

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 17 (1944)
Heft: IV

Vereinsnachrichten: Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique
Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

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

Copyright 1944 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.

Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.

Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Compte-rendu de la séance de la Société Suisse de Physique

tenue à Langnau, le 6 mai 1944.

Président: Prof. Dr. H. KÖNIG (Berne), absent.

Vice-président: Prof. Dr. G. WENTZEL (Zurich).

Secrétaire: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne).

Partie administrative.

Les rapports de caisse et de la vérification des comptes sont lus et approuvés.

En remplacement du professeur K. ZUBER, l'assemblée désigne le professeur E. STAHEL comme second vérificateur des comptes.

Le professeur M. WEHRLI, délégué au service de renseignements et de presse, présente son rapport et se propose de restreindre son activité au minimum nécessaire.

Le professeur GRUNER, rédacteur des *Helv. Phys. Acta*, présente son rapport sur la Revue de la Société, qui contient d'excellentes communications scientifiques et prospère grâce à des subventions bienvenues.

La Société approuve la candidature des membres suivants:

a) Membres ordinaires: MM. PIERRE JEANGUENIN (Courtelary), FRITZ COESTER (Zurich), JEAN DREYFUS-GRAF (Genève), WILHELM SPINNLER (Bâle), HERMANN LOOSLI (Wallisellen), RENÉ MAEDER (Bâle), PETER BAERTSCHI (Zurich).

b) Membre collectif: Schweiz. Elektrotechniker Verein.

Compte tenu de la réinscription de M. H. HAUSMANN, la Société compte à ce jour 259 membres.

La prochaine séance aura lieu à Sils au sein de la Société Helvétique des Sciences Naturelles.

*Communications scientifiques.***Über eine Brückenschaltung für Relaxationsschwingungen**

von H. ZICKENDRAHT (Basel).

Beim Bau eines Gerätes, das unter Anwendung der klassischen „Blinkschaltung“ (GASSIOT 1862, HITTOFF 1879) die Nervenreizleitungsvorgänge im menschlichen Herzen durch ein elektrisch arbeitendes Modell nachbilden und veranschaulichen soll (VAN DER POL 1926), ergab sich die Notwendigkeit, zwei voneinander unabhängig arbeitende Blinkschaltungen (durch Widerstände hindurch aufgeladene Kondensatoren die sich periodisch über Glimmstrecken entladen) elektrisch zu koppeln. Hierbei entstand die Brückenschaltung Fig. 1, die wohl ohne weiteres verständlich sein dürfte.

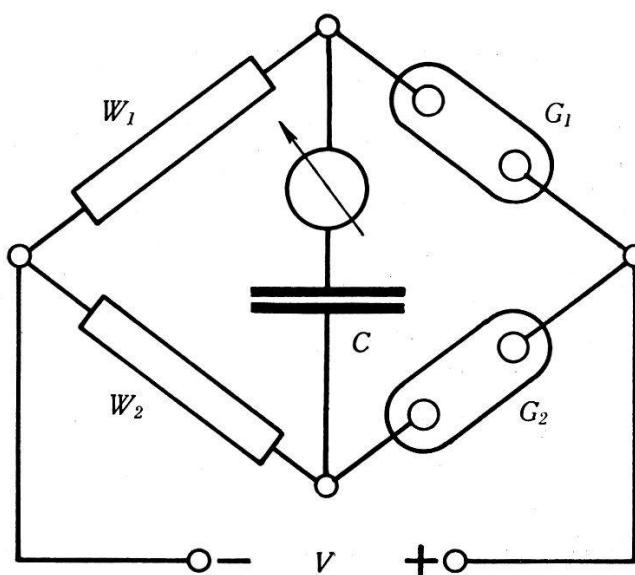


Fig. 1.

Legt man an die beiden Enden der Brückenschaltung einerseits eine hohe Gleichspannung (etwa 440 Volt) anderseits einen Kondensator (einige μF) an, so tritt meist einfacher Stromdurchgang durch den oberen und untern Zweig der Schaltung auf, wobei die beiden Glimmlampen G_1 und G_2 dauernd aufleuchten. Dieser Zustand bietet kein weiteres Interesse. Ergibt sich aber durch den Schaltstoss beim Anlegen der Batterie oder durch irgend eine andere Ursache eine kleine Asymmetrie im Stromverlauf durch beide Zweige, so beginnt die Anordnung im Gegentakt zu schwingen, wobei der Gleichstrom einmal den Weg $G_1 C W_2$, das andere Mal den Weg $G_2 C W_1$ nimmt. Der Kondensator C in der eigentlichen Brücke wird also periodisch alternierend geladen, es entstehen sehr regelmässige Relaxationsschwingungen, denen man je nach Wahl

der Konstanten W und C die verschiedensten Frequenzen geben kann. Die Kippschwingungen können so langsam gewählt werden, dass sie sich mit Demonstrationsgalvanometern bequem vorführen lassen. Ebensogut vermag man aber auch tonfrequente Relaxationsschwingungen zu erhalten.

Es wurden verschiedene Formen von Glimmlampen, aber auch *Gastrioden* (Thyratrons) in Anwendung gebracht. Die letzteren ergeben kräftige Schwingungen verhältnismässig hoher Spannungsamplituden. Beispiel: $C = 0,034 \mu\text{F}$. Kondensatorstrom bei der Frequenz 213 Hertz: 3,2 Milliampères; Wechselspannung über dem Kondensator 158 Volt eff.; Gleichspannung $V = 430$ Volt. Die *Kurvenformen* lassen sich bei geeigneter Disposition, über die später zusammenhängend berichtet werden soll, beeinflussen und es können nahezu geradlinige Dreiecksformen erhalten werden, ein Umstand, der die Geräte als Zeitablenkungsgenerator für Kathodenoszillographen oder für Television wertvoll erscheinen lässt.

Eine einfache mathematische Theorie erlaubt, die Strom- und Spannungsverhältnisse in der Brücke mit Glimmstrecken zu berechnen; ist nämlich W_g der momentane Widerstand der Gasstrecke zur Zeit t und V die angelegte Gleichspannung, so ist der den Kondensator in einer der beiden Richtungen durchfliessende Strom zur Zeit t gegeben durch die Gleichung:

$$i_1 = \frac{V[W_1 e^{\frac{t}{CW_1}} + W_2]}{W_1 e^{\frac{t}{CW_1}}[W_2 + W_g] + W_2 W_g}$$

Macht man W_1 und W_2 gleich, so erfolgen Kippschwingungen gleicher Halbperioden, variiert man das Verhältnis der beiden Widerstände W_1 und W_2 , so lassen sich die Dauern der beiden Halbperioden in weiten Grenzen verändern, wobei scharf linear begrenzte sog. „Sägezahnkurven“ erhalten werden können.

Etude rapide d'un galvanomètre

par A. JAQUEROD (Neuchâtel).

La méthode dont il s'agit permet, en un minimum de temps, de déterminer toutes les caractéristiques essentielles d'un galvanomètre quelconque; notamment la *résistance intérieure*, et pour un type à cadre mobile la *résistance critique*. Le circuit utilisé, le plus simple possible, comporte le galvanomètre shunté, une grande résistance R , une pile et une clé.

Soient G et S les résistances du galvanomètre et du shunt, R une résistance environ mille fois plus grande que G (ex. un mégohm); i et i_0 les courants dans G et R . La loi d'Ohm donne

$$i_0S = i(S+G) \quad \text{qu'on peut écrire} \quad \frac{1}{i} = \frac{1}{i_0} + \frac{G}{S} \frac{1}{i}.$$

Or i_0 est pratiquement constant; donc $\frac{1}{i}$ est fonction linéaire de $\frac{1}{S}$; i sera représenté en unités arbitraires par la déviation ϑ , i_0 par ϑ_0 . La droite est définie par deux points que l'on choisira aussi éloignés que possible; il sera préférable d'en déterminer plusieurs (proportionnalité de ϑ et i). Si α est le coefficient angulaire de la droite, on a:

$$\alpha = \frac{G}{i_0}; \quad \text{d'où} \quad G = i_0\alpha \quad \text{ou} \quad G = \vartheta_0\alpha.$$

La mesure de la f. e. m. E de la pile permettra de calculer en valeur absolue $i_0 = \frac{E}{R}$ et par suite la *constante statique*.

Pour déterminer la *résistance critique* on observera les oscillations du galvanomètre, la clé étant ouverte, pour divers shunts S (deux au minimum), et on calculera le décrément logarithmique Λ (Log. nat.).

Le couple de frottement global a un moment:

$$-\left(r_0 + \frac{K}{R_1}\right) \frac{d\Theta}{dt} = -r \frac{d\Theta}{dt},$$

r_0 dépendant du frottement visqueux de l'air et du frottement intérieur du fil de suspension; R_1 est la résistance $S+G$ et K une constante. En effet les courants induits sont en raison inverse de R_1 , et l'amortissement dû à ces courants leur est proportionnel.

On sait par la théorie classique du galvanomètre que

$$\Lambda = \frac{r}{2I} T$$

I étant le moment d'inertie du cadre et T la pseudopériode. Multiplions le second membre haut et bas par \mathfrak{T} , période sans amortissement:

$$\Lambda = \frac{\mathfrak{T}r}{2I} \frac{T}{\mathfrak{T}}; \quad \text{or} \quad \frac{T}{\mathfrak{T}} = \sqrt{1 + \frac{\Lambda^2}{4\pi^2}}.$$

donc

$$\frac{\Lambda}{\sqrt{1 + \frac{\Lambda^2}{4\pi^2}}} = \frac{\mathfrak{T}}{2I} r = \frac{\mathfrak{T}}{2I} \left(r_0 + \frac{K}{R_1}\right) = a + b \cdot \frac{1}{R_1}.$$

La grandeur

$$\frac{A}{\sqrt{1 + \frac{A^2}{4\pi^2}}}$$

est donc fonction linéaire de $1/R_1$ (v. fig. 1).

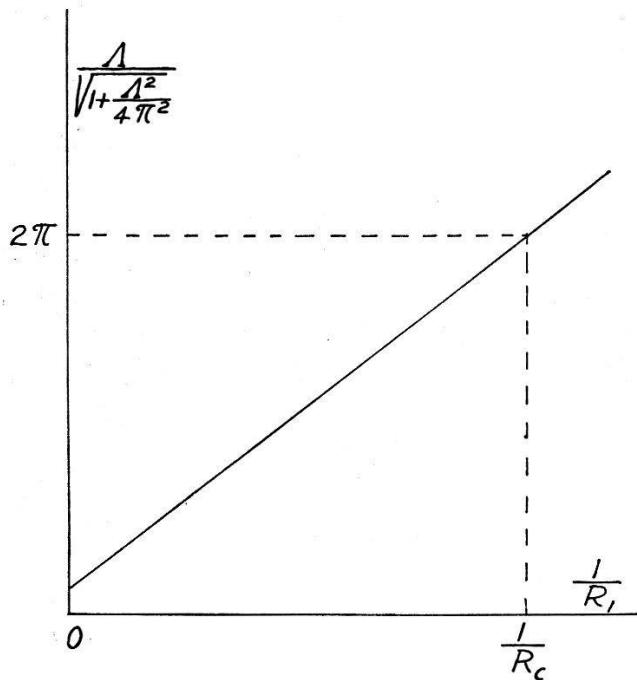


Fig. 1.

Si la résistance R_1 tend vers R_c , résistance critique totale, A tend vers l'infini et par suite

$$\frac{A}{\sqrt{1 + \frac{A^2}{4\pi^2}}}$$

tend vers 2π . On lira donc directement sur le graphique (fig. 1), ou on calculera, la valeur de $1/R_c$; comme on connaît G , le shunt critique sera déterminé.

On profitera enfin de l'observation des oscillations du galvanomètre pour déterminer au chronographe sa *période*, et cela avec un shunt infini, donc à circuit ouvert. Elle sera en général très voisin de \mathfrak{T} . La connaissance de la constante statique permettra alors de calculer la *constante balistique*, puisque le rapport de ces deux constantes est égal à $2\pi/\mathfrak{T}$.

En résumé l'observation d'un minimum de deux déviations statiques, de la f. e. m. de la pile, de deux décréments logarithmiques et d'une période d'oscillation — le tout ne prenant pas plus d'une heure — et en supposant connues les résistances utilisées,

permettra d'obtenir: la constante statique, la constante balistique, la résistance intérieure, la résistance critique d'un galvanomètre, et enfin le facteur de correction permettant de ramener les elongations balistiques pour une résistance extérieure quelconque à ce qu'elles seraient sans amortissement (à l'aide de la fig. 1).

Quelques observations supplémentaires de déviations statiques permettront de vérifier que ces déviations sont bien proportionnelles aux courants i .

Température d'ébullition et altitude

par A. JAQUEROD (Neuchâtel).

Lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère, la pression diminue suivant une courbe à courbure très prononcée, à peu près exponentielle. D'autre part la courbe des tensions de vapeur, de l'eau par exemple, donc la courbe exprimant la température d'ébullition en fonction de la pression, est également fortement incurvée. Or, chose

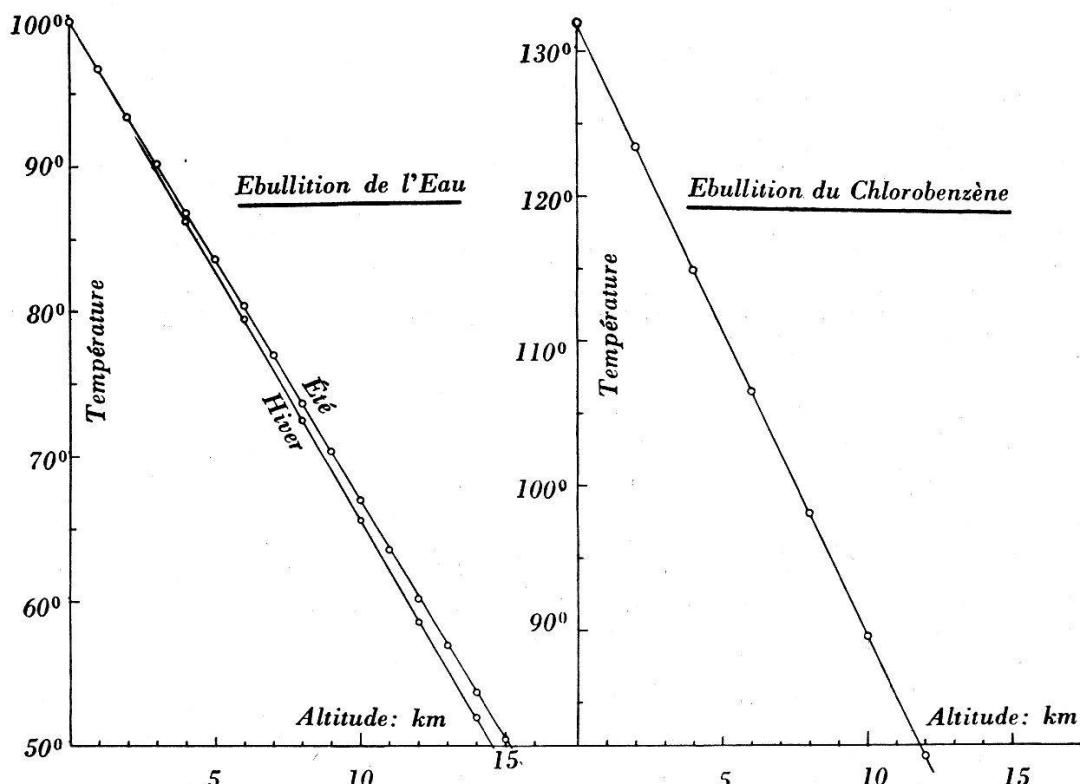


Fig. 2.

curieuse, si l'on porte sur un graphique la température d'ébullition en fonction de l'altitude — donc si l'on combine les deux courbes précédentes par élimination de la pression — *on obtient une droite* remarquablement réalisée (voir la fig. 2).

On n'entrevoit guère de ce fait assez surprenant d'interprétation théorique: il s'agit de deux phénomènes sans liaison appa-

rente. Par contre une interprétation empirique est par exemple celle-ci: Si on suppose l'atmosphère de composition et de température uniformes, la pression est représentée en fonction de h (altitude) rigoureusement par $\log p = \log p_0 - \alpha h$. En outre, et pour un faible intervalle de températures, le log. de la tension de vapeur est à peu près fonction linéaire de la température: $\log p = a + bt$. Par élimination de p on a bien: $t = A - Bh$.

Avec l'atmosphère isotherme, la droite n'est acceptable que jusqu'à 5—6 km. au plus. Ce qui est remarquable, c'est qu'en tenant compte de la décroissance de la température de l'air avec l'altitude (atmosphère réelle *moyenne*) la droite se poursuit jusqu'à la stratosphère (11—13 km.).

L'essai a été fait avec un autre liquide, le chlorobenzène, dont les tensions de vapeur sont bien établies, avec un résultat encore plus frappant (figure 2). Sauf pour l'altitude 0 les points sont en ligne droite à moins du dixième de degré près. L'éther donne un résultat moins bon, mais acceptable.

Le tableau ci-dessous donne quelques-unes des valeurs numériques qui ont été utilisées. La répartition des pressions en altitude est tirée des « Smithsonian physical tables », 7ème édition, et se rapporte à l'été.

Altitude km.	Pression mm.	Températ. Eau	d'ébullition C_6H_5Cl
0	760,0	100°	132,0
2	598,0	93,4	123,4
4	466,6	86,8	114,9
6	360,2	80,4	106,5
8	274,3	73,7	98,1
10	205,1	67,0	89,6
12	151,2	60,2	81,2
14	111,1	53,8	73,0

La relation linéaire apparaît immédiatement en faisant les différences dans les deux dernières colonnes (l'interpolation des températures d'ébullition n'a été faite qu'au dixième de degré).

La « loi » empirique dont il s'agit pourrait peut-être rendre des services.

1º Dans la région où elle est valable, on en tire immédiatement en effet une relation très simple entre les températures d'ébullition de deux liquides sous une même pression. Le premier liquide donne:

$t = t_0 - ah$ et le second: $t' = t_0' - a'h$, d'où par élimination de h :
 $t' = t_0' - a'/a (t_0 - t)$.

Il suffit donc de connaître deux températures d'ébullition d'un corps quelconque pour pourvoir calculer les autres par comparaison avec un liquide de référence.

2^o Il ne paraît pas impossible d'imaginer — et de construire — un petit ébullioscope facilement transportable et à lecture directe. Cet appareil servirait d'altimètre, pour les avions notamment, et présenterait sur les baromètres anéroïdes les avantages suivants:

Sa graduation serait équidistante en altitude; sa sensibilité serait donc constante alors que c'est loin d'être le cas pour les altimètres actuels.

Il ne présenterait pratiquement pas d'hystérosis ni de résidus élastiques qui sont si gênants avec les anéroïdes.

Il n'exigerait aucune compensation thermique, compensation toujours assez aléatoire chez les altimètres usuels.

Si l'appareil thermométrique était un couple, la lecture d'altitude se ferait directement sur un cadran, et l'enregistrement ne présenterait, semble-t-il, aucune difficulté. On pourrait donc utiliser la méthode dans le sondage de l'atmosphère par ballon ou radiosonde.

La question de la rapidité d'établissement de l'équilibre thermique resterait à étudier, elle ne serait certainement pas insoluble.

Das Bandenspektrum von Tellurdichlorid mit schwerem Chlor

von M. WEHRLI und W. SPINNLER (Basel).

Die Symmetrie mehratomiger, symmetrischer Moleküle wird durch die nicht total symmetrischen Schwingungen gestört. Es können deshalb Elektronen-Bandensysteme mehratomiger Moleküle mit wesentlicher Intensität auftreten, die ungestört verboten sind. Der einfachste Fall eines solch „verbotenen“ Systems scheint das im Sichtbaren liegende Absorptionsspektrum von TeCl_2 zu sein, das, wie kürzlich festgestellt worden ist¹⁾, sehr wahrscheinlich zu einem solchen „verbotenen“ Elektronenübergang gehört. Da die bisherigen Beobachtungen zu einer eindeutigen und ausführlichen Schwingungsanalyse nicht ausreichen, wurde unter Verwendung eines 6 m Konkavgitters das Spektrum von TeCl_2 mit von CLUSIUS

¹⁾ M. WEHRLI, H.P.A. **9**, 208, 1936; **11**, 339, 1938. — M. WEHRLI und N. GUTZWILLER, H.P.A. **14**, 307, 1941.

und DICKEL¹⁾ angereichertem schwerem Chlor Cl³⁷ untersucht. Das hat den Vorteil, dass man im Gegensatz zu gewöhnlichem Chlor auch die Isotopenaufspaltungen $\Delta\nu$ der schwachen Kanten erhält und dass man meistens sicher feststellen kann, ob es sich bei zwei nahen Kanten um einen Isotopeneffekt handelt oder nicht. Bei mehratomigen Chloriden beobachtet man dabei die grösste, mögliche Aufspaltung $\Delta\nu$, nämlich die zwischen dem leichtesten und dem schwersten isotopen Molekül, bei TeCl₂ zwischen TeCl³⁵ und TeCl³⁷, die doppelt so gross ist wie die zwischen TeCl³⁵ und TeCl³⁵Cl³⁷, die man mit gewöhnlichem Chlor erhält.

Die Hauptschwierigkeit bereitete die Herstellung einer genügenden Menge von „schwerem“ TeCl₂, da das Spektrum mit 5 cm Schichtdicke 150 mm Druck benötigt. HCl reagiert mit metallischem Tellur nicht. Zuerst musste deshalb aus der vorliegenden Probe, die 73% Cl³⁷ enthielt, ein Cl₂-Gasstrom hergestellt werden. Als beste Methode erwies sich die Elektrolyse einer wässrigen HCl-Lösung. Man kann dabei durch Strommessung die Verarmung an Cl-Ionen gut verfolgen und durch Spannungsänderung den Cl₂-Strom leicht regulieren.

Beobachtete Isotopenaufspaltungen $\Delta\lambda$ zwischen TeCl₂³⁷ und TeCl₂³⁵
und zugehörige Kanten ν von TeCl₂³⁵.

$\Delta\lambda$	ν	$\Delta\nu$	$\Delta\lambda$	ν	$\Delta\nu$	$\Delta\lambda$	ν	$\Delta\nu$
+ 10,0	15909,3	+ 23,3	- 3,3	17789,9	- 10,4	- 9,9	19072,1	- 35,9
+ 3,7	16159,0	+ 9,7	- 2,6	17840,1	- 8,3	- 11,1	19094,3	- 39,6
+ 6,9	16286,7	+ 18,3	- 3,1	17861,4	- 9,8	- 11,3	19202,2	- 40,9
+ 4,2	16409,6	+ 11,4	- 4,0	17973,5	- 12,9	- 11,7	19287,7	- 44,1
+ 4,9	16530,6	+ 13,4	- 6,4	18057,9	- 20,8	- 11,2	19371,8	- 41,9
+ 2,4	16665,7	+ 12,2	- 8,9	18163,6	- 29,4	- 11,1	19394,0	- 41,7
- 1,2	16789,9	- 3,3	- 7,1	18174,8	- 23,4	- 11,8	19501,1	- 44,8
+ 1,4	16907,2	+ 4,0	- 7,8	18366,5	- 26,7	- 13,4	19595,5	- 51,4
+ 0,5	17048,2	+ 1,5	- 7,7	18466,2	- 26,6	- 12,7	19675,3	- 49,0
+ 0,9	17210,8	+ 2,6	- 7,4	18481,2	- 25,2	- 13,0	19700,5	- 50,3
- 0,7	17361,1	- 9,1	- 8,4	18591,2	- 29,0	- 13,3	19802,0	- 52,1
- 1,6	17431,7	- 4,9	- 9,0	18675,9	- 31,3	- 14,3	19897,3	- 56,4
- 0,2	17474,9	- 0,6	- 8,8	18771,3	- 31,0	- 13,8	20097,7	- 55,6
- 3,0	17552,6	- 9,3	- 9,1	18787,9	- 32,1	- 15,9	20198,4	- 64,6
- 4,0	17677,6	- 12,5	- 10,2	18896,9	- 36,3	- 10,4	20473,5	- 43,5
- 4,3	17744,8	- 13,6	- 12,4	18982,3	- 41,0			

λ = Wellenlänge in AE. ν = Wellenzahlen von TeCl₂³⁵ in cm^{-1} .

¹⁾ Wir sind den Herren Proff. K. CLUSIUS, München, E. MIESCHER und Dr. K. WIELAND für die freundliche Überlassung des schweren Münchener-HCl zu herzlichem Danke verpflichtet.

Die Diskussion der beobachteten Isotopenaufspaltungen hat unter Berücksichtigung der Auswahlregeln zu folgenden Aussagen geführt: Die intensivsten Banden des Spektrums bilden ein Teilbandensystem mit längern, äquivalenten Termfolgen wie bei einem 2atomigen Molekül. Aus der Intensitätsverteilung ergeben sich im angeregten Zustande wesentlich grössere Gleichgewichtsabstände von Te und Cl, als im Grundzustande. Die zugehörigen Termdifferenzen entsprechen den totalsymmetrischen Schwingungen mit den Frequenzen $\omega'_s = 310$ im oberen und $\omega''_s = 380 \text{ cm}^{-1}$ im untern Zustand. Bezeichnet man die entsprechenden Quantenzahlen mit v'_s und v''_s , diejenigen der nicht totalsymmetrischen Valenzschwingungen mit v'_{as} und v''_{as} und diejenigen der Deformationsschwingungen mit v'_{δ} und v''_{δ} , so gehört das obige Teilsystem zu $\begin{bmatrix} v'_s & 1 & 0 \\ v''_s & 0 & 0 \end{bmatrix}$, d. h. $v'_{as} = 1$ und $v''_{as} = v'_{\delta} = v''_{\delta} = 0$. Damit wird bestätigt, dass das Spektrum zu einem „verbotenen“ Elektronensprung gehört. Denn bei einem erlaubten Übergang müsste das intensive Teilsystem zur Quantenzahlkombination $\begin{bmatrix} v'_s & 0 & 0 \\ v''_s & 0 & 0 \end{bmatrix}$ gehören, was den experimentellen Aufspaltungen $\Delta\nu$ widerspricht.

Die übrigen, schwächeren Banden haben die Quantenzahlen $\begin{bmatrix} v'_s & 1 & v'_{\delta} \\ v''_s & 0 & v''_{\delta} \end{bmatrix}$, wobei der Sprung $|v''_{\delta} - v'_{\delta}|$ nach den Auswahlregeln stets geradzahlig ist. Die Frequenzen der Deformationsschwingungen werden $\omega'_{\delta} = 58$ und $\omega''_{\delta} = 71 \text{ cm}^{-1}$. Da die Zunahme der Aufspaltungen $\Delta\nu$ mit ν nicht genau einem linearen Molekül entspricht, muss dieses mindestens im angeregten Zustande gewinkelt sein. Unabhängig von der Grösse des Valenzwinkels ergibt sich das Produkt aus elastischer Zugkonstante und elastischer Biegungskonstante der TeCl-Bindung im angeregten Zustande zu $2,2 \cdot 10^8 \text{ Dyn}^2/\text{cm}^2$ und im Grundzustande zu $4,9 \cdot 10^8 \text{ Dyn}^2/\text{cm}^2$. Für das ähnliche Sublimatmolekül HgCl₂ sind diese Grössen $2,1$ und $5,9 \cdot 10^8 \text{ Dyn}^2/\text{cm}^2$. Die ausführliche Arbeit wird in dieser Zeitschrift erscheinen.

Analyse dimensionnelle et analyse géométrique ou algébrique; les caractères d'une grandeur physique

par ANDRÉ MERCIER (Berne).

On peut obtenir des indications d'ordre physique par de simples considérations sur les dimensions (période d'un pendule, résistance d'une aile d'avion, etc.).

Dans une équation entre nombres complexes de la forme $a + ib$, on identifie les parties réelles et imaginaires. Si $a + ib$

représente une grandeur physique, les dimensions de a ne sont pas nécessairement les mêmes que celles de b .

Si \vec{r} désigne un vecteur de position, les produits

$$\vec{r} \cdot \vec{r} \text{ et } \vec{r} \times \vec{r}$$

ont mêmes dimensions (L^2), mais un caractère géométrique différent, donc une nature physique différente.

Il ne suffit donc pas de vérifier l'homogénéité des *dimensions* d'une formule physique, il faut aussi en vérifier l'homogénéité *géométrique* (scalaires, vecteurs, tenseurs . . .). Tout comme la considération des dimensions donne des indications, celle du caractère géométrique peut en fournir aussi. Ainsi, si l'on veut savoir quelles sont celles des grandeurs électrodynamiques qui sont parfaitement *réversibles* lors du renversement du signe du temps, on en examinera le caractère tensoriel d'espace-temps et en déduira sans autre calcul p. ex. que le potentiel vecteur et le champ magnétique sont anti-réversibles (changent de signe) alors que le potentiel scalaire ou le champ électrique est réversible.

Une manière parallèle d'envisager cet état de choses consiste à considérer le caractère *algébrique* des grandeurs physiques. Il est par exemple très commode d'employer les nombres de Clifford dans des problèmes où l'on doit tenir compte de la théorie de la relativité restreinte. Ce sont là des nombres hypercomplexes qui généralisent ceux de la forme $a + ib$. Dans $a + ib$, a et ib ont un caractère algébrique différent. De même, les éléments d'un nombre hypercomplexe sont algébriquement inhomogènes. Une identification dans une équation hypercomplexe, ou toute méthode basée sur l'examen du caractère hypercomplexe ou algébrique peut fournir rapidement des indications assez précises. Ainsi, à l'exemple de JUVET et SCHIDLORF, on peut établir des théorèmes très généraux d'intégration partielle du type de ceux de GAUSS, OSTROGRADSKY, STOKES ; on peut aussi obtenir des renseignements d'ordre physique, par exemple pour les seize grandeurs attachées par L. DE BROGLIE à l'électron de Dirac. Ainsi, on peut dire sans calcul lesquelles de ces 16 grandeurs sont parfaitement réversibles ou anti-réversibles vis-à-vis d'un renversement du signe du temps ; on retombe sur le classement de WATANABE. La même méthode permet de montrer qu'il ne serait pas naturel de chercher à attribuer à l'électron de Dirac un courant magnétique. Il n'y a en effet aucune place pour cela dans le tableau hypercomplexe des 16 grandeurs de L. DE BROGLIE. Cela n'exclut pas qu'il existe des pôles magnétiques indépendants (Dirac)¹.

Le caractère géométrique et le caractère algébrique sont apparentés par l'intermédiaire de la représentation matricielle ou de la théorie des transformations.

La question de ces caractères est fondamentale en physique. Son examen est, du point de vue didactique, tout aussi important que celui de l'homogénéité dimensionnelle. On a tort de le négliger dans l'enseignement, non seulement parce qu'il ressortit à une question fondamentale, mais aussi parce qu'il aide à comprendre ce qu'on a trop souvent traité d'abstrait ou de mathématiquement inaccessible à celui qui n'a pas de talent théorique particulier. Ces choses traitées d'inaccessibles (tenseurs, fonctions d'onde, matrices, spineurs, opérateurs, etc.) ne sont en réalité pas aussi abstruses qu'on le dit souvent, et l'expérience nous a montré que la méthode didactique proposée, à savoir l'étude du caractère complet des grandeurs physiques, a du succès.

Par caractère complet, il faut entendre les quatre caractères suivants, que nous classons de deux manières :

1^o Ordre historique (but proposé d'emblée)	{ caractère numérique caractère dimensionnel caractère géométrique ou algébrique caractère opératorial.
--	--

Nous considérons ici, en plus des caractères relevés plus haut, le caractère *numérique* évident qu'on a reconnu en tout premier lieu et qui ressort du but proposé d'emblée dans la recherche physique, la *mesure*, — ainsi que le caractère *opératorial*, qui est le plus fondamental de tous et que voici classé austrement :

2^o Ordre déductif (but atteint à la fin)	{ caractère opératorial (distinction entre états et observables. Opérateurs linéaires, hermitiens. Différentiateurs, ∇ , Δ , etc.). caractère géométrique ou algébrique caractère dimensionnel caractère numérique (définition de la mesure, valeurs propres ou moyennes, choix des unités).
--	---

¹⁾ A ce propos, remarquons que le rapport du magnéton de Bohr à l'atome de magnétisme (pôle magnétique élémentaire) de DIRAC est égal au rayon classique de l'électron. On peut s'attendre à ce résultat en vertu d'un *principe* de la théorie des dimensions (BRIDGMANN), selon lequel les facteurs numériques qui figurent dans les équations de dimensions sont de l'ordre de l'unité.

Suivant l'ordre déductif, on peut par exemple établir l'équation de SCHRÖDINGER d'une manière que nous tenons pour plus simple et dont le sens profond nous paraît plus compréhensible qu'en suivant l'ordre historique plein d'embuches et de constructions apparemment arbitraires.

Liaisons quasi-optiques: Modèles d'ellipsoïdes et d'antennes spatiales, avec résultats expérimentaux

par JEAN DREYFUS-GRAF (Genève et Berne).

Une liaison est donnée entre un dipôle émetteur 1, rayonnant la puissance N (Watt), et un récepteur 2, situé à la distance d (m) de 1, dans son plan équatorial. Le front de l'onde est sphérique. Dans le cas où le milieu est assimilable à un espace vide et infini (Fig. 1), selon Maxwell-Hertz, le champ électrique effectif engendré par 1, au lieu de 2, est

$$V = 9,5 \cdot \frac{\sqrt{N}}{d} \text{ (volt/m)} \quad (1)$$

On cherche à déterminer par une méthode approximative, mais accessible à la compréhension visuelle, le champ E quand un écran donné perturbe la liaison, d restant constant. À cet effet, la forme abstraite du calcul intégral sera remplacée par des opérations sur des modèles géométriques, concrétisant certains caractères physiques.

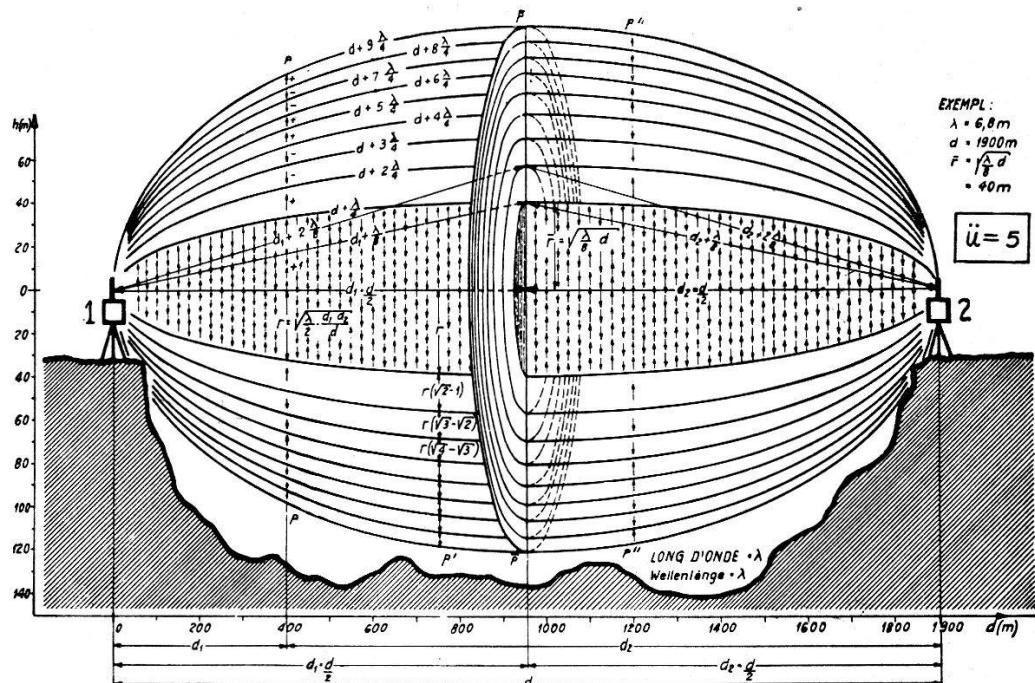


Fig. 1. Ellipsoïde de liaison. Exemple, avec surélévation $\ddot{u} = 5$.

1. «*Ellipsoïde de liaison*» (*dans un espace vide, infini*). Au lieu de considérer, comme Fresnel, la résultante des émetteurs secondaires de Huygens situés sur une demi-sphère finie, on prend la résultante de ceux qui se trouvent dans un plan infini, normal à l'axe de liaison 1—2, à la distance d_1 de 1, et $d_2 = (d - d_1)$ de 2. Le lieu géométrique des points du plan, dont la somme des distances de 1 et de 2 est $d + n \cdot \lambda/4$ (où λ = longueur d'onde et $n = 1, 2, 3 \dots$), est un « cercle-quart-d'onde » d'ordre n , dont le rayon est $r_n = \sqrt{n} \cdot r_1$. La résultante de tous les «anneaux-quart-d'onde», de largeurs $(r_{n+1} - r_n) = r_n = r_1(\sqrt{n+1} - \sqrt{n})$ est nulle. La résultante de tous les émetteurs de Huygens du plan infini se réduit donc à ceux du «disque de liaison», de rayon

$$\left. \begin{aligned} r_1 \equiv r &= \sqrt{\frac{\lambda}{2} \frac{d_1 d_2}{d}}; \quad d_1 \text{ et } d_2 > 2\lambda; \\ \text{si } d_1 = d_2 = d/2: \bar{r} &= \sqrt{\frac{\lambda}{8} d} = \text{rayon médian} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Ce disque correspond à la première demi-zône de FRESNEL. La preuve rigoureuse de ce résultat a été établie par KIRCHHOFF. L'enveloppe de tous les disques de liaison, quand on fait varier d_1 entre 0 et d , est «l'ellipsoïde de liaison», qui est en quelque sorte le modèle de la liaison dans un vide infini, puisqu'il contient l'ensemble des émetteurs de HUYGENS dont la résultante est identique à celle de l'espace infini. (Grand-axe = $d + \lambda/4$; demi-petit-axe = rayon médian = \bar{r}). Au voisinage de 1 ou de 2 (d_1 ou $d_2 \leq d/10$), il dégénère en le «paraboloïde de liaison», de rayon $r = \sqrt{\frac{\lambda}{8} d_2}$, indépendant de la distance d , pour $d_2 \leq d/10$, par exemple.

2. «*Ecrans de liaison*». Un écran de liaison est une surface «opaque» dont les dimensions sont au moins comparables au rayon r , selon (2), d'un disque lésé par lui. Il est dit «absorbant» ou «réflecteur», selon que la résultante, au récepteur, des ondes réfléchies par lui est pratiquement nulle ou différente de zéro. Un «mur», respectivement un «miroir», est un écran de liaison assimilable à un demi-plan perpendiculaire à l'axe 1—2, respectivement à un plan parallèle à cet axe.

3. *Facteur de mur absorbant*. Le plan critique contient la crête du mur et est normal à l'axe 1—2. En l'absence du mur, il contiendrait le disque de liaison de rayon r , selon (2). Mais la présence du mur rend celui-ci fictif, de même que tout l'ellipsoïde de liaison. La crête du mur passe à la hauteur positive $| + h | = h_+$ ou négative

tive $-h = h_-$, par rapport à l'axe 1—2. Pour d_1 et $d_2 > 2h_-$, les distances de la crête du mur à 1 et à 2 sont environ égales à leurs projections sur l'axe 1—2, $d_{13} \simeq d_1$, $d_{32} \simeq d_2$. La hauteur relative du mur est $h/r = \sqrt{n}$.

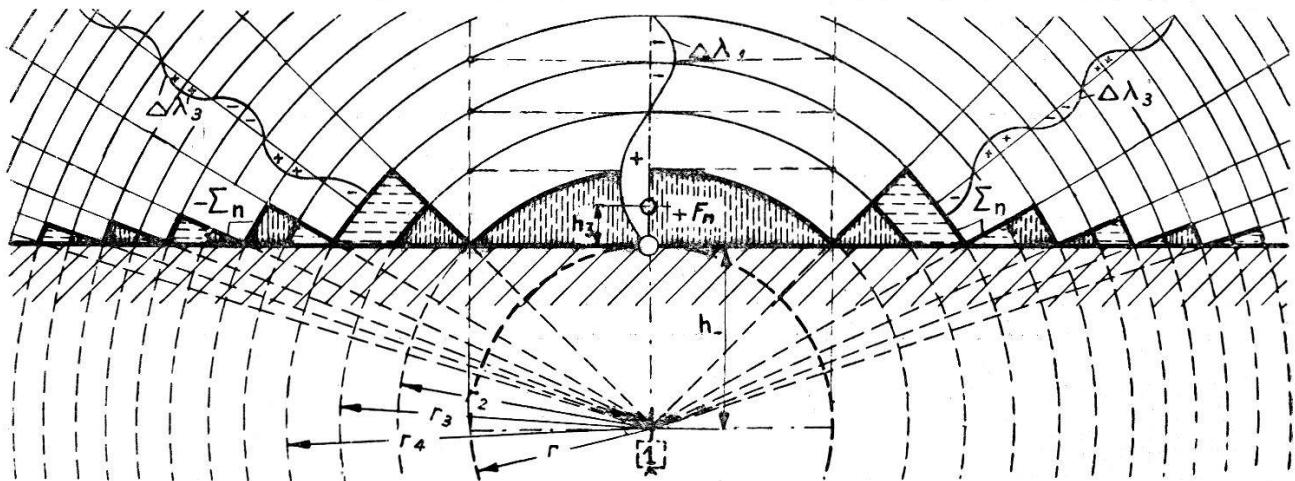


Fig. 2. Plan critique, segment d'anneau-quart-d'onde, antennes spatiales.

a) *Hauteur négative* (récepteur dans l'ombre géométrique). Le facteur de mur, ou champ relatif, S_-/V est concrétisé, en première approximation, par le rapport de la surface F_n du segment du premier anneau-quart-d'onde, émergeant au-dessus du mur, à la surface πr^2 du disque de liaison fictif.

$$\frac{F_n}{\pi r^2} = \frac{n+1}{\pi} \left(\arcsin \frac{1}{\sqrt{n+1}} - \frac{\sqrt{n}}{n+1} \right); \quad n = \left(\frac{h_-}{r} \right)^2; \quad d > 4h_-.$$

Cette approximation correspond assez exactement à la loi de diffraction résultant des intégrales de FRESNEL ou de la spirale de CORNU. Mais notre modèle, en respectant la sphéricité du front d'onde, fait apparaître de chaque côté du segment F_n une succession infinie de petites surfaces, dont la résultante est différente de zéro. Son expression approximative est une série semi-convergente

$$2 \Sigma_n \simeq r^2 \sum_{p=1}^{p=\infty} \frac{1}{2(n+2p-1)} \sqrt{\frac{n}{2p}} \cdot (-1)^{p+1}$$

Sa sommation jusqu'au dixième terme donne environ $-2\Sigma_n \simeq 0,25 \cdot F_n$. Donc le facteur de mur, conforme à notre modèle, devient

$$\frac{S_-}{V} = 0,75 \cdot \frac{F_n}{\pi r^2} \cdot K_d; \quad K_d = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2h_-}{d}\right)^2}} \simeq 1 \text{ pour } d > 4h_-$$

b) *Hauteur positive ou négative.* Le facteur du mur absorbant peut être exprimé par 3 formules très simples, valables dans certaines limites :

$$\left. \begin{aligned} \infty > h_- > 0,7 \cdot r : & -0,7 \cdot r < h < +1,3 \cdot r : \\ \frac{S_-}{V} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{r}{h_-} \cdot K_d & \frac{S}{V} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{h}{r} \\ 1,3 \cdot r < h_+ < \infty : & \\ \frac{S_+}{V} = 1 + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{r}{h_+} \cos \left(\frac{\pi}{2} \frac{h_+^2}{r^2} \right) \simeq 1 & \end{aligned} \right\} (3)$$

où $r = \sqrt{\frac{\lambda d_1 d_2}{2}} \cdot K_r$; $K_r = \sqrt{1 + \left(\frac{h_-}{d}\right)^2} \simeq 1$ pour $d > 4 h_-$

Un mur de hauteur totale H , et de largeur $2 \cdot B$, est encore assimilable à un demi-plan (infini) si $B > H > 10 h_- > 10 r$. Le rayon r du disque fictif est donné par (2), mais doit être corrigé par le coefficient K_r lorsque $4 h_- > d$.

4. « *Antennes spatiales* ». Le segment F_n peut être considéré comme un réseau de dipôles virtuels (longueur $\lambda/2$), dirigé à la fois sur l'émetteur 1 sur le récepteur 2. C'est un relais virtuel que nous nommerons « antennes spatiales ». Au centre de gravité de $0,75 \cdot F_n$, on peut imaginer une « antenne spatiale de diffraction » unique 3. Sa hauteur moyenne au-dessus de la crête du mur est

$$h_3 = 0,4 \cdot r (\sqrt{n+1} - \sqrt{n}); \quad n = \left(\frac{h_-}{r} \right)^2; \quad \frac{h_-}{r} > 1 : h_3 \simeq \frac{r^2}{5 h_-}. \quad (4)$$

Le modèle de la liaison diffractée par un mur est une chaîne de deux « ellipsoïdes de diffraction » (Fig. 3), d'axes 1—3 et 3—2. Leurs rayons médiens respectifs sont

$$\bar{r}_{13} = \sqrt{\frac{\lambda}{8} d_{13}}; \quad \bar{r}_{32} = \sqrt{\frac{\lambda}{8} d_{32}}; \\ d_{13} \simeq d_1, \quad d_{32} \simeq d_2 \text{ pour } d_1 \text{ et } d_2 > 2 h_-.$$

5. *Facteur de deux murs absorbants.* Supposons que l'ellipsoïde d'axe 1—3 soit lesé à son tour par un deuxième mur absorbant (Fig. 3), de hauteur h_-' au-dessus de l'axe 1—2, où $\frac{h_-'}{r'} \ll \frac{h_-}{r}$, et

de hauteur h_{13} par rapport à l'axe 1—3, à la distance d_{14} de 1, et d_{43} de 3. Il en résulte un deuxième facteur de mur absorbant

$$\frac{S_{13}}{V_{13}} = f \left(\frac{h_{13}}{r_{13}} \right), \text{ selon (3), où } r_{13} = \sqrt{\frac{\lambda}{2} \frac{d_{14} \cdot d_{43}}{d_{13}}}.$$

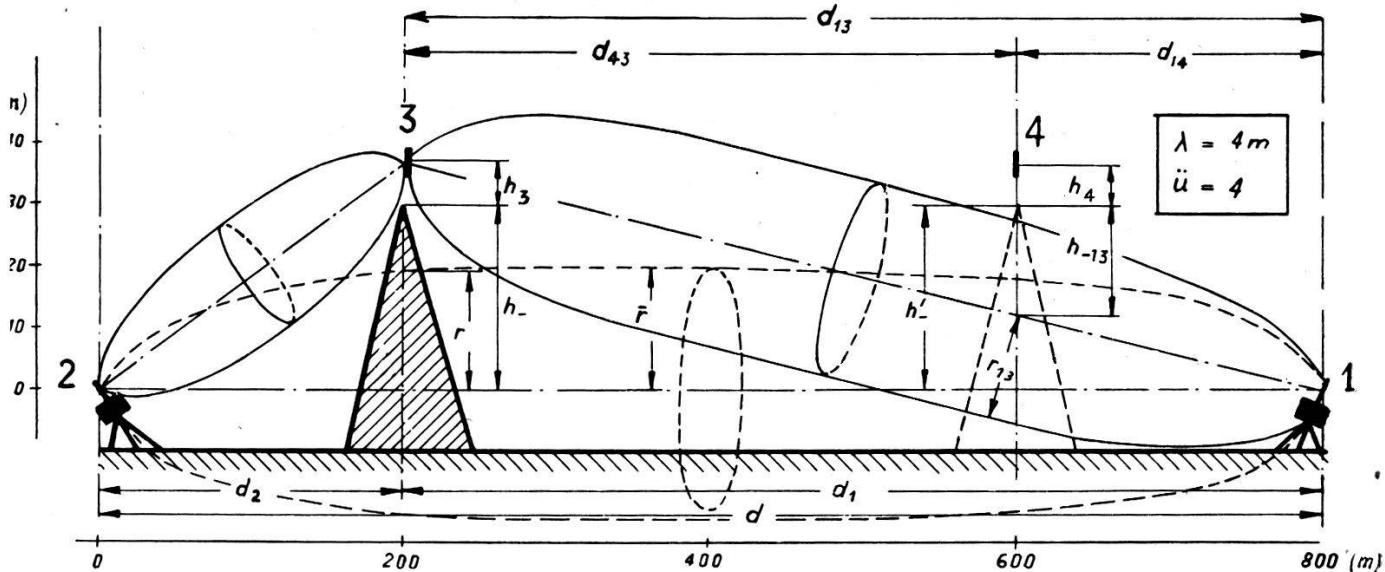


Fig. 3. Chaîne de deux ellipsoïdes de diffraction.

La réaction de S_{13}/V_{13} sur S_-/V est négligeable pratiquement, tant que $\frac{h_-'}{r'} \ll \frac{h_-}{r}$. On commencera donc toujours par le mur dont la hauteur relative (négative) est la plus grande. Le facteur de deux murs absorbants est

$$\left(\frac{S_-}{V} \right)_{II} = \frac{S_-}{V} \cdot \frac{S_{13}}{V_{13}}.$$

6. *Coefficient de mur conducteur.* ($\epsilon = 1; \sigma = \infty$). Tant que $h_3 \ll \lambda/4$, l'antenne de diffraction se comporte comme un réseau directif, indépendant de son support. Par contre, quand $h_3 < \lambda/4$, sa réflexion par la crête d'un mur conducteur, par exemple, n'est pas négligeable. Le facteur de mur conducteur est $\left(\frac{S_-}{V} \right)_C = C \cdot \frac{S_-}{V}$ où C est un coefficient de correction.

a) *Polarisation perpendiculaire.* (Vecteur électrique \perp à la crête du mur). L'antenne de diffraction semble prolongée par son image, et $C_\perp = \frac{\lambda}{4h_3}; 0 < h_3 < \lambda/4$; C_\perp correspond à la formule de RÜDENBERG, où $\sqrt{N'} = 40 \cdot h'/\lambda$.

*

b) *Polarisation parallèle.* L'antenne de diffraction semble pourvue d'un réflecteur mal orienté:

$$C_{\parallel} = \sqrt{2} \cdot \sin \left(2 \pi \cdot \frac{h_3}{\lambda} \right); \quad 0 < h_3 < 3/8 \lambda.$$

7. *Autres facteurs d'écran.* Si des ellipsoïdes de liaison ou de diffraction sont lésés par des miroirs, ou même s'ils s'en rapprochent seulement, ils semblent accompagnés par des ellipsoïdes-image, affectés d'un coefficient de réflexion variable. On peut considérer quatre cas-types, selon que le miroir est conducteur ($\epsilon = 1; \sigma = \infty$) ou isolant ($\epsilon = 80; \sigma = 0$) et que la polarisation est perpendiculaire ou parallèle. Les cas intermédiaires peuvent en être déduits. Si les écrans ont des formes compliquées, on cherchera à les assimiler graphiquement à des murs ou à des miroirs, ou à des prismes reconstituables graduellement par des éléments de murs ou de miroirs, le facteur d'écran E/V étant le produit des facteurs d'éléments constitutifs, mais la réaction des uns sur les autres n'est alors pas toujours négligeable. Une surface « lisse » du globe terrestre pourra souvent être assimilée à un prisme triangulaire isocèle. La réfraction par la troposphère a pour effet d'incurver les axes d'ellipsoïdes. On pourra en tenir compte en réduisant d'autant les hauteurs relatives (négatives).

8. *Résultats expérimentaux.* Grâce à la complaisance des Directeurs du Bureau fédéral des Poids et Mesures, Berne, MM. BUCHMÜLLER et Prof. KÖNIG, les modèles esquissés ci-dessus ont pu être contrôlés partiellement par l'expérience. L'émetteur était un « turbator » de MM. BROWN, BOVERI & CIE, Baden, le récepteur, un détecteur agissant sur un galvanomètre, et les antennes à 16 dipôles. La longueur d'onde de 12 cm a permis d'obtenir en laboratoire des effets de diffraction par des murs en anticorodal 2 mm., de l'ordre du mètre carré. La précision des mesures de champ et de longueurs était de l'ordre de $\pm 5\%$. Dans ces limites, le facteur de mur et de deux murs, ainsi que les coefficients de murs conducteurs ont été confirmés. Il semble que les modèles d'ellipsoïdes et d'antennes spatiales concrétisent les caractères physique essentiels de liaisons quasi-optiques. Ils paraissent aussi applicables à d'autres ondes, en principe.

Note: Les paragraphes 6 et 7 n'ont pas été exposés à la séance du 6 mai 1944. Les figures montrées pendant cette séance ne peuvent pas être reproduites ici et devront faire l'objet d'autres publications.

Durch Kernphotoeffekt an Cer und Neodym erhaltene neue Aktivitäten

von O. HUBER, O. LIENHARD und H. WÄFFLER (Zürich).

Durch Bestrahlung von *Cer* in Form von Cerosulfid mit der Li-Gammastrahlung von 17 MeV Quantenenergie erhielten wir eine Aktivität mit einer Halbwertszeit von $T = 1,1 \pm 0,1$ min. Durch einen (γ, n) -Prozess entstanden, ist diese Periode entweder Ce¹³⁹ oder Ce¹⁴¹ zuzuschreiben. Eine 2,1 min.-Positronenaktivität, die POOL und QUILL¹⁾ durch $(n, 2n)$ -Prozess an Cer (Bestrahlung von Ceroxyd) erhalten haben und dem Ce¹³⁹ zuschreiben, konnte nicht gefunden werden.

An *Neodym* wurde durch die Li-Gammastrahlung eine $1,6 \pm 0,3$ h-Aktivität induziert. Die Bestrahlung des gleichen Neodympräparates (Neodymnitrat) mit einer Ra + Be-Neutronenquelle von 69 mC Ra-Äquiv. ergab zwei Aktivitäten mit Halbwertszeiten von $T = 62 \pm 5$ min und $T \sim 35$ h. Die 62 min-Aktivität wird bei Verlangsamung der Neutronen in Paraffin und sonst gleicher geometrischer Anordnung von Neutronenquelle und Präparat um einen Faktor 8 verstärkt. Der Verstärkungsfaktor der 35 h-Aktivität konnte bis jetzt noch nicht bestimmt werden. Die 1,6 h-Aktivität wurde bei Bestrahlung mit Neutronen nicht gefunden. Diese durch die Gammastrahlung induzierte Aktivität ist deshalb wahrscheinlich aus dem leichtesten Nd-Isotop entstanden, und wäre somit dem Nd¹⁴¹ zuzuschreiben.

Die ausführliche Arbeit wird in den H.P.A. erscheinen.

¹⁾ M. L. POOL und L. L. QUILL: Phys. Rev. **53** (1938), 437.