

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: - (1914)

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: 24.01.2026

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

II

Sektion für Physik

zugleich Hauptversammlung der Schweizerischen
Physikalischen Gesellschaft

1. M. le Prof. Dr. DE KOWALSKI (Fribourg): *Etude sur la décharge sans électrodes.*

Pour illuminer les gaz renfermés dans un ballon sphérique sous l'influence d'un courant à haute fréquence, il est nécessaire de créer une chute de potentiel dans les gaz, suffisante pour produire une ionisation par choc. Pour y arriver l'auteur emploie une disposition suivante:

Un circuit oscillant primaire composé d'une grande capacité C_1 , d'une petite bobine de self L et d'un déchargeur à choc est couplé à un circuit secondaire ayant une petite capacité C_2 , une grande self L_2 , et en résonnance avec le premier.

Si on unit les bornes de C_2 à un déchargeur, on peut obtenir une longue étincelle, vu que

$$\frac{v_1}{v_2} = \alpha \sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$$

Entre le déchargeur et les bornes de C_2 on cale la spirale agissant sur la sphère dans laquelle est contenu le gaz. Ce procédé a été appliqué à une étude des gaz ultrararéfiés. Les gaz suivants ont été étudiés : l'air, l'azote, l'hélium, l'argon, le néon et les gaz qui se dégagent d'un tube en verre exposés pendant dix ans à l'action du radium, etc.

2. M. le Dr Ed. GUILLAUME (Berne): *Sur les probabilités en Physique*¹.

¹ Ce résumé est extrait d'un travail étendu sur *la théorie des Probabilités et la Physique*, qui paraît dans les *Archives des Sc. phys. et nat.*

I. Dans les méthodes statistiques, il est d'usage d'établir une comparaison entre le système étudié et des tirages dans des urnes. Lorsqu'on fait plusieurs tirages dans une même urne en remettant chaque fois la boule dans celle-ci, il faut agiter l'urne pour produire un « brassage » des boules afin de rendre indépendantes les probabilités des tirages successifs. H. Poincaré a étudié un cas important de brassage : le battage d'un jeu de cartes. A chaque coup, les cartes subissent une permutation et, comme le joueur a certaines habitudes, les différentes permutations possibles ont des probabilités différentes de se produire. Avec un jeu de k cartes, il y a $k!$ permutations possibles ayant pour probabilités respectives : p_1, p_2, \dots, p_k . Poincaré montre que quelles que soient les habitudes, d'ailleurs inconnues, du joueur, autrement dit, quels que soient les p , l'ordre final des cartes ne dépend pas de l'ordre initial si le nombre n de battements est très grand, le cas trivial excepté où l'un des p est égal à 1, et les autres sont tous nuls. Ce résultat reste valable même en considérant un système réel joueur-cartes, qui se transforme nécessairement avec le temps (usures des cartes, changements d'habitudes du joueur, etc.) ; les p deviennent alors des fonctions inconnues du temps qui n'expriment pas autre chose que l'absence de régularité.

Ce brassage peut être appelé brassage à une dimension, celui des boules dans une urne étant à trois dimensions.

Il est important d'introduire le cas limite obtenu en imaginant des opérateurs fictifs (*démons*) :

1° ou bien qui n'ont aucune espèce d'habitudes, autrement dit, dont les mouvements sont parfaitement décoordonnés ; alors tous les p sont égaux et tous les ordres sont également probables au premier battement ;

2° ou bien qui ont certaines habitudes, mais sont capables d'effectuer un nombre infini de battements en un temps très court τ .

C'est ce cas limite que nous appellerons le *brassage parfait*.

Il est intéressant de remarquer que lorsqu'on passe de la première alternative à la seconde, le nombre de battements passe brusquement de la valeur 1 à une valeur infinie.

Adopter la première alternative revient simplement à postuler d'emblée l'indépendance parfaite. Sitôt qu'il s'introduit une *coordination* dans les mouvements, si faible soit elle, il faut une infinité de coups pour faire disparaître toute trace de l'ordre initial. Ceci ne saurait étonner si l'on remarque que l'indépendance *parfaite* ne peut être qu'un concept limite. Dans les applications, on sera conduit à envisager une indépendance plus ou moins approchée. A cet effet, on pourra introduire pour n une valeur de relaxation.

II. Imaginons maintenant k cases alignées, portant chacune une carte d'un jeu de k cartes numérotées de 1 à k . Un opérateur ramassera les cartes et les reposera sur les cases dans un certain ordre. L'opération sera répétée à intervalles fixes, c'est-à-dire, à des temps $t, t + \tau, t + 2\tau, \dots$, et les distributions obtenues seront notées sur un diagramme. Nous supposons l'opérateur complètement libre d'adopter, pour la succession des distributions, telle ou telle loi qu'il voudra, en particulier, par exemple, de maintenir indéfiniment le même ordre.

Choisissons h cases et demandons-nous quelle est la probabilité pour que dans une des distributions considérées isolément, la carte $n^o i$ soit sur l'une des cases choisies. Ne sachant rien du tout, nous ne pouvons croire favorisée aucune case en particulier : la probabilité cherchée sera $\frac{h}{k}$ et nous la nommerons la *probabilité subjective* de l'évènement considéré.

En examinant ensuite le diagramme, nous constaterons qu'en général, la dite carte ne se trouve pas du tout, en moyenne, à peu près h fois sur k dans l'une des cases considérées, et que la *loi des écarts* n'est pas satisfaite. Ce serait, par contre le cas, si, entre chaque distribution, les cartes étaient soumises à un battage parfait, ou si le joueur adoptait volontairement une loi de succession *infiniment compliquée*.

Nous appelerons *probabilité objective parfaite* la probabilité d'un évènement obtenu à l'aide du brassage parfait.

III. Les notions précédentes permettent de caractériser très simplement les deux points de vue qui dominent l'emploi des probabilités en Physique :

1^o La méthode de Boltzmann, basée sur l'hypothèse du « désordre moléculaire ». Au lieu d'admettre cette hypothèse qui ne correspond à aucune réalité, on raisonnera comme suit : les molécules gazeuses suivent des lois si compliquées qu'on peut passer à la limite et supposer le gaz « brassé parfaitement » dans son récipient. En établissant alors une correspondance entre les brassages parfaits d'un jeu de cartes opérés aux époques $t, t+\tau, t+2\tau, \dots$, et la position et la vitesse des molécules à ces instants, on est conduit, par l'expression des *probabilités objectives parfaites*, à la fonction H et à l'entropie qui, ainsi, apparaissant sous leur vrai jour, ne s'appliquent qu'au cas limite.

2^o La méthode de Gibbs : On admet les équations générales de la Mécanique et on remplace l'étude d'un système déterminé par celle d'un ensemble de systèmes, dont on cherche des *types moyens*, qui, bien entendu, diffèrent selon la façon de prendre les moyennes. Si les systèmes sont très compliqués, c'est-à-dire, si le nombre de degrés de liberté est très grand, la *probabilité subjective* pour qu'un système pris dans l'ensemble se comporte à peu près comme un des types moyens, est très voisine de l'unité.

Lorsque le nombre de libertés augmente, les types moyens de Gibbs et le cas limite de Boltzmann offrent des propriétés de plus en plus voisines.

3. Herr Prof. Dr. P. GRUNER (Bern): *Anwendungen elektrisch-elastischer Analogien.*

Schon Helmholtz, Duhem u. a. haben auf gewisse Analogien der Gesetze der Elastizität und der Elektrizität hingewiesen. Eine vollständige Durchführung derselben ist, wie Witte dargetan hat, unmöglich. Jedoch sind diese Analogien doch in gewissen Gebieten sehr wohl möglich und besitzen einen heuristischen Wert, indem sie gestatten, gewisse Integrationen, die in der Elektrizitätslehre durchgeführt sind, ohne weiteres auf die entsprechenden Probleme der Elektrizität und der Hydrodynamik zu übertragen. Der Referent zeigt, wie durch passende Substitutionen die Maxwell'schen elektromagnetischen Grundglei-

chungen für ein ideales Dielektikum mit den Differentialgleichungen eines festen, elastischen, isotropen Körpers und ebenso jene Grundgleichungen für einen Leiter mit denen einer zähen, inkompressiblen Flüssigkeit identifiziert werden können. Als Beispiel einer Anwendung werden die Ausdrücke für die Wellenbewegungen zäher Flüssigkeiten in elastischen Schläuchen hergeleitet: sie decken sich mit den Resultaten, die Hr. Witzig auf direktem Wege erhalten hat.

4. MM. le Prof. Dr Ch.-Eug. GUYE et P. VOÏKOFF (Genève).

Les auteurs ont procédé à une nouvelle série de *déterminations du frottement intérieur aux températures basses* et cela par l'observation de l'amortissement des oscillations d'un fil de torsion. Les expériences antérieures avaient été effectuées par la méthode du double fil qui permet d'expérimenter sur des fils sans traction, mais qui par suite des corrections qu'il faut apporter pour le fil de suspension, présente quelque incertitude particulièrement aux basses températures lorsque l'amortissement est très petit. Les nouvelles expériences dont les résultats seront publiés en détail ultérieurement ont été effectuées par la méthode du fil unique et cela sur quelques métaux et sur des fils de quartz fondu. La variation du décrément logarithmique *aux basses températures* s'est montrée sensiblement linéaire ; mais en extrapolant la droite qui représente ce décrément, il ne semble pas que le frottement doive s'annuler au zéro absolu. Toutefois ce résultat ne peut être accepté que sous toutes réserves, attendu qu'aux très basses températures (air liquide) l'amortissement est si petit qu'il est bien difficile de savoir si une partie de cet amortissement résiduel n'est pas dû aux causes extérieures (résidu gazeux et communication de force vive au support).

A la suite de cette communication M. Guye tient à faire quelques remarques générales et personnelles sur la *nature du frottement intérieur des solides* telle que les expériences effectuées jusqu'ici au Laboratoire de physique de l'Université de Genève permettent de l'envisager.

En premier lieu, la grande diminution du frottement intérieur lorsque la température s'abaisse avait amené précédemment

M. Guye à considérer le frottement intérieur comme résultant, en grande partie du moins, de l'agitation thermique. Dans cette conception le frottement intérieur devrait tendre à s'annuler au fur et à mesure que l'on s'approche davantage du zéro absolu. En effet, si l'on considère les atomes d'un corps solide, comme occupant des positions fixes, autour desquelles s'effectuent leurs oscillations propres, lorsque l'amplitude de ces oscillations deviendra suffisamment petite par rapport aux distances qui séparent les atomes les uns des autres, les actions mutuelles deviendront indépendantes du mouvement non coordonné de ces oscillations, c'est à dire de la température ; elles pourront alors être considérées comme des forces dérivant d'un potentiel : telles les forces de la gravitation. Dans cette manière de voir, à la limite jamais atteinte, des basses températures, un fil de torsion réaliserait le perpétuel mobile ¹.

En second lieu si l'on envisage des températures plus élevées et que l'on compare l'allure générale des courbes du décrément logarithmique en fonction de la température pour un même échantillon, on est frappé de l'analogie que présentent en général ces courbes avec celles qui représentent dans les formules d'Einstein ou de Lindenmann l'énergie calorifique accumulée dans un solide. Ces courbes sont le plus souvent d'abord lentement croissantes, puis plus rapidement, enfin pour les températures élevées la rapidité avec laquelle croît le décrément devient très grande, c'est le cas par exemple pour l'aluminium dont le point de fusion est relativement bas.

D'autre part il est aisé de démontrer pour des mouvements élastiques faiblement amortis, que le décrément logarithmique représente approximativement la fraction de l'énergie élastique disponible, consommée à chaque oscillation. Il est donc permis de supposer que cette fraction d'énergie consommée à chaque oscillation est une fonction croissante de l'énergie cinétique des atomes. Des expériences en cours d'exécution permettront peut-être d'arriver à la détermination de la forme de cette fonction. Mais M. Guye tient à mentionner dès maintenant une corré-

¹ Société de Physique et d'Hist. Nat. Genève, 2 mai 1912.

lation qui semble unir les variations du frottement intérieur des solides à celles de la compressibilité; une augmentation de la compressibilité entraînant le plus souvent sur un même échantillon une augmentation du frottement intérieur.

Cette corrélation a été observée à plusieurs reprises sur l'invar et sur diverses sortes de verres.

On peut s'en rendre compte par les considérations suivantes. Si l'on représente par

$$W = 3R \frac{\beta v}{e^{\frac{\beta v}{T}} - 1}$$

l'énergie accumulée dans l'atome gramme d'un corps solide (la moitié de cette énergie étant de l'énergie cinétique) et que l'on envisage d'autre part la relation approchée d'Einstein qui relie la fréquence v , le poids moléculaire, la densité et la compressibilité du solide, il est aisé de se rendre compte que toutes conditions égales, une augmentation de la compressibilité K entraînera une diminution de la fréquence propre v et une augmentation de l'énergie cinétique $\frac{W}{2}$; par conséquent une augmentation du frottement intérieur dans les hypothèses précédentes.

De même les corps dont la chaleur atomique est très faible renferment, toutes conditions égales une énergie cinétique plus petite et devraient présenter un frottement intérieur très petit, puisqu'une partie seulement de leurs atomes sont susceptibles de vibrer. Tel est par exemple le cas du quartz dont la chaleur atomique moyenne à la température ordinaire est environ 3 au lieu de 6 et dont le frottement intérieur est comme l'on sait remarquablement petit.

L'étude corrélative du frottement intérieur et de la chaleur spécifique présente un très grand intérêt au point de vue des hypothèses précédentes, aussi est-elle poursuivie depuis quelques temps au Laboratoire de physique de l'Université de Genève, dans des expériences dont les résultats seront publiés ultérieurement.

5. MM. le Prof. Dr Ch.-Eug. GUYE et Dr A. TSCHERNIAVSKI (Genève).

Les auteurs ont entrepris la construction d'un *nouveau modèle d'électromètre sous pression* pour la mesure exacte des très hauts potentiels. Le nouvel instrument est établi de façon à pouvoir être introduit dans l'axe d'un récipient de forme cylindrique allongée, de construction plus simple, plus légère et moins encombrante que le modèle précédent. Dans le nouveau modèle les lectures sont faites par la méthode de l'échelle et du miroir.

6. MM. le Prof. Dr Ch.-Eug. GUYE et Ch. LAVANCHY (Genève). — *Inertie des Electrons cathodiques de grande vitesse.*

Les auteurs ont repris la *détermination du rapport* $\frac{\mu}{\mu_0}$ *pour les rayons cathodiques de grande vitesse* et cela par la méthode des trajectoires identiques déjà utilisée au Laboratoire de Physique de Genève. Divers perfectionnements importants ont été cependant apportés à la méthode ; ces perfectionnements sont relatifs à la production des rayons cathodiques, la forme donnée au condensateur et particulièrement la substitution de l'enregistrement photographique à l'observation directe. Dans ces conditions les déterminations ont pu être effectuées beaucoup plus rapidement de façon à diminuer autant que possible les variations qui se produisent dans la dureté du tube au cours d'une même série d'expériences. En outre les mesures sur les clichés peuvent être effectués tranquillement et en toute sécurité. Les premiers résultats obtenus concordent à $1/2\%$ environ avec la formule de Lorentz-Einstein et cela pour des vitesses comprises entre 130,000 et 140,000 kilomètres à la seconde. Les résultats des mesures définitives et le détail des expériences seront publiés ultérieurement.

7. MM. A. SCHIDLOF et A. KARPOWICZ. — *Détermination de la charge de l'électron au moyen de très petites gouttes de mercure.*

Nous avons effectué des expériences de même genre que celles qui ont été faites par M. R. A. Millikan ou plus récemment par

l'un de nous en collaboration avec M^{me} J. Murzynowska¹, mais en utilisant des gouttes de mercure à la place de gouttes d'huile. Nous avons pu ainsi observer des gouttes d'un diamètre beaucoup plus petit, de sorte que dans nos expériences les écarts de la loi de Stokes présentent une importance considérable. Notre principal but était un contrôle expérimental des différentes formules de correction proposées.

Environ 60 expériences, portant sur des gouttes dont le rayon varie de 10^{-4} à 10^{-5} cm., ont été exécutées. Malheureusement nos résultats sont loin d'atteindre la même précision que ceux qui ont été obtenus au moyen des gouttes d'huile. Il y a pour cela plusieurs raisons :

1° Les gouttes de mercure sont *volatiles*, ce qui n'est pas le cas pour les gouttes d'huile. Cet effet, signalé par nous dans une note antérieure², gêne les expériences, en produisant une variation continue des durées de chute et d'ascension, et cela d'autant plus que les gouttes examinées sont plus petites.

2° On observe en outre des variations irrégulières des durées de chute et d'ascension qui sont dues à des fluctuations statistiques. Ces « écarts Browniens » entraînent des erreurs considérables et difficiles à corriger, parce que nous n'avons pu que rarement effectuer des expériences d'une durée supérieure à 20 minutes.

3° D'autres causes d'erreur (traces de courants de convection, poussières, etc.) produisent des perturbations d'autant plus sensibles que les gouttes étudiées sont plus petites.

Malgré ces difficultés nous avons obtenu une plus grande concordance des résultats que nous n'osions espérer. Nous avons calculé jusqu'à présent les résultats pour celles des gouttes qui portaient moins de 10 charges élémentaires. Pour des gouttes plus fortement chargées les difficultés signalées plus haut rendent le calcul très aléatoire.

Nos résultats conduisent aux conclusions suivantes :

1° La charge élémentaire existe réellement (et non seulement sous forme d'une moyenne statistique), car nous n'avons jamais

¹ *Comptes rendus*, 1913, t. 156, p. 304.

² *Comptes rendus*, 1914, t. 158, p. 1992.

observé une irrégularité dépassant les écarts qu'il faut attribuer aux causes d'erreur signalées plus haut.

2° La formule de correction de Cunningham ne semble pas s'appliquer exactement aux sphérolles dont le diamètre est de l'ordre du chemin moyen des molécules d'air.

3° Quoique les calculs ne soient pas encore terminés, on peut affirmer que la valeur de la charge de l'électron, résultant de nos expériences actuelles, s'accorde approximativement avec la valeur obtenue antérieurement.

8. MM. A. TSCHERNIAVSKI et POPOFF: *Ecoulement du mercure par les fils étamés.*

9. M. Ed. BERCHTEN: *Frottement intérieur aux températures élevées.*

10. Herr Dr. med. und phil. Th. CHRISTEN (Bern): *Strahlennmessungen in der Medizin.*

Was der Physiker von seinen Messmethoden in erster Linie verlangt, das ist *möglichst grosse Präzision*. In der Medizin dagegen sind wir darauf angewiesen, *möglichst praktische Methoden* zur Anwendung zu bringen. Gewiss können auch die Mediziner nur mit exakten Methoden arbeiten; aber die Natur der Messungen bringt es mit sich, dass wir uns meist mit einem weit geringern Grad der Genauigkeit begnügen dürfen, als der Physiker. Mit Fehlerngrenzen von 10 % oder höchstens 5 % sind wir in vielen Fällen vollauf zufrieden. Dagegen verlangen wir von unsren praktischen Messmethoden, dass sie keinen komplizierten Apparat erfordern und rasche Arbeit gestatten.

Als Beispiel erwähne ich die Ba-Pt-Cy-Pastille nach Sabouraud & Noiré, die trotz aller Einwände vonseiten der Physiker heute noch das beliebteste Dosierungsinstrument für Röntgenstrahlen ist. Die Fehlerquellen sind aber gewiss so gross, dass wir kaum auf 10 % sicher messen können.

In den Lehrbüchern für medizinische Strahlentchnik wird gewöhnlich kurz zwischen zwei Messungen unterschieden: «Qua-

lität» und «Quantität». Versucht man aber diese Begriffe genauer zu definieren, so erkennt man, dass man mit *zwei* Daten nicht ausreicht.

Für die Bestimmung der «Qualität» benutzen wir bei Röntgenstrahlen die Instrumente nach Benoist, Wehnelt usw., welche auf den abweichenden Absorptions-Verhältnissen verschiedener Strahlengattungen im Silber und im Aluminium begründet sind, oder die Apparate von Klingelfuss und von Bauer, die von der Spannung des sekundären Stromkreises ausgehen, dabei aber selbstverständlich für «filtrierte» Strahlen nicht verwendbar sind, oder endlich man misst die Halbwertschicht der gegebenen Strahlung im Wasser. Gegen letztere Methode ist thörichterweise der Vorwurf erhoben worden, sie sei nur scheinbar exakter als die andern Methoden, denn sie sage doch nichts über die Zusammensetzung heterogener Strahlenbündel.

Immerhin wird man zugeben müssen, dass zunächst für homogene Strahlen die Halbwertschicht ein exakteres Mass ist als irgend eine der arbiträren Skalen, welche einfach bestimmte Härtegrade mit beliebig gewählten Nummern bezeichnen. Ähnlich verhält es sich beim Licht: Gibt man zur Bestimmung einer Lichtsorte deren Wellenlänge an, so hat man sie besser bestimmt, als wenn man nur den Namen ihrer Spektrallinie nennt. Hiezu kommt, dass bisher jeder Erfinder eines neuen Härtemessinstrumentes — und wir haben deren wahrhaftig übergenug — zugleich auch eine neue Skala aufgestellt hat, von denen keine einzige zu den andern in einem rationellen Verhältnis steht. Die Halbwertschicht dagegen ist ein klarer physikalischer Begriff, aus dem sich auch bei heterogenen Strahlen immerhin ein annäherndes Bild von dem Verlauf der Absorption gewinnen lässt. Auch kann der an's Sehen und Fühlen gewöhnte Mediziner sich die Halbwertschicht, gemessen in Zentimetern, ohne weiteres vorstellen, während der abstrakte Begriff des Absorptionskoefizienten von der Dimension cm^{-1} nicht zu seinem Herzen spricht.

Und was die Zusammensetzung heterogener Strahlenbündel betrifft, so ist ohne weiteres klar, dass man überhaupt nicht eine Summe von Eigenschaften mit einer einzigen Messung bestim-

men kann. Auch der Grad « Wehnelt 7 » oder der Grad « Klingelfuss 120 » entspricht unendlich vielen heterogenen Strahlensbündeln.

Die Energie einer homogenen Strahlung nimmt nach der einfachen Exponentialformel ab:

$$E = E_0 \cdot e^{-\alpha x} = E_0 \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{a}} \quad (1)$$

worin x die Dicke der absorbierenden Schicht, α den Absorptionskoeffizienten und a die Halbwertschicht bedeutet. Ist aber die Strahlung aus n Komponenten zusammengesetzt, so verläuft ihre Absorption, wie folgt:

$$E = E_0 \cdot \frac{\sum_{k=1}^{k=n} b_k \cdot e^{-a_k \cdot x}}{\sum_{k=1}^{k=n} b_k} = E_0 \cdot \frac{\sum_{k=1}^{k=n} b_k \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{a_k}}}{\sum_{k=1}^{k=n} b_k} \quad (2)$$

Es handelt sich also nicht um eine einzige Messung, sondern um deren $2n - 1$ ¹. Ausserdem bringt es die Form der Gleichung mit sich, dass die Behandlung der Aufgaben in ein mathematisches Dickicht führt, in das sicherlich kein Mediziner einzudringen wünscht.

Hier bringt nun wieder die Einführung der Halbwertschicht eine einfache Lösung. Wir wissen, dass nach dem Röntgen'schen Absorptionsgesetz mit fortschreitender Absorption der Härtegrad zunimmt. Das heisst, während bei der *homogenen* Strahlung (entsprechend Gleichung [1]) in jeder Tiefe der absorbierenden Schicht die Halbwertschicht den Wert a hat, muss bei der *heterogenen* Strahlung die Halbwertschicht mit der Tiefe ständig zunehmen. Wir nennen dementsprechend « erste Halbwertschicht », a' , diejenige Schicht Wasser, welche durch ihr Absorptionsvermögen die Energie der komplexen Strahlung auf 50% reduziert. Die « zweite Halbwertschicht », a'' , bringt sie von

¹ $2n - 1$, nicht $2n$, weil man eines der b wegdividieren, bzw. durch 1 ersetzen kann.

50 % auf 25 %, die dritte, a''' von 25 % auf 12,5 % herunter usw. Dabei sagt uns das Röntgen'sche Absorptionsgesetz, dass

$$a' < a'' < a''' < a'''' \dots$$

Diese Zunahme der Halbwertschichten muss um so deutlicher ausgesprochen sein, je heterogener die Strahlung ist und daraus ergibt sich, weiter, dass die Quotienten der aufeinanderfolgenden Halbwertschichten uns ein ebenso einfaches wie klares Mass für den Grad der Heterogenität liefern. Je mehr eine Strahlung sich der Homogenität nähert, um so kleiner werden die Quotienten

$$\frac{a''}{a'}, \frac{a'''}{a''} \text{ usw.}$$

Voraussichtlich wird für unsere praktischen Aufgaben der Quotient $\frac{a''}{a'}$ genügen, es sei denn, dass man, um bei geringer Heterogenität eine etwas grössere Zahl zu erhalten, den Wert $\frac{a'''}{a'}$ vorziehe. Auf alle Fälle aber brauchen wir zur Bestimmung der « Qualität » mindestens zwei Zahlen, sobald es sich um deutlich heterogene Strahlen handelt.

Den Verhältnissen, wie wir sie bei unsern medizinischen Röntgenapparaten finden, entspricht ungefähr die Annäherungsgleichung

$$E = E_0 \cdot \frac{\left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{2x}{m}} + \left(\frac{1}{2}\right)^{\frac{x}{2m}}}{2} \quad (3)$$

worin x die Dicke der absorbierenden Schicht und m die für den Härtegrad charakteristische Konstante darstellt.

Man berechnet hieraus

$$\frac{a'}{m} = 0,94 \quad \frac{a''}{m} = 1,33 \quad \frac{a'''}{m} = 1,78 \quad \frac{a''''}{m} = 1,98 \quad \frac{a^V}{m} = 2 \quad \frac{a^{VI}}{m} = 2 \quad \text{etc.}$$

$$\text{und} \quad \frac{a''}{a'} = 1,4 \quad \frac{a'''}{a'} = 1,9$$

Mit Hilfe der Annäherungsformel (3) lässt sich ferner die Frage nach der grössten Tiefenwirkung heterogener Strahlen

lösen. Definiert man nämlich die Strahlendosis als die in der Volumeinheit absorbierte Menge strahlender Energie, also

$$D = - \frac{dE}{dx} \quad (4)$$

so wird die Dosis, D, in der Tiefe x ein Maximum, wenn

$$\frac{dD}{dx} = 0$$

also für homogene Strahlen nach Gleichung (1), wenn

$$a = x \cdot \log . \text{nat} . \quad (2)$$

Für heterogene Strahlen ist das Problem nach Gleichung (2) kaum lösbar. Dagegen erhalten wir aus der Annäherungsformel (3)

$$m = \frac{x \cdot (\log . \text{nat} . \quad (2))}{0,74}$$

und da

$$a_1 = m \cdot 0,94$$

so wird

$$a_1 = x \cdot 0,88$$

Da ausserdem (aus Gründen, deren Erörterung hier zu weit führen würde) die Strahlung lieber zu hart als zu weich gewählt werden muss, so lässt sich die sehr einfache, auch für Mediziner verständliche Regel aufstellen: *Bei gegebener Leistung eines Röntgenapparates ist die Wirkung in einer bestimmten Tiefe unter der Haut dann am grössten, wenn der Härtegrad so ausgesucht wird, dass die Halbwertschicht der Strahlung gleich ist der Ueberschicht.* Diese Regel gilt für beliebig heterogene Röntgenstrahlen.

Aehnlich wie mit der «Qualität» verhält es sich mit der «Quantität». Alle die unzähligen Unstimmigkeiten, die sich in der praktischen Dosimetrie gezeigt, und hin und wieder geradezu groteske Ergebnisse gezeigt haben, röhren ausschliesslich daher, dass man sich nicht genügend klar gemacht hat, was man eigentlich misst. Unter allen Begründern von Messmethoden für die medizinische Strahlentechnik hat bis in die neueste Zeit

keiner nachgewiesen, ob er die auf die Flächeneinheit fallende oder die in der Raumeinheit absorbierte Menge strahlender Energie misst. Das wäre an und für sich gleichgültig, wenn man stets die gleiche homogene Strahlung zu messen hätte. Aber schon bei homogenen Strahlungen von verschiedenem Härtegrade müssen die Resultate notgedrungen ganz verschieden ausfallen, je nachdem man *Flächenenergien* (auffallende Energie pro Flächeneinheit) oder *Dosen* (absorbierte Energie pro Volumeneinheit) misst. Am unsinnigsten fallen sie bei den photographischen Methoden aus, wenn der Härtegrad solche Gebiete durchläuft, in denen die Halbwertschicht des Silbers abnimmt, während diejenige des Wassers zunimmt. Aus dem Uebersehen solcher physikalischer Tatsachen erklären sich z. B. die unglaublich hohen Kienböckdosen, wie sie neuerdings in der therapeutischen Röntgenliteratur veröffentlicht wurden.

Die dringende Aufgabe, theoretisch und experimentell all diese Fragen zu klären, hat eine *internationale Kommission für Strahlenmessung* an die Hand genommen, unter deren Initianten Namen wie *Bergonié*, *Dean Butcher*, *Holzknecht* u. a. m. die beste Gewähr für eine endgültige glückliche Lösung bieten. Leider hat die gegenwärtige Kriegslage die Arbeiten dieser Kommission einstweilen völlig lahmelegt.

11. Herr Prof. Dr. A. L. BERNOLLI (Basel): *Eine quantitative Beziehung zwischen der Viskosität und der ultraroten Eigenfrequenz bei Sylvin, Steinsalz und einigen Metallen.*

12. M. CARRARD: *Sur la chaleur spécifique des ferromagnétiques.*

13. MM. le Prof. Dr P. WEISS et A. PICCARD (Zurich): *L'aimantation du Nickel en fonction du champ et de la température.*

14. M. le Prof. Dr P. WEISS (Zurich): *Nouvelles mesures magnétiques.*

15. Herr Dr H. ZICKENDRAHT (Basel): *Ueber eine universelle radiotelegraphische Empfangsanordnung.* (Récepteur universel radiotélégraphique.)

Der Autor hat eine universelle radiotelegraphische Empfangsanordnung angegeben (Ausführliche Beschreibung und Abbildungen siehe Verhandlungen der Basler Naturforschenden Gesellschaft, Band XXV, p. 150, 1914; Archives de Genève t. XXXVIII, p. 239). Sie bezweckt, in einem kompendiösen Apparate eine grosse Anzahl von Empfangsschaltungen zu vereinigen, ist also nicht nur als radiotelegraphischer Apparat, sondern auch zu Unterrichts- und Forschungszwecken geeignet. Ein aus zwei grossen Flachspulen bestehendes Variometer bildet den Hauptbestandteil und zwar ist die Möglichkeit vorhanden, die beiden Selbstinduktionen parallel oder in Serie, mit gleichem oder entgegengesetztem Wicklungssinne zu verwenden. Da eine der Spulen parallel zur andern verschoben werden kann (von 0 bis 25 cm Distanz), so lassen sich durch diese Anordnung alle Selbstinduktionen zwischen 290,000 cm und 19,400,000 cm herstellen. Ausserdem sind die Spulen noch unterteilt; der kleinste Selbstinduktionswert beträgt etwa 27,000 cm. Mit einer kleinen Antenne von nur 500 cm Kapazität war so ein Wellenbereich des Empfängers von 200 m bis über 7000 m gewährleistet (Man erhielt z. B. Nauen mit $\lambda = 6000$ m).

Die Anordnung des Empfängers ist nun so getroffen, dass die feste Spule mit allen Teilen eines Detektorkreises auf einem Grundbrette befestigt ist, während die bewegliche Spule parallel zur festen verschoben werden kann. Da aber alle wesentlichen Stellen der Anordnung durch Steckkontakte zugänglich, so sind viele Kombinationen möglich, d. h. man kann die verschiedensten Schaltungen auf ihre Energieausnützung oder Abstimmsschärfe u. dergl. untersuchen.

Zur Prüfung der Verwendbarkeit des Empfängers hat der Verfasser eine Reihe von Untersuchungen angestellt, die sich auf die Anordnung der Antenne bei ungünstigen lokalen Verhältnissen, auf «Geheim»-Antennen (Drahtnetzantenne unter dem Dache eines Hauses), auf Wellenmessungen am Empfänger und verschiedene andere Punkte beziehen. Da in den ausführ-

lichen Abhandlungen darüber berichtet wird, so sei hier auf die erwähnten Arbeiten verwiesen. Die Leistungsfähigkeit des Empfängers kann aus der Tatsache ersehen werden, dass Zeitsignal und Wettertelegramm von Norddeich mit obenerwähnter kleiner Antenne in Basel mittags 1 Uhr bei vollem Sonnenschein im Hochsommer noch aufgenommen (und nachgeschrieben !) werden konnte.

Versuche über Empfang ohne Antenne und ohne Erdanschluss. Nachdem Prof. Braun in Strassburg mit abgestimmten geschlossenen Schwingungskreisen Paris aufgenommen und die Feldstärke gemessen hat, ist es dem Verfasser gelungen, mit einem grossen aperiodischen Kreis, der sich ganz im Innern eines Gebäudes (Grosser Hörsaal des Bernoullianums Basel) befand, Paris mit genügender Lautstärke aufzunehmen, so dass die Daten eines meteorologischen Telegrammes noch geschrieben werden konnten.

16. Herr Prof. Dr. A. FORSTER (Bern):

- a. *Wissenschaftliche Anwendung der Autochrom-Photographie.*
- b. *Vorläufige Mitteilung über den Einfluss der Temperatur auf die Kathodoluminescenz.*

17. Herr Prof. Dr. F. EHRENFHAFT (Wien): *Ist die Elektrizität atomistisch konstituiert?*

18. Herr Prof. Dr. A. HAGENBACH und W. FREY (Basel). — *Bedenken gegen die Simon'sche Bogentheorie.*

Ein Gleichstrombogen zwischen Nickelelektroden wurde in reiner Stickstoffatmosphäre unter verminderterem Druck in Form 2 und 3 nach unserer Bezeichnungsweise, also im Glimmbogen mit punktförmigem Ansatz sowie im gewöhnlichen Bogen untersucht. Es stellte sich heraus, dass die Elektrodenspannung im Moment der Zündung kleiner war wie später, also beim «Einpinnen» stieg die Spannung. Dies Resultat fand sich bei allen Bogenlängen, ausgesprochener aber bei langen Bogen.

Aus den angestellten Sondenmessungen ist zu schliessen, dass der Kathodenfall (an einer ungekühlten Elektrode) diese zeitliche Änderung erleidet, während Gefälle und Anodenfall (an gekühlter Elektrode) keine wesentliche Veränderung aufweisten.

Setzt man voraus, dass die kathodische Strombasis und deren Temperatur vom Moment der Zündung an konstant ist, so verlangt die Simon'sche Theorie des Bogens mit geringerer Wärmeableitung auch eine kleinere Elektrodenspannung. Diese Theorie beruht auf der Gleichung $ei = WFT$, wobei ei die elektrische Leistung, F die Grösse der kathodischen Strombasis und T die Temperatur derselben darstellt. W ist die pro Einheit von FT abgeleitete Wärme.

Bei Inbetriebsetzung eines Bogens ist nun aber an der Kathode die Wärmeableitung W grösser wie später, weil das Temperaturgefälle auch viel grösser ist, es müsste somit e grösser statt kleiner sein für ein gegebenes i .

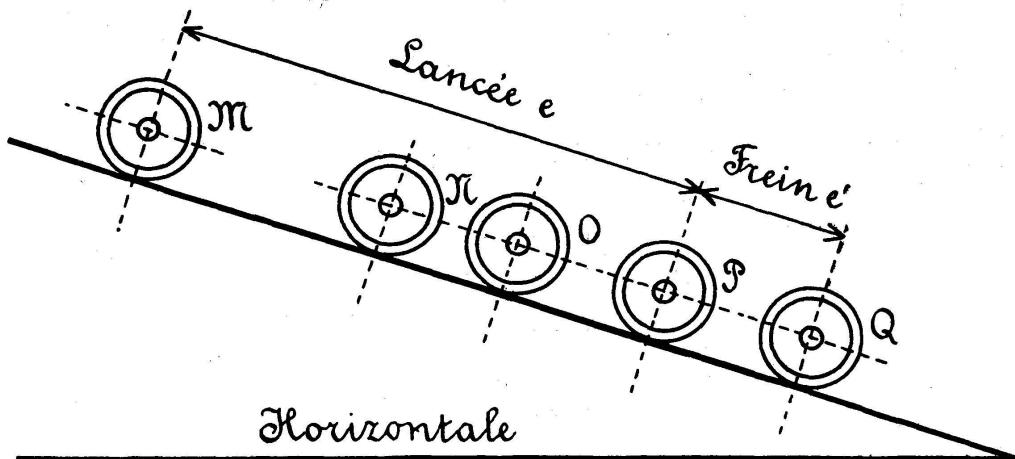
Dieser Widerspruch lässt sich nur dadurch heben, dass man die Annahme macht, es verändere sich F mit der Brenndauer. Wenn F grösser ist, so kann diese Wirkung die andern überkompensieren. F müsste dann wieder eine Funktion von W werden.

Ob diese Annahme erlaubt ist, kann bis jetzt nicht beantwortet werden, Versuche darüber liegen nicht vor. T wird wohl die Verdampfungstemperatur der Kathode sein und dürfte deshalb als Konstant zu betrachten sein.

19. Herr D. KONSTANTINOWSKY (Wien) : *Messungen der Brown'schen Bewegung und der Ladungen ultramikroskopisch kleiner Au und Hg Partikel; ein Beitrag zur Frage des Elementarquantums der Elektrizität.*

20. M. le D^r E. STEINMANN (Genève) : *Mouvement sur le plan incliné. — A) Détermination de la vitesse à un moment donné. — B) Détermination de la force de freinage et de l'accélération négative due à cette force.*

Quand un mobile descend le long d'un plan incliné, le frottement et la résistance de l'air s'opposent à son mouvement. Aux faibles vitesses, ces résistances peuvent sans erreur sensible être considérées comme constantes ; le mouvement est alors uniformément accéléré.



La détermination de la vitesse à un moment donné semble donc pouvoir se résumer à la mesure du temps éoulé depuis le départ, et de l'espace parcouru, et à l'application de la formule

$$v = \frac{2e}{t}$$

qui résulte des équations

$$e = \frac{at^2}{2} \quad v = at$$

Les mesures effectuées d'après cette méthode sur de courts espaces sont faussées :

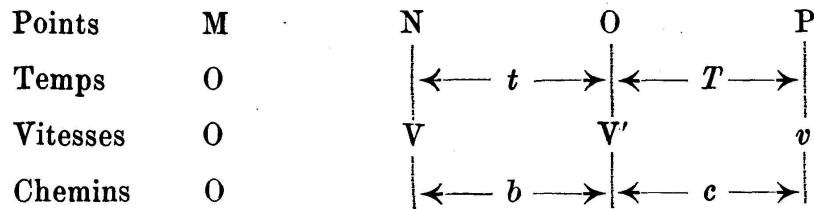
- 1° Par la difficulté de déterminer l'instant exact du départ.
- 2° Par l'existence du frottement *au repos*, bien plus considérable que le frottement *en marche*.

* * *

A) La méthode qu'on va exposer éliminera ces deux causes d'erreur ; on ne s'occupe plus de l'instant du départ.

M est le point de départ ; on note, par exemple par un contact électrique, le passage du mobile en trois points successifs N, O, P du plan incliné.

On aura, en se reportant pour les notations au schéma ci-dessous :



et en désignant par a l'accélération :

- 1) $V' = V + at$
- 2) $v = V' + aT$
- 3) $b = \frac{V + V'}{2} \cdot t$
- 4) $c = \frac{V' + v}{2} \cdot t$

d'où on tire

$$a = 2 \frac{\frac{c}{T} - \frac{b}{t}}{t + T}$$

L'accélération est le double de la différence des vitesses moyennes des trajets OP et NO, divisée par le temps nécessaire pour aller de N à P et

$$\begin{aligned} v &= \frac{c}{T} + \frac{aT}{2} \\ V &= \frac{b}{t} - \frac{at}{2} \\ V' &= \frac{b}{t} + \frac{at}{2} \end{aligned}$$

B) En appelant e la distance MP, et e' la distance PQ parcourue depuis l'application des freins (en P) jusqu'à l'arrêt (en Q), F le frottement en marche libre, résistance de l'air comprise, φ la force de freinage, P le poids du véhicule, on a, par l'équation du travail

$$(1) \quad (G - F)(e + e') = \varphi e'$$

G étant la composante du poids parallèle au plan incliné, G-F la force motrice nette, produisant l'accélération a . Le principe

de la proportionnalité des accélérations aux forces donnera

$$(2) \quad \frac{a}{g} = \frac{G - F}{P}$$

d'où enfin

$$\varphi = \frac{aP}{g} \left(\frac{e}{e'} + 1 \right)$$

En appelant y l'accélération négative, et en appliquant d'après le principe de la proportionnalité, on aura

$$\frac{y}{g} = \frac{\varphi}{P}$$

d'où enfin

$$y = a \left(\frac{e}{e'} + 1 \right)$$

L'objection que l'on pourrait faire au calcul B) est qu'on admet implicitement que le frottement *en marche* existe dès le début, tandis qu'en réalité il est remplacé en M par le frottement *au repos*; mais cette considération, qui a son importance dans la mesure du temps *relativement long* qui s'écoule jusqu'à ce que le corps ait pris son mouvement définitif, n'a pas d'importance dans l'équation du travail; si le temps du départ est relativement long, le chemin est *très petit* et n'intervient presque pour rien dans le calcul du travail.

Andere Vorträge standen in Aussicht, namentlich von Herrn Prof. Dr. Edgar Meyer (Tübingen): *Thema vorbehalten.*