

Physique

Autor(en): **[s.n.]**

Objekttyp: **AssociationNews**

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

Band (Jahr): **75 (1892)**

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Physique.

Président : M. Gust. WIEDEMANN, prof. à Leipzig.

Vice-Président : M. Raoul PICTET, de Genève, à Berlin.

Secrétaire : M. le D^r H. VEILLON, à Bâle.

F.-A. Forel. Thermique des lacs d'eau douce. — R. Pictet. Influence des basses températures en physique, chimie et biologie. — Georges Kahlbaum. Ébullition à très basse température. — E. Warburg. Relations entre la constitution chimique et les propriétés physiques des liquides. — R. Blondlot. Sur la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux isolants. — Emden. Action d'un champ magnétique sur des décharges électriques oscillantes. — Hagenbach-Bischoff. Photographies d'étincelles électriques réfléchies dans un miroir tournant. — C. Dufour. La scintillation des étoiles. — Sarasin et de la Rive. Oscillateur hertzien dont l'étincelle se produit dans un liquide diélectrique. — E. Hagenbach-Bischoff. Considérations sur les phénomènes hertziens. — P. Chappuis. Sur les thermomètres à températures basses. — C. Soret et C.-E. Guye. Sur le pouvoir rotatoire aux basses températures. — C. Soret. Quelques difficultés de la théorie de la polarisation diélectrique. — A. Kleiner. Conductibilité thermique des métaux. — E. Sarasin. Seiches du lac de Neuchâtel. — R. Weber. La capacité inductive spécifique. — Amsler-Laffon. De l'emploi de disques tournants à des mesures de précision. — Burgin. Appareil de démonstration.

Dans la première assemblée générale, M. F.-A. FOREL expose la théorie de la *thermique des lacs d'eau douce*.

Il considère d'abord le lac comme une masse d'eau stagnante, sans mouvement de cause extérieure.

L'action de la chaleur centrale de la terre, qui se propage par le fond et les talus du bassin, est insignifiante et négligeable. Les seules actions efficaces sont celles qui interviennent par la surface supérieure (actions thermiques des astres, de l'espace et de l'atmosphère).

L'eau étant un liquide se *stratifie* suivant la densité des diverses couches.

L'eau douce ayant un maximum de densité à 4°, la stratification est *directe* au-dessus de 4°, *inverse* entre 0° et 4°.

La masse de l'eau présente alternativement deux *phases* : l'une de *stratification* lors du réchauffement de l'eau plus chaude que 4° ou du refroidissement de l'eau plus froide que 4° ; l'autre d'*uniformisation* dans les circonstances opposées.

En faisant intervenir les effets de la variation annuelle, on peut classer les lacs en trois types :

Lacs de type polaire restant toujours au-dessous de 4°, présentant toujours la stratification inverse, ayant la phase de stratification en automne et en hiver, la phase d'uniformisation au printemps et en été.

Lacs de type tempéré tantôt au-dessus, tantôt au-dessous de 4° avec alternance de stratification directe et inverse. Phase de stratification directe en été, phase d'uniformisation en automne, phase de stratification inverse en hiver, phase d'uniformisation au printemps.

Lacs de type tropical, restant toujours au-dessus de 4° avec stratification directe constante. Phase de stratification au printemps et en été, phase d'uniformisation en automne et en hiver.

Dans chacun de ces trois types on peut séparer deux sous-types. Si le lac est profond la température abyssale reste constante ou varie très peu ; si le lac est peu profond la température du fond varie notablement.

Deux types de stratification peuvent coexister dans le même lac : ainsi, par exemple un golfe d'un lac de type tropical peut arriver à la congélation pendant l'hiver et

présenter ainsi le type tempéré. Les deux régions sont alors séparées par une barre thermique d'eau à 4° dont les talus sont inclinés en forme de toit.

La variation journalière, qui amène une phase de stratification et une phase d'uniformisation dans les couches supérieures, produit une altération dans la régularité de la courbe de propagation de la chaleur dans le sens vertical; les couches supérieures, jusqu'à 10 ou 15^m sous la surface sont de température presque uniforme; la décroissance de la température ne commence qu'au dehors de cette couche uniforme; très rapide d'abord, la décroissance de température diminue progressivement d'intensité, et la courbe devient asymptotique à partir de 100 ou 150^m de profondeur. — Si le lac était assez profond, une altération analogue de la courbe de propagation thermique apparaîtrait dans les grands fonds des eaux, par le fait de la variation annuelle. Il n'y en a pas d'exemples connus.

L'eau des lacs n'est pas immobile. Les vents déterminent des courants de convection mécanique qui mélangent les couches et modifient la régularité de la courbe de stratification thermique.

Une autre cause d'altération est due à l'entrée dans le lac de l'eau des affluents qui, chargée d'alluvion, par conséquent plus dense que l'eau limpide à température égale, descend dans des couches plus profondes que celles que lui assignerait sa température; il en résulte un réchauffement des couches profondes. Par cette action l'eau des grands fonds d'un lac tropical se réchauffe très lentement (de 1 à 2 dixièmes de degré par an pour le Léman). Ce réchauffement trouve sa limite dans l'intervention des grands hivers; l'uniformisation hivernale se propage, si l'hiver

est suffisamment intense ou prolongé, jusque dans les couches profondes, et celles-ci se refroidissent. Il en résulte que la température des couches profondes d'un lac de type tropical est celle de la surface du lac dans le dernier grand hiver, relevée d'une fraction de degré par an depuis le dernier hiver efficace.

Les conditions thermiques générales agissant sur le lac diffèrent dans chaque lac suivant sa latitude, son altitude et la climatologie générale de la région; chaque lac offre donc un type thermique spécial ou individuel, distinct de celui de tous les autres lacs. D'une autre part les conditions thermiques varient d'une année à l'autre; chaque année, et à chaque mois de l'année, la courbe thermique de chaque lac a donc des caractères spéciaux. L'étude de la température des lacs est donc intéressante et elle mérite d'être suivie attentivement.

M. Raoul PICTET, de Genève, a fait dans la première assemblée générale un très brillant exposé des vues théoriques, auxquelles l'a conduit une longue série de travaux sur *l'influence des basses températures en physique, chimie et biologie*. Cette communication, que M. Pictet a complétée dans la section de physique, ne supportant pas un court résumé du genre de celui que nous pourrions en donner ici, nous devons renvoyer le lecteur à un mémoire complet qui paraîtra bientôt dans les *Archives*.

Dans la section de physique, M. le prof. KAHLBAUM, de Bâle, parle de *l'ébullition à très basse pression*. Il décrit la pompe pneumatique à mercure, qu'il a imaginée d'après le système de Sprengel, laquelle fonctionne automatiquement et fait le vide à $\frac{1}{5000000}$ de millimètre. Il en montre

un modèle construit par M. Kramer, à Fribourg en Brisgau, qu'il fait marcher devant la section. Il expose enfin plusieurs résultats qu'il a obtenus à l'aide de cette pompe, relativement à l'ébullition à très basse pression.

M. E. WARBURG, professeur à l'Université de Fribourg en Brisgau, traite des *relations existantes entre la constitution chimique des liquides et leurs propriétés physiques*.

Trois de ces propriétés des liquides font l'objet de nombreuses recherches expérimentales : la chaleur spécifique à pression constante (C_p), la dilatation thermique

$$\left(e = \frac{1}{v} \frac{dv}{d\mathcal{S}_p} \right),$$

la compressibilité isothermique

$$\left(z = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp_{\mathcal{S}}} \right).$$

D'autres propriétés qui dépendent de ces trois, savoir la chaleur spécifique à volume constant (C_v) et la fonction $\mathcal{S} \frac{dp}{d\mathcal{S}_v}$ paraissent être en relation plus simple avec la constitution chimique que les valeurs obtenues par des mesures directes de C_p , e et z .

Dans la théorie cinétique des gaz C_v dépend de l'énergie totale, et C_p en outre de l'énergie du mouvement de translation ; dans la théorie de Van der Waals la fonction

$\mathcal{S} \frac{dp}{d\mathcal{S}_v}$ trouve une expression plus simple que z et e .

On sait que :

$$C_v = C_p + \frac{\mathfrak{S}}{J} \left(\frac{dv}{d\mathfrak{S}_p} \right)^2 \frac{dp}{dv_{\mathfrak{S}}} = \frac{1}{J} \frac{dE}{d\mathfrak{S}_v}$$

$$\mathfrak{S} \frac{dp}{d\mathfrak{S}_v} = \frac{e}{z} = \frac{dE}{dv_{\mathfrak{S}}}$$

où p , v , \mathfrak{S} , J , E représentent la pression, le volume spécifique, la température absolue, l'équivalent mécanique de la chaleur et l'énergie de l'unité de masse.

Pour 18° C environ, on a

	Sulfure de carbone	Alcool méthylique	Benzol	Éther	Alcool amylique
	CS ₂	CH ₄ O	C ₆ H ₆	C ₄ H ₁₀ O	C ₅ H ₁₂ O
$\frac{C_p}{C_v} = k$	1.55	1.20	1.38	1.34	1.15
$\mathfrak{S} \frac{dp}{d\mathfrak{S}_v}$	3825	2972	3734	2660	2903 Atmosphères

Ainsi donc comme l'ont déjà montré Drecker¹ et Röntgen² k a pour les différents liquides des valeurs assez supérieures à l'unité et très différentes pour les différents liquides.

D'une manière générale k diminue à mesure que le nombre des atomes dans la molécule augmente. Il ne revient donc point au même en pratique de prendre en considération C_p ou C_v .

k est aussi dans l'expression de la vitesse du son le terme qui représente le rapport des élasticités adiabatique et isothermique. Ainsi le facteur de Laplace dans l'expression de la vitesse du son est plus grand pour CS₂ que pour l'air.

¹ *Ann. de Wied.*, 1883, t. XX, p. 878.

² *Ann. de Wied.*, 1892, t. XLV, p. 560.

M. R. BLONDLOT, professeur à la faculté des sciences de Nancy, fait une communication *sur la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux isolants, et sur la relation de Maxwell*; l'auteur résume ainsi son travail :

Un tuyau sonore émet des ondes dont la longueur dépend uniquement, comme D. Bernouilli l'a fait remarquer, de celle du tuyau, et, par suite, est indépendante de la nature de l'atmosphère dans laquelle l'expérience est faite. Un fait analogue se présente-t-il dans le cas d'ondulations électromagnétiques ? des considérations fort simples, fondées sur la nécessité de l'homogénéité des équations, permettent d'établir la proposition suivante : un oscillateur électrique, formé d'un métal extrêmement bon conducteur étant donné, la longueur des ondes qu'il est susceptible d'émettre doit rester la même, quel que soit le milieu isolant dans lequel l'expérience est faite.

J'ai vérifié cette conséquence de la théorie dans le cas de deux diélectriques liquides : l'essence de térébenthine et l'huile de ricin; la longueur d'onde est demeurée exactement la même que dans l'air.

De la loi précédente, je vais déduire une conséquence importante, que M. Potier a aussi aperçue :

Entre la capacité C, le coefficient de self-induction L et la période T du résonateur que j'emploie existe la relation

$$T = 2\pi\sqrt{CL};$$

d'où, en multipliant les deux membres par V, vitesse de propagation des ondes,

$$\lambda = 2\pi\sqrt{L} \times \sqrt{C} \times V;$$

comme λ et L sont indépendants de la nature du milieu diélectrique, le produit CV^2 doit l'être aussi; or, lorsqu'on passe de l'air à un autre diélectrique, dont la constante diélectrique est K , la valeur de C devient K fois plus grande, et la valeur de V doit être multipliée par l'inverse $\frac{1}{n}$ de l'indice de réfraction du nouveau milieu; il faut donc que l'on ait $K \times \frac{1}{n^2} = 1$, ou $K = n^2$. C'est la relation prévue théoriquement par Maxwell. Je me trouve par conséquent avoir vérifié cette relation pour les deux liquides que j'ai employés, et mes expériences viennent ainsi confirmer celles que MM. L. Arons et H. Rubens ont récemment publiées. Mes expériences remplissent rigoureusement la condition pour que la relation de Maxwell soit applicable, à savoir que les valeurs de K et de n se rapportent à des phénomènes de même période; elles offrent de plus la circonstance avantageuse d'être indépendantes de toute mesure, puisqu'elle ne reposent que sur la constatation de l'égalité de deux longueurs.

M. R. EMDEN, de Saint-Gall, a étudié les *modifications subies dans le champ magnétique par les décharges oscillatoires des batteries*.

Ayant entrepris depuis quelque temps une étude sur les décharges oscillatoires des batteries électriques au point de vue surtout de la décomposition des décharges alternatives par réflexion dans un miroir tournant et de la photographie des images ainsi obtenues, M. Emden a été amené à chercher de quelle manière ces étincelles se comportent lorsqu'on les introduit dans un champ magnétique très intense. Il a été conduit à ces essais par une expérience due à Page. Lorsqu'on rompt subitement le

circuit d'un électro-aimant parcouru par un courant d'une grande intensité on obtient une étincelle forte, qui ne produit cependant qu'un faible bruit. Mais si l'on amène l'interruption entre les deux pôles de l'électro-aimant l'étincelle se produit avec une forte détonation. Page a obtenu des détonations analogues à celles d'un coup de pistolet. M. Emden pensait que des décharges de batteries revêtiraient aussi une forme spéciale entre les pôles d'un électro-aimant, mais à son grand étonnement il a constaté qu'elles n'en étaient pour ainsi dire pas modifiées. On peut arriver à s'expliquer ce fait au moyen des expériences que Rijke a faites sur le phénomène de Page. D'après Rijke l'action du champ magnétique consiste uniquement à déchirer l'auréole bleuâtre qui entoure l'étincelle, ce qui a pour effet d'abrèger la durée de l'étincelle et de ramener plus vite l'intensité du courant à zéro. Dans l'expérience avec l'électro-aimant la force inductrice du courant, dont l'intensité tombe très brusquement à zéro, sur lui-même, sera très forte et l'étincelle de rupture se produira avec une très violente détonation. Dans le cas des décharges oscillatoires des batteries la force électromotrice réside en dehors de l'électro-aimant. Il n'est pas nécessaire qu'il se produise des modifications dans la durée de l'oscillation. Par le fait de l'élimination de l'auréole enveloppante, les étincelles produites dans ces conditions donnent dans le miroir tournant des images excessivement claires, comme le montrent une série de photographies que l'auteur fait circuler. Pour l'étude des décharges oscillantes on peut donc user avec avantage du procédé qui consiste à les produire dans un champ magnétique intense.

A la suite de cette communication M. le prof. HAGENBACH-BISCHOFF montre un certain nombre de *photographies d'étincelles électriques réfléchies dans un miroir tournant* qu'il a exécutées dans des conditions assez variées, à l'aide de l'appareil original de Feddersen appartenant au cabinet de physique de l'université de Leipzig, mis très obligeamment à sa disposition par M. le prof. G. Wiedemann.

M. Ch. DUFOUR, Professeur à Morges, rend compte des nombreuses observations qu'il a faites depuis 38 ans *sur la scintillation des étoiles.*

M. Dufour a déjà communiqué précédemment les premiers résultats auxquels il était arrivé, et qui lui avait permis entre autres de formuler les deux lois suivantes :

1^{re} loi. *Les étoiles rouges scintillent moins que les étoiles blanches.*

2^{me} loi. *La scintillation d'une étoile augmente quand elle va du zénith à l'horizon ; et cette scintillation est sensiblement proportionnelle au produit que l'on obtient, en multipliant l'épaisseur de l'atmosphère que traverse le rayon lumineux par la réfraction pour la hauteur à laquelle se trouve l'étoile.*

Ensuite d'observations faites pendant un séjour au Grand St-Bernard en 1856, et pendant quelques nuits isolées passées dans les régions élevées, entre autres à la Furka et au Faulhorn, M. Dufour a trouvé que la scintillation était plus faible sur les montagnes que dans la plaine. C'est aussi ce que l'on peut conclure de quelques observations faites à la même époque sur le Pic de Ténériffe par M. Piazzi Smyth, directeur de l'observatoire d'Édimbourg ; et des observations faites par de Saussure au col du Géant et à la partie supérieure du glacier de Bionnassay.

Mais le but principal de M. Dufour était une recherche météorologique. Il voulait tâcher de savoir s'il y avait quelque relation entre l'intensité de la scintillation et le temps qu'il fait ou le temps qu'il fera. Il a trouvé qu'en général une scintillation faible annonce l'approche du mauvais temps.

Ce résultat est en contradiction avec celui auquel était arrivé un autre observateur qui s'était aussi occupé de la scintillation, M. le professeur Montigny, de Bruxelles. Mais le mode d'observation était fort différent. M. Montigny observait la scintillation au moyen de la rotation d'un verre placé obliquement dans une lunette ; tandis que M. Dufour observait à l'œil nu. En somme, d'après les indications que M. Montigny donne sur son scintillomètre, il n'est pas certain que M. Dufour et lui aient étudié exactement les mêmes manifestations lumineuses.

Si l'intensité de la scintillation donne bien un élément nouveau pour la précision du temps, cette observation a une grande importance. Il semble que les marins sont les personnes les mieux placées pour trancher cette question, et voir qui a raison, si c'est M. Montigny ou M. Dufour ; et pour eux surtout cela est d'une grande importance. Or pour y arriver, il n'est pas besoin d'études bien longues. Après quelques soirées d'observation, on parvient facilement à reconnaître si la scintillation est forte, moyenne ou faible ; et ensuite, on pourra constater s'il arrive sur mer comme il arrive en Suisse, qu'une scintillation faible annonce l'approche du mauvais temps.

Du reste, une observation de de Saussure au col du Géant vient à l'appui de la manière de voir de M. Dufour ; car le 12 juillet 1788, de Saussure y a trouvé une scintillation très faible, et le lendemain 13 juillet, l'Europe

occidentale a été ravagée par le plus violent orage que les annales de la météorologie aient jamais enregistré. Deux larges colonnes de grêle ont commencé sur le golfe de Gascogne, ont traversé la France, la Belgique, la Hollande, une partie de l'Allemagne et se sont terminées dans les parages de la mer Baltique.

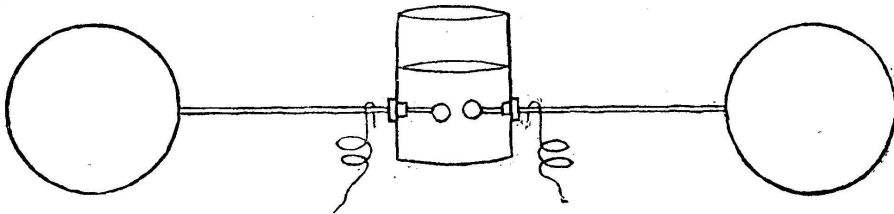
Nous ne parlerons pas ici des questions accessoires dont M. Dufour a dû s'occuper à propos de ses recherches sur la scintillation, et que celles-ci lui a suggérées. Ces questions seront traitées dans le mémoire complet qui paraîtra plus tard dans les *Archives*.

M. LUCIEN DE LA RIVE, de Genève, parle au nom de M. Ed. SARASIN et au sien de leurs recherches sur les onduations électriques. Il traite spécialement de la *production de l'étincelle de l'oscillateur hertzien dans un diélectrique liquide au lieu de l'air*.

Dans l'oscillateur de Hertz, tel qu'il a été employé jusqu'ici, l'étincelle de la décharge du Ruhmkorff se produit dans l'air entre deux boules de 3 à 4 cm. de diamètre terminant les deux tiges égales qui aboutissent de part et d'autre aux deux capacités. Ces capacités sont, dans notre appareil, des sphères de 30 cm. de diamètre.

Nous avons récemment essayé de plonger les deux boules dans un liquide isolant, en substituant ainsi ce diélectrique liquide à l'air comme milieu dans lequel se produit l'étincelle, et avons trouvé que cette modification donne des résultats satisfaisants et permet d'obtenir, pour les phénomènes d'induction sur le résonateur, une action plus intense qui les rend plus visibles. Le liquide employé en premier lieu a été l'huile d'olive. Un bocal cylindrique de 20 cm. de diamètre est percé latéralement

de deux ouvertures par lesquelles pénètrent les tiges métalliques horizontales portant les boules, qui se trouvent immergées, ainsi que l'indique la figure ci-jointe. Afin de prévenir le déplacement du bouchon au travers duquel passe la tige, lorsqu'on l'avance ou qu'on la recule pour obtenir la distance explosive convenable, un disque en ébonite faisant écrou se visse sur le bouchon extérieurement, et comme celui-ci a sa partie la plus large à l'intérieur, il est forcé dans l'ouverture et maintenu solidement.



Quand on augmente progressivement la distance explosive, la tension des deux capacités augmente rapidement jusqu'à sa limite, soit parce que la tension devient voisine de la tension maxima du Ruhmkorff, soit aussi parce que l'étincelle circule autour du bocal de verre dans l'air au lieu de traverser la couche d'huile. Avec le Ruhmkorff dont nous disposons, dont les dimensions sont 57 cm. de longueur sur 23 cm. de diamètre, la distance explosive dans l'air entre les fils protecteurs aux deux bornes est de 22 à 25 cm.; un écartement de 10 à 12 mm. des boules dans l'huile correspond à cette limite. L'étincelle se produit régulièrement avec une apparence analogue à celle qu'elle a dans l'air; le son caractéristique semblable à celui d'un choc est beaucoup plus intense. L'huile se carbonise et perd sa transparence, mais en employant, comme nous le faisons, une capacité de deux litres, il n'y a pas trace d'échauffement et l'altéra-

tion du liquide ne donne pas lieu à une diminution d'intensité de l'action de l'oscillateur. Cette constance d'intensité comparée à la diminution rapide dans l'air, à laquelle il faut remédier en essuyant fréquemment les boules, est un avantage notable de cette nouvelle disposition.

L'action sur le résonateur est augmentée d'une manière très marquée. Dans le voisinage de l'oscillateur l'étincelle prend un véritable éclat lumineux, et à une distance de 10 m., pour les résonateurs de grand diamètre, 1 m. et 0,75 m., garde assez d'intensité pour être visible de loin. Pour les résonateurs de petit diamètre, de 35 et 25 cm. de diamètre, l'étincelle est aussi notablement plus lumineuse et permet des mesures micrométriques qu'on ne pourrait pas obtenir avec la disposition ordinaire de l'oscillateur. Nous avons constaté que les interférences de la force électromotrice d'induction, par réflexion sur une surface métallique plane, donnent les résultats que nous avons trouvés lorsque l'étincelle se produit dans l'air, c'est-à-dire donnent la longueur d'onde du résonateur employé. Il est probable que l'augmentation d'effet obtenue est due à l'augmentation de tension et de charge qui, lorsqu'on emploie l'huile, est accompagnée d'une résistance du filet lumineux assez petite pour rester compatible avec la décharge oscillatoire, tandis que dans l'air la longueur de l'étincelle ne lui permet pas de subsister.

L'essence de térébenthine employée au lieu de l'huile dans le même bocal a donné des résultats analogues, mais qui nous ont paru un peu moins intenses. Il en est de même pour la paraffine liquide (huile de vaseline), sauf que ce dernier liquide se rapprocherait davantage de l'huile. Nous avons également essayé le pétrole après avoir constaté

que le passage de l'étincelle de l'oscillateur sur une petite auge renfermant du pétrole ne détermine son inflammation qu'après que le liquide s'est notablement échauffé. Le bocal employé pour le pétrole n'avait que 8 cm. de diamètre et l'écartement des boules ne dépassait pas 3 à 4 mm. Le résultat est à peu près le même que lorsqu'on emploie l'huile avec le même écartement; l'étincelle a dans ce liquide un éclat très intense, et il s'y produit une sorte d'ébullition, due au dégagement du gaz, qui pourrait peut-être finir par déterminer une combustion. Il résulte de ces premiers essais que l'emploi de l'huile est préférable.

Sur l'invitation de M. le président, M. HAGENBACH-BISCHOFF expose en quelques mots ses vues spéciales sur le sujet si nouveau encore et si actuel des *phénomènes hertziens* sur lesquels il a entrepris aussi depuis bientôt deux ans une série de recherches expérimentales. Un premier travail, fait en collaboration de M. le Dr Zehnder¹ et communiqué l'année dernière à la section de physique de la Société helvétique, avait mis au jour, quant à la nature de l'étincelle hertzienne, des faits qui seraient selon lui en opposition absolue avec l'assimilation qu'on a voulu établir entre les oscillations électriques et les oscillations acoustiques ou lumineuses. Ces premiers résultats ont conduit M. Hagenbach à étudier en détail les phénomènes d'induction produits par la décharge d'un condensateur et les circonstances variées et très curieuses qui déterminent dans ces phénomènes le sens du courant. Comme cette dernière recherche est loin d'être terminée il

¹ *Archives des Sciences phys. et nat.*, 1891, t. XXVI, p. 21.

ne peut pas encore communiquer les résultats auxquels elle semble conduire; il tient seulement à signaler que parmi les faits qui accompagnent la décharge des conducteurs il en est beaucoup qui sont obscurs et inexpliqués, de telle sorte que la prudence la plus absolue s'impose dans ce domaine et que le devoir d'une saine critique est de suivre ces faits jusque dans leurs moindres détails et dans les conditions expérimentales les plus variées avant d'en tirer des conclusions. Cela est d'autant plus urgent que les théories de Faraday et de Maxwell et les belles expériences de M. Hertz ne se bornent pas à introduire des vues nouvelles dans l'étude du magnétisme et de l'électricité, mais ne tendent à rien moins qu'à bouleverser de fond en comble les notions admises jusqu'ici dans cette branche de la science.

M. P. CHAPPUIS rend compte de ses recherches *sur les thermomètres à températures basses*.

Tandis que les progrès récents de l'industrie permettent d'obtenir avec facilité les températures basses et ouvrent ainsi un champ nouveau aux investigations, les instruments qui servent à mesurer ces températures n'ont pas fait de progrès bien sensibles et devraient être améliorés.

Le thermomètre à hydrogène, seul exact, peut être appliqué dans certaines recherches d'ordre scientifique; mais ne saurait être considéré comme un appareil pratique et généralement applicable. On emploie ordinairement pour la mesure des températures basses des thermomètres à alcool; mais les instruments fournis par les constructeurs présentent entre eux des divergences telles (5 à 6 degrés ou même davantage) que l'on ne peut avoir aucune confiance dans leurs indications.

Les météorologistes russes, pour lesquels l'observation des températures basses a un intérêt particulier ayant fait des démarches auprès du Bureau international des Poids et Mesures pour obtenir la vérification de leurs étalons, je fus chargé par cet établissement de faire une étude complète du thermomètre à alcool.

Dans ce travail, dont je résume ici les résultats principaux, j'ai recherché les causes des divergences observées entre différents instruments en comparant au thermomètre à hydrogène un grand nombre de thermomètres remplis d'alcool purifié, et dont tous les éléments étaient exactement connus.

Une étude semblable a été faite sur une autre série de thermomètres remplie de toluène, liquide qui présente, comme substance thermométrique, d'importants avantages sur l'alcool.

CAUSES DES DIVERGENCES ENTRE LES THERMOMÈTRES

A ALCOOL.

En dehors des erreurs provenant des irrégularités du calibre du tube thermométrique, que l'on peut corriger par le calibrage préalable du thermomètre, on peut signaler trois causes principales d'erreurs.

1. *L'adhésion du liquide aux parois du tube capillaire.* Lorsqu'on porte un thermomètre à alcool de la température ambiante à une température plus basse, la colonne en s'abaissant laisse sur les parois du tube capillaire des quantités variables de liquide qui descendent peu à peu et se réunissent au ménisque au bout d'un temps plus ou moins long. Il faut des heures et même des jours pour que tout le liquide (jusqu'à des traces insensibles) soit

réuni. Pour réduire autant que possible cet inconvénient qui existe pour tous les liquides mouillant le verre, mais à un degré différent suivant leur viscosité, il convient d'opérer très lentement à température descendante.

2. *Choix de la valeur du degré.* La dilatation de l'alcool augmente sensiblement suivant la température. Il en résulte que la longueur du tube capillaire correspondant à un degré n'est pas la même d'un bout à l'autre de l'échelle, mais qu'elle augmente d'une manière continue, quand on passe des températures basses aux températures plus élevées. Un thermomètre à alcool parfait porterait ainsi des degrés de longueurs inégales croissant régulièrement suivant la température. Si l'on compare à ce thermomètre supposé parfait les thermomètres fabriqués par les constructeurs, on remarque que ceux-ci portent généralement des degrés de longueur constante, déterminés par l'observation de deux points quelconques de l'échelle, 0° et 30° par exemple. Ce degré constant, défini dans le cas présent par $\frac{1}{30}$ de l'intervalle mesuré sur le tube thermométrique entre les deux températures est reporté sur toute l'étendue de l'échelle du thermomètre au-dessous du zéro. On conçoit que ce procédé introduit nécessairement dans la mesure des températures basses une erreur systématique qui augmente à mesure qu'on s'éloigne du zéro. Dans le cas cité, l'écart atteint pour le thermomètre à alcool plus de 7 degrés à la température de -70 .

Des thermomètres construits suivant ce procédé, quoique en désaccord avec le thermomètre à hydrogène, ne devraient présenter cependant aucune divergence entre eux, si la valeur moyenne du degré de chacun d'eux avait été déterminée entre les mêmes températures. Malheureusement il n'existe aucune convention à cet égard entre

les constructeurs, de sorte que chacun choisit à son gré les températures fondamentales et par conséquent le degré. De là viennent, pour une bonne part, les divergences observées entre les instruments provenant de constructeurs différents.

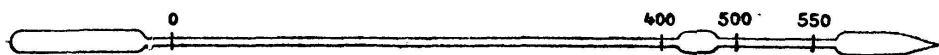
3. *Influence des impuretés de l'alcool.* Les expériences faites jusqu'ici prouvent que les impuretés et en particulier les quantités plus ou moins grandes d'eau contenue dans l'alcool modifient sensiblement la dilatation de ce liquide. C'est aussi la conclusion de mes propres expériences que je résumerai ci-après et qui, pour cette cause, sont nettement défavorables au choix de l'alcool comme substance thermométrique.

Les considérations précédentes montrent que si l'on veut remplacer l'alcool par une autre substance, il convient de choisir un liquide très fluide, ayant un point d'ébullition assez élevé pour qu'on puisse déterminer la valeur du degré entre les températures fondamentales 0° et 100° , et supprimer ainsi toute convention nouvelle, enfin il est essentiel que cette substance puisse être facilement préparée et conservée à l'état de pureté. Le toluène remplissant ces conditions d'une manière satisfaisante (point d'ébullition, 110° environ) nous l'avons soumis à une étude complète.

EXPÉRIENCES. Pour pouvoir tirer des conclusions générales, il est nécessaire d'opérer sur un nombre assez considérable de thermomètres. Mes expériences ont porté sur 7 thermomètres à alcool et sur 8 thermomètres à toluène.

Construction des thermomètres. Les tubes capillaires d'environ 0,6 millimètre de diamètre intérieur, choisis avec soin d'un calibre très régulier ont été divisés sur

une bonne machine en parties d'égale longueur. On a soudé à l'une des extrémités un réservoir cylindrique de dimensions convenables (v. fig. 1), à l'autre on a soufflé deux petites ampoules dont l'une est destinée à remplacer



(Fig. 1)

une partie du tube capillaire et l'autre sert d'ampoule terminale. Les thermomètres ont été d'abord remplis de mercure et fermés sous le vide. On a pu alors procéder au calibrage du tube capillaire sans être incommodé dans cette opération par les poussières extérieures qui rendent si difficile le calibrage des tubes ouverts. Puis on a enlevé le mercure en cassant l'extrémité et en faisant le vide.

Remplissage et déterminations préliminaires. Sept thermomètres ainsi préparés ont été remplis de toluène très pur que je dois à l'obligeance de M. Jolly, maître de conférences à l'École normale. Dans l'un d'eux cependant je mis un échantillon de toluène qui contenait quelques traces d'eau. Je remplis enfin un autre thermomètre d'un toluène manifestement impur, afin d'étudier l'influence des impuretés sur la marche du thermomètre.

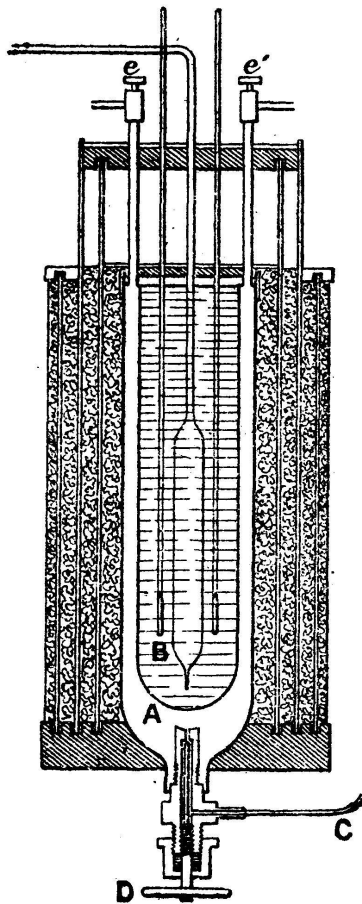
Je remplis aussi cinq thermomètres d'alcool très pur, que M. Jolly m'avait remis dans de petites fioles bien bouchées; deux autres thermomètres furent chargés d'un alcool d'autre provenance et certainement moins pur.

On détermina ensuite le zéro et le point 100 des thermomètres à toluène et l'on déduisit de ces observations la valeur moyenne du degré, puis pareillement l'intervalle 0.30 des thermomètres à alcool. Cela fait, on possédait deux sortes d'instruments identiques entre eux, avec des

échelles différentes, mais qui devaient être uniformes pour chaque catégorie d'instruments. Il ne restait plus qu'à les comparer soigneusement au thermomètre à gaz, ce qui fut fait de la manière suivante à une vingtaine de températures comprises entre 0 et -73° .

Comparaisons au thermomètre à hydrogène. Les thermomètres furent placés à côté du réservoir du thermomètre à hydrogène dans un appareil de la forme suivante (fig. 2).

Une cloche de cuivre à double paroi est portée par un fort bâti de fonte qui lui donne une grande stabilité. La cavité de cette cloche B, tournée vers le haut contient le bain d'alcool qui reçoit les thermomètres. L'espace annulaire A compris entre les parois de cette cloche peut être mis en communication au moyen d'un robinet à pointeau D et d'un tube de cuivre C avec une bouteille d'acide carbonique liquide. Deux autres robinets à pointeau e et e' , soudés à la partie supérieure de la cloche permettent au gaz de s'échapper librement dans l'atmosphère. Lors-



(Fig. 2.)

qu'on ouvre légèrement le robinet de détente, l'acide carbonique qui remplit le tube d'accès vient se volatiliser à l'orifice du robinet à pointeau situé au centre de l'appareil et y produit un refroidissement intense qui se communique peu à peu à l'alcool qui baigne les thermomètres. En ouvrant plus ou moins le robinet de détente, on peut aisément atteindre la tempé-

rature à laquelle on veut opérer et la maintenir le temps nécessaire pour les mesures. La détente de l'acide carbonique m'a permis d'obtenir des températures suffisamment constantes entre -40 et -75° . Pour les températures comprises entre 0 et 40° je me suis servi du chlorure de méthyle qui bout à -23° mais dont on peut faire varier suffisamment la température d'ébullition en variant convenablement la pression.

Des soins particuliers ont été donnés à l'isolation thermique de la cloche de cuivre. Cette cloche était entourée de trois cylindres de verre mince, laissant entre eux des espaces annulaires de $1,5$ cm. qu'on a rempli de plusieurs couches de feutre épais. La lecture des thermomètres se faisait à travers la partie supérieure de ces cylindres très près du couvercle qui recouvre la cloche.

Résultats.

En représentant les résultats obtenus sur chaque thermomètre par une fonction à trois termes, dont les coefficients ont été calculés par la méthode des moindres carrés, j'ai obtenu pour tous les thermomètres à toluène une différence de marche presque identique. Les écarts entre ces thermomètres ne dépassent que dans un cas 4 centièmes de degré, et encore ce n'est pas pour un des thermomètres contenant du toluène impur.

La marche moyenne du thermomètre à toluène est représentée par la formule

$$0,863109 T + 9,704929 \times 10^{-4} T^2 + 2,81924 \\ \times 10^{-6} T^3$$

T étant la température indiquée par le thermomètre à hydrogène,

Voici quelques valeurs de cette fonction :

T	Toluène
0	0
— 10	— 8,54
— 20	— 16,90
— 30	— 25,10
— 40	— 33,15
— 50	— 41,08
— 60	— 48,90
— 70	— 56,63

Les résultats relatifs aux thermomètres à alcool sont moins satisfaisants. Les thermomètres remplis en même temps du liquide provenant d'une même fiole concordent bien entre eux, mais différent de ceux remplis de l'alcool contenu dans les autres fioles et les divergences sont supérieures aux erreurs d'observation. Il semble qu'il existe encore, malgré tous les soins apportés à la purification des liquides, des différences suffisantes pour changer notablement la dilatation.

Les divergences entre les thermomètres atteignent aux températures les plus basses (-72°) un degré environ; il est très probable qu'elles seraient notablement plus fortes si l'on avait employé les alcools qui servent à l'ordinaire aux constructeurs.

J'ai réuni dans le tableau suivant les résultats relatifs aux deux groupes de thermomètres à alcool qui présentent entre eux la plus grande différence de marche.

T	Alcool pur rectifié par M. Jolly.	Alcool absolu fourni par la maison Billault.
0	0	0
10°	9,31	9,44
20°	18,45	18,71
30°	27,44	27,84
40°	36,30	36,84
50°	45,05	45,74
60°	53,71	54,55
70°	62,31	63,31

Nous sommes donc amenés à considérer le thermomètre à alcool comme un instrument peu sûr et nous pensons que le thermomètre à toluène doit lui être préféré. Le choix d'un liquide d'un point d'ébullition plus élevé que celui du toluène serait cependant plus avantageux, à cause des difficultés particulières que présente la détermination du point 100 de ces thermomètres. D'après l'avis de quelques chimistes, nous nous proposons d'étudier l'éthyle de benzine qui bout à 134° environ. Quel que soit d'ailleurs le résultat de ces nouvelles recherches, nous ne doutons pas que les physiciens ne soient bientôt en possession d'instruments pratiques, permettant de mesurer les températures basses avec une précision de quelques centièmes de degrés, dans l'intervalle encore trop modeste de —70 à 0°.

M. Ch. SORET, professeur à Genève, expose quelques résultats d'un travail entrepris en collaboration avec M. le Dr Ch.-Eug. GUYE *sur le pouvoir rotatoire du quartz aux basses températures*. Ces recherches, non encore terminées, ont été poussées jusqu'à —68° C environ. Le coefficient

moyen de variation du pouvoir rotatoire paraît un peu plus fort qu'aux températures ordinaires, ce qui est d'accord avec ce que l'on sait déjà de la marche de ce coefficient.

M. Ch. SORET parle de *quelques difficultés de la théorie élémentaire de la polarisation diélectrique*. Dans les ouvrages élémentaires cette théorie est souvent exposée d'une manière qui n'est pas très satisfaisante ni logique, et qui laisse subsister des difficultés apparentes, extrêmement choquantes pour certains esprits; des calculs qui paraissent également légitimes conduisent à des résultats divergents pour les actions mutuelles des corps électrisés plongés dans un diélectrique polarisable, et souvent ce n'est pas le procédé le plus naturel qui donne le résultat exact.

Ces défauts, il n'est pas difficile de le constater en examinant les choses de plus près, proviennent uniquement de ce que l'on mélange presque toujours, sans y prendre garde, plusieurs conceptions du rôle du diélectrique, conceptions qui sont parfaitement équivalentes pour l'explication des faits observables, mais qui exigent cependant des calculs un peu différents.

2. Prenons, pour fixer les idées, le cas très simple d'un condensateur plan indéfini, dont les deux armatures, séparées par une distance d sont maintenues l'une au potentiel 0, l'autre au potentiel V_1 . Si le diélectrique interposé n'est pas polarisable, cette dernière armature reçoit une couche d'électricité de densité $\sigma_0 = V_1/4\pi d$; la force résultante entre les armatures est uniforme et vaut $F_1 = 4\pi\sigma_0$; la tension électrique est $F_1\sigma_0/2 = 2\pi\sigma_0^2 = V_1^2/8\pi d^2$ et représente en même temps l'attrac-

tion par unité de surface qui s'exerce entre les deux armatures. — Cette attraction s'exprime aussi par la dérivée prise en signe contraire de l'énergie potentielle du système, laquelle est $W = V_1 \sigma_0 / 2$, d'où $-dW/dd = V_1^2 / 8\pi d^2$ comme ci-dessus.

3. Si le diélectrique est polarisable, le point de départ consiste toujours à le considérer avec Mossotti et Clausius comme formé de particules conductrices disséminées dans un milieu isolant. Chacun des conducteurs, grands ou petits, obéit aux lois générales de l'électrostatique, le potentiel V est constant sur chacun d'eux, varie dans les intervalles isolants qui les séparent; si les corpuscules sont très petits, V diffère en chaque point très peu d'un potentiel moyen V' , qui, dans le condensateur plan que nous considérons, a la même valeur que si le diélectrique est impolarisable. Mais, pour maintenir ce potentiel, le calcul montre que l'armature doit porter une couche de densité $\sigma = KV / 4\pi d$; K , la constante diélectrique, dépendant du volume relatif et de la distribution des particules conductrices. Les potentiels réel et moyen V et V' diffèrent très peu, mais il n'en est pas de même de leurs dérivées (Poincaré, *Élect. et opt.* II, 95). La force résultante réelle F a une distribution compliquée, est nulle dans chaque conducteur, et aboutit comme toujours normalement à la surface de chaque conducteur. La force résultante moyenne $F' = -dV'/dd$ est au contraire uniforme, et la même que dans le condensateur non polarisable. La tension électrique sur l'armature est comme toujours égale à $F\sigma/2 = 2\pi\sigma^2 = K^2V^2/8\pi d^2$, (et non $F'\sigma/2$). Mais cette tension ne représente la force attractive que dans le cas où l'armature est placée en dehors et très près du diélectrique polarisable. Si l'arma-

ture est dans le diélectrique, elle ne peut se déplacer sans déranger la structure de celui-ci; l'armature et les particules conductrices du diélectrique forment un système mécanique complexe dans lequel existent des liaisons dont il faut tenir compte ¹.

La seule méthode correcte consiste à passer par l'énergie potentielle qui est $W = V_1 \sigma / 2 = KV_1^2 / 8\pi d$, et ne dépend pas explicitement des particules du diélectrique lesquelles ne s'électrisent que par influence. La valeur de l'attraction $-dW/dd$ dépend des liaisons qui existent dans le système. Si l'armature est plongée dans un diélectrique fluide, les modifications que subit celui-ci pendant le déplacement doivent être telles que K reste constant, et l'on trouve $dW/dd = KV_1^2 / 8\pi d^2$.

Si l'armature était en dehors et très près du diélectrique, nous devrions supposer le condensateur formé d'une couche d_0 de diélectrique non polarisable et d'une couche d_1 de diélectrique polarisable.

On trouve alors

$$W = \left(\frac{1}{\frac{d_1}{K} + d_0} \right) \frac{V_1^2}{8\pi}$$

¹ M. Poincaré a bien voulu nous autoriser à citer ici le passage suivant d'une lettre adressée par lui à M. L. de La Rive.

« Je sais qu'on rencontre une difficulté quand on veut étudier les attractions de deux conducteurs électrisés placés dans un diélectrique. Le résultat auquel on parvient n'est pas le même, suivant qu'on part de l'évaluation du travail ou de la *pression électrostatique*. C'est la première évaluation qu'il faut prendre; la seconde est incorrecte, parce qu'il faut ajouter les réactions des particules du diélectrique polarisées électriquement. Je n'ai dit qu'un mot à ce sujet dans le tome II (Électricité et optique); cette question mériterait peut-être quelque développement. »

l'attraction cherchée est la limite de $-dW/dd_0$ pour $d_0=0$, et sa valeur est $K^2V_1^2/8\pi d_1^2$ comme par la tension électrostatique. Dans ce cas il n'y a plus de réaction de la part du diélectrique, qui reste inaltéré pendant que l'armature se déplace.

4. L'analyse qui conduit à l'expression de σ rappelée plus haut n'est aucunement élémentaire. Pour éviter cet inconvénient, on remplace en général, d'une manière plus ou moins consciente, le milieu diélectrique granulé de l'hypothèse primitive par un milieu fictif homogène dans lequel, par suite d'une propriété *spécifique* qu'on lui attribue, l'action réciproque de deux masses m et m' est mm'/Kr^2 . Dans le condensateur pris comme exemple, le potentiel est alors V' , la force résultante est $F'=4\pi\sigma/K$, et la tension électrostatique, égale à l'attraction, est $F'\sigma/2=2\pi\sigma^2/K=KV^2/8\pi d^3$ comme par le calcul de l'énergie.

Cette conception est très simple, elle est évidemment tout à fait différente de la conception primitive, mais pourrait lui être avantageusement substituée pour un exposé élémentaire, si malheureusement elle ne se trouvait insuffisante pour les autres cas qui peuvent se présenter. De nouvelles hypothèses doivent être ajoutées à la première pour définir ce qui se passe au contact de deux diélectriques différents ou pour le cas des corps cristallisés, et, pour savoir quelles sont ces hypothèses, il faut recourir à la théorie primitive du diélectrique hétérogène, ce qui perpétue la confusion.

5. Il est infiniment préférable de faire abstraction de l'hétérogénéité du diélectrique par une autre voie, celle de sir W. Thomson et de M. de Helmholtz, qui permet de traiter élémentairement tous les cas. Si nous

menons un plan parrallèle à l'armature au travers du diélectrique, ce plan coupe un nombre quelconque de particules conductrices et, lorsque celles-ci se polarisent, il est traversé en sens inverse par des quantités égales $\pm e$ d'électricité de noms contraires. Au lieu de laisser ce transport confiné dans des particules isolées, on peut supposer que le diélectrique est homogène, et que le transport s'effectue uniformément à travers tous les éléments du plan considéré, par une sorte de glissement en sens inverse des deux électricités primitivement superposées. Dans ce cas il n'y a pas d'électricité libre dans le diélectrique, mais les armatures se couvrent de couches fictives $\mp e$ dont l'action s'ajoute à celle des couches réelles $\pm \sigma$ pour produire la force résultante $F' = 4\pi(\sigma - e)$. Le déplacement e doit être conçu comme proportionnel à la force résultante F' , de sorte que l'on peut poser $e = \epsilon F'$; un calcul connu et très simple donne alors $\sigma = (1 + 4\pi\epsilon) \frac{V_1}{4\pi d}$ ou $\frac{KV_1}{4\pi d}$ en posant $K = 1 + 4\pi\epsilon$.

La tension électrostatique, c'est-à-dire la force avec laquelle l'électricité accumulée sur l'armature tend à s'échapper, est toujours $2\pi\sigma^2$; mais ici encore elle ne représente aucunement la force qui tend à déplacer l'armature au travers du diélectrique. Il faut tenir compte des réactions de celui-ci, et des conditions spéciales dans lesquelles se trouvent les couches fictives $\pm e$. Le milieu homogène que nous avons substitué au milieu primitif hétérogène n'est pas un milieu conducteur dans lequel l'équilibre existe sous l'action des forces électriques seules : dans ce cas le déplacement croîtrait jusqu'à annuler la force résultante F' . En supposant que le glissement

uniforme des électricités est proportionnel à la force résultante qui subsiste après ce glissement, on admet implicitement que les électricités sont liées au diélectrique par des forces spéciales agissant comme des forces élastiques, qui s'ajoutent constamment aux attractions mutuelles des électricités déplacées pour équilibrer la force extérieure du champ. L'armature du condensateur est chargée d'une couche réelle σ et d'une couche fictive qui l'accompagne dans tous ses déplacements. Les forces qui agissent sur ce système sont : 1° L'attraction électrique $2\pi(\sigma - e)^2$ exercée par les couches réelle et fictive de l'autre armature; 2° Les actions réciproques de σ et de $-e$; 3° et 4° Les forces élastiques fictives qui agissent sur $-e$ et que nous pouvons décomposer en deux parties, dont l'une équilibre la force $-2\pi(\sigma - e)e$ exercée par l'autre armature, et dont l'autre équilibre l'action de σ sur $-e$. Les forces 2 et 4 sont des forces internes du système mobile et ne peuvent influencer sur son déplacement; il reste

$$\begin{aligned} 2\pi(\sigma - e)^2 + 2\pi(\sigma - e)e &= 2\pi(\sigma - e)\sigma \\ &= \frac{2\pi\sigma^2}{K} = \frac{KV_1^2}{8\pi d^2} \end{aligned}$$

Le calcul par l'énergie potentielle, qui est bien plus sûr et plus général, conduit au même résultat.

Le bon sens indique en effet que l'énergie W est celle qui est fournie par la source pendant la charge de l'armature et a pour valeur $V_1\sigma/2$, d'où $-\frac{dW}{dd} = KV_1^2/8\pi d^2$. Il est vrai qu'une couche $-e$ a été amenée au potentiel V_1 , mais on voit aisément que la diminution d'énergie qui en résulte est exactement compensée par l'augmentation d'énergie potentielle due au travail négatif des forces

élastiques fictives pendant le déplacement. L'équilibre existe à chaque instant dans chaque élément de volume du diélectrique homogène sous l'action des forces électriques et élastiques, comme il existe dans chaque particule conductrice isolée du milieu hétérogène de Mossotti sous l'action des forces électriques seules. Cette manière de se représenter la réaction du diélectrique offre quelques avantages didactiques. Elle dispense de regarder les couches fictives, qui modifient le potentiel, c'est-à-dire qui exercent des forces sur les masses voisines, comme n'étant elles-mêmes soumises à aucune action de la part de celles-ci, et supprime en même temps toute difficulté quant à la valeur de l'énergie.

M. le professeur A. KLEINER, de Zürich, expose un travail sur *la propagation sous régime permanent, de la chaleur dans les tiges métalliques*.

Fourier a représenté la distribution stationnaire des températures dans une tige métallique chauffée par un bout, par l'équation différentielle

$$\frac{d^2t}{dx^2} = \frac{hp}{kq} t = a^2h,$$

où t est l'excès de température du point d'abscisse x , sur la température ambiante, q la section et p le périmètre du barreau, h et k les coefficients de conductibilité extérieure et intérieure.

Or, on sait maintenant que k et h ne sont pas des constantes, mais varient avec la température; de sorte que l'équation de Fourier ne peut plus être considérée comme l'expression exacte de la loi de la propagation calorifique. Il est possible cependant que son intégrale

$$t = Ae^{ax} + Be^{-ax}$$

ou, pour un barreau très long

$$t = t_0 e^{-ax}$$

(t_0 étant la température du point chauffé) soit encore conforme aux faits. Il faudrait pour cela que le rapport de h à k fût constant, ce qui, d'après les travaux les plus récents, ne paraît en tout cas guère probable.

Il est vrai que l'exactitude de la formule ci-dessus a été prouvée par les anciens observateurs, mais leurs recherches n'ont porté que sur de petits intervalles de température; il convient d'examiner si elle est encore applicable dans des limites plus étendues, et si elle a ou non une valeur générale.

J'ai cherché la solution de cette question, en même temps qu'une méthode de détermination absolue de k par la voie suivante. Un fil métallique long et fin, placé dans une enceinte où l'on peut faire le vide, est maintenu à l'une de ses extrémités à une température élevée constante, en prenant soin que le rayonnement s'opère dans les mêmes conditions sur toute la longueur du fil et particulièrement aussi dans le voisinage du point échauffé. Quand le régime permanent est établi, on observe la distribution des températures. On détermine d'autre part la loi du rayonnement en fonction de la température.

Pour réaliser ces conditions, un fil d'environ 2^m de long et de 4^{mm} d'épaisseur était tendu longitudinalement suivant l'axe d'un tube de laiton de 5 cent. de diamètre, noirci intérieurement, et d'où l'air pouvait être enlevé.

L'extrémité supérieure du fil était chauffée à l'aide d'un conducteur courbé à angle aigu, qui y était soudé par sa pointe, et qui était maintenu incandescent par le

courant constant d'une batterie d'accumulateurs. Le long du fil, et à intervalles égaux, étaient soudés des fils d'un autre métal, de 0,1^{mm} d'épaisseur, tous de même résistance, qui sortaient du tube et pouvaient être liés à un galvanomètre.

La soudure inférieure avait la température ambiante ; en établissant successivement le contact sur les divers fils, on pouvait, grâce à un calibrage thermo-électrique préalable, déterminer la distribution des températures. Un fort courant d'eau coulant le long du tube maintenait sa température constante.

Une grande résistance, placée dans le circuit thermo-électrique, assurait également l'invariabilité de ce circuit.

Les observations faites par ce procédé sur un fil de nickel de 4^{mm} de diamètre sur 1^m 1/2, de long, avec des fils thermo-électriques de platine soudés à 40^{mm} les uns des autres, ont donné les valeurs suivantes des déviations α du galvanomètre, des températures t , et des quotients ρ des températures de deux soudures successives

α	t	ρ
544,9	412	2,08
330,8	197,2	1,62
201,7	121,3	1,61
124,1	75,2	1,58
78,3	47,6	1,55
50,6	30,7	(1,55) ²
20,9	12,7	1,58
13,3	8	—

La première température et la valeur correspondante de ρ sont douteuses parce que le calibrage de la pile thermométrique Ni Pt n'a pu être fait au-dessus de 330°. La dernière température est également peu précise vu la petitesse de la déviation.

Il résulte de ces chiffres que le rapport ρ n'est pas constant, comme il devrait l'être d'après l'équation de Fourier, si k et h , ou bien si leur rapport k/h , étaient constants.

Pour déduire de ces observations la valeur de k en fonction de la température, il faudrait connaître le pouvoir émissif h du fil étudié. On peut l'obtenir en lançant dans le fil des courants d'intensité connue, et en déterminant, d'une part sa température à l'aide des soudures thermo-électriques, et d'autre part la chaleur dégagée en vertu de la loi de Joule, chaleur qui, dans l'état stationnaire, est naturellement égale à la chaleur rayonnée.

On peut ainsi obtenir sans difficulté les constantes qui entrent dans la loi de rayonnement de M. Weber; puis, en suivant par exemple la méthode de Forbes, on peut trouver les valeurs de k aux différents points du fil, et par suite aux diverses températures. Cette nouvelle série de recherches qui complètera la première est actuellement en voie d'exécution.

M. Ed. SARASIN, de Genève, communique les résultats d'une étude qu'il vient de faire sur les *seiches du lac de Neuchâtel*.

Les belles recherches de M. Forel ont établi d'une manière absolument indubitable que les seiches sont un mouvement de balancement rythmique des lacs. On en distingue deux types principaux, le balancement uninodal et le balancement binodal. Le lac de Genève donne pour la binodale une période un peu plus courte que la moitié de l'uninodale, tandis que les tracés fournis par le limnographe transportable de M. Sarasin pour les lacs de Zurich et de Constance, donnent pour

la binodale une période un peu plus longue que la moitié de l'uninodale. Ces anomalies paraissent pouvoir s'expliquer par la forme de ces trois lacs, qui, à côté d'un grand bassin principal présentent chacun un petit bassin secondaire. L'uninodale du bassin principal seul, se combinant avec la binodale du lac entier, altère la période théorique de cette dernière, la diminuant pour le lac de Genève, l'augmentant pour ceux de Zurich et de Constance.

Le but de la présente recherche était de constater si le lac de Neuchâtel, qui à l'inverse des trois autres a une forme simple, rectangulaire allongée, donnerait une binodale d'une période égale à la moitié de l'uninodale.

Le limnographe transportable de M. Sarasin, précédemment décrit¹, a été placé le 25 septembre 1891, à Yverdon², dans le canal connu sous le nom de « la petite rivière, » sur la rive droite de celle-ci, à 100^m environ de son embouchure dans le lac, dans une station de pêche appartenant à MM. Steiner et Landry et très obligeamment mise par eux à la disposition de l'auteur. Il a fonctionné jusqu'au milieu de décembre sous la surveillance de M. Froidevaux, horloger. Cette station placée exactement à l'une des extrémités de la plus grande longueur du lac paraissait bien choisie. Les résultats obtenus n'ont pas répondu à l'attente. Les tracés d'Yverdon que M. Sarasin fait circuler ne présentent jamais de mouvements rythmiques, simples, prolongés comme ceux obtenus sur les lacs de Genève et de Constance, où ils se produisent souvent

¹ *Archives des Sciences phys. et nat.*, 1879, t. II, p. 724.

² M. Forel qui s'était très aimablement chargé de faire une course préalable à Yverdon pour rechercher un emplacement a bien voulu se joindre plus tard à M. Sarasin pour l'installation de l'appareil en ce point.

sans modifications pendant plusieurs jours. Dans ces mouvements, généralement assez complexes, qui ont atteint au maximum 11 centimètres d'amplitude, on distingue cependant comme type le plus fréquent une période de 50 minutes environ qui serait l'uninodale du lac de Neuchâtel¹, et beaucoup plus rarement un type de 25 minutes qui serait la binodale, égale par conséquent à la moitié de l'uninodale, conformément aux prévisions. Le caractère général des tracés, leur complexité, leur irrégularité, ne permettent pas cependant de considérer dès à présent cette question comme tranchée.

La station n'était pas assez favorable pour cela, peut-être à cause des bas-fonds qui s'étendent assez loin en avant d'Yverdon, et qui altéreraient le mouvement de balancement de l'ensemble du lac en ce point-là.

A côté de ces deux types on constate aussi, mais beaucoup plus rarement, une période de 40 minutes environ sur laquelle nous aurons à revenir.

Les tracés d'Yverdon étant, on le voit, peu concluants, M. Sarasin a tenté une seconde série d'observations sur le bord de la partie profonde du bassin du lac, à Neuchâtel même, point qui semblait également bien indiqué comme n'étant pas très éloigné de l'autre extrémité du lac. Grâce à l'obligeance de M. Hirsch, directeur de l'Observatoire, et à la générosité de la Municipalité de la ville de Neuchâtel, l'instrument a pu être installé sur un puits qui existait dans une des jetées du port, près de son extrémité. Ce puits est en communication avec le lac dont les mouvements de hausse et de baisse s'y traduisent avec une

¹ M. Forel a l'aide de son plémyramètre a obtenu pour cette uninodale une durée de 47,3 minutes.

grande sensibilité. Le limnographe, abrité dans une cabane construite par les soins de la Municipalité fonctionne dans cette station depuis le 25 février de cette année, sous la surveillance journalière de M. Studer, aide à l'Observatoire de Neuchâtel.

M. Sarasin fait également circuler quelques-uns des tracés obtenus dans cette station. Les mouvements y sont beaucoup plus faibles et beaucoup moins accidentés qu'à Yverdon, ce qui n'a rien d'étonnant, vu la distance qui sépare cette station du bout du lac, le tracé consiste souvent pendant des jours entiers, quelquefois même plusieurs jours de suite, en une ligne presque horizontale, sur laquelle se dessinent seulement les ondulations courtes produites par les bateaux à vapeur. On observe cependant assez souvent un mouvement nettement ondulatoire et d'une période parfaitement régulière qui toutefois n'atteint que très rarement une amplitude supérieure à 2 centimètres et s'éteint au bout de 5, 7 ou 10 oscillations. Le nombre des oscillations successives n'a jamais été suffisamment grand pour permettre des mesures exactes de leur période, ces mesures ont varié entre 38,3 et 41,5 minutes la moyenne des mesures donne pour cette période $39 \frac{1}{2}$ minutes. Ce serait la période de l'uninodale, identique à l'un des types d'Yverdon, mais différant très notablement de la durée la plus longue et la plus ordinaire de cette dernière station qui se retrouve à de très rares intervalles aussi ici. Les tracés de Neuchâtel ne donnent que tout à fait exceptionnellement des ondulations dans lesquelles on pourrait voir une binodale. La question de la valeur relative de ces deux mouvements uninodal et binodal n'a donc pas pu être tranchée non plus à l'aide des tracés de cette station. M. Sarasin cherchera à installer

son appareil en un autre point des bords du lac, pour voir s'il serait possible d'avoir des résultats plus favorables.

Il semble cependant ressortir dès à présent de cette double série d'observations à Yverdon et à Neuchâtel que ce lac ne présente pas de mouvement de balancement simple, régulier et durable. La cause de ce fait ne peut pas être cherchée dans la forme de sa surface, mais bien en revanche dans le relief du fond qui présente précisément un accident très marqué. Dans la partie médiane du lac, devant Cortaillod et les bouches de la Reuse, existe une véritable colline sous-lacustre, « l'ambière, » de cinq à six kilomètres de longueur, dirigée dans le sens de la longueur du lac et dont le sommet n'est qu'à 8 mètres au-dessous de la surface. Le lac est divisé par elle en deux bandes longitudinales ayant des profondeurs très différentes, l'une longeant la côte neuchâteloise, et les dernières pentes du Jura, atteint dans une grande partie de sa longueur des profondeurs de 140 et de 150 mètres ; l'autre, au sud-est, du côté de la plaine, est une sorte de terrasse qui reste tout entière à un niveau beaucoup plus élevé. Il est permis de supposer que ces deux bassins juxtaposés, n'ayant pas la même période d'oscillation, se gênent l'un l'autre dans leurs mouvements et constituent une sorte de dissonance. Les mouvements réguliers ne peuvent pas arriver à s'établir d'une manière un peu continue entre ces deux bassins en discordance et lorsqu'ils se produisent par suite de circonstances exceptionnellement favorables ne peuvent pas parvenir à se maintenir.

Des observations ultérieures, si elles peuvent être établies sur d'autres points du lac, montreront si cette gêne du mouvement de balancement est un fait constant s'éten-

dant à tout le lac et s'il faut en effet l'attribuer en première ligne au relief du fond¹.

M. le prof. C. Dufour pense que pour expliquer le caractère exceptionnel que le lac de Neuchâtel présente au point de vue des seiches et que les observations de M. Sarasin viennent de mettre en lumière, il y aurait lieu de tenir compte aussi de l'orientation du lac qui coïncide exactement avec la direction des vents dominants et celle de la marche des dépressions atmosphériques.

M. le prof. Robert WEBER, de Neuchâtel, expose sa méthode *sur la détermination de la capacité inductive spécifique*. En supposant un espace annulaire d'épaisseur d formé par deux longs cylindres de verre d'épaisseurs d' et d'' et dont le plus gros a une surface conductrice (armature) à l'extérieur, tandis que le plus mince a une surface conductrice S à l'intérieur, ce condensateur pourra avoir comme diélectrique ou de l'air, ou un autre gaz, ou un liquide, ou même certains solides. Si l'on met les armatures en communication avec une source d'électricité qui donne une différence de potentiel V , la charge Q du condensateur sera, s'il contient un diélectrique de capacité k

$$Q = \frac{S V}{4 \pi \left\{ \frac{d' + d''}{k} + \frac{d}{k_v} \right\}}, \quad (1)$$

et s'il contient de l'air,

$$Q_a = \frac{S V}{4 \pi \left\{ \frac{d' + d''}{k_v} + d \right\}} \quad (2)$$

¹ Comme l'ont montré les observations de M. Sarasin le lac de Zurich présenterait un cas analogue, seulement là la gêne opposée au mouvement oscillatoire proviendrait non pas d'une

Le rapport des $\frac{Q}{Q_a} = r$ s'obtient par l'expérience ; la quantité

$$\frac{d}{d' + d''} k_v = p \quad (3)$$

est une constante de l'appareil. Avec ces deux quantités p et r la capacité inductive spécifique s'exprime par

$$k = \frac{p r}{p - r + 1} \quad (4)$$

La constante p se déduit des dimensions d, d', d'' et de la capacité inductive spécifique k_v du verre de l'appareil. Il suffit de verser dans l'espace annulaire un liquide dont la capacité inductive est la même que celle du verre, de substituer la valeur spéciale de r' et de $p' = d.k_v : (d' + d'')$ dans la relation (4) pour pouvoir en tirer p .

Une petite batterie d'accumulateurs comme source d'électricité, un interrupteur-commutateur de forme spéciale et un galvanomètre Wiedemann permettent d'obtenir pour k des valeurs très concordantes.

M. J. AMSLER-LAFFON, de Schaffhouse, présente deux *appareils de démonstration*, construits par lui et destinés à montrer les applications très variées que l'on peut faire d'une roue ou disque tournant aux mesures de précision les plus diverses. Dans le fait du roulement d'un disque sur une surface plane ou dans la rotation d'une roue par déplacement tangentiel d'un ruban ou d'une

barre longitudinale comme ici, mais d'une barre transversale (Rapperschwyl) produisant d'une autre manière une vibration à faux. (*Arch. des sciences phys. et nat.*, 1886, t. XVI, p. 210.)

lame mince enroulé partiellement sur son pourtour il n'y a pas de glissement latéral, le chemin parcouru sur la surface par le disque ou la longueur de celle-ci est donc exactement donné par le nombre de circonférences et de fractions de circonférence qui se sont développées sur cette surface. D'autre part l'épaisseur d'une lame mince entourant le disque est traduite avec une grande précision par la diminution du nombre de tours ou parties de tours nécessaires pour parcourir une longueur donnée parfaitement connue. Il en est de même de la moindre dilatation de la substance qui constitue le disque. Le procédé en outre se prête à des répétitions aussi nombreuses qu'on peut le désirer. On voit donc le parti que l'on peut tirer d'une roue ou disque tournant pour des mesures de précision de longueur, pour le contrôle et la construction de cercles gradués, pour la mesure de l'épaisseur de lames minces, pour la mesure de la dilatation des corps solides. Les appareils aussi simples qu'ingénieux que montre M. Amsler constituent une démonstration très élégante de cette méthode très féconde en applications de toutes sortes.

M. BÜRGIN, ingénieur à Bâle, montre un *appareil de démonstration* symbolisant au moyen de petites pompes hydrauliques le jeu des machines dynamo à courant triphasé, telles qu'elles sont employées spécialement dans la transmission des forces par l'électricité.

Ces machines, comme l'on sait, fournissent des courants dans trois fils partant de trois points éloignés de 120° les uns des autres sur l'anneau de Gramme. Par cette disposition l'intensité totale du courant dans les trois fils est à chaque instant sensiblement la même. Dans le

cas de la transmission de l'énergie les trois fils aboutissent à trois points de l'anneau de Gramme d'une seconde machine, également situés à 120° les uns des autres. Par cette disposition on évite le point mort dans la marche de la machine secondaire.

L'analogie entre les lois de l'électro-dynamique et celles de l'hydrodynamique permet de construire un appareil hydraulique qui rend très bien compte de la marche des deux machines. Nous allons essayer d'en donner une idée autant que cela sera possible sans dessin explicatif.

Trois petits corps de pompe fixes ont leurs axes situés dans un même plan et convergeant sous des angles de 120° les uns avec les autres vers un point unique. Autour de ce point comme centre tourne une manivelle et en un même point de celle-ci se rattachent trois bielles qui sont elles-mêmes reliées par des articulations aux trois pistons. Lorsqu'on fera tourner la manivelle les pistons se mettront en mouvement et les différentes phases de leur va-et-vient représenteront les phases analogues des courants électriques dans les trois fils de la machine dynamo. Ce premier système que nous venons de décrire représentera la machine primaire. La machine secondaire sera représentée par un système de pompes identique au premier, ayant aussi une manivelle unique. Il est essentiel que le bras de levier de cette dernière soit exactement égal en longueur à celui de la première. Trois tubes métalliques remplis d'eau partent des trois corps de pompe du premier système pour aboutir chacun à une pompe du second. Cela posé on conçoit aisément la marche de l'appareil. En faisant tourner la première manivelle on donnera aux trois pistons qu'elle commande un mouvement qui aspirera et refoulera tour à tour l'eau dans les tubes, on verra les pistons du système secon-

daire reproduire le mouvement en sens inverse et imprimer à leur manivelle une rotation égale et de sens contraire à celle de la première. Il est évident que, eu égard à l'égalité des deux parties qui composent tout l'appareil, on pourra prendre n'importe laquelle comme moteur, l'autre sera alors le générateur.

Météorologie.

Président : M. Robert BILLWILLER, directeur de la station centrale suisse de météorologie, à Zurich.

Rob. Billwiller. Courbes du barographe de Sprung. — A.-L. Rotch. Barogrammes obtenus au Mont-Blanc. — A. Riggenbach. Photographies des nuages. — J. Vincent. Circulation de l'éther.

M. BILLWILLER, directeur de l'Institut météorologique central à Zurich, présente une série *de courbes obtenues au moyen du barographe de Sprung*. Elles montrent que toutes les fois que le vent souffle avec une certaine force, la pression atmosphérique est soumise à des oscillations se succédant à des intervalles d'environ 2 minutes et atteignant 1 à 2 dixièmes de millimètre d'amplitude. Ces oscillations sont surtout bien marquées lorsque le vent, dans la région d'un cyclone, exerce une véritable aspiration. M. Billwiller pense que ces phénomènes pourraient être expliqués par une nature spéciale du terrain donnant lieu à des condensations et à des raréfactions de l'atmosphère. Ces courbes montrent aussi des oscillations brusques lorsque les couches inférieures de l'atmosphère sont calmes, mais que les couches supérieures sont en mouve-