { 4.30	—	—
61.37	7.77	+ 4	4.24
69.20	43.65	− 1	4.20
70.50	40.30	+ 1	4.16

N° 96 (¹)

t_1	t_2	n
126.2	20.9_s	− 4
137.1	12.9_s	− 6
172.5	8.8_s	− 8
158.6	10.4_s	− 7
160.5	13.5_s	− 6
143.5	21.2_x	− 4
144.5	13.6	− 6
141.5	12.4	V = 72.5
137.8	12.3	$e = 0.24$
146.3	—	$\times 10^{-10}$

N° 131 (²)

t_1	t_2	
16.4	35.5	$n = +1$
14.8	37.4	$e = 4.97$
14.9	36.7	$\times 10^{-10}$
15.8	36.4	
15.6	33.2	
15.4	34.6_x	
15.6	8.1	$n = +2$
15.5	8.2	$e = 5.09$
15.3	8.1	$\times 10^{-10}$
15.3	—	

¹) Trajet de la particule L = 0.1425 cm.
²) Pressure réduite.

N° 23

t_1	t_2	
26.9	5.5	
27.4	5.6	$n = +74$
27.4	5.7	$e = 1.66$
28.2	5.8	$\times 10^{-10}$
28.3	—	V = 63
27.9	5.8	
27.9	5.8_s	
27.5	8 2	
27.1	8.1	$n = +56$
27.5	7.9	$e = 1.65$
28.3	8.3_x	$\times 10^{-10}$
		$n = +16$
27.9	106.8	$e = 1.63$
28.0	114.2	$\times 10^{-10}$
		$n = +15$
27.7	161.4	$e = 1.62$
27.7	—	$\times 10^{-10}$
27.6	37.7	$n = +14$
27.8	37.5	$e = 1.67$
—	37.8	$\times 10^{-10}$
28.3	37.0_x	V = 98
		$n = +13$
28.1	45.9_s	$e = 1.65$
		$\times 10^{-10}$
—	56.6	
28.0	57.1	$n = +12$
—	56.8	$e = 1.66$
28.4	58.6	$\times 10^{-10}$
—	58.8	
—	57.8_x	
		$n = +9$
27.8	367.0	$e = 1.60$
28.1	—	$\times 10^{-10}$

N° 81

t_1	t_{1m}	t_2	
43.4	41.5	127.3	$n = +1$
47.9	49.4	84.2	$e = 4.40$
53.0	54.3	67.1	$\times 10^{-10}$
59.4	59.4	50.8	V = 98.5
59.6	64.1	$—_x$	
*67.1	69.0	39.9	$n = -1$
82.3	74.0	36.9	$e = 3.93$
76.5	78.0	32.7	$\times 10^{-10}$
86.2	82.1	32.8_s	
81.0	87.1	—	$n = -2$
97.1	90.4	12.6	$e = 3.72$
93.8	95.3	12.6_s	$\times 10^{-10}$
			$n = -1$
95.8	100.2	26.9	$e = 3.74$
110.3	106.8	25.9	$\times 10^{-10}$

N° 39

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
20.67	2.90	−24	4.66
20.60	12.20	− 8	4.59
20.94	50.30	− 4	4.66
21.47	48.53	− 4	4.56

N° 45

81.87	3.50	− 6	4.62
85.84	5.27	− 4	4.51
87.92	10.76	− 2	4.57
87.92	6.70	− 3	4.55
94.13	22.00	+ 1	4.58
96.00	9 60	+ 2	4.57
103.47	19.93	+ 1	4.50
109.33	8.27	− 2	4.66
109.33	18.40	+ 1	4.52

* L'astérisque indique le moment où la diminution de la masse s'accélère et ou commence la diminution apparente de la charge.

N° 31

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
56.40	3.80	− 8	4.55
56.60	7.87	− 4	4.65
57.45	18.42	− 2	4.72

N° 32

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
54.45	V = 32 4.50	−21	4.62
54.90	6.33	−15	4.72
55.43	9.10	−11	4.66
59.30	4.10	− 8	4.63
60.66	5.75	− 5	4.62
*62.70	43.30	− 1	4.63
73.17	16.15	− 2	3.90
73.17	40.05	− 1	3.99
80.05	15.50	− 2	3.67
82.90	36.60	− 1	3.57
82.90	36.60	+ 1	

N° 33

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*101.30	6.56	− 3	4.05
169.90	12.50	− 1	3.94

N° 35

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
54.40	1.80	+17	4.54
54.40	5.50	+ 6	4.45
55.00	11.45	+ 3	4.71
56.00	62.00	+ 1	4.42

N° 36

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
19.13	V = 21 13.37	+38	4.61
19.20	24.20	+28	4.60
19.90	9.20	+10	4.61
20.15	69.50	+ 4	4.60

N° 40

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
42.00	2.40	+15	4.76
42.00	3.45	+11	4.73
42.40	8.17	+ 5	4.85
44.30	6.30	+ 6	4.74

N° 40 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
46.30	7.90	+ 5	4.53
47.72	9.94	+ 4	4.56
51.60	7.20	+ 5	4.40
53.00	12.90	+ 3	4.48

N° 41

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
55.75	3.75	+ 6	4.91
61.09	10.45	+ 3	4.56
*65.37	9.13	+ 3	4.74
81.40	7.60	+ 5	4.29
100.00	7.00	+ 3	4.31
101.70	9.80	+ 2	4.56

N° 42

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*68.67	V = 82 10.97	+ 3	4.58
77.05	10.25	+ 3	4.20
79.40	16.40	+ 2	4.12
126.50	—	—	—
138.40	—	—	—

N° 43

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
106.87	5.60	+ 3	4.69
106.87	17.92	+ 1	4.77

N° 44

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
37.75	19.15	+ 3	4.70
40.22	31.70	+ 2	4.79
44.82	28.10	+ 2	4.49
47.37	24.63	+ 2	4.64
56.17	59.95	+ 1	4.48
67.97	35.52	− 1	4.75
*80.15	27.20	− 1	4.73
108.50	10.00	− 2	3.91
108.50	6.60	− 3	3.85

N° 46

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
78.00	5.55	− 3	4.97
84.20	10.73	− 2	4.74

N° 46 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*95.17	20.80	+ 1	4.75
140.7	15.67	− 1	3.94
191.6	12.80	− 1	3.67

N° 47

104.40	8.40	− 2	5.00

N° 49

74.20	13.05	− 2	4.76

N° 50

67.80	14.40	− 2	4.65
*67.80	36.20	− 1	4.69
77.53	33.73	+ 1	4.16
83.33	12.60	+ 2	4.15
84.31	28.60	+ 1	4.45

N° 51

64.40	43.80	− 1	4.42
64.70	36.60	+ 1	4.91

N° 52

78.47	6.40	+ 4	4.07
78.47	8.60	+ 3	4.15
77.60	30.73	+ 1	4.64
85.33	27.38	+ 1	4.29
85.53	10.60	+ 2	4.76
104.20	21.41	− 1	4.20

N° 53

51.07	5.70	− 6	4.54
52.60	8.80	− 4	4.54
55.00	11.70	− 3	4.61

N° 55

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
18.50	7.73	−12	4.86
18.70	8.70	−11	4.60
18.70	9.80	−10	4.66
19.13	11.27	− 9	4.61
19.60	36.30	− 5	4.56

N° 56

15.13	V = 25 { 9.10	−53	4.49
15.13	9.60	−51	4.51
15.50	21.16	−33	4.51
15.90	33.25	− 7	4.48

N° 60 (1)

15.30	10.17	+12	4.69
15.60	11.50	+11	4.66
15.80	13.20	+10	4.68
16.20	20.80	+ 8	4.69
17.00	36.30	+ 6	4.59
17.50	23.10	+ 7	4.51
17.90	31.10	+ 6	4.54
18.30	53.10	+ 5	4 57
18.50	130.20	+ 4	4.66

N° 59

115.6	11.6_8	− 2	—
106.2	23.6	− 1	3.69 (?)
106.4	22.0	—	3.96 (?)
103.2	20.6	—	—
145.6	—	—	—

N° 69

15.73	V = 68 { 11.37	+16	4.66
16.33	13.40	+14	4.66
16.65	26.70	+10	4.63

1) On trouvera le protocole d'observation de la particule N° 58 dans le § 3.

N° 69 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
17.93	17.90	+ 8	4.34
20.18	18.10	+ 7	4.34
*26.00	36.62	+ 4	4.20
34.85	33 70	+ 3	3.74

N° 73

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*48.23	V = 59 { 18.50	+ 4	4.55
52.20	26.65	+ 3	4.44
58.20	17.85	+ 2	4.31
62.80	10.40	+ 3	4.38

N° 74

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
16.03	V = 60.5 { 17.50	+14	4.67
16.86	17.90	+13	4.74
18.17	27.30	+10	4.60
*20.05	22.98	+ 6	4.45
21.70	28.20	+ 5	4.39
26.16	31.36	+ 4	4.13

N° 75

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
39.80	5.60	+ 7	5.00
44.25	6.45	+ 6	4.70
46.40	7.30	+ 5	4.79
46.90	9.60	+ 4	4.71
50.05	21.40	+ 2	4.74
52.00	55.80	− 1	5.11
57.50	17.80	− 2	4.67
63.37	40.33	− 1	4.68
72.10	29.50	+ 1	4.98
82.75	12.10	− 2	4.47
86.00	25.40	− 1	4.52

N° 79

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
10.77	7.75	−21	4.64
10.96	8.27	−20	4.62
11.41	8.65	−19	4.58

N° 79 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
11.63	11.11	−15	4.56
11.85	10.45	−16	4.69
12.21	13.06	−14	4.62
12.75	13.50	−13	4.60
13.20	14.80	−12	4.70
13.40	17.00	−11	4.57
13.40	20.20	−10	4.69
14.18	57.92	− 7	4.74

N° 80

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
42.70	10.52	− 4	4.86
47.82	14.43	− 3	4.49
47.82	9.60	− 4	4.66
55.05	21.78	− 2	4.31
*58.16	56.35	− 1	4.51
62.60	17.45	− 2	4.38
68 42	10.25	− 3	4.11
73.32	39.02	+ 1	3.98
80.08	15.42	+ 2	3.70
86.27	37.10	+ 1	3.43
86.27	15.25	− 2	3.44

N° 82

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
80.65	7.12	+ 3	4.83
97.80	22.83	+ 1	4.15

N° 85

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*110.67	17.65	− 1	4.64
143.00	7.20	− 2	3.98

N° 86

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
98.04	5.95	+ 3	4.67
98.04	8.80	+ 2	4.86
119.72	15.73	− 1	4.70

dans le condensateur, mais sont entraînées par le courant d'air. Si par hasard une particule n'était pas entraînée et tombait seulement sous l'influence de la pesanteur, elle ne devrait pas mettre moins de 1 $^1/_2$ heure (durée de chute $t_1 = 100''$) pour arriver du pulvérisateur au condensateur. Evidemment, pendant un temps si long, elle pouvait se désagréger considérablement, ce qui amène, comme on l'a vu, une diminution apparente de la charge).

Le signe x (dans les colonnes des durées d'ascension t_2) désigne une variation de la charge provoquée par les rayons X, le signe s, une variation de la charge spontanée. V représente les tensions en volts, n les nombres de charges et leurs signes, $e \times 10^{10}$, les charges élémentaires calculées.

Toutes les autres observations sont données sous forme de moyennes, Ont été laissées de côté quelques particules dont les nombres de charges ne pouvaient pas, pour différentes raisons, être exactement déterminées, particulièrement à cause du nombre trop grand des charges élémentaires. Les N^{os} 1-37 se rapportent aux particules de mercure pur, les N^{os} 38-54 au mercure impur, les N^{os} 55-59 au mercure amalgamé, les N^{os} 60-94 au mercure distillé. La différence de potentiel aux plateaux du condensateur a été (sauf indication contraire) toujours égale à V = 98 volts.

Nous remercions M. le professeur C.-E. Guye pour l'hospitalité que nous avons trouvée dans son laboratoire et pour les moyens de travail qu'il a mis à notre disposition et qui nous ont permis de mener à bien ces recherches. Nous exprimons également notre sincère reconnaissance à M. le D^r A. Schidlof, assistant à l'Institut de Physique, dont l'aide cordiale et les précieux conseils ne nous ont jamais fait défaut.

Laboratoire de Physique de l'Université de Genève.
Août 1915.