

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences physiques et naturelles
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	3 (1921)
<b>Rubrik:</b>	Compte rendu de la séance de la Société suisse de physique

#### **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:** 06.02.2026

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

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE  
DE LA  
**SOCIÉTÉ SUISSE DE PHYSIQUE**  
tenue à Schaffhouse, le 27 août 1921.

COMITÉ :

*Président* : M. le Prof. Dr JAQUEROD (Neuchâtel).

*Vice-Président* : M. le Prof. Dr ZICKENDRATH (Bâle).

*Secrétaire-trésorier* : M. le Dr Ed. GUILLAUME (Berne).

---

Partie administrative. — C.-E. Guye et A. Rothen. Sur la rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique. — G. Juvet. *a*) Quelques remarques sur les équations de la gravitation. *b*) A propos du principe de moindre action en électromagnétisme. — F. Luchsinger. Sur le fonctionnement du détecteur à carbure de silicium. — A. Perrier. Remarque sur la thermodynamique de l'aimantation ; sur des cycles magnéto-frigorigraphiques. — Edouard Guillaume. Signification de l'expérience de Fizeau, à propos d'une note de M. Mirimanoff. — A. Piccard et E. Stahel. *a*) Hypothèse sur les premiers corps de la famille de l'Actinium et de l'Uranium. *b*) Constance de la radioactivité sur terre, sous terre et à différentes altitudes. — A. Piccard et G. Volkart. Invariabilité de la radioactivité dans les forts champs magnétiques. — A. Bolliger. Sur une formule analogue à la formule de Richardson pour la conductibilité du courant électrique dans les gaz ionisés. — P. Scherrer. Groupement d'atomes dans les cristaux mixtes. — L. Heis. Sur la thermodynamique des gaz en mouvement. — F. Zwicky. Structure des atomes et équation d'état. — Stoll. Recherches radiographiques d'après la méthode Debye et Scherrer. — E. Schärrer. Sur le phénomène de Kerr. — P. Frauenfelder. Compressibilité de NaCl à haute pression. — Mme Bieler-Butticaz. Variation d'intensité du son pour différentes conditions atmosphériques à la montagne en hiver.

*Partie administrative.* — Séance ouverte à 8  $\frac{1}{4}$  h. par M. JAQUEROD, président.

Le Comité rapporte sur la question renvoyée à son étude lors de la précédente séance de Bâle, relative à des expositions d'appareils coïncidant avec les réunions.

Il est décidé, après discussion et à l'unanimité, d'essayer l'institution de ces expositions, mais en n'y admettant que les appareils produits par l'industrie suisse.

Pour l'organisation, la Société s'en remet au Comité qui prendra contact assez tôt avec les fabricants suisses, en vue d'étudier les possibilités de réalisation, en particulier la question de l'époque, provisoirement fixée au printemps.

La Société estime qu'il serait indiqué de charger un de ses membres particulièrement qualifié, de s'occuper de façon permanente de l'exposition.

C. E. GUYE et A. ROTHEN (Genève). — *Sur la rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique.*

Dans une précédente communication M. C. E. GUYE avait exposé<sup>1</sup> les résultats d'une théorie élémentaire de la rotation de la décharge électrique sous l'action d'un champ magnétique, en prenant pour base l'hypothèse si féconde de l'ionisation par chocs.

Cette théorie conduit pour la vitesse d'entraînement latéral des ions positifs à l'expression

$$v = \frac{\epsilon H}{12 \pi \sigma^2 M_1 m}$$

$\epsilon$  et  $m$  donnant la charge et la masse de l'ion ;  $H$  le champ magnétique produisant la rotation ;  $\sigma$  le rayon approximatif d'une molécule ;  $M_1$  le nombre de molécules du gaz par unité de volume ( $M_1$  est donc approximativement inversement proportionnel à la pression).

Les expériences entreprises en collaboration avec M. A. ROTHEN sur l'oxygène et l'azote ont montré que les vitesses d'entraînement effectivement mesurées sont tout à fait du même ordre de grandeur que celles qui résultent du calcul théorique.

L'ensemble des résultats avec les tableaux et les courbes paraîtront très prochainement dans les *Archives des Sciences physiques et naturelles*.

G. JUVET (Neuchâtel). — a) *Quelques remarques sur les équations de la gravitation (2<sup>me</sup> note).*

Nous avons montré dans une première note (voir C. R. de la Société Suisse de Physique, séance de mai 1921), que l'action totale du champ gravifique, à l'intérieur d'une région fermée  $R_4$  satisfait à une équation ( $J$ ) aux dérivées fonctionnelles partielles. C'est là un résultat qui généralise une proposition de Jacobi sur les intégrales des équations canoniques ordinaires. La réciproque est-elle vraie ? C'est-à-dire est-il possible, connaissant une intégrale de cette équation ( $J$ ) — in-

<sup>1</sup> C. E. GUYE, *Arch.*, 44, 4<sup>me</sup>, déc. 1917.

tégrale d'une espèce à déterminer encore — de résoudre complètement le problème des équations d'Einstein.

Deux méthodes m'ont permis de faire avancer de quelques pas la résolution de ce problème. L'une permet de réduire notablement la difficulté de l'intégration, mais elle a l'inconvénient de ne pas être suffisamment souple et elle altère le caractère canonique des équations. L'autre est un essai de généralisation de la notion de transformation canonique, notion si utile dans le cas classique.

Considérons précisément un système canonique classique :

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i} ; \quad \frac{dp_i}{dt} = - \frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (C) \quad (i = 1, 2, \dots, \alpha)$$

Effectuons un changement de variables :

$$\begin{aligned} q_i &= f_i(q'_k, p'_k; t) \\ p_i &= g_i(q'_k, p'_k; t); \end{aligned} \quad (1)$$

il définit une famille de transformations canoniques si les quantités  $\omega = \sum p_i \delta q_i$  et  $\omega' = \sum p'_i \delta q'_i$  diffèrent d'une différentielle virtuelle totale  $\delta S$ .

$$\omega' = \omega + \delta S$$

Si  $H$  ne dépend pas explicitement du temps, un théorème fort utile pour l'intégration du système proposé est le suivant. Si les formules (1) ne dépendent pas explicitement du temps  $t$ , alors les  $q'_i$  et les  $p'_i$  sont les solutions d'un système canonique dont la fonction caractéristique  $H'$  n'est pas autre chose que la fonction  $H$ , dans laquelle on a effectué la transformation (1).

Rappelons enfin qu'une conséquence du système (C) est contenue dans la formule suivante :

$$\frac{d\omega}{dt} = \delta \left( -H + \sum p_i \frac{dq_i}{dt} \right).$$

Quelles sont les généralisations de ces deux théorèmes ? Pour le deuxième, la question est aisée. Formons en effet le vecteur  $\Omega$ , dont les composantes sont

$$\omega^r = \sum_{ik} p^{ik,r} \delta g_{ik}$$

un calcul simple montre que :

$$div \Omega = \sum_r \frac{\partial \omega^r}{\partial x_r} = \delta \left( -H + \sum_{ikr} p^{ik,r} g_{ik,r} \right) = \delta W.$$

La réciproque de cette proposition est vraie aussi.

Considérons maintenant une transformation

$$(T) \left\{ \begin{array}{l} g'_{ik} = A_{ik}(g_{st}, p^{st,u}; x_1 \dots x_4) \\ p'^{ik,r} = B^{ik,r}(g_{st}, p^{st,u}; x_1 \dots x_4) \end{array} \right.$$

Formons les vecteurs  $\Omega$  et  $\Omega'$  aux composantes :

$$\omega'_j = \sum_{ik} p'^{ik,j} \delta g'_{ik} \quad \omega^j = \sum_{ik} p^{ik,j} \delta g_{ik}$$

si

$$\operatorname{div} \Omega' = \operatorname{div} \Omega + \delta S$$

où  $S$  est une fonction, soit des variables anciennes, soit des variables nouvelles, les  $g'_{ik}$  et les  $p'^{ik,r}$  sont solutions d'un système canonique dont la fonction caractéristique est

$$H' = -W - S + \sum_{st,u} p'^{st,u} g'_{st,u}.$$

Nous dirons que les transformations (T) qui jouissent de cette propriété sont *canoniques au sens large*. Parmi elles, considérons celles qui jouissent encore de la propriété suivante : les  $\omega'^j$  et les  $\omega^j$  diffèrent respectivement d'une différentielle totale exacte  $\delta u^j$  :

$$\omega'^j = \omega^j + \delta u^j$$

Nous dirons que ces transformations sont des transformations *canoniques au sens étroit*. On en tire :

$$\operatorname{div} \Omega' = \operatorname{div} \Omega + \delta \operatorname{div} U = \delta(W + \operatorname{div} U)$$

$U$  étant le vecteur dont les  $u^j$  sont les composantes.

Supposons que nous ayons affaire à une transformation canonique au sens étroit ; et supposons que les formules (T) qui l'expriment ne contiennent pas explicitement les coordonnées  $(x_1 \dots x_4)$ . Ces hypothèses nous permettent d'écrire entre les  $dg_{ik}$  et les  $dg'_{ik}$  les mêmes relations qu'entre les  $\delta g_{ik}$  et les  $\delta g'_{ik}$ .

$$\sum_{ik} p'^{ik,r} dg'_{ik} = \sum_{ik} p^{ik,r} dg_{ik} + du^x$$

Or cette relation devant avoir lieu pour n'importe quelles variations  $dg_{ik}$ , on en tire par un calcul simple :

$$\sum_{ik,r} p'^{ik,r} g'_{ik,r} = \sum_{ik,r} p^{ik,r} g_{ik,r} + \operatorname{div} U.$$

Mais la fonction  $H'$  dont dépend le système canonique qui donne les  $g'_{ik}$  et les  $p'^{ik,r}$  est évidemment :

$$\begin{aligned} H' &= \overline{-W - \operatorname{div} U} + \sum_{ik,r} p'^{ik,r} \overline{g'_{ik,r}} \\ &= \overline{-W - \operatorname{div} U} + \sum p^{ik,r} \overline{g_{ik,r}} + \overline{\operatorname{div} U} \\ &= \overline{-W + \sum p^{ik,r} g_{ik,r}} = \overline{H} \end{aligned}$$

Les barres indiquent que dans les fonctions soulignées on doit effectuer le changement (T) considéré. Ce résultat généralise donc un théorème qui est la clé de l'intégration des équations canoniques ordinaires. On peut l'énoncer ainsi :

**THÉORÈME.** *Si l'on effectue sur les fonctions à déterminer par la résolution d'un système canonique, dont la fonction caractéristique  $H$  ne dépend pas du point  $(x_1 \dots x_4)$  explicitement, un changement de variables, canonique au sens étroit, tel encore que les formules qui l'expriment ne dépendent pas explicitement du point  $P(x_1 \dots x_4)$ , la fonction caractéristique du système auquel satisfont les nouvelles variables est égale à l'ancienne, transformée par le changement de variables.*

Pour la théorie de la relativité, c'est ce cas là qui doit être le plus intéressant puisque les fonctions  $H$  qu'on y considère ne dépendent pas explicitement de  $(x_1 \dots x_4)$ .

Le problème de l'intégration du système canonique est ainsi ramené aux suivants :

1°) Trouver systématiquement toutes les transformations canoniques au sens étroit.

2°) Choisir parmi celles-ci, celles qui rendent  $H'$  le plus simple possible.

Nul doute que l'équation (J) jouera un rôle important pour la résolution de ces deux questions.

b) *Sur le principe de moindre action en électromagnétisme.* -- Les équations du champ électromagnétique s'expriment en écrivant que l'action

$$\begin{aligned} I &= \int_{(R_4)} \frac{1}{4} \sqrt{-g} F_{ik} F^{ik} dx_1 \dots dx_4 + \int_{(R_4)} s^i \varphi_i \sqrt{-g} dx_1 \dots dx_4 + \\ &\quad \int_{(R_4)} \mu_0 \sqrt{-g} dx_1 \dots dx_4 \end{aligned}$$

est stationnaire. (voir pour la signification de toutes ces grandeurs : Weyl : *Raum, Zeit, Materie*, 4<sup>e</sup> éd. Berlin, 1921, p. 194 et suiv.) Il est aisément de montrer que la fonctionnelle  $I$ , dépendant de la frontière  $R_3$  de  $R_4$  et des valeurs de  $\varphi_i$  sur cette frontière, quand on considère les  $g_{ik}$ ,  $s^i$  et  $\mu_0$  comme des quantités connues, satisfait à l'équation aux dérivées fonctionnelles partielles ;

$$I'_n + \frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{g}} g_{ir} g_{ks} \frac{\partial I}{\partial (\varphi_i, x_k)} \cdot \frac{\partial I}{\partial (\varphi_r, x_s)} + \sqrt{g} s^i \varphi_i + \sqrt{g} \mu_0 = 0.$$

(on a supprimé les signes  $\Sigma$ ) ; les notations sont identiques à celles que nous avons employées dans nos notes sur la gravitation, sauf qu'ici nous écrivons  $I'_n$  au lieu de

$$\frac{\partial I}{\partial (x_1, x_2, x_3, x_4)}.$$

Nous espérons tirer de cette relation les mêmes services que ceux que nous attendons de l'équation analogue attachée aux équations de la gravitation.

F. LUCHSINGER (Zurich). — *Sur le fonctionnement du détecteur de carbure de silicium.*

Le texte de cette communication n'est pas parvenu au Secrétariat.

Albert PERRIER, Lausanne. — *Remarques sur la thermodynamique de l'aimantation ; sur des cycles magnéto-frigorifiques.*

1. L'auteur rappelle et précise les corrélations fondamentales introduites pour la première fois par P. Curie et que la théorie du champ moléculaire a exprimées ensuite quantitativement entre *le phénomène scalaire de la compressibilité des fluides et le phénomène vectoriel de l'aimantation* (densité et aimantation, pression et champ extérieurs, pression interne de Van der Waals et champ moléculaire de P. Weiss). Sont alors corrélatives : les fonctions de la température densité du liquide et aimantation spontanée, température critique et point de Curie ; réserves doivent être faites de l'absence de champ extérieur et de phase coexistante dans le magnétisme, lesquels devraient être correspondants à la tension et à la densité des vapeurs saturantes.

2. Il en découle *des corrélations calorifiques* facilitant beaucoup l'interprétation physique des équations thermodynamiques de l'aimantation.

Le terme supplémentaire maintenant bien connu de la chaleur spécifique des ferromagnétiques au-dessous du point de Curie (dans  $H$  nul, soit  $\frac{\partial U}{\partial \sigma}$ )<sup>1</sup> correspond à la fraction de la chaleur spécifique d'un *liquide* attribuable à l'accroissement d'énergie potentielle des molécules par dilatation ( $\frac{\partial U}{\partial y}$ ), abstraction faite de l'accroissement d'énergie cinétique et du travail extérieur.

Faisant intervenir en plus le champ extérieur, le dégagement de chaleur produit par aimantation et l'absorption inverse constituent le phénomène magnéto-calorique découvert expérimentalement et expliqué sur la base du champ moléculaire par MM. P. Weiss et A. Piccard<sup>2</sup>. Il faut souligner que la fraction du phénomène imputable au travail extérieur est subordonnée ici vis-à-vis de l'autre, ce par suite de la grandeur des énergies d'orientation intermoléculaires.

Il est clair que le phénomène corrélatif est la chaleur mise en jeu par compression ou détente d'un liquide ; mais dans celui-ci, ce qui ressort au travail interne n'est autre que ce qui se manifeste dans les *gaz* par l'effet Joule-Kelvin, et dès lors, rien n'empêche de dire d'une façon générale que *le phénomène magnéto-calorique (puisque principalement travail interne) est le corrélatif de polarisation de l'effet Joule-Kelvin des fluides*.

3. L'effet Joule-Kelvin se produit à toute température, mais *est particulièrement accentué dans le voisinage du point critique, en outre il change de signe* pour des intervalles de pression convenables et jusqu'à des températures déterminées (point d'inversion). On sait que le phénomène magnéto-calorique présente bien exactement la première propriété (voisinage du point de Curie), mais *on ne trouve pas la corrélative de l'inversion du signe* dans l'énergie potentielle en fonction de l'orientation. Par contre, l'extension de la notion de ce phénomène à tous les corps montre qu'il peut se produire en sens inverse (chaleur absorbée par aimantation, de signe contraire à celle du champ extérieur) avec ceux dont la *susceptibilité croît moins vite que l'inverse de la température absolue* (champ moléculaire négatif). Le calcul, fait pour l'oxygène liquide à  $-210^\circ$ , conduit à prévoir une variation de température inférieure au  $1/_{100}$  de degré pour un champ de 20 000 Gauss. Ce fait peut nécessiter des précautions dans des mesures de précision. On peut montrer d'ailleurs qu'ici l'effet calorique est une *différence* entre les effets extérieurs et intérieurs, ces

<sup>1</sup> Voir nombreux travaux de P. WEISS, P.-N. BECK, A. PICCARD, A. CARRARD ; résumé : P. WEISS, *Journ. de Phys. et Radium* (6), II, p. 161, 1921.

<sup>2</sup> V. en particulier : P. WEISS. *Le phénomène magnéto-calorique*. Loc. cit

derniers étant nécessairement *inférieurs aux premiers* (inverse du cas noté sous 2).

4. Il importe de discuter les *conditions de réversibilité*. La théorie de l'effet magnéto-calorique est basée sur sa réversibilité et son observation peut être en effet réalisée de façon presque réversible. Au contraire l'expérience classique démontrant l'effet Joule-Kelvin est conduite de façon complètement irréversible (sans travail extérieur.)

Or, d'une part, on pourrait parfaitement produire ce dernier par une transformation identique quant à l'état initial et l'état final, mais par *voie réversible* (détente ou compression d'équilibre), mais alors il serait nécessairement superposé à l'effet du travail extérieur. Et d'autre part, on peut imaginer des conditions où le phénomène observé par MM. Weiss et Piccard serait strictement irréversible : il faudrait que, le corps étant fortement aimanté, la durée de la suppression du champ soit assez courte pour que la désaimantation ne se produise qu'après et sans possibilité de provoquer un courant d'induction par exemple. Cela serait sans doute d'une réalisation quasi impossible, à cause de la brièveté des temps de relaxation d'une part, de l'impossibilité de supprimer instantanément un champ d'autre part ; mais on voit que la corrélation rigoureuse ne se heurte à aucune contradiction de principe.

5. La théorie étant en dernière analyse une application du premier principe à la théorie générale de la polarisation, les mêmes considérations peuvent, cela va de soi, s'appliquer à la polarisation électrique, questions quantitatives réservées. En particulier, si le schéma de structure du quartz proposé dans une communication antérieure de l'auteur à la Société<sup>1</sup> et qui a conduit à découvrir la disparition de la piézo-électricité au point  $\alpha\beta$  comporte une part de vérité, on doit s'attendre à des effets correspondants électriques sensibles au voisinage de cette température.

6. L'auteur donne enfin le principe de *machines magnéto-frigorigraphiques à fonctionnement continu* : Transportons un corps ferromagnétique périodiquement et adiabatiquement d'une source chaude dont il a eu le temps d'acquérir la température  $T_1$ , placée dans un champ (la source peut par exemple elle-même être un aimant) à une source froide en dehors du champ, puis de nouveau à la source chaude après établissement de l'équilibre de température  $T_2$  avec la source froide. La discussion attentive des conditions thermiques montre qu'il est possible de les choisir (le choix est restreint) en sorte que le cycle

<sup>1</sup> PERRIER, Alb. *Soc. suisse de Physique*, Berne, 1916. *Arch.*, 1916, vol. 41, p. 493.

ainsi réalisé absorbe du travail et transporte continuellement de la chaleur de la source froide à la source chaude.

Ce cycle a été choisi pour les besoins de l'exposé ; on peut également réaliser un cycle frigorifique par voie de l'action sur ferromagnétique d'un courant variant périodiquement, sans mouvement notable de matière. (*Cycle frigorifique électromagnétique*, par comparaison au précédent que l'on pourrait qualifier de *mécanomagnétique*). La discussion thermodynamique ne diffère pas sensiblement.

Ces cycles sont la contre-partie (non pas l'inverse, car ils sont *tous irréversibles*) de ceux que l'auteur a décrits et discutés sommairement devant la Société, (cycles pyro-inductifs et pyro-électriques<sup>1</sup>). Ils constituent une contribution à la résolution d'un problème qui peut devenir fondamental, celui de la *production électrique du froid* par d'autres voies que l'unique phénomène de Peltier, qui semble complètement inapplicable.

Bien qu'irréalisables dans la forme proposée ci-dessus, ils peuvent déjà, dans des régions restreintes de température, provoquer des différences de l'ordre du degré, c'est-à-dire notablement plus que l'effet Peltier. Ce dernier est d'ailleurs noyé dans toute région usuelle de température par la chaleur Joule des courants nécessaires.

Edouard GUILLAUME (Berne). — *Signification de l'expérience de Fizeau, à propos d'une note de M. Mirimanoff.*

1. — Dans une communication présentée à la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève<sup>2</sup>, M. Mirimanoff examine l'introduction d'un paramètre synchronisateur dans la transformation de Lorentz. Soient, dit M. Mirimanoff,  $v_{12}, v_{13}, v_{23}$  les vitesses relatives de  $S_2$  par rapport à  $S_1$ , de  $S_3$  par rapport à  $S_1$ , de  $S_3$  par rapport à  $S_2$ , et  $t_{12}, t_{13}, t_{23}$  des paramètres temporels. On aura alors :

$$(1) \quad x_1 = x_2 + v_{12} t_{12}; \quad x_1 = x_3 + v_{13} t_{13}; \quad x_2 = x_3 + v_{23} t_{23}$$

et M. Mirimanoff de conclure : « Les paramètres  $t_{12}, t_{13}, t_{23}$  ne doivent pas être confondus entre eux ».

C'est cette affirmation que nous désirons relever, et nous allons rechercher ce que M. Mirimanoff veut dire lorsqu'il avance cette proposition<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Perrier, Alb. *Soc. suisse de Physique*, Berthoud 1919, *Arch.* 1919, vol. 47, p. 243.

<sup>2</sup> *Archives* (5), 3, Supplément p. 46, 1921.

<sup>3</sup> REMARQUE IMPORTANTE. La note de M. Mirimanoff et la présente note concernent uniquement ce que nous avons appelé « cas intégral » de la

## 2. — Ecrivons les relations :

$$(2) \quad X_{1,2} = X_{2,1} + v_{12} t; \quad X_{1,3} = X_{3,1} + v_{13} t; \quad X_{2,3} = X_{3,2} + v_{23} t.$$

Nous pourrons alors énoncer la proposition suivante, corrélative de celle de M. Mirimanoff, et qui, une fois de plus, met en évidence cette dualité si souvent constatée dans les représentations analytiques du temps et de l'espace :

« Les trois paramètres  $t_{12}$ ,  $t_{13}$ ,  $t_{23}$  peuvent être confondus en un paramètre unique  $t$ , pourvu que les abscisses  $X_{1,2}$ ;  $X_{1,3}$ ;  $X_{2,1}$ ;  $X_{2,3}$ ;  $X_{3,1}$ ;  $X_{3,2}$  ne soient pas confondues entre elles ».

3. — Tout d'abord, fixons bien les *unités*. Les vitesses  $v_{ik}$ , comme on sait, ne sont pas indépendantes ; elles sont liées par les relations :

$$(3) \quad v_{13} = \frac{v_{12} + v_{23}}{1 + \frac{v_{12} v_{23}}{c^2}}$$

$$(4) \quad v_{13} t_{13} = v_{12} t_{12} + v_{23} t_{23}$$

et sont toutes exprimées avec la même unité, en *kilomètres/seconde* par exemple.

Donc, première constatation, les quatre paramètres temporels  $t_{12}$ ,  $t_{13}$ ,  $t_{23}$ ,  $t$  sont exprimés avec la *même* unité : la *seconde*. Leurs valeurs peuvent ainsi être rapportées à une seule et même horloge battant la seconde. C'est ce que nous supposerons dans ce qui suit.

4. — Cela dit, revenons à la proposition de M. Mirimanoff. Elle sous-entend simplement l'hypothèse que les systèmes sont considérés par couple à des instants tels que l'ensemble de leurs positions à ces instants soit représentable par un point unique dans l'abaque « *Espace-Temps* » à quatre dimensions de Minkowski. Ce point représente graphiquement ce que l'on est convenu d'appeler un « événement élémentaire » et les quantités  $(x_1, y_1, z_1, \tau_1)$ ,  $(x_2, y_2, z_2, \tau_2)$ ,  $(x_3, y_3, z_3, \tau_3)$  en sont les coordonnées.

Pour bien mettre en évidence la différence entre les formules (1) et (2), nous utiliserons un exemple numérique et les graphiques correspondants. Prenons les valeurs suivantes, commodes pour établir des épures exactes :

transformation de Lorentz (quatre variables indépendantes). Pour l'étude complète de ce cas, voir l'important mémoire de M. Willigens *Archives*, (5), 2, p. 289, 1920). Le « cas différentiel » (3 variables indépendantes) constitue un autre problème, et nous avons montré (*Archives*, 5<sup>e</sup>, 3, p. 311, 1921) qu'il y a une conclusion vicieuse dans le mémoire d'Einstein de 1905 : la transformation de Lorentz ne transforme pas une sphère en une sphère, mais en un *ellipsoïde*. (*Ann. d. Phys.*, 17, 1905, § 3, p. 901).

$$c = 1 \text{ cm/sec} ; \quad v_{12} = 0,3846 \text{ cm/sec} ; \quad v_{23} = 0,6 \text{ cm/sec} ; \\ v_{13} = 0,8 \text{ cm/sec} .$$

La fig. 1A correspond à « l'événement élémentaire » dont les coordonnées sont ( $y_1 = y_2 = y_3$ ;  $z_1 = z_2 = z_3$ ):

$$x_1 = 3,5 \text{ cm} ; \quad x_2 = 2,185 \text{ cm} ; \quad x_3 = 0,5 \text{ cm} . \\ \tau_1 = 4 \text{ sec} ; \quad \tau_2 = 2,875 \text{ sec} ; \quad \tau_3 = 2 \text{ sec} .$$

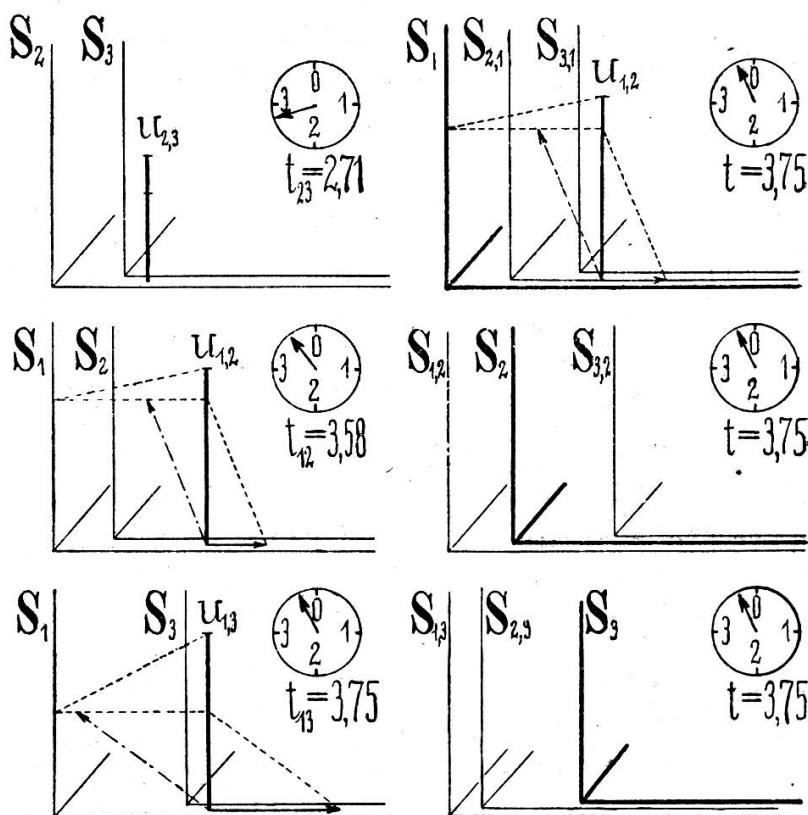


Fig. 1.

Cette figure n'est pas autre chose que la représentation, dans l'espace ordinaire, des équations (1) de M. Mirimanoff. La fig. 1B., par contre, représente les relations (2), et c'est ce que nous avons appelé *mouvement avec ABERRATION*. Imaginons que le paramètre  $t$  prenne toutes les valeurs de  $-\infty$  à  $+\infty$ ; la fig. 1B offrira alors toutes les configurations possibles des paires de systèmes; leur ensemble contiendra donc toutes les configurations de la fig. 1A. En se plaçant sur un système déterminé  $S_i$  (marqué en traits forts sur la figure 1B), on pourra repérer, à l'instant  $t$ , les positions apparentes  $S_{j,i}$ ,  $S_{k,i}$  des deux autres par rapport à  $S_i$ . La fig. 1B complète donc la fig. 1A en indiquant à chaque instant les configurations apparentes.

des systèmes les uns pour les autres. Imaginons qu'on dessine sur un *film* des figures analogues à 1B en donnant à  $t$  des valeurs successives très voisines ; en « tournant » le film dans un cinématographe, nous aurons l'image exacte des mouvements représentés par (3). Au haut de l'écran, c'est le système  $S_1$  qui serait immobile ; au milieu, le système  $S_2$  ; au bas le système  $S_3$ .<sup>1</sup>

5. — L'examen attentif de la figure montre pourquoi la simultanéité est complètement masquée par l'introduction des « événements élémentaires ». Prenons, par exemple, les cas 2 et 3. *Les temps locaux*  $\tau_{1,2}$  et  $\tau_{1,3}$  ont alors *même* valeur numérique, et pour la simplicité de son abaque « Espace-Temps », Minkowski a posé :

$$\tau_{1,2} = \tau_{1,3} = \tau_1 = 4 \text{ sec.}$$

dissimulant ainsi le fait que ces indications, identiques numériquement, *ne* sont *pas* simultanées dans le monde physique réel. Il suffit d'examiner la construction des *chemins optiques*  $u_{1,2}$  et  $u_{1,3}$ , qui, divisés par  $c$ , donnent  $\tau_{1,2}$  et  $\tau_{1,3}$ , pour voir qu'ils correspondent à des phénomènes distincts<sup>2</sup>.

6. — Dans ce qui précède, une seule chose importe du point de vue *cinématique* : la règle d'addition (3) des vitesses, qui distingue la Théorie de la relativité de la Mécanique classique. Comme dans cette

<sup>1</sup> Il est intéressant de se demander comment les relativistes procédraient à une représentation cinématographique des mouvements. Soient deux systèmes  $S_1$  et  $S_2$  seulement, et supposons l'observateur sur  $S_1$ . Pour nous, d'après les considérations ci-dessus, le mouvement de  $S_2$  ne différait nullement d'un mouvement galiléen ordinaire avec la vitesse  $v_{12}$  cm/sec. Pour un relativiste, le mouvement a lieu aussi avec la vitesse  $v_{12}$ , mais  $S_2$  doit apparaître *aplati* pour figurer la « contraction » de Lorentz. Considérons une sphère immobile sur  $S_2$  ; depuis  $S_1$ , elle aura la forme d'un ellipsoïde aplati dans la direction du mouvement et de révolution autour de cette direction (Cf. A. Einstein, *Ann. de Phys.*, 17, 1905, § 4). Nous devrons donc en outre dessiner cet ellipsoïde sur le film.

<sup>2</sup> La figure montre donc quelle signification physique il convient d'attacher au temps local  $\tau_{i,k}$  en un point  $X_{i,k}$  : il n'est pas autre chose qu'une certaine longueur (chemin optique) exprimée par le temps que la lumière mettrait à la parcourir à la vitesse  $c$ . On imaginera qu'un opérateur placé en  $X_{k,i}$  dans  $S_k$  lance obliquement avec la vitesse  $c$  un rayon lumineux, par exemple dans le plan vertical  $x_k O_k z_k$ , l'angle de ce rayon avec la verticale ayant  $\alpha$  pour cosinus. Pour l'observateur situé sur  $S_i$ , le rayon aura une trajectoire verticale, parcourue avec la vitesse  $c \cos \alpha = c : \beta$ . Mais la longueur  $l_{i,k} : \beta$  ainsi parcourue et divisée par  $c$  ne donne pas encore  $\tau_{i,k}$  ; il faut en outre ajouter un décalage fixe  $\frac{\beta - 1}{\alpha \beta} X_{k,i}$ , ce qui se fait aisément en traçant les obliques représentées aux figures.

dernière, les origines à partir desquelles on compte les temps et les longueurs ne jouent qu'un rôle accessoire. Montrons rapidement l'équivalence cinématique de (1) et de (2). Plaçons-nous, par exemple, sur  $S_1$  et considérons un point  $P_2$  de  $S_2$ , à la distance  $l$  cm de l'origine  $O_2$  et fixe sur l'axe  $O_2 x_2$ . Faisons successivement usage des formules (1) et (2). Nous devrons poser respectivement :

$$x_2 = l \quad \text{ou} \quad X_{2,1} = l$$

et en dérivant par rapport au paramètre temporel correspondant, nous obtenons :

$$\frac{dx_1}{dt_{12}} = v_{12} : \frac{dX_{1,2}}{dt} = v_{12} .$$

autrement dit, que l'on fasse usage de l'algorithme (1) ou de l'algorithme (2), on trouvera la même vitesse  $v_{12}$  (cm/sec) pour le point  $P_2$  par rapport à  $S_1$ . Remarquons d'ailleurs que l'on parviendrait au même résultat en partant directement de la transformation de Lorentz et du paramètre  $\tau_1$ .

7. — *En résumé* : les relations (1) de M. Mirimanoff presupposent l'existence des « événements élémentaires », dont l'ensemble forme l'« Espace-Temps » de Minkowski. Ce dernier a opéré ce groupement dans un espace fictif à quatre dimensions de façon à avoir un « Espace-Temps » aussi simple que possible. Mais alors, les coordonnées minkowskianes d'un même événement élémentaire ne correspondent pas, en général, à des positions simultanées des systèmes de références trirectangulaires dans l'espace réel à trois dimensions<sup>1</sup>.

8. — L'illustration la plus importante de la règle (3) est constituée par la célèbre expérience de Fizeau sur *l'entraînement* partiel des ondes lumineuses par la matière (eau) en mouvement. Supposons que  $S_1$  soit lié au tuyau,  $S_2$  au courant d'eau, et  $S_3$  au train d'ondes. Alors la règle (3) exprime ceci : pour l'observateur entraîné avec le courant d'eau  $S_2$ , l'entraînement des ondes  $S_3$  est *total* ; pour l'observateur immobile — lié à  $S_1$  — l'entraînement apparaît *partiel*. C'est ce qu'exprime immédiatement la figure 1B.

<sup>1</sup> En référence à la remarque faite en note au N° 1, il convient de relever que l'abaque Espace-Temps n'est appliqué ici qu'à l'étude des mouvements relatifs des systèmes. Mais l'abaque peut recevoir une foule d'applications ; en particulier, il permet de construire immédiatement l'ellipsoïde d'onde, dont il est question dans la note précitée. L'ingénieuse représentation graphique de la transformation de Lorentz due à MM. Gruner et Sauter (*Archives* (5), 3, p. 295) se prête particulièrement bien à cette construction.

A. PICCARD et E. STAHEL. — a) *Hypothèse sur les premiers corps de la Famille de l'Actinium et de l'Uranium.*

Contrairement à la théorie généralement admise qui fait de la famille de l'actinium une branche latérale de la famille uranium-radium, l'un de nous (Piccard, *Arch.* 44, p. 161, 1917) a émis l'hypothèse que l'UY est produit par un isotope indépendant de l'uranium, le AcU. En admettant pour l'AcU un poids atomique de 235 nous évitons l'hypothèse d'isotopes de même p. a. Le AcD aurait alors un p. a. de 207. Son mélange dans les minerais purs d'uranium avec le RaG (206) aurait (en admettant le rapport de bifurcation Ac/Ra à 5 %) le p. a. de 206,05, nombre trouvé effectivement par Hönigschmid comme p. a. du plomb produit par l'uranium. Pour expliquer le p. a. observé de l'uranium (238,18), nettement supérieur à 238,0 il faut admettre, soit un quatrième isotope de l'uranium, indépendant des séries du Ra et de l'Ac, soit l'existence de deux AcU. Le premier de ces deux serait un corps de très longue durée de vie AcUI, son p. a. serait de 239. Il produirait, en passant par des isotopes inconnus du Th et du Bv, le AcUII, isotope de l'U, ayant le p. a. de 235, qui serait le père de l'UY.

Pour élucider ces questions, nous avons commencé il y a plus de six mois une série de recherches. Elles ne sont pas terminées, mais nous pouvons en donner quelques résultats :

La vitesse de décomposition de l'UX<sub>1</sub> paraît diminuer avec l'âge, si l'on mesure le rayonnement total ; en même temps ce rayonnement devient moins pénétrant. Si l'on ne mesure que le rayonnement pénétrant (provenant de l'UX<sub>2</sub>), la vitesse de décomposition est constante. Nous ne croyons pas que des traces d'U produisent ce phénomène, mais ce n'est que dans quelques mois que nous pourrons en avoir la certitude. Nous supposons que le phénomène est produit par un nouveau corps radioactif, que nous nommons provisoirement UV. Ce corps pourrait avoir une demie période à peu près deux fois plus grande que celle de l'UX<sub>1</sub>. L'intensité de son rayonnement  $\beta$  serait alors à l'état de régime dans les sels de U de  $\frac{1}{25}$  de celle du UX<sub>1</sub>.

Ces observations paraissent confirmer l'hypothèse des deux AcU. Le dérivé du UV pourrait être identique au UZ de Hahn, si l'on admet qu'une partie seulement des rayons  $\beta$  du UZ ont une vitesse suffisante pour ioniser. La famille de l'actinium commencerait alors par les corps suivants : AcUI (239) —  $\alpha$  — UV (235) —  $\beta$  — UZ (235) —  $\beta$  — AcUII (235) —  $\alpha$  — UY (231) —  $\beta$  — Pa (231) —  $\alpha$  — Ac (227).

A l'occasion de ces recherches nous avons fait des déterminations

très précises des demi-périodes du  $UX_1$  (mesuré par le rayonnement dur du  $UX_2$ ) et du  $UX_2$ .

Pour  $UX_1$  nous avons trouvé comme moyenne de 14 mesures (variant entre 24,20 et 24,80)  $T = 24,52 \pm 0,05$  jours et pour  $UX_2$  comme moyenne de 12 mesures (variant entre 1,152 et 1,122)  $T = 1,138 \pm 0,003$  minutes.

b) *Constance de la radioactivité sur terre, sous terre et à différentes altitudes.*

Nous sommes en présence de deux théories sur la radioactivité qui peuvent être contrôlées par des mesures de précision. Les deux admettent comme cause de la décomposition radioactive un rayonnement très pénétrant. J. Perrin (*Revue du Mois*, 21, p. 154, 1920) admet que ce rayonnement émane de l'intérieur de la terre. D'après lui une augmentation d'altitude de 3000 m devrait donc faire diminuer la radioactivité de 1 %. La seconde hypothèse admet un rayonnement extraterrestre qui ne pénètre qu'à une certaine profondeur dans la terre. Cette dernière hypothèse expliquerait le fait remarquable que la radioactivité de 16 km d'écorce terrestre suffit à produire toute la chaleur dissipée par la terre. (Meyer et Schweidler. *Radioaktivität*, p. 444). D'après cette théorie une couche de 2200 m de roche posée sur un corps radioactif devrait en diminuer la vitesse de décomposition de 10 %. D'anciennes mesures de Elster et Geitel, faites dans une mine à 500 m de profondeur ne sont pas assez précises pour trancher la question. (*Annalen der Physik.*, 66, p. 735, 1898.)

Nous avons, en partant de 20 kg d'urane, mis à notre disposition par l'Université de Bruxelles, fait quatre préparations presque identiques de  $UX$ . Après les avoir comparées exactement, nous les avons placées pendant deux mois l'une à Zurich (500 m alt.), la seconde à Brigue (680 m alt.), la troisième au Junfraujoch (3500 m alt.) et la dernière dans le tunnel du Simplon, sous une couche de 2200 m de gneiss, et nous avons ensuite répété la mesure exacte de leur radioactivité. — Qu'il nous soit permis de remercier ici M. Liechti, directeur de la Jungfraubahn, et M. Fonjallaz, ingénieur des C. F. F. à Brigue, grâce au concours desquels ces mesures ont pu être faites. — La durée moyenne de vie de l' $UX$  étant de 34 jours, une différence de 1 % de la vitesse de décomposition à ces différents endroits se manifesterait au moment de la seconde mesure par une différence de l'intensité radioactive voisine de 2 %.

Les mesures ont été faites à Zurich de la façon suivante : une mesure directe a donné l'intensité de la préparation étalon de  $UX$ ,

restée à Zurich, à une précision de 1 %. Ensuite une mesure basée sur le principe de la compensation a donné aussi avec une exactitude de 1 % la différence entre l'étalon et les trois autres préparations. Ces différences étant de 0,4 à 1,1 %, les intensités relatives des 4 préparations peuvent être ainsi déterminées avec une précision de 0,1 %.

Voici les résultats de nos mesures : Les rapports entre les trois préparations et l'étalon ont été :

	Préparation de Brigue	du Jungfraujoch	du Simplon
Avant l'exposition	0,9886	0,9919	1,0040
Après l'exposition	0,9885	0,9920	1,0040

Les différents échantillons radioactifs n'accusant pas entre eux des variations de plus de 0,1 %, il s'en suit que les vitesses de décomposition, donc les intensités de radioactivité, sont, à 0,05 % près, les mêmes aux différentes places. Nous devons donc écarter les deux hypothèses qui ont inspiré cette étude.

**A. PICCARD et G. VOLKART. — *Invariabilité de la radioactivité dans les forts champs magnétiques.***

Ce travail se propose de démontrer que la radioactivité n'est pas altérée même par les champs magnétiques les plus forts que nous puissions réaliser. Il se distingue d'une recherche plus ancienne (Weiss et Piccard, *Arch. des Sc.*, 1911) par le fait que le champ a pu être presque doublé et que les mesures ont été faites en l'absence du champ, dont l'influence sur les rayons et sur la chambre d'ionisation est difficile à éliminer.

Nous avons déposé du Th B (produit par l'émanation d'une solution de radiothorium) sur les fines pointes de deux pièces polaires. Après avoir mesuré la radioactivité des deux échantillons, nous avons exposé l'un d'eux à un champ de 83000 gauss pendant 20 à 30 heures. Dans ce laps de temps ils se sont deux à trois fois réduits de moitié. Nous avons ensuite répété la mesure. Cette méthode de mesure accentue les différences éventuelles des vitesses de décomposition et permet d'arriver à des exactitudes du résultat qui sont deux à trois fois supérieures à l'exactitude de la mesure (voir le travail précédent de Piccard et Stahel). L'intensité du champ a été calculée d'après les dimensions de l'entrefer observé au microscope. Des clichés radiographiques ont montré que le dépôt radioactif est réellement concentré sur la surface frontale de moins de 0,01 mm de diamètre. Les mesures de radioactivité ont été faites par comparaison directe avec un échantillon de  $U_3O_8$ . La radioactivité aurait

été trop faible pour appliquer avec avantage une méthode de compensation.

Trois séries ont donné les rapports suivants entre le ThB soumis au champ et l'autre avant et après l'exposition.

Mesure	I	II	III
avant	1,4267	1,4492	1,0387
après	1,4272	1,4488	1,0384

L'invariabilité de la vitesse de décomposition radioactive est donc démontrée avec une précision atteignant la fraction de pour mille.

Ces expériences ont été faites avec un grand électro-aimant Weiss qui nous a été prêté par la Maschinenfabrik Oerlikon.

**A. BOLLIGER (Zurich).** — *Sur une formule analogue à la formule de Richardson pour la conductibilité du courant électrique dans les gaz ionisés.*

Cette communication fera l'objet d'une publication spéciale.

**P. SCHERRER (Zurich).** — *Groupements d'atomes dans les cristaux mixtes.* — A l'aide d'un examen aux rayons Roentgen, on est arrivé à montrer que dans des cristaux mixtes, Cu — Au et Ag — Au, les deux espèces d'atomes sont groupés dans le réseau spatial selon les lois du hasard. Le groupement normal d'atomes, que l'on avait supposé souvent comme conséquence de considérations chimiques, n'existe pas. Il ne se produit pas même lorsqu'on maintient le mélange pendant des heures dans le voisinage de la température de fusion.

**L. HEIS (Zurich).** — *Sur la Thermodynamique du gaz en mouvement.*

Lorsqu'on procède à une étude théorique de la thermodynamique des gaz en mouvement, à l'aide de la théorie cinétique, on est obligé de partir de la loi de répartition des vitesses. Cette loi formulée par Maxwell et Boltzmann, et qui a été soumise récemment par Chapman (*Phil. Trans.* 1916) et Enskog (*Dissert. Upsala*, 1917) à une étude plus approfondie, permet une simplification sensible. En se basant sur les résultats de Chapman (pour la loi des forces de Maxwell  $n = 5$ ), on obtient pour l'exposant :

$$-\frac{L(1 + \alpha) - \tau \frac{dL}{dt}}{RT},$$

où

$$L = m \frac{\mathcal{L}^2}{2}, \quad \mathcal{L} = u - v - \tau \frac{5R}{4m} \text{ grad } T,$$

R est la constante des gaz parfaits, T la température absolue,  $u$  la vitesse moléculaire,  $v$  la vitesse moyenne,  $\tau$  le temps de relaxation,  $\alpha$  une grandeur qui pour la plupart des vitesses moléculaires est très petite comparativement à l'unité. (Ceci est toujours le cas d'après Boltzmann, qui diffère ici de Chapman).

On obtient ainsi pour le gaz en mouvement sensiblement la même loi que pour le gaz au repos, si l'on introduit pour l'énergie L sa valeur à un instant postérieur obtenu en retranchant le temps de relaxation (effet résiduel de l'énergie, analogue aux effets résiduels de l'élasticité.)

Comme, par suite des variations, il doit toujours exister un mouvement visible si petit soit-il, cette loi est valable d'une façon générale.

La comparaison avec la théorie des quanta exige (rappelons ici la théorie des gaz dégénérés) l'équation différentielle

$$L - \tau \frac{dL}{dt} = U_v$$

où  $U_v$  représente des valeurs discontinues et des multiples entiers du quantum d'énergie. La solution montre que l'on peut satisfaire à la condition des quanta, par un choix convenable de  $\tau$ , c'est-à-dire par une hypothèse convenable sur le mécanisme du rayonnement, solution qui s'accorde mieux avec les théories classiques que l'équation de condition

$$L = U_v.$$

La présente note n'est qu'une première communication très brève. Les rapports indiqués ici, tels qu'ils découlent du principe du mouvement formulé par Maxwell-Boltzmann, seront développés dans un mémoire ultérieur.

F. ZWICKY (Zürich). — *Structure des atomes et équation d'état.*

Nous nous proposons d'établir, à l'aide de données connues sur la molécule d'une substance, l'équation d'état de celle-ci. La mécanique statistique nous fournit la méthode suivante pour résoudre ce pro-

blème. Formons l'énergie  $E (q_1 \dots q_n; p_1 \dots, p_n)$  en fonction du système de coordonnées de position et d'impulsion  $q_i$  et  $p_i$ . Puis calculons l'intégrale

$$Z = \int \dots \int e^{-\frac{E}{kT}} dq_1 \dots dq_n dp_1 \dots dp_n .$$

(toutes les phases)

$$(k = 1.37 \cdot 10^{-16} \text{ erg}) .$$

Alors  $F = -kT \log Z$  est l'énergie libre du système. De là résulte facilement l'équation d'état. Pour les basses températures seules des valeurs d'énergie  $E_i$  discontinues sont possibles d'après la théorie des quanta. L'intégrale d'état est remplacée par la somme

$$Z = \sum_i \alpha_i e^{-\frac{E_i}{kT}}$$

où  $\alpha_i$  désigne le poids de probabilité de la trajectoire du quantum d'ordre  $i$ .

La méthode indiquée a été appliquée au cas des gaz rares. Le calcul de l'énergie a été effectué en partant de l'interprétation électrique des forces moléculaires découvertes par Debye. Les données expérimentales de Kammerlingh-Onnes pour l'hélium entre 20 et  $400^\circ$  absolus concordent admirablement avec les résultats théoriques (voir *Phys. Zeitschr.*, n° 16, 1921). Il n'existe pas actuellement de théories précises pour les corps solides et les liquides. Dans le premier cas, nous sommes très mal renseigné sur la nature des forces de cohésion, tandis que pour les liquides, des difficultés mathématiques sont pour le moment insurmontables. (Limites compliquées de l'intégrale étendue aux phases.)

P. STOLL (Zurich). — a) *Recherches radiographiques d'après la méthode Debye et Scherrer.*

#### Détermination du réseau spatial du Molybdène.

Comme le Mo appartient au même groupe que le Cr et le W (dont on connaît la structure cristalline) on est porté à supposer qu'il admet le même réseau spatial. Ceci a été confirmé par nos recherches. Le produit étudié était un bâtonnet de Mo en poudre comprimée. Il était soumis à un rayonnement de Cu. Les mesures sur la pellicule ont donné les résultats suivants :

1° le facteur de structure a la forme

$$S = 1 + e^{-\frac{i\pi \sum h\nu}{3}}$$

Une telle forme du facteur de structure caractérise le cube élémentaire.

2° La formule

$$\frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sum h^2 v} = \frac{\lambda^2}{4a^2}$$

permet de calculer l'écartement du réseau :

$$a = 3.08 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

b) *Recherche sur le phénomène de coagulation de l'or colloïdal.*

Il a été possible par la même méthode de répondre aux deux questions suivantes sur l'or :

1. Une cristallisation collective se produit-elle lors de la coagulation ?
2. Si oui, la cristallisation collective se produit-elle déjà lors de la formation de flocons dans la solution ou seulement lors du desséchement du produit ?

Nous disposions de quatre produits, qui, suivant leur temps de coagulation  $T_1 = 0^h$ ,  $T_2 = 0^h,75$ ,  $T_3 = 4^h$ ,  $T_4 = 96^h$  avaient été protégés à l'aide de gélatine contre la cristallisation collective. Si celle-ci ne se produit que lors du desséchement, la longueur d'arête des particules colloïdales doit être la même pour tous les produits. Les épreuves montrent nettement que la dimension des cristaux colloïdaux (qui avait été déterminée pour le premier produit comme étant de  $1,86 \mu\mu$  par Scherrer) augmente de produit en produit.

Ces recherches montrent donc que :

- 1° il se produit une cristallisation collective ;
- 2° elle se produit déjà lors de la formation de flocons dans la solution ;
- 3° lors de la cristallisation collective, le réseau spatial et l'écartement des atomes ne changent pas.

E. SCHÄRER. — *Sur le phénomène de Kerr.*

Le texte de cette communication n'est pas parvenue au Secrétariat.

P. FRAUENFELDER (Zurich). — *Sur la compressibilité de NaCl à haute pression.*

On sait que Born a établi la relation

$$U = -\frac{c_1}{a} + \frac{c_2}{a^n}$$

pour représenter l'énergie potentielle d'un ion monovalent dans le réseau spatial des alcalis allogènes. (Cubes aérocentriques.) Dans cette formule le premier membre représente l'attraction mutuelle des ions monovalents, le second terme la répulsion par suite d'actions électro-dynamiques des trajectoires électroniques des quanta dans l'atome, telle qu'elle a été reconnue récemment par Debye (Kossel-Bohr).

La puissance  $n$  a été déterminée par Born en remarquant que la compressibilité calculée d'après le modèle du cristal, doit correspondre à la compressibilité obtenue expérimentalement. Born a ainsi trouvé  $n = 9$ .

Adam et Johneston ont publié récemment les résultats de recherches sur la compressibilité de NaCl jusqu'à  $10^4$  atmosphères (*Journ. of Amerik. Chem. Soc.*, t. 41, 1919). Il s'agit de savoir si l'exposant  $n = 9$  de Born donne aussi la dépendance de  $x$  de la pression, telle qu'elle a été mesurée.

Nous avons trouvé que ce n'est pas le cas ; on ne peut établir la relation ni avec l'exposant  $n = 7$ , ni avec  $n = 8$ .

M<sup>me</sup> BIELER-BUTTICAZ (Lausanne). — *Variation d'intensité du son pour différentes conditions atmosphériques à la montagne en hiver.*

Les observations décrites ci-dessous ont été faites de janvier à avril 1920 et en janvier et février 1921, de la fenêtre d'un chalet situé à environ 60 mètres de l'église du Sépey, sur Aigle (altitude 1050 m). La durée et la composition des sons secondaires accompagnant les coups sonnés aux heures par l'horloge de l'église varient considérablement suivant les conditions atmosphériques.

Nous ne considérons que les observations faites par temps calme, sans vent, toujours du même endroit (distance constante), en comparant les mêmes heures (source sonore d'intensité constante). On notait la durée des sons secondaires, formant une espèce de bourdonnement, depuis le dernier coup frappé par l'horloge jusqu'à l'extinction complète du son ; puis la température de l'air, la pression barométrique et l'humidité (variables).

La tour carrée de l'église est en pierres ainsi que le clocher, la sonnerie est actionnée par des poids.

*Composition du son.* La nuit, par ciel sans nuage, pression barométrique au-dessus de la moyenne, humidité 80, température au-dessous de zéro, on distingue très nettement des maxima et minima, de période complète maxima quatre secondes. De jour ou par temps néigeux, par température haute ou pression faible, les battements deviennent de plus en plus rapides et imperceptibles.

*Durée du son. Observations par un ciel sans nuage.* La durée du son est maxima en même temps que les battements sont très marqués (conditions ci-dessus), soit de 60 à 70" à 10 h. du soir (dix coups de l'horloge). Dans les mêmes conditions le matin, lorsque le soleil n'éclaire pas encore l'église et le chalet, la durée est de 50" avec des anomalies ; aussitôt après, les sons durent 40" et moins à mesure que l'air s'échauffe. A la montagne en hiver, l'action du soleil sur la neige est si intense que l'on voit, parfois, immédiatement au-dessus des surfaces de neige, les vibrations de l'air chargé de vapeur d'eau<sup>1</sup>. Il se produit une hétérogénéité de l'atmosphère diminuant l'intensité du son d'une manière sensible à si courte distance<sup>2</sup>.

*Observations par ciel nuageux, brouillard, neige et pluie.* Par le brouillard compact et une basse température le son n'était généralement pas diminué<sup>3</sup>. Il nous paraît que la température et la pression agissent. Par la neige tombante la durée du son n'était parfois que le  $\frac{1}{3}$  et par la pluie les  $\frac{2}{3}$  de celle par temps sec et froid. Lorsque les brouillards neigeux traînaient sur les montagnes, pression inférieure à la moyenne, température un peu au-dessus de zéro, humidité 85 à 100, la durée n'était que  $\frac{1}{2}$ .

*Résumé.* En comparant les conditions semblables de nos observations et en appliquant la théorie des ondes sphériques, résumée pour l'intensité des sons en fonction de la pression et de la vitesse<sup>4</sup>, on ne trouve pas de résultat concluant.

Dès le milieu de mars, il n'était plus possible de faire des observations un peu exactes ; les températures étaient trop élevées, les sons de trop courte durée et ne présentant pas assez de différence entre la nuit et le jour.

<sup>1</sup> Ce phénomène se constate aussi par les baigneurs à la surface du lac.

<sup>2</sup> Tyndall a prouvé l'existence des échos partiels et reconnu qu'une couche d'air mêlée de vapeurs de trois milles (4,8 kilomètres) d'épaisseur était capable d'étoffer le bruit des canons. Humboldt a trouvé que le bruit des cascades de l'Orénoque est trois fois plus fort la nuit que le jour, l'herbe et les rochers situés devant l'observateur ayant de jour une grande différence de température. *Variétés de physique* par J. Tyndall.

<sup>3</sup> Tyndall observa que le brouillard conduit bien le son mais avec des anomalies.

<sup>4</sup> Cours de physique générale, H. Ollivier, Paris, 1918, p. 132.

En résumé, nous remarquons que la nuit, par le beau temps, *la durée des sons considérés augmente avec la pression barométrique, diminue beaucoup quand la température s'élève et un peu lorsque l'humidité augmente*<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Sieveking et Behm (*Annalen der Phys.* (4) 15, p. 793, 1904) ont cherché l'influence de la pression de l'air sur l'intensité du son, dans un vase de 60 litres.

Pressions 300, 400 et 750 mm. Intensité 2025, 2500 et 2600. Ils n'ont pas pu déterminer une loi.