

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: 98 (1916)

Vereinsnachrichten: Sektion für Physik

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: 12.12.2025

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

II

Sektion für Physik

(Zugleich Versammlung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft)

Dienstag, 8. August 1916

Präsident : Prof. A. HAGENBACH (Bâle)

Sekretär : Ch. CAPT (Neuchâtel).

1. G. GOUY (Lyon). — *Sur le spectre continu dépendance de la raie D.*

MM. A. KONEN et W. THEISSEN ont présenté à la Société Suisse de Physique¹ des observations mettant en doute la réalité du spectre continu produit par les flammes chargées de sodium, qui augmente rapidement d'intensité en s'approchant de la raie D, et forme une dépendance manifeste de celle-ci².

D'après les auteurs, rien ne prouve que cette lumière ne soit pas produite par les rayons mêmes de la raie D, diffusés ou réfléchis dans le spectroscop.

Je désire faire remarquer qu'il existe des preuves évidentes qu'il n'en est pas ainsi :

1° Le spectre continu s'étend à une grande distance de la raie D (les mesures photométriques le mettent en évidence de 9400 Å à 6400 Å) et les rayons qui le forment ont des nuances qui correspondent à leur position dans le spectre, et diffèrent beaucoup de celles de la raie D.

2° L'éclat de ce fond varie tout autrement que l'intensité de

¹ Séance du 28 févr. 1914. *Arch.* tome 37, p. 263.

² M. Gouy, *An. Chim. et Phys.*, sept. 1879.

la raie D ; ainsi, par exemple, quand l'épaisseur de la flamme est doublée, l'éclat du fond double aussi, tandis que l'intervalle de la raie D est multipliée par un nombre peu supérieur à 1,3.

De même, quand la flamme devient plus riche en vapeur de Na, l'éclat du fond augmente bien plus vite que l'intensité de la raie.

Pour cette raison, ces expériences doivent être faites avec des flammes très chargées de vapeurs métalliques.

2. Désiré KORDA (Zurich). — *La consonance polyphasée et son rôle dans la transformation statique de fréquence.*

Au cours d'une étude des appareils permettant la transformation de fréquence des courants par induction sans mouvement mécanique aucun, l'auteur a pu établir le principe de la « *consonance polyphasée* » qui sert de base à ces transformateurs « statiques » de la périodicité.

Le besoin de transformer la fréquence d'un mouvement alternatif se faisait sentir dès l'application de ces courants à la traction et, encore plus impérieusement, dès que la télégraphie sans fil a commencé de se développer. L'auteur a montré le premier (Comptes Rendus de l'Ac. des Sciences, Paris, 1893) comment on peut tripler la fréquence sans augmenter la vitesse de la génératrice, méthode appliquée depuis par Bethenod, Goldschmidt etc., à la construction d'alternateurs à haute fréquence. Plus tard (1902) Epstein s'est fait breveter le moyen de doubler la fréquence sans mouvement mécanique aucun en ayant recours au phénomène de saturation du noyau de fer d'un transformateur statique. Cette méthode a été mise en pratique simultanément (1911) par le Comte d'Arco, par Joly, à Paris, et par le professeur Vallauri, à Naples, ces deux derniers arrivant de même à tripler la fréquence et plus tard par Spinelli (1912) et par Taylor (1914) qui ont obtenu ce résultat en transformant des courants triphasés en un courant monophasé à fréquence triple. L'auteur a cherché s'il était possible de multiplier la fréquence d'un nombre entier quelconque sans mouvement mécanique et a réussi à résoudre le problème dans le cas d'un nombre *impair* quelconque des phases qui, suivant

la méthode d'Epstein basée sur les effets d'une aimantation dissymétrique du fer, — réunies en monophasé au moyen du flux magnétique d'un transformateur à noyau fortement saturé présentent une multiplication de fréquence dont le facteur est précisément le nombre des phases employées $2k + 1$. En plus de la démonstration analytique générale, l'auteur fournit pour le cas de cinq phases, comme exemple, une démonstration élémentaire, en remplaçant, comme approximation, les demi-ondes aplaties des courbes de saturation par des trapèzes symétriques. Le résultat d'addition des ordonnées simultanées des cinq phases est alors une ligne en zig-zag d'une fréquence cinq fois plus haute.

Avec des demi-ondes symétriques le nombre pair de phases est inutilisable, car le résultat est constamment nul, comme dans le cas bien connu du point neutre de courants sinusoïdaux.

Pour terminer l'auteur expose que le principe est applicable à d'autres genres de vibrations (mécaniques, acoustiques, etc) pourvu que 1° la courbe de vibration, au lieu d'être sinusoïdale, soit déformée (aplatie ou pointue) au moyen d'harmoniques supérieures et que 2° les termes qui correspondent aux multiples impaires du nombre de phases soient négligeables par suite d'effets de dégradation accompagnant la vibration en question (par exemple des courants de Foucault dans les tôles pour la vibration magnétique, importance de la résistance apparente due à l'inductivité pour la vibration électrique, frottement pour la vibration mécanique, imperfection de l'organe auditif humain pour l'acoustique, etc.). C'est précisément à cause de la nécessité de la présence d'un tel effet de dégradation d'énergie que l'auteur appelle son principe non pas une « *résonance* » rigoureuse, mais bien une « *consonance* polyphasée. »

Il serait tentant d'envisager la possibilité de l'application du principe aux radiations également, malheureusement on est dans l'ignorance complète de la forme exacte des courbes de vibration, ainsi que de la manière dont on pourrait déformer une vibration sinusoïdale caractérisant un rayon de lumière ou de chaleur tout en pouvant supposer que l'imperfection de l'œil humain suffirait pour amener la dégradation nécessaire à la

multiplication de fréquence par ce principe pour la transformation d'un rayon infrarouge en rayon visible par exemple.

3. Albert PERRIER et G. BALACHOWSKY (Lausanne). — *La liaison entre les variations thermiques de l'aimantation dans un champ nul et celles de l'aimantation à saturation.*

Les auteurs ont entrepris la vérification expérimentale de prévisions théoriques publiées par l'un d'eux¹. A cet effet ils ont observé l'effet des variations de température sur l'aimantation rémanente de barreaux allongés de *fer* et de *nickel* mais dans des conditions où la matière ne soit soumise à *aucun champ inducteur* à aucun instant sauf naturellement pour l'aimantation initiale. On a donc dû adjoindre aux appareils une bobine dont le champ magnétique pouvait en toute circonstance, par un réglage rapide et continu, compenser l'effet résultant du champ démagnétisant les barreaux, du champ terrestre ou d'autres encore. L'aimantation était mesurée par un magnétomètre astatique à aiguilles verticales; les hautes températures produites au four et mesurées par un couple.

Les résultats sont, brièvement résumés, les suivants :

I. *L'aimantation rémanente dans un champ nul varie réversiblement avec la température (au-dessous du point de Curie) mais seulement après que celle-ci a parcouru le cycle de une à trois fois suivant la matière.*

II. *Ces fonctions réversibles obtenues sont les mêmes à un facteur constant près quelle que soit l'aimantation initiale choisie.*

III. La comparaison avec les observations thermomagnétiques dans des champs très intenses de Hegg, Bloch, Preuss montre que ces fonctions coïncident à très peu de chose près avec celles qui représentent les variations de l'aimantation à saturation.

IV. *Les points de disparition de l'aimantation coïncident avec ceux extrapolés par la voie toute différente de la susceptibilité initiale.*

A part la réserve de la première irréversibilité dont l'inter-

¹ Alb. Perrier, Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température : *Arch. Sc. phys. et nat.* (4) XXXIV (1913), p. 360 et suivantes.

prétation probable sera donnée dans la publication détaillée, ces résultats vérifient complètement les conclusions théoriques. Ils légitiment d'autre part l'hypothèse exprimée précédemment (loc. cit.) que les complications et les discordances des travaux empiriques sur l'aimantation rémanente proviennent presque exclusivement du fait d'avoir négligé la considération des champs démagnétisants.

4. C.-E. GUYE (Genève). — *Sur l'équation de la décharge disruptive.*

La théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs conduit, comme on sait, à l'expression suivante du courant de décharge

$$i = i_0 \frac{e^{a(\alpha-\beta)} - 1}{\alpha - \beta e^{a(\alpha-\beta)}} \quad (I)$$

et l'on admet généralement que le potentiel explosif correspond au cas où le courant tend à devenir infini; c'est-à-dire lorsque le dénominateur s'annule¹.

Lorsque la cause ionisante est une source de rayons ultraviolets frappant le plateau négatif, le dénominateur de l'expression (1) conserve la même forme (voir P. Langevin, *Le Radium*, t. III, 1906). On retrouve dans ce cas les trois mêmes conditions pour le potentiel explosif.

Le but de cette note est de montrer que l'équation (1) permet de prévoir trois cas particuliers de potentiels explosifs

Le *premier potentiel* explosif correspond à la condition

$$\alpha = \beta e^{a(\alpha-\beta)} \quad \alpha > \beta ;$$

c'est celui qu'on a observé le plus fréquemment.

Mais indépendamment de cette solution généralement admise,

¹ L'expression (1) est relative à la décharge entre deux plateaux parallèles, la cause ionisante initiale étant uniformément répartie dans tout le gaz. Dans cette expression, i_0 est le courant de saturation correspondant à la cause ionisante initiale; a la distance des deux plateaux; α le nombre des chocs ionisants produits par un électron dans un parcours d'un cm.; β le nombre des chocs ionisants produits dans les mêmes conditions par l'ion positif.

le dénominateur de l'expression (1) peut s'annuler pour la condition $\alpha = \beta$.

Dans ce cas l'expression prend la forme $\frac{0}{0}$; elle a pour valeur limite

$$i = i_0 \frac{a}{1 - a\alpha} = i_0 \frac{a}{1 - a\beta} . \quad (\text{II})$$

le courant de décharge prend donc en général une valeur finie, mais dans le cas particulier où

$$\alpha = \beta = \frac{1}{a} ,$$

le courant tend de nouveau à devenir infini et l'on a une seconde espèce de potentiel explosif que nous appellerons *deuxième potentiel explosif*.

Enfin le dénominateur de (1) s'annule également pour la condition

$$\beta = \alpha e^{a(\beta - \alpha)} \quad \beta > \alpha ,$$

Le numérateur de l'expression (1) reste alors fini comme dans le premier cas; en outre, numérateur et dénominateur changent de signe; le sens de la décharge n'est donc pas modifié; c'est le *troisième potentiel explosif*.

L'examen numérique des valeurs de α et β montre qu'à la pression ordinaire et pour des distances qui ne sont pas extrêmement petites le premier cas peut seul se produire. Par contre le deuxième et le troisième cas doivent se présenter pour les gaz suffisamment raréfiés¹.

5. A. PICCARD (Zürich) und E. CHERBULIEZ (Zürich). — *Die Magnetonzahl von Cuprisalzen in wässriger Lösung*.

Die Autoren haben mit dem von ihnen beschriebenen² Apparat das magnetische Verhalten von Kupferniträt in sehr verdünnten Lösungen untersucht. Da diese Methode die genaue Kenntnis der Dichten der Lösungen erfordert, musste ein Apparat kon-

¹ Pour plus de détails, voir *Arch. des Sc. Phys. et Nat.*, Juillet 1916.

² Piccard et Cherbuliez, *Archives*, 4 période, XL, p. 342 (1915).

struiert werden, welcher die Bestimmung des spezifischen Gewichtes bis auf $1 \cdot 10^{-7}$ seines Wertes bei Flüssigkeiten gestattet, deren Dichte von der des Wassers nur wenig abweicht. Dieser Apparat beruht auf dem Prinzip der kommunizierenden Röhren. Er besteht im wesentlichen aus zwei vertikalen Röhren von 16 m Länge, deren eine mit Wasser und deren andere mit der zu untersuchenden Lösung gefüllt ist. Durch eine Kompensationseinrichtung, verbunden mit einem Mikromanoskop, lässt sich die Differenz beider Flüssigkeitssäulen, welche sich das Gleichgewicht halten, auf 0,001 mm genau bestimmen.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die erste Kolonne gibt die Konzentrationen C ausgedrückt durch den Quotienten Masse des $Cu(NO_3)_2$ durch Masse der Lösung, die zweite Kolonne gibt bei 16° die Differenz zwischen Dichte der Lösung und Dichte des Wassers. Die dritte Kolonne gibt den Quotienten zwischen dieser Dichtedifferenz und der Konzentration. Die letzte Kolonne enthält die gefundenen Magnetonzahlen.

C	$d_{L\ddot{o}s} - d_{H_2O}$	$\frac{d_{L\ddot{o}s} - d_{H_2O}}{C}$	n
0.5171	0.64050	1.258	9.45
0.1705	0.15814	0.928	9.58
0.02100	0.017590	0.838	9.59
0.00855	0.007115	0.832	9.60
0.00172	0.001424	0.829	9.56
0.000345	0.0002831	0.823	9.59
0.000172	0.0001431	0.822	9.62
0.0000690	0.00005658	0.820	9.71

Schon die Dichtemessungen allein zeigen, dass sogar bei den stärksten untersuchten Verdünnungen der Grenzzustand noch nicht erreicht ist, sonst müsste die dritte Kolonne einen konstanten Wert erreicht haben. Die letzte Kolonne bestätigt die bekannte Tatsache, dass die Magnetonzahl der Cuprisalze nicht ganzzählig ist, sie bestätigt auch die Resultate von Cabrera und

Moles¹, wonach im Bereich der starken Konzentrationen die Magnetonzahl beim Verdünnen zunimmt und endlich zeigt sie dass in dem erst jetzt der Untersuchung zugänglichen Gebiet der starken Verdünnung die Magnetonzahl erst ab, dann langsam wieder zunimmt. Ob sie im Grenzfall die ganze Zahl 10 erreichen würde, lässt sich zwar nicht entscheiden, jedenfalls aber sind die Cuprisalze nicht mehr im Widerspruch mit der Weiss'schen Magnetontheorie.

(Mitteilung aus dem Physik.Lab. der Eidg. Techn.Hochschule.)

6. Prof. Dr. Emile STEINMANN (Genève). — *La lecture objective des appareils à miroir mobile.*

La lecture subjective des instruments à miroir, par le moyen du viseur et de l'échelle, présente des avantages indéniables de précision. Mais elle a le grave inconvénient de n'admettre que l'observation individuelle.

La lecture objective, moins précise en général, est très comode pour la démonstration dans les cours. Le miroir peut être sphérique ou plan. La simplicité apparente du système à miroir sphérique est contrebalancée par l'inconvénient de la distance fixe à laquelle se produit l'image réelle de la source lumineuse; il est évidemment possible de modifier cette distance par le déplacement de la source, mais on risque alors de tâtonner assez longtemps.

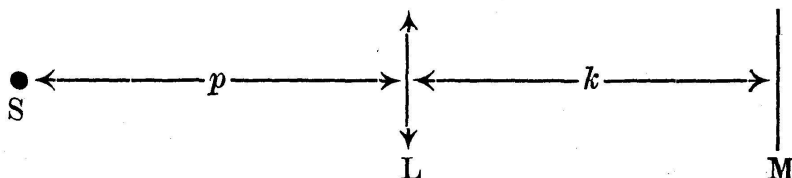
Le miroir plan exige l'adjonction d'une lentille convergente entre la source et le miroir; on peut alors rendre les déplacements de l'image absolument sûrs en donnant à cette lentille un guidage facile à manœuvrer, sans déplacement de la source.

La lecture objective est grandement facilitée par le fait que l'industrie produit actuellement des lampes de très petites dimensions, dites plafonniers, à filament métallique boudiné, fonctionnant sous 4, 6 ou 8 volts. Ces lampes donnent un trait lumineux, court, rectiligne, et d'un grand éclat. Elles remplacent avantageusement les lampes à filament de charbon, d'éclat moindre, ou le filament Nernst, fragile et malcommode à

¹ Cabrera und Moles, *Archives*, 4 période, XL p. 284 (1915).

mettre en train, ou encore le bec Auer recouvert d'un cylindre opaque muni d'une fente.

Le dispositif le plus pratique consiste à disposer la lentille et le miroir parallèlement, de façon que leurs normales coïncident, et à placer la source très peu en dehors de cette normale commune.



S, source; L, lentille convergente de distance focale f ; M, miroir plan.

L'objet de la présente communication est d'étudier les différentes positions relatives de la lentille, de la source et du miroir, et d'établir dans quelles conditions on obtient une image réelle utilisable, c'est-à-dire tombant à gauche de la lentille.

Appelons S' l'image de S fournie par la lentille L; S'' l'image de S' fournie par le miroir M, et enfin S''' l'image de S'' fournie par L. On constate, en se limitant aux positions de S à gauche de L, les seules qui soient compatibles avec le problème, qu'il peut se produire dix cas différents.

Le tableau ci-dessous résume ces dix cas :

$$\begin{array}{l}
 p > f \left\{ \begin{array}{l}
 S' \text{ à droite de M (et } S'' \text{ à gauche de M) } \\
 S' \text{ à gauche de M (et } S'' \text{ à droite de M, donc } MS'' > k) \dots
 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l}
 MS'' < k \dots \left\{ \begin{array}{l}
 LS'' < f : S''' \text{ virtuelle} \\
 LS'' = f : S''' \text{ à l}'\infty \\
 LS'' > f : S''' \text{ réelle}
 \end{array} \right. \\
 MS'' > k, \text{ et } LS'' \text{ quelc.} : S''' \text{ réelle}
 \end{array} \right. \\
 \\
 p > f, \text{ donc } S' \text{ à g. de M (et } S'' \text{ à dr. de M, donc } MS'' > k) \dots \left\{ \begin{array}{l}
 LS'' < f : S''' \text{ virtuelle} \\
 LS'' = f : S''' \text{ à l}'\infty \\
 LS'' > f : S''' \text{ réelle}
 \end{array} \right. \\
 \\
 p > f, \text{ donc } S' \text{ à g. de M (et } S'' \text{ à dr. de M, donc } MS'' > k) \dots \left\{ \begin{array}{l}
 LS'' < f : S''' \text{ virtuelle} \\
 LS'' = f : S''' \text{ à l}'\infty \\
 LS'' > f : S''' \text{ réelle}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

On démontre facilement que l'expression

$$2k - \frac{pf}{p-f}$$

représente, *dans tous les cas*, la distance LS'' ; il en résulte :

$$LS''' = d = \frac{\left[2k - \frac{p-f}{pf} \right] f}{2k - \frac{p-f}{pf} - f}.$$

Les valeurs positives de d correspondent aux images réelles, seules utilisables. k et f étant des constantes pour un instrument donné, l'équation entre p et d représente une hyperbole équilatère à asymptotes parallèles aux axes ; le centre de cette hyperbole est situé sur la bissectrice des axes, au point déterminé par les deux coordonnées égales

$$x = y = \frac{f(2k - f)}{2(k - f)}.$$

La courbe est donc facile à construire.

7. A. PICCARD (Zürich) und O. BONAZZI (Pisa). — *Untersuchungen über die magnetische Suszeptibilität des Ozons.*

Mit den an anderer Stelle beschriebenen¹ und seither verbesserten Apparaten haben die Autoren die Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität des Ozons unternommen. Die Arbeit ist noch nicht zum Abschluss gelangt. Frisch dargesellter Ozon hat eine schwächere Suszeptibilität (bez. auf gleiche Volumen) als reiner Sauerstoff, oder er ist sogar diamagnetisch, es scheint aber, dass er sich unter gewissen Umständen in eine andere Modifikation verwandelt, welche etwa doppelt so stark magnetisch ist wie Sauerstoff. Die Bedingungen, unter welchen diese Umlagerung stattfinden würde, konnten noch nicht aufgeklärt werden.

Vorliegende Arbeit wird im physikalischen Laboratorium der Eidg. Techn. Hochschule ausgeführt.

8. Prof. A. JAQUEROD (Neuchâtel) présente un travail effectué avec la collaboration de M. C. CAPT, assistant, sur la *conductibilité électrique du verre de quartz.*

¹ A. Piccard et O. Bonazzi, *Archives* mai 1915, p. 499; A. Piccard et E. Cherbuliez, *Archives*, octobre 1915, p. 342.

Comme l'avaient montré des travaux antérieurs du même laboratoire, le verre de silice dissout certains gaz — Hélium, Hydrogène, Néon — et ces solutions se comportent comme des solutions de gaz dans les liquides : elles obéissent à la loi de Henry, et la solubilité diminue à température croissante. On s'est demandé si ces gaz dissouts n'influenceraient pas la conductibilité électrique.

Il est bien connu que le verre de silice est un très bon isolant, employé comme tel en électrométrie. Un condensateur à silice présente cependant, comme c'est le cas avec tous les diélectriques à l'exception des gaz, le phénomène du courant anomal, donnant naissance aux résidus, au dégagement de chaleur dite « de Siemens », etc. Les auteurs ont tout d'abord établi que ce courant anomal augmente dans des proportions très notables lorsqu'on sature la silice d'He ou H, montrant ainsi que le gaz dissout joue un rôle dans la conduction. Pour expliquer le mécanisme du phénomène, il semble difficile de faire intervenir une dissociation au sens électrochimique du mot, puisque l'Hélium monoatomique n'en est pas susceptible ; il faut donc envisager une *ionisation*, ou scission de l'atome en un électron libre et un reste positif. L'origine de cette ionisation n'est d'ailleurs pas élucidée.

Pour vérifier cette hypothèse, le courant anomal a été mesuré à l'aide d'un électromètre de Dolezalek, dans des conditions variées, et voici l'essentiel des résultats obtenus jusqu'ici : En gros, le courant a la forme $i = a t^{-n}$, où t représente le temps, et n un coefficient numérique un peu inférieur à l'unité ; c'est la forme empirique admise pour le courant anomal dans la très grande majorité des cas. Cependant, lorsque la silice a été saturée d'Hydrogène exclusivement, le courant a très nettement la forme exponentielle $i = A \cdot e^{-\alpha t}$ ce que l'on vérifie en portant sur un graphique les temps et les log. des intensités : on obtient une droite. Le courant devient immesurable après 5 minutes environ. Lorsque la silice a été saturée d'Hélium, le courant peut se représenter, très nettement aussi, par la fonction $i = A \cdot e^{-\alpha t} + B \cdot e^{-\beta t}$, la valeur de α étant à peu près la même que dans le cas de l'Hydrogène ; ce

qui signifie que le courant anomal peut être considéré comme formé de la superposition d'un *premier courant*, semblable à celui que l'on observe dans le cas de l'Hydrogène, pratiquement terminé au bout de 5 min. et d'un *second courant* qui est perceptible durant une heure environ, qui est moins intense au début que le premier, et diminue beaucoup plus lentement, également suivant une loi exponentielle.

On peut semble-t-il considérer ces courants comme dus au déplacement des ions en solution dans la silice, sous l'influence du champ électrique; le premier serait transporté par les électrons, le second par les ions +; il est clair que ces ions + beaucoup plus gros doivent migrer plus lentement, et que leur déplacement par suite doit durer plus longtemps.

Le cas de l'Hydrogène peut être interprété en admettant que le premier courant (électronique) est seul perceptible, tandis que le second est trop faible pour être mesuré; cette façon de voir serait en accord avec les mesures antérieures concernant la vitesse de diffusion de H et He à travers la silice: aux températures ordinaires l'He diffuse environ cent fois plus rapidement que H; les vitesses de migration sous l'influence du champ des ions +, He et H, doivent être dans le même rapport.

D'après des essais préliminaires, il semble que ces phénomènes jouent un rôle général; les hypothèses énoncées seront peut être à même d'élucider certains points de la théorie des diélectriques, notamment en ce qui concerne les anomalies. Elles pourront peut être permettre de substituer aux schémas purement formels (hétérogénéité de Maxwell, viscosité diélectrique, etc.) proposés jusqu'ici, une interprétation physique simple, susceptible de contrôle expérimental.

9. A. PICCARD und J. BRENTANO (Zürich). — *Mikrokathetometer in Verbindung mit Mikrothermometer.*

Die beträchtliche Erhöhung der Leistungsfähigkeit der magnetischen Steighöhenmethode, welche Piccard und Cherbuliez dadurch errichten, dass sie die Bewegung der Flüssigkeit nicht durch die Verschiebung eines Meniskus, sondern durch die Be-

wegung von kleinen suspendierten Teilchen beobachteten¹, veranlasste uns einige Versuche darüber anzustellen, ob diese Beobachtungsart nicht auch in einer Reihe anderer Fälle, speziell bei der Temperaturmessung mit dem Differentialthermometer von Vorteil sein könnte.

Die Flüssigkeit in dem zu diesem Zweck verwendeten Manoskop hatte zwei freie Oberflächen, welche mit den Gasräumen des Differentialthermometers in Verbindung standen. Um die Druckänderung bei ungleicher Erwärmung der Gasvolumina zu kompensieren, haben wir zwei Anordnungen ausprobiert, die gestatteten, das eine Flüssigkeitsgefäß, d. h. die eine Flüssigkeitsoberfläche um sehr kleine, genau bestimmbare Beträge zu heben oder zu senken. Die eine Anordnung beruht auf der thermischen Dilatation einer Metallschicht, welche die Unterlage der einen Seite des Differentialinstrumentes bildet und deren Temperatur wir in geeigneter Weise rasch verändern und bestimmen konnten. Die andere verwendet die elastische Deformation eines Metallgefäßes bei veränderlichem Innendruck. Bei dieser liess sich die gewünschte Einstellung durch Verschieben eines kleinen mit dem Metallgefäß kommunizierenden Behälters längs einer vertikalen Skala fast momentan herstellen. Die thermische Methode hat den Vorteil bei Kenntnis des Ausdehnungskoeffizienten der betreffenden Schicht unmittelbar richtige Werte zu liefern und von elastischen Nachwirkungen frei zu sein. Umgekehrt liesse sich diese Anordnung auch zur Bestimmung von Ausdehnungskoeffizienten neben der Methode von Fizeau verwenden.

Aus den Beobachtungen mit den Mikrokathetometern ergibt sich, dass Höhenverschiebungen der Niveaus der kommunizierenden Gefässe auf eine Genauigkeit von etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mm, also $1 \cdot 10^{-9}$ Atm Druckänderung wahrnehmbar und einstellbar sind. Dieser Druckempfindlichkeit entspricht eine Temperaturempfindlichkeit des Luftthermometers von etwa $3 \cdot 10^{-7}$ Grad.

10. Eug. WASSMER (Genève). — *Quelques observations sur l'émanation du radium.*

¹ Vergl. Arch. des Sc. phys. et nat. Bd. 40, p. 342, 1915.

Je désire simplement vous exposer quelques observations rudimentaires que j'ai eu l'avantage d'observer durant mes préparations de radium et d'émanation à l'Institut suisse de radium à Genève.

Comme vous le savez, la molécule d'eau est décomposée dans ses constituants H et O, sous l'influence des radiations du radium. Ce mélange, tonnant après son explosion, présente toujours un excès d'hydrogène que j'ai tenté de mesurer. J'ai pu de suite remarquer des variations de 3 à 4 % dans ce volume résiduel. C'est ainsi qu'un volume de 100 cm. cubes d'émanation et de gaz tonnant, accuse généralement, après l'explosion, 3 cm³ d'H résiduel, mais parfois aussi jusqu'à 8 cm³. La cause de ces variations semble surtout provenir, jusqu'à mieux informé, des réactions d'oxydation qui prennent naissance à la surface du mercure et des parois du récipient contenant le mélange émanation et gaz tonnant. L'oxygène est ozonisé sous l'influence des radiations, et suivant la durée, la surface du mercure exposée, etc., l'oxydation est plus ou moins forte, le volume résiduel varie. Il est curieux de remarquer à ce sujet qu'on se trouve là en présence de réactions chimiques d'ordre tout particulier, puisque l'oxydation qui peut aller dans certains cas particuliers, jusqu'à l'oxyde rouge de mercure, se fait en présence d'H naissant, comme on est en droit de le supposer, puisque l'O est ozonisé, et ce gaz H est l'un des réducteurs les plus énergiques. J'ai constaté l'ozone à maintes reprises dans les solutions aqueuses d'émanation.

Je citerai encore un phénomène d'un ordre tout différent. Le verre soumis aux radiations de l'émanation se teinte, se colore, ceci par une ionisation des molécules du verre (suivant la constitution du verre, coloration brune ou violette). Un tube de verre dans lequel on introduit de l'émanation est lumineux, pendant deux à trois semaines environ, après 30 à 35 jours, il n'est plus possible de révéler une trace de luminosité même avec l'écran de platinocyanure ou autre; le tube est mort, le verre reste coloré. Cependant un tube de ce genre, préparé depuis plus de deux ans, présente une nouvelle luminosité, encore plus vive qu'au premier jour, si on élève sa température aux envi-

rons de 400 degrés. Cette luminosité dure environ 30 à 35 secondes.

Cette luminosité ne semble pas provenir d'un déplacement intramoléculaire, d'une réorganisation dans les atomes du verre, qui de coloré qu'il était perd sa coloration; cette déduction est basée sur le fait que la coloration semblable du verre des ampoules de R X disparaît par élévation de température sans présenter ce phénomène de luminosité. Il y a là un intéressant champ d'étude, c'est-à-dire à élucider la question de cette coloration du verre, et de ce phénomène lumineux qui paraît plutôt provenir des dépôts solides de l'émanation.

11. Constant DUROI et M^{me} C. BIÉLER-BUTTICAZ. — *Nouveaux coefficients de conductibilité thermique.*

Expériences. — Les expériences ont été faites dans la chambre noire murée se trouvant au sous-sol de l'Institut de physique de Lausanne, soit à température ambiante constante et sans courant d'air.

Les matières à observer ont été placées sur le dessus d'une espèce de calorimètre isolé thermiquement, dont une des cuves contenait de la terre légère d'infusoires. Au-dessus des matières en observation se trouvait une cuve contenant de la glace ou maintenue à 50° C. On observait, en fonction du temps, les variations de température de l'air de l'enceinte intérieure du calorimètre, au moyen de deux thermomètres fixes donnant le $\frac{1}{10}$ de degré C.

Méthode. — Soient P = poids de l'air constant à l'intérieur de l'enceinte; C = chaleur spécifique de l'air; $d\theta$ = abaissement de température pendant le temps dt ; S = surface de transmission de la plaquette M; T = température de la cuve supérieure, constante. On aura, pour un refroidissement :

$$- \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_M = \frac{S \cdot K_M}{P \cdot C} (\theta - T) .$$

Pour trouver nos divers coefficients de transmission K_M nous avons comparé entre elles les valeurs numériques des diverses tangentes aux courbes exponentielles pour les mêmes ordonnées θ .

Nous avons calculé les équations de toutes les courbes d'observations, ce qui nous a permis de descendre, pour chaque corps, jusqu'à zéro degré centigrade et d'obtenir les *tangentes* avec précision.

Résultats. — Une couche de gazon de 2,2 cm. d'épaisseur, placée sur une tôle de fer usagée, de 1 mm. d'épaisseur, en diminue la transmission de 26 %. Une plaque de béton armé de 2,5 cm. d'épaisseur, contenant 0,6% de sa section de fer, fait de sable et de très petit gravier, très sec, donne K béton armé = 165×10^{-5} C. G. S. Pour divers corps on a choisi des unités de comparaison à cause de l'influence des surfaces, pour les épaisseurs du commerce :

CORPS	Épaisseurs	Rapports des poids par cm ² de surface couverte	Unités arbitraires	K C. G. S. 10 ⁻⁵
Tuile	15,3 mm.	1	1	150
Ardoise	6,35	0,56	1,3	81
Eternit	4	0,33	1,8	70,6
Carton goudronné, usagé 5 ans	~ 2	—	2,14	—
Deux papiers d'emballage beiges superposés	—	—	5	—
Tôle de fer usagée ..	1	—	2,45	—

Transmissions
pour les épaisseurs de la
pratique