

Zeitschrift: Verhandlungen der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft =
Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles = Atti della
Società Elvetica di Scienze Naturali

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 97 (1915)

Vereinsnachrichten: Section de Physique

Autor: [s.n.]

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: 12.01.2026

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

II

Section de Physique

(et Séance de la Société suisse de physique)

Mardi 14 septembre 1915

Président : M. le prof. C.-E. GUYE (Genève).

Secrétaire : M. le Dr SCHIDLOF (Genève).

1. A. HAGENBACH und W. RICKENBACHER (Bâle). — *Vergleich optisch und elektrisch gemessener Dicke von verschiedenen Seifenlamellen.*

Die vorliegende Untersuchung über die elektrische Leitfähigkeit von Seifenlamellen ist nach der von einem von uns¹ 1913 angegebenen Methode ausgeführt. Zwei Platinsonden in einer horizontalen rotierenden Seifenlamelle eingetaucht dienten zur Bestimmung des elektrischen Widerstandes. Gleichzeitig wurde an der Stelle der Elektroden auch die optische Dicke gemessen.

Es kamen folgende 4 Gruppen von Lösungen zur Verwendung :

A-Lösungen : Natrium oleat + Wasser.

B-Lösungen : Natrium oleat + 3 Gewichtsprozent Kaliumnitrat + Wasser,

C-Lösungen : Natrium oleat + Glycerin (5—20 Prozent des Wassergewichtes) + Wasser,

D-Lösungen : Natrium oleat + 3 Gewichtsprozent Kaliumnitrat + Glycerin (10 Prozent des Wassergewichtes) + Wasser.

¹ Aug. Hagenbach, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, T. XXXV, Genève, 1913, S. 329.

Zu jeder Gruppe wurden 3 Lösungen, nämlich mit $\frac{1}{40}$, $\frac{1}{60}$ und $\frac{1}{80}$ Oleat des Wassergewichts verwendet, im ganzen also 12 verschiedene Lösungen.

Interessant sind zunächst die Messungen im optischen Schwarz. Die folgende Zusammenstellung der elektrisch gemessenen Dicken in $\mu\mu$ lässt erkennen, dass die Konzentration des Natriumoleates einen kaum messbaren Einfluss auf die Dicke hat. Die Mittelwerte verglichen mit den auf optische Weise von *Reinhold* und *Rücker* gemessenen Werten zeigen, dass im allgemeinen Uebereinstimmung herrscht zwischen optisch und elektrisch gemessener Dicke. Die A-Lösungen scheinen etwas grösser, doch müsste der von *Reinhold* und *Rücker*¹ gefundene Wert noch kontrolliert werden. Bei der D₈₀ Lösung finden wir einen Wert von nur 7,3; hier ist es gelungen, das zweite Schwarz zu messen und dieser halb so grosse Wert stimmt überein mit dem von *Johonnot*² angegebenen Wert 6 für das zweite Schwarz.

Lösung	Concentration von Natriumoleat			Mittelwerte	Optisch gemessen durch Reinhold u. Rücker
	1 : 40	1 : 60	1 : 80		
A	39	49,1	37	41,6	27
B	15	11,8	12	12,9	12
C	22,8	23,1	22,5	22,8	27
D	13,2	13,5	—	13,3	10,7
	—	—	7,3	7,3	Johonnot, II. Schwarz 6

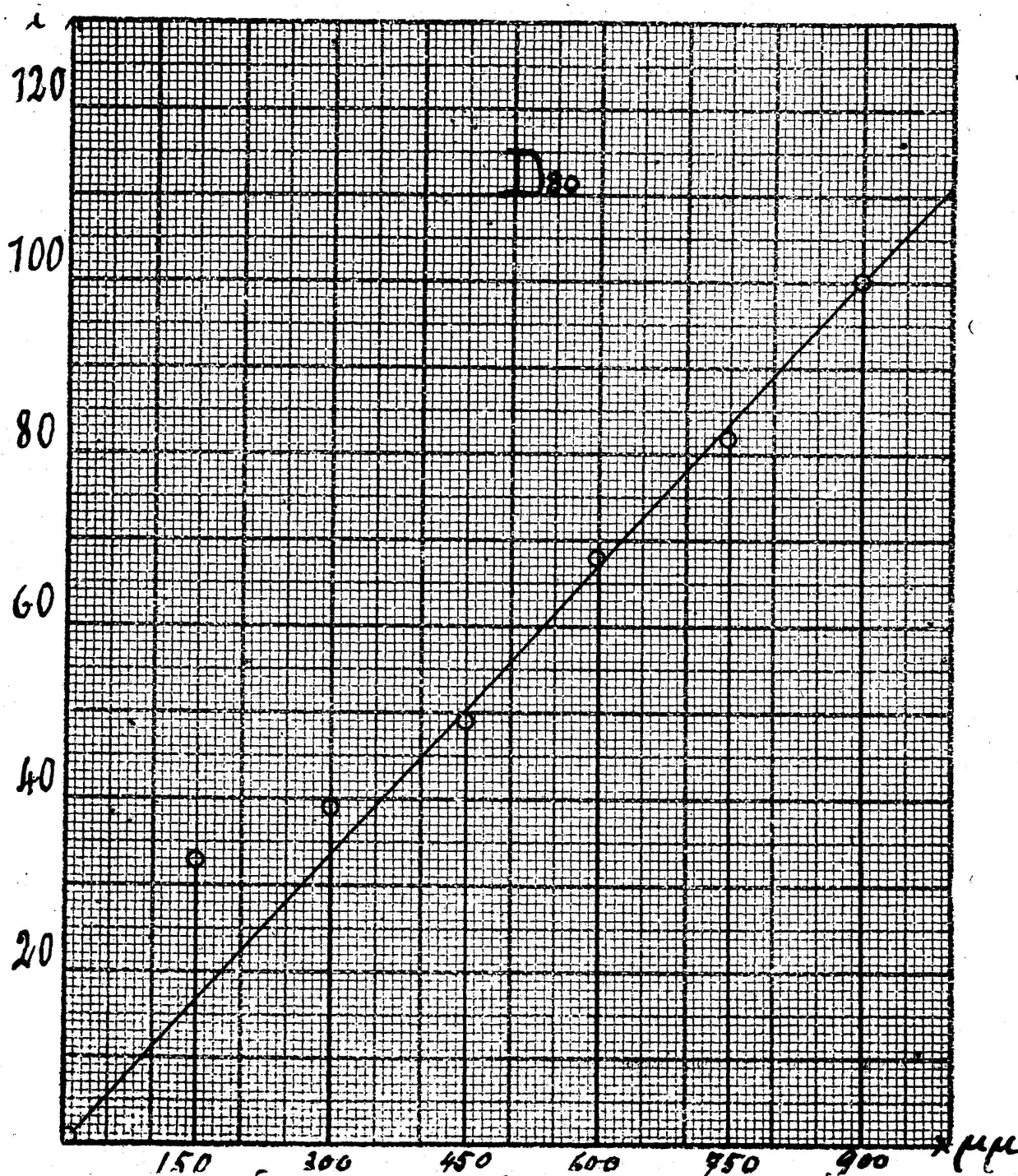
Wir können also sagen, dass im ersten und zweiten Schwarz die optisch und elektrisch gemessene Dicke übereinstimmen.

Dasselbe kann man natürlich auch bei den relativ grossen Dicken erwarten und findet es im allgemeinen bestätigt von Dicken oberhalb 300 $\mu\mu$. Zwischen 300 $\mu\mu$ und dem Schwarz, also im Gebiet der ersten Newton'schen Farbenordnung fällt die

¹ A. W. Reinold und A. W. Rücker (siehe Literaturangabe über deren Arbeiten, A. Hagenbach, I. c.).

² Johonnot. Phil. mag., 1899 (5), 47, p. 501.

elektrisch ermittelte Dicke immer zu gross aus, manchmal bei 150 $\mu\mu$ sogar doppelt so gross wie die optisch bestimmte. Die A. Lamellen zeigen diese Erscheinung besonders stark. Den Zu-



sammenhang zwischen elektrisch und optisch gemessener Dicke ersieht man am besten in nebenstehender Figur, welche sich auf die D_{80} -Haut bezieht. Als Ordinaten sind die Leitfähigkeiten

zwischen den Sonden, d. h. also die elektrischen Dicken und als Abzissen die optisch (Interferenzring mit Natriumlicht) ermittelten Dicken aufgetragen. Das Gebiet der zu grossen Leitfähigkeit ist bei allen untersuchten Lösungen gefunden, aber sehr verschieden ausgeprägt. Diese Tatsache ist ja auch schon in der früheren Abhandlung besprochen.

Die Erklärung lässt sich teilweise darin finden, dass sich in der Oberflächenschicht die Konzentration gegen das innere Volumen vergrössert. So lange das innere Volumen gross ist gegenüber den Oberflächenwänden, erscheint die Leitfähigkeit normal, je dünner die Schicht wird, umso mehr kommt die grössere Leitfähigkeit der Oberflächenschichten zur Geltung. Verschwindet aber das innere Volumen (schwarzer Fleck), so fällt die in der Oberfläche überschüssig gelöste Menge wieder aus und die Ionenzahl ist wieder normal, also auch die Leitungsfähigkeit. Dies steht nach *Gibbs* im Zusammenhang damit, dass die Oberflächenspannung mit zunehmender Konzentration abnimmt.

2. L. DE LA RIVE. — *Hypothèse sur le mouvement de l'éther dans le voisinage de la terre.*

L'expérience de Michelson et Morley ne laisse subsister aucun doute sur l'absence complète de phénomènes d'aberration terrestre résultant du mouvement orbital de la terre et de l'immobilité de l'éther. Des termes du second degré en v^2/c^2 , où v est la vitesse de la terre et c celle de la lumière, auraient été, sinon mesurés avec exactitude, du moins constatés par le déplacement de la frange d'interférence. D'autre part, ces termes existent dans la théorie mécanique de la lumière pour la réflexion et pour la réfraction et je m'en suis assuré en les calculant d'après le principe de la durée minima de parcours. Il est vrai qu'ils doivent disparaître si l'on admet la cinématique d'Einstein d'après laquelle, en composant δ avec c , on retrouve c . On peut hésiter toutefois à abandonner l'espoir d'une explication géométrique d'un phénomène de propagation et d'hypothèse que je propose est la suivante :

La terre emporte avec elle une enveloppe d'éther dont les couches successives ont une vitesse variable ; cette vitesse est la

même que celle des molécules matérielles au contact avec elles et elle finit par s'annuler à une distance suffisamment grande. Il en résulte que l'aberration des étoiles subsiste parce qu'elle résulte de la déviation du rayon lumineux en passant d'une couche d'éther à l'autre et que les autres phénomènes n'ont point de raison d'être.

Considérant un point A de la surface de la terre tel que la vitesse orbitaire est dans le plan horizontal et une étoile voisine du zénith, j'admets que la vitesse d'une couche parallèle au plan horizontal est elle-même parallèle à la vitesse orbitaire et donnée par l'expression

$$v = v_0 e^{-y}$$

où v_0 est la vitesse de la terre et y la distance verticale de la couche. On en déduit la vitesse différentielle de deux couches successives et on calcule la déviation du rayon par le principe de la composition des vitesses. On obtient ainsi l'équation différentielle de la trajectoire dont l'intégrale, prise entre $y = 0$ et $y = \infty$, est

$$\log \operatorname{nat} \operatorname{tang} \frac{\alpha_1}{2} - \log \operatorname{nat} \operatorname{tang} \frac{\alpha_0}{2} = \frac{v_0}{c} ,$$

α_1 et α_0 étant les deux couples avec l'horizontale du rayon direct et du rayon après l'aberration.

En calculant cette formule pour les diverses valeurs de α_1 , on trouve que l'aberration ne diffère de celle calculée pour la formule ordinaire que par des fractions de seconde, ce qui ne permettrait pas, semble-t-il, de vérifier l'hypothèse par des observations astronomiques.

3. Ed. GUILLAUME (Berne). — *Sur l'impossibilité de ramener à une probabilité composée la loi des écarts à plusieurs variables.*

L'auteur montre d'abord un petit appareil permettant de tracer rapidement, sur une feuille de papier, un grand nombre de points répartis suivant la loi des écarts à deux variables indépendantes, comme les points d'impact sur une cible. L'appareil se compose d'un entonnoir à axe vertical, maintenu au-dessus d'un certain nombre de grilles horizontales superposées. Sous

les grilles, à une certaine distance, on place une feuille de papier carbone. En introduisant dans l'entonnoir de la grenaille de plomb, les grains s'écoulent verticalement, traversent successivement les grilles superposées, ce qui les disperse, et tombent finalement sur le papier carbone en faisant une marque sur le papier millimétré. Lorsqu'un grand nombre N de grains sont tombés, celui-ci offre une image très nette de la répartition des points d'impact (Voir la figure de la page 121).

Le papier millimétré permet de diviser facilement le plan en un grand nombre de petites cases carrées identiques, de côtés $\Delta x = \Delta y = \varepsilon$. La probabilité pour qu'un des grains, désigné à l'avance, soit tombé sur une case de coordonnées x_0, y_0 et de surface ε^2 , est, approximativement, en appelant n le nombre des grains tombés dans cette case, et A et a deux constantes caractéristiques de l'appareil :

$$\frac{n}{N} = A^2 e^{-a(x_0^2 + y_0^2)} \varepsilon^2 .$$

Cette probabilité peut se décomposer en un produit de deux autres probabilités : $Ae^{-ax_0^2} \varepsilon$ et $Ae^{-ay_0^2} \varepsilon$. Par exemple, $Ae^{-ax_0^2} \varepsilon$ est la probabilité pour que le point ait une abscisse comprise entre x_0 et $x_0 + \varepsilon$, autrement dit soit tombé dans une bande (x_0, y) de largeur ε , formée par toutes les cases d'abscisse x_0 , et parallèle à l'axe des y . Si n_1 est le nombre de grains tombés dans cette bande, on aura :

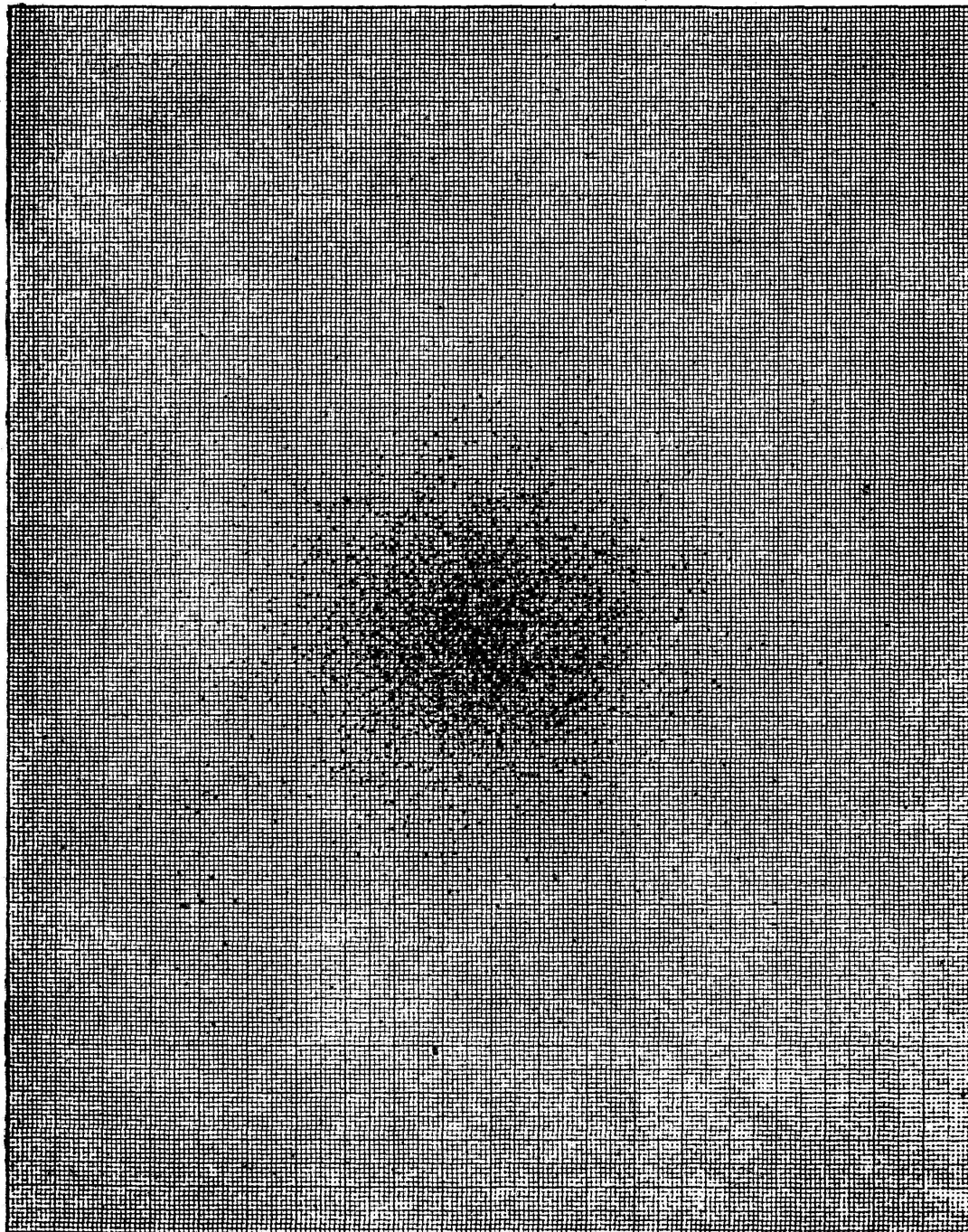
$$Ae^{-ax_0^2} \varepsilon = \frac{n_1}{N} .$$

On aura de même pour les grains tombés dans la bande (x, y_0) parallèle à l'axe des x à la distance y_0 :

$$Ae^{-ay_0^2} \varepsilon = \frac{n_2}{N} .$$

Or, on ne peut traiter $Ae^{-ay_0^2} \varepsilon$ et $Ae^{-ax_0^2} \varepsilon$ comme deux probabilités indépendantes, car il y a une *liaison géométrique qui n'apparaît pas analytiquement* : la répartition des points dans une bande, par exemple (x_0, y) , dépend de la répartition des points de toutes les bandes qui lui sont perpendiculaires, en particulier de la bande (x, y_0) . Les grains n_1 et n_2 ne pourraient

donc faire l'objet de *deux* tirages dans une urne. Le fait qu'il peut y avoir liaison géométrique sans liaison analytique a déjà été entrevu par Poincaré ⁽¹⁾.



¹ Voir H. Poincaré. *Dernières pensées*, p. 64, et Ed. Guillaume. *La Théorie des probabilités et la Physique*, *Archives*, 1914, t. XXXVIII, p. 373, et 1915, t. XXXIX, p. 205 et 302.

4. Ch. Eug. GUYE et Ch. LAVANCHY. — *Vérification expérimentale de la formule de Lorentz-Einstein par les rayons cathodiques de grande vitesse* ⁽¹⁾.

Un petit nombre seulement des déterminations effectuées sur les rayons β et sur les rayons cathodiques ont permis d'aborder la discussion des diverses formules représentant la variation de l'inertie en fonction de la vitesse ⁽²⁾. Bien que ces expériences aient été généralement interprétées en faveur de la théorie de Lorentz-Einstein, leur précision a fait souvent l'objet de sérieuses critiques, particulièrement pour celles d'entre elles qui paraissaient vérifier cette théorie avec le plus d'exactitude dans le cas des rayons cathodiques ⁽³⁾.

Ces considérations nous ont engagés à entreprendre une nouvelle série de mesures sur les rayons cathodiques par la méthode des *trajectoires identiques*, expérimentée antérieurement ⁽⁴⁾.

Cette méthode conduit, comme on sait, aux deux relations

$$(1) \quad \frac{\mu'}{\mu} = \frac{VI'^2}{V'I^2},$$

$$(2) \quad \frac{v'}{v} = \frac{V'I}{VI'},$$

dans lesquelles μ et v sont la masse transversale et la vitesse des rayons cathodiques étudiés ; μ et v les mêmes grandeurs pour les rayons de comparaison ; V' , V , I , et I' désignent les différences de potentiel et les intensités de courant qui produisent les champs électriques et magnétiques déviants.

A ces deux relations, qui donnent le rapport des masses et le rapport des vitesses, il faut ajouter la relation

$$(3) \quad U\varepsilon = \frac{1}{2} (\mu)v^2$$

¹ Ce travail a été présenté à la séance de l'Académie des Sciences de Paris du 12 juillet 1915.

² Ce sont principalement les expériences de Kaufmann, de Bucherer et de Neumann sur les rayons β du radium ; celles de Hupka et celles de C.-E. Guye et S. Ratnowsky sur les rayons cathodiques.

³ W. Heil, Discussion der Versuche über die träge Masse bewegter Elektronen, *Ann. der Physik*, 1910, t. XXXI, p. 519.

⁴ C.-E. Guye et S. Ratnowsky, *Comptes rendus*, 1910, t. CI., et *Arch. des Sc. phys. et nat.*, avril 1911 (Mémoire complet).

permettant de déterminer la valeur absolue de v si l'on connaît le potentiel de décharge U et le rapport $\frac{\epsilon}{(\mu)}$ dans les diverses hypothèses ; (μ) étant la masse cinétique ⁽¹⁾.

Les relations (1), (2) et (3) permettent alors de comparer les

Théorie de Lorentz-Einstein				Théorie d'Abraham			
β ⁽²⁾	$\frac{\mu'}{\mu_0}$		Δ	β	$\frac{\mu}{\mu_0}$		Δ
	observé	théorique			observé	théorique	
(0,2279)	—	(1,027)	—	(0,2286)	—	(1,021)	—
0,2581	1,041	1,035	+ 0,006	0,2588	1,035	1,027	+ 0,008
0,2808	1,042	1,042	\pm 0,000	0,2816	1,036	1,033	+ 0,003
0,3029	1,046	1,049	— 0,003	0,3038	1,040	1,039	+ 0,001
0,3098	1,048	1,052	— 0,004	0,3107	1,042	1,040	+ 0,002
0,3159	1,054	1,054	\pm 0,000	0,3168	1,048	1,042	+ 0,006
0,3251	1,059	1,058	+ 0,001	0,3260	1,053	1,045	+ 0,008
0,3302	1,063	1,060	+ 0,003	0,3311	1,057	1,047	+ 0,010
0,3356	1,060	1,062	— 0,002	0,3365	1,054	1,049	+ 0,005
0,3433	1,066	1,065	+ 0,001	0,3443	1,060	1,051	+ 0,009
0,3462	1,065	1,066	— 0,001	0,3472	1,059	1,053	+ 0,006
0,3551	1,070	1,069	+ 0,001	0,3561	1,064	1,055	+ 0,009
0,3630	1,067	1,073	— 0,006	0,3640	1,061	1,058	+ 0,003
0,3813	1,079	1,082	— 0,003	0,3824	1,072	1,065	+ 0,007
0,3894	1,085	1,086	— 0,001	0,3905	1,078	1,069	+ 0,009
0,3972	1,091	1,090	+ 0,001	0,3985	1,084	1,072	+ 0,012
0,4044	1,096	1,094	+ 0,002	0,4055	1,089	1,074	+ 0,015
0,4097	1,101	1,096	+ 0,005	0,4108	1,094	1,077	+ 0,017
0,4147	1,100	1,099	+ 0,001	0,4159	1,093	1,079	+ 0,014
0,4186	1,100	1,101	— 0,001	0,4198	1,093	1,080	+ 0,013
0,4270	1,110	1,106	+ 0,004	0,4282	1,103	1,084	+ 0,019
0,4382	1,114	1,112	+ 0,002	0,4394	1,107	1,089	+ 0,018
0,4468	1,120	1,117	+ 0,003	0,4481	1,113	1,093	+ 0,020
0,4591	1,122	1,126	— 0,004	0,4604	1,115	1,099	+ 0,016
0,4714	1,137	1,134	+ 0,003	0,4727	1,130	1,105	+ 0,025
0,4829	1,139	1,142	— 0,003	0,4842	1,132	1,111	+ 0,021

¹ Il importe de remarquer que la formule (3) n'est utilisée que pour des rayons de faible vitesse ($U = 14.000$ volts); il en résulte que la valeur de v ne dépend que très peu de l'hypothèse choisie (voir tableau).

² β désigne le rapport de la vitesse des rayons cathodiques à celle de la lumière.

résultats de l'expérience à ceux donnés pour les mêmes vitesses par les diverses formules proposées (¹).

Le tableau ci-dessus résume nos expériences ; il résulte des mesures effectuées sur 150 clichés, comprenant environ 2000 déterminations.

On voit, par ce tableau, que *la formule de Lorentz-Einstein sur la variation de l'inertie en fonction de la vitesse se trouve vérifiée avec une très grande exactitude par l'ensemble de nos mesures.*

La répartition à peu près indifférente des écarts positifs et négatifs, jointe au grand nombre des déterminations effectuées, semble bien indiquer que la formule de Lorentz-Einstein représente une loi exacte que des déterminations, même individuellement plus précises, ne parviendraient pas aisément à mettre en défaut. Le détail des mesures et calculs, ainsi que la discussion des résultats, seront publiés ultérieurement.

5. J. DE KOWALSKY. — *Sur le rayonnement de l'étincelle oscillante.*

L'étude de la décoloration d'une solution aqueuse violet-méthyl due à la formation de l'eau oxygénée par le rayonnement émis par une étincelle oscillante a permis à l'auteur de montrer que cette formation est due à l'action d'un rayonnement de très courte longueur d'onde.

Le rayonnement possède la propriété d'être fortement absorbé par l'eau, presque pas du tout par l'air et très peu par le quartz.

Comme l'eau n'absorbe presque pas l'ultra-violet d'une longueur d'onde plus grande que 0,220 μ . et absorbe 62 % de l'énergie des rayons étudiés, les rayons doivent alors correspondre à une longueur d'onde plus courte que 0,200 μ .

Ce ne sont pas des rayons Schumann, puisqu'une couche de l'air de quelques millimètres absorbe ces derniers complètement, et l'auteur a pu observer une action non diminuée à une distance de 40 cm. de la source.

Les rayons pourraient donc correspondre soit à une longueur

¹ Voir pour ce calcul C.-E. Guye et S. Ratnowsky, *loc. cit.*

d'onde entre $0,200 \mu$ et $0,18^\circ \mu$ ou être des rayons correspondant à une longueur d'onde plus courte que $0,090 \mu$, rayons dont la présence dans l'étincelle oscillante était rendue vraisemblable par les recherches de Lenard ⁽¹⁾.

Cette dernière hypothèse semble la plus probable, vu que le rayonnement de l'aluminium de $\lambda = 0,180 \mu$ est fortement absorbé par le quartz; l'auteur, par contre, n'a pas observé une absorption appréciable par ce corps.

La première question que l'auteur s'est posée était de savoir si ces rayons sont ceux émis par le métal des électrodes entre lesquelles l'étincelle jaillissait. La réponse fut positive.

Voici la liste des métaux employés comme électrodes et la valeur relative de l'intensité du rayonnement :

TABLEAU I

Métal	Insensité de rayonnement	Métal	Intensité de rayonnement
Al	100	Fe	45
Zn	»	Wo	47
Ni	64	Sn	34
Cu	60	Mg	15

Des expériences ont été faites pour déterminer de quelle façon dépend l'intensité du nouveau rayonnement des conditions électriques du courant oscillant. Les mesures sont représentées dans le tableau suivant :

TABLEAU II

Influence de la fréquence des étincelles et de la période d'oscillation
(Distance explosive 2×11 mm. Electrodes Al \times Invar.)

	C	λ	n	T	q en %
1	0,02	285	12	210	$38,0 \cdot 10^{-3}$
2	»	»	36	60	37,0 »
3	»	»	48	40	36,0 »
4	»	»	60	30	31,0 »
5	»	2250	12	240	28,8 »

¹ Lenard et Ramser, Le Radium, t. VIII, 1911, p. 115.

TABLEAU III

Influence de la capacité

(Distance explosive 2×11 mm. Electrodes Al \times Invar)

C	n	q en %	$q/c.$
0,0892	10	0,177	1,98
0,0727	»	0,142	1,95
0,0588	»	0,114	1,94
0,0447	»	0,087	»
0,0307	»	0,059	1,93

Dans ces tableaux, C signifie la capacité des condensateurs en MF; λ la longueur d'onde du circuit oscillant en mètres; n le nombre d'étincelles par seconde; T le temps d'exposition de la substance indicatrice décolorée par les rayons; q la quantité décolorée de la substance indicatrice.

On peut résumer les résultats suivants :

1. Les étincelles électriques oscillantes entre électrodes métalliques émettent un rayonnement peu absorbables par l'air, très absorbable par l'eau et peu absorbable par le quartz.

2. Il est probable que ce rayonnement est analogue au rayonnement qu'a trouvé Lenard par l'étincelle jaillissante entre électrodes, en employant une grande capacité du circuit de décharge d'aluminium, soit de longueur d'onde plus courte que 0,090 μ .

3. La méthode employée a permis de déceler ce rayonnement avec des capacités relativement petites.

4. L'intensité spécifique de ce rayonnement croit avec l'augmentation de la capacité; ainsi que l'on peut, en première approximation, admettre que dans les limites de l'expérience, l'énergie de ce nouveau rayonnement est proportionnelle à la capacité du circuit oscillant.

5. L'intensité spécifique diminue avec le nombre d'étincelles par seconde et diminue aussi si l'on augmente la longueur d'onde en intercalant une selfinduction dans le circuit oscillant.

6. A. SCHIDLOF. — *Recherches récentes sur la charge de l'électron et sur la valeur du nombre d'Avogadro.*

Le désaccord entre les valeurs du nombre d'Avogadro résultant des expériences de M. Perrin et de celles de M. Millikan, aggravé par le fait que M. Ehrenhaft nie l'existence de la charge élémentaire, exige une explication. L'étude de la volatilisation des gouttes de mercure pur, faite par M. Targonski, sur l'instigation de l'auteur qui a découvert ce phénomène en collaboration avec M. Karpowicz, ainsi que les recherches de M. Targonski sur des particules produites par pulvérisation du mercure dans l'arc voltaïque (procédé Ehrenhaft) ont mis en évidence des différences profondes entre ces deux espèces de petits corps. Les gouttes de mercure pur sont volatiles, mais elles se conforment à toutes les lois admises, tandis que les particules de M. Ehrenhaft sont invariables et en contradiction, pour le reste, avec tout ce qui a été établi jusqu'à ce jour. Les particules de M. Ehrenhaft ne peuvent pas être des sphérules de mercure, puisqu'elles ne se comportent pas comme telles.

La valeur de la charge de l'électron qui résulte des expériences faites avec des gouttes de mercure pur est $4,82 \cdot 10^{-10}$ unités électrostatiques (Schidlof et Karpowicz) et $4,68 \cdot 10^{-10}$ (Targonski). Ce résultat, qui s'accorde bien avec la valeur indiquée par l'auteur en collaboration avec M^{lle} Murzynowska et avec le chiffre qu'a trouvé M. Millikan, permet d'affirmer que la vraie valeur du nombre d'Avogadro doit être placée entre 6,0 et $6,20 \cdot 10^{-23}$. L'étude du mouvement brownien des sphérules suspendues, soit dans un gaz, soit dans un liquide, fournit une valeur beaucoup plus grande, quelle que soit d'ailleurs la méthode employée, à la seule exception des expériences de M. Fletcher, faites dans l'air sous une pression réduite.

Même si on adopte le chiffre sus-indiqué pour le nombre d'Avogadro, la valeur de la charge de l'électron qui résulte de l'observation du mouvement brownien dans un gaz à la pression ordinaire est beaucoup trop faible.

Il est possible que les lois théoriques du mouvement brownien ne sont pas rigoureusement exactes et ne se rapprochent de la vérité que si le libre parcours moyen des molécules du gaz est

grand en comparaison du rayon des sphérules (voir la note de M. Targonski).

Pour l'instant, on pourrait également admettre que les observations sont troublées par des causes d'erreur accidentelles qui superposent leur effet au mouvement brownien. Si ces causes d'erreur sont suffisamment nombreuses et irrégulières, leur répartition obéira à la loi du hasard. L'anomalie observée sur la valeur du nombre d'Avogadro s'expliquerait si l'importance de la perturbation supposée était la même pour toutes les sphérules, tandis que celle du véritable mouvement brownien augmente avec la mobilité des particules.

Nous émettons ces hypothèses sous toute réserve; l'expérience seule peut apporter des éclaircissements.

7. A. TARGONSKI. — *La question des sous-électrons; le mouvement brownien dans le gaz.*

MM. Schidlof et Karpowicz avaient remarqué que les très petites particules de mercure, dont on observait le mouvement à l'intérieur d'un condensateur (méthode Ehrenhaft-Millikan de la détermination de la charge élémentaire), diminuaient constamment. Un examen plus approfondi du phénomène a permis à l'auteur d'établir ce qui suit :

La diminution de la masse par unité de surface et de temps est à peu près constante pour une même particule, mais varie d'une particule à l'autre : à côté de particules très peu variables, on en rencontre qui perdent jusqu'à 15 % de leur masse en une minute. La pureté du mercure exerce une très grande influence sur le phénomène : en moyenne, les particules de mercure distillé perdent deux fois plus que celles de mercure amalgamé ; en outre, les particules positivement chargées sont moins stables que celles qui portent des charges négatives, ce qui s'explique en partie par le fait que plus le mercure est pur, plus il est enclin à se charger positivement. Toute impureté modifiant surtout la surface des particules, et les propriétés capillaires des liquides dépendant du signe de la charge, on est amené à croire que ce sont les propriétés de la surface qui déterminent la marche du phénomène. On trouve que la quantité de mer-

cure perdue par les particules est proportionnelle à leur surface, en moyenne $3,5 \times 10^{-8}$ gr. par cm^2 et par seconde ; pour des particules qui restent immobiles, la perte devient en moyenne 1,7 fois plus petite. Si la perte de masse excède une certaine limite (environ 2×10^{-8} gr. par cm^2 et seconde), le phénomène se complique : non seulement la masse de la particule diminue mais aussi sa densité moyenne change, ce qui se traduit par une diminution apparente de la charge. On peut évaluer à $\frac{1}{2} \%$ en moyenne la diminution de la densité par minute. La cause probable de ces phénomènes réside non pas dans une évaporation des particules, mais dans leur désagrégation graduelle sous l'action du bombardement moléculaire. Il y a lieu de croire que le même phénomène se produit pour toutes les particules liquides, mais avec une intensité plus ou moins grande suivant la nature (probablement suivant la *viscosité*) du liquide.

Du nombre total de 248 charges observées sur des particules de mercure, pas une ne différerait notablement de la valeur de la charge élémentaire observée par M. Millikan. On trouve en moyenne $e = 4,675 \times 10^{-10}$. La valeur de la constante A de la formule de Cunningham a été trouvée égale à : $A = 0,87$.

Si l'on pulvérise le mercure dans l'arc voltaïque (méthode de M. Ehrenhaft), on obtient des particules dont les propriétés sont complètement différentes de celles des sphérules pulvérisées mécaniquement, leurs masses et leurs densités sont parfaitement stables ; les charges élémentaires varient d'une particule à l'autre, sont inférieures au nombre de Millikan (sous-électrons) et dépendent du rayon ; les résultats des calculs faits au moyen de la formule de Stokes-Cunningham et ceux calculés d'après le mouvement brownien ne concordent pas ; les mobilités des particules (vitesse d'une particule sous l'influence d'une force égale à l'unité) décroissent avec les rayons, contrairement à la théorie. Il est donc impossible d'admettre que ces deux genres de particules appartiennent à un même corps. La pulvérisation mécanique ne pouvant modifier les propriétés du liquide (ce qui d'ailleurs a été confirmé par la mesure de la densité des particules pulvérisées mécaniquement), on est obligé de conclure que les particules produites dans l'arc ne sont pas

des sphérules de mercure. Une mesure directe a permis d'établir que ces particules, en partie au moins, sont composées d'une substance dont la densité est inférieure à 7,3. Si on calcule les charges de ces particules en supposant leur densité égale à celle du mercure, on arrive nécessairement aux résultats de M. Ehrenhaft, en contradiction avec les résultats obtenus par d'autres expérimentateurs. Mais, si l'on calcule la charge élémentaire d'après le mouvement brownien, on trouve que les données des différents observateurs ne s'écartent pas plus de 12 % de la moyenne (observations de MM. Millikan, Fletcher, Schidlof et M^{lle} Murzynowska, MM. Weis, Przibram, Ehrenhaft, Konstantinowsky, M^{lle} Vogl et de l'auteur). La méthode du mouvement brownien étant très peu précise, on en conclut que la charge élémentaire est une constante et ne dépend pas du rayon des particules.

La charge élémentaire déterminée au moyen du mouvement brownien ($e = 3,5 \times 10^{-10}$) est de beaucoup inférieure à celle qu'on trouve d'après la méthode de Ehrenhaft-Millikan ($e = 4,7 \times 10^{-10}$). Signalons le fait que la mobilité calculée est toujours plus grande qu'elle ne devrait l'être: les écarts de la moyenne que montrent les durées de chute observées sont dûs non seulement au mouvement brownien, mais aussi à l'erreur personnelle de l'observateur et à d'autres agents encore inconnus. Cela se manifeste par un léger écart entre les répartitions qui résultent de la théorie et celles qui ont été observées pour les différentes vitesses de la particule: le nombre des plus grands écarts est presque toujours trop grand. La mobilité apparente est augmentée par l'influence de la vitesse propre de la particule et par sa charge (les particules immobiles et non chargées de M. Perrin fournissent une valeur de la charge élémentaire plus élevée que celle trouvée par d'autres qui ont observé le mouvement visible des particules chargées). On trouve des valeurs plus satisfaisantes si on étudie le mouvement brownien dans un gaz raréfié (Fletcher) ou bien si on observe des particules très petites. Il semble donc que la théorie du mouvement brownien dans son état actuel n'est applicable que si le rayon de la particule est petit en comparaison du

chemin moyen des molécules du gaz environnant. Si cette condition est satisfaite, les valeurs de la charge élémentaire calculée d'après le mouvement brownien coïncident avec les résultats des observations, d'après la méthode de Ehrenhaft-Millikan. On est ainsi conduit à supposer que la théorie du mouvement brownien ne s'appliquerait rigoureusement qu'aux phénomènes moléculaires.

8. A. PICCARD (Zurich) et E. CHERBULIEZ (Zurich). — *Une nouvelle méthode de mesure pour l'étude des corps paramagnétiques en solution très étendue.*

Le coefficient d'aimantation moléculaire d'un sel paramagnétique en solution est fonction, dans beaucoup de cas du moins, de la concentration de la solution. Si la concentration diminue de plus en plus, le coefficient d'aimantation tend vers une limite déterminée qui est le coefficient d'aimantation du sel entièrement ionisé. Au point de vue théorique, ce dernier coefficient présente souvent le plus d'intérêt. Les nombres entiers, par exemple, dont traite la théorie des magnétons ne peuvent être rencontrés que si tous les atomes se trouvent magnétiquement dans les mêmes conditions. La mesure du coefficient d'aimantation d'un sel paramagnétique dissout devient de plus en plus difficile à mesure que la concentration diminue, parce que l'effet mécanique exercé par l'aimant sur l'ensemble des molécules paramétriques devient très faible, tandis que celui qui est exercé sur le dissolvant reste à peu près constant. Cet effort se mesure dans les tubes à ascension par une dénivellation qu'on peut déterminer, en prenant toutes les précautions possibles, avec une erreur d'à peu près 0,001 mm., tandis que la dénivellation entière subie par un des dissolvants ordinaires (par exemple l'eau, pour laquelle $\chi = -0,72 \cdot 10^{-6}$) est de l'ordre de grandeur de 2 mm.

Nous nous sommes proposé de chercher un procédé qui permette l'étude des corps paramagnétiques dans les solutions très diluées, là où le tube à ascension fait défaut, et nous croyons avoir reculé la limite du domaine explorable dès maintenant

vers des concentrations qui sont dix à cent fois plus faibles qu'avec l'ancien tube à ascension.

La nouvelle méthode dérive d'une part de celle qui a été employée pour la mesure des gaz diamagnétiques ⁽¹⁾, décrite ce printemps à la Société suisse de physique, d'autre part du manomètre différentiel: un tube circulaire contient dans sa moitié inférieure la solution en question, dans sa moitié supérieure le dissolvant à l'état pur. Nous avons ainsi dans la colonne de liquide deux surfaces de séparation horizontales où les deux liquides se touchent sans trop se mélanger. La partie du tube contenant l'une des deux surfaces est placée dans l'entrefer d'un électro-aimant; la partie du tube contenant l'autre surface est fixée sur la tablette d'un cathétomètre pour être mobile dans le sens vertical. La circulation du liquide est rendue visible par un microscope pointant de petits corps solides flottant dans le liquide à une place où le tube est capillaire. On fait varier la position du tube mobile jusqu'à ce que l'on observe l'immobilité du liquide. Cette opération, qui se fait en moins d'une minute, est répétée plusieurs fois pendant que l'aimant est excité et pendant qu'il ne l'est pas. La différence de hauteur dans les deux positions est ce que nous appellerons l'ascension magnétique de la solution par rapport au dissolvant. Si l'on connaît encore l'intensité du champ, les densités des deux liquides, le coefficient d'aimantation du dissolvant et la concentration de la solution, on peut facilement calculer le coefficient d'aimantation du corps dissout.

Cette méthode présente plusieurs avantages: 1° Le tube ne contenant que des liquides pouvant se mélanger, on est affranchi complètement des tensions capillaires qui, dans les anciens tubes, avaient rendu très difficile d'atteindre la sensibilité de 0,001 mm. 2° La mesure nous donne *directement* la différence de susceptibilité de la solution et du dissolvant, au lieu de donner, comme toutes les anciennes méthodes, les susceptibilités des deux liquides séparément. On obtient donc le coefficient d'aimantation avec la même exactitude relative que la hauteur

mesurée. 3° La sensibilité de l'instrument est bien supérieure à celle du tube d'ascension simple. Une pression de 0,00001 mm. d'eau, par exemple, produit un déplacement des flotteurs qui est encore visible. 4° Les ascensions deviennent beaucoup plus grandes qu'avec le tube simple, ce qui facilite les lectures au cathétomètre (si ces ascensions deviennent trop grandes, on peut facilement les réduire en augmentant la différence de densité entre les deux liquides par l'addition d'un sel peu magnétique à l'un d'eux).

Nous avons pu nous rendre compte du bon fonctionnement de l'appareil en faisant les expériences suivantes :

Une solution de bichromate de potasse d'une concentration de 1,5 pour mille a été introduite dans la moitié inférieure du tube, la moitié supérieure étant remplie d'eau pure. Ces deux liquides ont une différence de densité de juste 1 pour mille. L'ascension mesurée a été de $+ 1,3$ mm. Les différentes lectures ne s'écartaient que de quelques centièmes de millimètres. Dans un des anciens tubes, la différence d'ascension entre l'eau pure et la solution aurait été mille fois plus petite, donc 0,0013 mm. Toute l'influence du bichromate n'aurait donc pas dépassé la limite des erreurs d'observation. Nous avons ensuite examiné une solution de bichromate cinq fois plus diluée. La différence de densité ayant diminué dans le même rapport que la différence des deux susceptibilités, nous avons obtenu à peu près la même ascension, à savoir 1,2 mm. Cette fois, la précision de la mesure était naturellement plus petite, puisque l'effort mesuré n'était plus que celui d'une colonne d'eau de 0,00024 mm.

Ce travail a été exécuté à l'Institut de Physique de l'Ecole polytechnique fédérale.

9. Prof. Dr. A. GÖCKEL (Freiburg). *Ueber die durchdringende Strahlung.*

Auf Veranlassung des Vortragenden hat Herr Direktor Kleinschmidt in Friedrichshafen mit dem Wulf'schen Apparat zur Messung der durchdringenden Strahlung Beobachtungen in verschiedenen Tiefen des Bodensees gemacht. Ferner hat der

Vortragende selbst diese Strahlung auf Gletschern und in Gletscherspalten und Gletscherhöhlen, sowie an andern Orten im Gebirge gemessen und in Freiburg ihre täglichen und jährlichen Schwankungen, während mehrerer Jahre, während einiger Zeit auch mit einem Registrierapparat verfolgt.

Die Resultate dieser Untersuchung sind:

1. Eine Wasserschicht von 3,5 m Dicke genügt noch nicht um die ganze aus der Atmosphäre kommende (kosmische ?) Strahlung zu absorbieren.

2. Die Beobachtungen auf Gletschern beweisen ebenso wie die im Ballon gemachten eine Zunahme der durchdringenden Strahlung mit der Höhe.

3. Auf festem kristallinischem Gestein ist die Strahlung intensiver als auf Kulturboden diluvialer Formationen.

4. Eine tägliche Schwankung der durchdringenden Strahlung ist nicht nachweisbar.

5. Der aus dem Boden kommende Anteil der Strahlung ist stärker in der wärmeren Jahreszeit als in der kalten.

6. Schon in einer Höhe von 2200 m scheint auch der aus der Atmosphäre kommende Anteil von Tag zu Tag Schwankungen aufzuweisen.

Weitere Untersuchungen auf Bergpitzen sind wünschenswert. Vorläufig scheint es, wie sich auch aus den verschiedenen Schweidler'schen Berechnungen ergibt, noch nicht ratsam Vermutungen über die Natur dieser Strahlung auszusprechen.

10. M. le prof. Raoul PICTET a fait une communication sur de *nouvelles méthodes employées pour obtenir l'azote chimiquement pur*; nous n'avons pas reçu le résumé relatif à ces recherches que l'auteur a exposées en détail dans son récent ouvrage sur l'oxygène et l'azote ⁽¹⁾ auquel nous renvoyons nos lecteurs.

¹ Raoul Pictet, Evolution des procédés concernant la séparation de l'air atmosphérique en ses éléments l'oxygène et l'azote, Genève, 1914, Société Générale d'Imprimerie.

11. M. Ch.-Ed. GUILLAUME (Sèvres). — *Recherches métrologiques sur les aciers trempés.*

Les pièces de machines précises sont ajustées par comparaison avec des étalons à bouts, au moyen de micromètres à contact. Ces pièces étant le plus souvent en acier, il y a un grand avantage, au point de vue des dilatations, à faire les étalons dans le même métal. La trempe permet, de plus, de donner aux surfaces limitant les longueurs définies par les étalons, une dureté qui en évite l'usure.

Cette trempe intéresse soit de faibles épaisseurs à partir des surfaces de contact, soit toute la masse de l'étalon. Dans ce dernier cas surtout, l'instabilité de l'acier trempé oblige à des précautions particulières dans la confection et l'emploi des étalons.

Un morceau d'acier au carbone trempé et abandonné à lui-même se contracte à toute température, en tendant vers une longueur limite. La vitesse de contraction est fonction de la température actuelle ; à température constante, cette contraction se produit suivant une courbe voisine d'une exponentielle, mais qui n'est pas une exponentielle simple. D'ailleurs, le sens du mouvement se renverse au bout d'un certain temps, et la contraction se transforme en une extension lorsqu'on s'éloigne suffisamment de l'état initial. Cette particularité indique que, dans les phénomènes consécutifs à la trempe, se rencontrent au moins deux transformations distinctes.

Une barre trempée, puis étuvée par exemple à 100°, prend généralement, dans le cours du temps, une faible courbure, montrant que le taux de la contraction n'est pas le même sur toute la surface ; le sens de la courbure indique un maximum et un minimum. Cette courbure pourrait faire croire que le phénomène est capricieux. Au contraire, si l'on compare les contractions maxima et minima, on constate qu'elles sont proportionnelles entre elles et obéissent ainsi aux mêmes lois, mais avec des coefficients un peu différents. Dans des barres ma trempées, les écarts peuvent atteindre un dixième.

La vitesse de la contraction initiale est une fonction exponentielle de la température actuelle, caractérisée par le fait que,

lorsque la température s'élève de 20° , la vitesse devient sept fois plus forte. Cette vitesse est considérable : 2 à 3 microns par heure pour 1 mètre à 40° , pour une barre d'acier à 1,3 % C, bien trempée. Les vitesses aux autres températures se déduisent de cette dernière, en appliquant la loi exponentielle.

Lorsque la barre a subi un certain *étuvage*, la vitesse de contraction à toute température est plus ou moins réduite. Le rapport des vitesses aux températures inférieures à celle à laquelle on a pratiqué un étuvage prolongé, croît légèrement pour tendre vers le nombre 10, pour chaque intervalle de température de 20° .

Partant de cette donnée, on peut évaluer le degré de stabilité qu'il est possible de conférer à un étalon d'acier trempé. L'étuvage à 100° peut être poussé assez loin pour que le mouvement ne soit plus que de 1 micron par mètre en 100 heures. Aux températures ordinaires, ce mouvement ne sera plus que de l'ordre de 1 micron par siècle.

A ces mouvements progressifs se superposent, comme dans les verres, des mouvements passagers, caractérisés par le fait qu'à toute température, les dimensions de la pièce d'acier tendent vers une limite qui est fonction de cette température. Ainsi, une barre qui est à peu près stabilisée à 100° , se contracte encore de 4 à 5 microns par mètre si on la maintient à 40° . Au bout d'une centaine d'heures, le mouvement est pratiquement arrêté.

Un étalon d'acier trempé doit donc être stabilisé non seulement par une exposition prolongée à une température relativement élevée, 100° par exemple, mais encore par un stage à une température peu différente de celle de son emploi. La règle empirique permettant de calculer les longueurs définitives d'une barre à diverses températures est la suivante : Ces longueurs sont une fonction quadratique de la température, comptée à partir du zéro vulgaire. Ainsi, entre 0° et 20° , le mouvement sera égal à 4 % de la variation totale entre 0° et 100° , soit de 0,2 pour une barre de 1 mètre, quantité négligeable dans l'immense majorité des cas.

Pensant que les variations de volume des aciers trempés

avaient pour conséquence des changements du module d'élasticité, M. Guillaume engagea M. Paul Ditisheim à suivre la marche de chronomètres de marine dont le spiral était soumis à diverses actions thermiques. Les résultats obtenus étaient tels que permettait de les prévoir l'étude des variations de longueur. On peut en déduire quelques règles pratiques pour le traitement des spiraux ; de plus, ces constatations permettent d'expliquer certaines différences observées dans les actions des températures sur des chronomètres neufs ou ayant marché pendant quelques années.

Les changements de dimension des aciers trempés rendent très difficile la mesure de leur dilatabilité, surtout dans la période initiale. On y parvient cependant en faisant des observations croisées et en corrigeant chaque résultat individuel conformément aux indications données par l'étude des changements avec le temps et avec la température.

La dilatabilité d'un acier au carbone trempé est toujours plus élevée que celle du même acier recuit. Mais la dilatation la plus élevée ne se produit pas dans l'acier trempé et vierge d'étuvage. Au contraire, elle s'élève encore sensiblement par un étuvage d'un certain nombre d'heures à 100°, passe par un maximum, puis redescend vers une valeur limite. L'étuvage n'est donc pas, pour toutes les propriétés des aciers trempés, une action inverse de la trempe et tendant seulement à la diminuer. Le phénomène est, en réalité, beaucoup plus complexe.

Les aciers autotrempants ordinaires présentent des phénomènes analogues à ceux qui affectent les aciers au carbone, mais de moindre amplitude. Certains aciers de composition peu usuelle éprouvent des variations de sens contraire. On peut donc espérer réaliser des aciers stables possédant une dureté élevée, et dont la dilatabilité soit sensiblement la même aux états trempé et recuit. Il en résulterait une grande sécurité dans l'emploi des étalons d'acier.
