

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 9 (1936)
Heft: VIII

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

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: 22.02.2026

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Solothurn, am 29. August 1936.

Präsident: Prof. Dr. F. TANK (Zürich).

Vizepräsident: Prof. Dr. M. WEHRLI (Basel).

Sekretär: Priv.-Doz. Dr. R. SÄNGER (Zürich).

Geschäftlicher Teil:

In die S.P.G. ist als neues Mitglied aufgenommen worden:

Herr G. Joyet, dipl. ing. (Lausanne).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 211 Mitglieder.

Die Frühjahrstagung 1937 der S.P.G. findet voraussichtlich in Liestal statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Über magnetische Stabilität

von R. GOLDSCHMIDT (Lausanne).

Mitteilung aus dem Laboratorium der S.A. des Câbleries et
Tréfileries, Cossonay-Gare.

Die in Fernmeldeanlagen insbesondere zur induktiven Belastung von Kabeln benutzten Spulen müssen eine grosse Konstanz ihrer elektrischen Werte aufweisen, da sonst die mit Verstärkern betriebene Leitung zur Selbsterregung neigen und somit unstabil sein würde. So ist es wichtig, dass die ferromagnetischen Kerne dieser Spulen stabil in ihren Eigenschaften bei schwachen Feldern sind, auch dann, wenn in der Spule kurzzeitig Ströme grosser Amplitude auftreten.

Die Frage der Stabilität der Permeabilität bei schwachen Feldern führt also zu der Frage, wie sich überhaupt die Permeabilität in Abhängigkeit von der Magnetisierung verhält. Der Magnetisierungsvorgang stellt sich nach den neueren Vorstellungen so dar, dass die durch Austauschkräfte im Kristallgitter zu einem spontan magnetisierten Elementargebiet gebundenen Elektronenspäne sich in bestimmten Winkeln zu den Achsen des Einkristalls einstellen und dass sich ferner im Polykristall die Kristallite mit

*

ihren Achsen gleichmässig auf alle Richtungen des Raums verteilen. Die Richtungen der spontanen Magnetisierung werden dann noch durch die im Material vorhandenen Spannungen beeinflusst, wobei diese Spannungen durch die Art des Erstarrungsvorganges der Schmelze sowie durch die Volumenänderung der spontan magnetisierten Bezirke bedingt werden.

Die Kristallsymmetrie des Gitters bedingt nun, dass bei einem magnetisierten und dann wieder entmagnetisierten Material die Anordnung der spontan magnetisierten Bezirke nicht die gleiche ist wie im Ausgangszustand, da das entmagnetisierende Feld eine Richtung im Raum bevorzugt. So ergibt sich denn auch, dass die Permeabilität bei schwachen Feldern nach dem Entmagnetisieren eine andere ist als im Ausgangszustand.

Nun hat GANS experimentell einen Zusammenhang zwischen Magnetisierung und reversibler Permeabilität gefunden und zwar ergibt sich eine einfache für alle magnetischen Körper gültige Beziehung. Diese Beziehung lässt sich aus der Kurve von Langevin (Magnetisierung paramagnetischer Gase) ableiten. Die Langevin'sche Beziehung ist ja von Weiss unter Einführung eines zwischen den Atomen wirksamen Molekularfeldes mit Erfolg zur Erklärung des Verhaltens der ferromagnetischen Substanzen angewandt worden. In letzter Zeit ist dann eine andere Beziehung (zwei statt unendlich vieler Freiheitsgrade für die Magnetvektoren) entwickelt worden, die den Zusammenhang zwischen Temperatur und Sättigung noch besser beschreibt. Eine Übertragung dieser Beziehung auf die Verhältnisse bei schwachen Feldern ergibt jedoch kein mit der Erfahrung besser übereinstimmendes Resultat.

Im Laboratorium der S. A. des Câbleries & Tréfileries, Cossonay-Gare, sind nun Messungen an zwei speziellen magnetischen Legierungen ausgeführt worden. Die eine der Legierungen war weitgehendst homogenisiert ($\mu_0 \sim 8000$), während die andere so verspannt war, dass die Gebiete der spontanen Magnetisierung senkrecht zur Richtung des äusseren Feldes lagen ($\mu_0 \sim 80$). Die Untersuchung des Verlaufs der Permeabilität in Abhängigkeit von der Magnetisierung zeigt, dass die beiden Materialien sich stark verschieden verhalten. Dies gilt auch für den Zusammenhang zwischen Permeabilität und Hystereseverlusten bei schwachen Feldern. Stabil (etwa $-0,4\%$ Änderung der Permeabilität) ist nur das harte Material. Es wird Aufgabe der Technik sein, auch die hochpermeablen Materialien stabil, also Einkristalle ähnlich zu entwickeln.

Observations sur la susceptibilité initiale en présence d'aimantation transversale

par A. PERRIER et H. FAVEZ (Lausanne).

Sommaire. — Travail expérimental tiré d'une suite de recherches dont le but général est la connaissance des diverses énergies des couplages réticulaires et mutuels de l'aimantation spontanée dans les groupements élémentaires des milieux ferromagnétiques. — Rappel de la signification, d'après l'un des auteurs, de données sur l'aimantation par champs très faibles en présence d'aimantations rémanentes normales à la direction de mesure.

Particularités de la technique des mesures, lesquelles exigent la commande indépendante de champs rectangulaires et l'élimination attentive d'effets démagnétisants.

Résultats obtenus sur de l'acier doux. — Dans l'un des modes de fixation des états de départ, la susceptibilité est notablement *supérieure* en présence d'aimantation à ce qu'elle est dans le corps désaimanté. — Nouveau cas de discontinuité simultanée des paramètres initiaux, la susceptibilité demeurant continue. — Aimantation transversale et champs transversal ont des effets *inverses*; limites de prépondérance du premier facteur; un paradoxe apparent. — Sauf dans un cas qui doit être élucidé sur d'autres corps, la part *réversible* de l'aimantation initiale est *élevée* par la rémanence, la part *irréversible abaissée*. — Si ces propriétés nouvelles s'observent généralement, elles fourniront la preuve de l'existence simultanée de couplages *mutuels* spontanés élastiques et magnétiques. — Projection de clichés.

Voir exposé détaillé, H.P.A. v. IX. (1936), fascicule dédié au Professeur C. E. GUYE, p. 563.

Über ein diffuses Bandensystem des SeCl_2 -Moleküls

von M. WEHRLI (Basel).

Vor einiger Zeit ist über ein im Sichtbaren gelegenes Absorptionsspektrum des SeBr_2 -Moleküls berichtet worden¹⁾. Dieses besteht aus 8 diffusen Banden. Eine Entscheidung, ob es sich dabei um ein Fluktuationsspektrum oder um ein diskretes Bandenspektrum mit starker Prädissoziation des angeregten Zustandes handelt, konnte nicht erreicht werden. Es schien deshalb wünschenswert, auch das Spektrum des SeCl_2 -Dampfes zu untersuchen. Bei den Selenhalogeniden sind chemisch keine drei-

¹⁾ M. WEHRLI, Helv. Phys. Acta **9**, 329, 1936.

atomaren Substanzen bekannt. Nach YOST und KIRCHER¹⁾ besteht jedoch der Dampf über SeCl_4 aus SeCl_2 - und Cl_2 -Molekülen. In Analogie mit Se_2Br_2 ist zu erwarten, dass der Dampf über Se_2Cl_2 lediglich aus SeCl_2 -Molekülen besteht und kein Cl_2 , das spektroskopisch störend wirkt, enthält.

Es wird deshalb Se_2Cl_2 der Firma Dr. TH. SCHUCHARDT, Görlitz, in ein Quarzabsorptionsrohr, das etwas metallisches Selen enthält, eingefüllt, evakuiert und abgeschmolzen. Beim Verdampfen des flüssigen Se_2Cl_2 im Vakuum bleibt, analog wie bei Se_2Br_2 , festes Selen zurück, was dann eintreten muss, wenn die Verdampfung nach der Gleichung $\text{Se}_2\text{Cl}_2 = \text{SeCl}_2 + \text{Se}$ erfolgt. Die spektroskopische Untersuchung wird wie bei Se_2Br_2 ausgeführt²⁾. Mit einer Schichtlänge von 10 cm erscheinen bei einer Substanztemperatur $t_s = 80^\circ$ und einer Rohrtemperatur $t_R = 150^\circ \text{C}$ im Grünblauen 4 schwache, diffuse, kantenlose Banden. Mit steigendem Drucke, d. h. steigendem t_s und konstanter Rohrtemperatur t_R werden die Banden stärker und verwischen dann, so dass

Tabelle 1.
Maxima der Absorptionsbanden von SeCl_2

Nr.	Wellenlänge Å.E.	Wellenzahl cm^{-1}	Differenzen cm^{-1}	Erscheinungs- temperatur t_R $^\circ\text{C}$
1	5974	16730 (5)		450
2	5854	17080 (14)	350	430
3	5742	17410 (8)	330	410
4	5634	17740 (8)	330	400
5	5531	18070 (10)	330	390
6	5439	18380 (6)	310	370
7	5346	18700 (8)	320	360
8	5257	19020 (10)	320	340
9	5179	19300 (12)	280	320
10	5084	19660 (4)	360	300
11	5031	19870 (24)	210	290
12	4960	20160 (10)	290	240
13	4885	20470 (8)	310	
14	4806	20800 (10)	330	
15	4735	21110 (8)	310	
16	4659	21460 (8)	350	

Die eingeklammerten Zahlen sind die mittleren Fehler des Mittelwertes aus 5 Beobachtungen.

¹⁾ D. YOST und CH. KIRCHER, Journ. Amer. Chem. Soc. **52**, 4680, 1930.

²⁾ M. WEHRLI, Helv. Phys. Acta **9**, 329, 1936.

nur ein noch Kontinuum vorhanden ist. Bei konstantem $t_s = 90^\circ$ und steigendem t_R werden die Banden ebenfalls stärker und verschwischen gegenseitig. Gleichzeitig erscheinen aber oberhalb 240° auf der langwelligen Seite des Spektrums sukzessive neue Banden, im ganzen bis zur Temperatur $t_R = 460^\circ$ 16 diffuse Banden. Tabelle 1 enthält ihre Wellenlängen und ihre Erscheinungstemperaturen t_R . Das Aussehen des ganzen Spektrums und seine Lage entsprechen so vollkommen dem Verhalten des Moleküles SeBr_2 , dass es sich dabei zweifellos um das zu SeCl_2 gehörende, analoge Spektrum handelt¹⁾. Der Temperatureffekt nach Tabelle 1 ergibt, dass die Kannellierung des Spektrums von der Quantelung des Grundzustandes herröhrt. Diese Tatsache und die ganze Struktur des Spektrums sprechen für ein Fluktuationsspektrum. Dann muss die Potentialfläche des obren Elektronenzustandes sehr flach verlaufen, d. h. eine sehr kleine Stabilität und Dissoziationsenergie aufweisen, falls der Zustand überhaupt noch stabil ist. Damit steht in Übereinstimmung, dass in der Reihe der analogen Spektren von TeCl_2 , SeCl_2 , SCl_2 und OCl_2 dasjenige von TeCl_2 , abgesehen von der Prädissoziation, einen recht stabilen obren Zustand besitzt, (die Grundfrequenz der symmetrischen Schwingung z. B. beträgt 310 cm^{-1}), während die Moleküle²⁾ SCl_2 und OCl_2 unstabile obere Zustände aufweisen, da sie nur strukturlose Kontinua ergeben. Die Wellenzahldifferenzen in Tabelle 1 zeigen einen unregelmässigen Gang. Die Abweichungen von der Konstanz übersteigen die Beobachtungsfehler, wie speziell nachgeprüft wird. Diese Tatsache röhrt davon her, dass das Molekül SeCl_2 im Grundzustande 3 verschiedene Grundfrequenzen hat. Eine Konvergenz der Wellenzahldifferenzen gegen lange Wellen, wie sie bei einigen Fluktuationsspektren zweiatomiger Moleküle gefunden worden ist, liegt nicht vor. Die beobachteten Differenzen von etwa 300 cm^{-1} dürften deshalb in grober Näherung den Frequenzen ω der Valenzschwingungen des Grundzustandes³⁾ entsprechen, während die kleinen Stufen der Deformationsschwingung der Beobachtung entgehen. Für SeBr_2 ergibt sich unter den gleichen Voraussetzungen für die Valenzschwingungen der kleinere ω -Wert von etwa 240 cm^{-1} , was mit der Erwartung im Einklange steht.

¹⁾ Es dürfte sich bei diesem Spektrum um das von GERNEZ erwähnte und dem Molekül Se_2Cl_2 zugeordnete Spektrum handeln, das scheinbar bis jetzt nicht ausgemessen worden ist (s. C.R. **74**, 1190, 1872).

²⁾ H. SPONER, Molekülspektren I, 1935.

³⁾ Falls SeCl_2 wie TeCl_2 linear ist, sind 2 mögliche ω -Werte 250 cm^{-1} für die symmetrische und 350 cm^{-1} für die antisymmetrische Valenzschwingung.

Über das sichtbare Emissionsspektrum von zweiatomigem Quecksilberchlorid ($HgCl$)

von K. WIELAND (Basel).

Frühere Fluoreszenzversuche¹⁾ haben eindeutig bewiesen, dass ausser den ultravioletten auch die sichtbaren Emissionsbanden der Quecksilberhalogenide dem zweiatomigen HgX -Molekül ($X = \text{Halogen}$) zugeschrieben werden müssen. Trotzdem ist eine Analyse dieser ungewohnt aussehenden Spektren nie über die ersten Anfänge hinaus gediehen. Vor Jahresfrist habe ich am Beispiel des Quecksilberjodids zeigen können²⁾, dass das blau-violette Bandenspektrum von HgJ bei Fluoreszenzerregung, obwohl es sich nicht um Resonanzfluoreszenz handelt, wesentlich einfacher aussieht als bei elektrischer Erregung im Geisslerrohr. Da indessen auch so eine befriedigende Analyse nicht gelingen wollte, habe ich nun das analoge Spektrum des Quecksilberchlorids in Angriff genommen, diesmal mit mehr Erfolg.

Bestrahlt man dreiatomigen $HgCl_2$ -Dampf mit dem kurzweligen Licht eines kräftigen Aluminiumfunkens ($\lambda\lambda 1862$ und $1854 \text{ \AA.E.}^3)$, so erhält man ein von 5700 bis etwa 3900 \AA.E. reichendes Fluoreszenzspektrum mit einer ausgeprägten Bandenstruktur. Das entsprechende Emissionsspektrum⁴⁾ reicht bis etwa 3200 \AA.E. , lässt aber die Bandenstruktur viel weniger klar erkennen. Emissionsaufnahmen am 3 Meter-Gitter in 2. Ordnung zeigen zwar grösstenteils scharfe Banden mit Rotationsstruktur. Eine weitgehende Überlagerung der einzelnen Banden verunmöglicht aber eine durchgehende Einordnung. Dagegen können die meisten starken, in Fluoreszenz erscheinenden Banden (etwa 80 von 100), die alle nach Rot abschattiert sind, zwanglos in ein gemeinsames Kantenschema eingereiht werden. Von der Aufstellung einer Kantenformel wird vorerst abgesehen, da die Numerierung der oberen Schwingungsquantenzahlen n' nicht ganz sicher feststeht. Auf Grund des Chlorisotopeneffektes, der nur an wenigen Kanten beobachtet werden kann, muss die im Spektrum nicht auftretende (0,0) Kante bei 4350 \AA.E. liegen. Die Schwingungsfrequenz ω'' des unteren Zustandes beträgt 291 cm^{-1} , stimmt also wie erwartet¹⁾ mit der vom ultravioletten Bandensystem (D) her bekannten Grundfrequenz des $HgCl$ -Moleküls überein. Sie lässt sich von $n'' = 0$ bis etwa 20 verfolgen. Die Schwingungs-

¹⁾ K. WIELAND, Zeitschr. f. Phys. **76** (1932), 801.

²⁾ Helv. Phys. Acta **8** (1935), 485.

³⁾ A. TERENIN, Zeitschr. f. Phys. **44** (1927), 713.

⁴⁾ K. WIELAND, Helv. Phys. Acta **2** (1929), 46.

frequenz ω' des angeregten Zustandes beträgt 192 cm^{-1} . Sie klingt viel harmonischer ab ($\Delta \omega' = 1 \text{ cm}^{-1}$) als die Grundfrequenz ($\Delta \omega'' = 3,5 \text{ cm}^{-1}$) und lässt sich von $n' = 1$ oder 2 bis 20 (in Fluoreszenz) beziehungsweise bis 50 (in Emission) verfolgen.

Nimmt man die obere Potentialkurve stark gegen grosse Kernabstände verlagert an, jedoch nicht, wie früher vermutet worden ist¹⁾, derart stark, dass ihr tiefster Punkt bereits über den horizontal verlaufenden Ast der unteren Kurve zu liegen käme, so erklärt sich der ungewöhnliche Aufbau des gesamten Spektrums zwangsläufig. Das Intensitätsmaximum am langwelligsten Ende (bei 5600 Å.E.) entsteht offenbar beim Übergang vom tiefsten Punkt der oberen Potentialmulde ($n' = 0$) nach den senkrecht darunter liegenden, bereits stark angeregten Vibrationstermen ($n'' \sim 20 - 25$) der unteren Kurve. Frequenzgleiche Banden, die von verschiedenen Ästen (links bzw. rechts) der oberen Kurve stammen, liegen im Kantenschema an ganz verschiedenen Stellen. Die gegenseitige Überlagerung dieser verschiedenartigen Banden — die vom hochangeregten rechten Ast ausgehenden Banden sind teilweise umgekehrt, d. h. nach Violett abschattiert — macht sich begreiflicherweise beim hochangeregten Emissionsspektrum ($n' = 50!$) viel störender bemerkbar als beim Fluoreszenzspektrum. Bei diesem kann denn auch bis auf wenige Ausnahmen lediglich der langwelligste Teil des Spektrums ($5500 - 5700 \text{ Å.E.}$), der aus zahlreichen, fast lückenlos aneinander sich reihenden Banden besteht, nicht mehr eingeordnet werden.

Quantitative Interpretation der Gammastreustrahlung in Blei

von E. STAHEL (Bruxelles).

Durch qualitativen und quantitativen Vergleich der durch die Betastrahlen des UX erzeugten Brems-Gammastrahlung mit der durch die Gammastrahlung in Blei erzeugten harten „Streu“-Strahlung wird gezeigt, dass letztere hauptsächlich als *Bremsstrahlung* der im Streustrahler erzeugten Sekundär-Elektronen gedeutet werden muss.

Die bei der Entmaterialisierung der *schnellen* positiven Elektronen entstehende harte Gammastrahlung kann höchstens mit einigen Prozent an der Streustrahlung beteiligt sein.

Ausführliche Mitteilung erfolgt im *Journal de Physique*.

**Détermination des densités ioniques par la méthode du courant gazeux
en tenant compte de la perte par défaut d'isolation¹⁾**

par P. MERCIER et G. JOYET (Lausanne).

Dans la méthode du courant gazeux, utilisée pour mesurer la densité des charges portées par un courant d'air ionisé, on sait qu'on emploie un condensateur cylindrique dont l'axe est parallèle à la direction du courant. Un champ électrique radial suffisant, créé entre les deux armatures, dirige vers l'armature centrale tous les ions d'un signe qui pénètrent dans le condensateur et dont on veut mesurer la densité. L'armature centrale étant isolée et reliée à un électromètre, on observe l'intervalle de temps qui s'écoule pour une variation de potentiel déterminée du « système isolé » formé par le fil ou la feuille de l'électromètre, l'armature centrale du condensateur et le conducteur qui les joint. Si l'on connaît le débit d'air du condensateur et la capacité du système isolé, on peut calculer facilement la densité ionique.

Par cette méthode, nous avions à mesurer des densités très différentes, allant de quelques centaines à cent mille ions par centimètre cube²⁾. Pour déterminer ces densités avec une précision suffisante, il a fallu tenir compte d'un défaut d'isolation du système isolé provenant, d'une part du fait que la surface d'un bouchon d'ambroïne était en contact avec l'air plus ou moins chargé d'humidité, et d'autre part de ce que la cage de l'électromètre pouvait être encore exposée à un rayonnement γ résiduel malgré d'épais écrans de plomb. Ces deux faits diminuaient donc la résistance d'isolation R (Fig. 1) du système isolé. L'erreur qui en résultait était surtout importante dans le cas des faibles densités.

Le calcul qui suit a pour but d'éliminer l'erreur due à cette perte. Et d'une manière générale, il permet, dans tous les cas où l'on applique la méthode du courant gazeux, de vérifier si l'isolation est suffisante pour qu'on puisse négliger cette perte avec la précision qu'on se propose d'atteindre.

Soient Q et V la charge et le potentiel par rapport au sol du système isolé; C sa capacité, U la vitesse moyenne de l'air

¹⁾ Communication présentée le 29 août 1936 à la Société suisse de Physique. Ce problème s'est présenté à nous dans une étude générale sur le rôle biologique de l'air ionisé — plus particulièrement dans le problème du cancer — entreprise au Centre Anticancéreux Romand. Voir sur ce sujet un article qui paraîtra à la fin de 1936 aux Archives de Physique Biologique.

²⁾ Cf. P. MERCIER et G. JOYET, La séparation des ions légers positifs et négatifs pour l'obtention de courants d'air chargés d'un seul signe. (H. P. A. 9, p. 574, 1936.)

dans le condensateur de mesure et S la section libre de celui-ci. Chaque unité de volume d'air contient un nombre N d'ions d'un signe. (La charge positive ou négative d'un ion est toujours considérée comme égale en valeur absolue à celle e_0 de l'électron.)

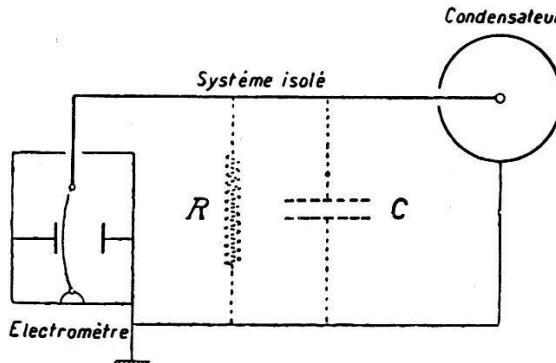


Fig. 1.

A une époque quelconque,

$$Q = V \cdot C$$

en différenciant,

$$dQ = C dV + V dC.$$

Si l'on néglige la variation de capacité de l'électromètre au cours d'une mesure, $dC = 0$; alors,

$$dQ = C dV.$$

La perte de charge $-dQ$ durant un temps dt représente la somme de deux termes qui sont, d'une part la charge dQ' des ions captés par l'armature centrale durant dt , et d'autre part la charge dQ'' qui s'écoule au sol par la résistance R de l'isolation pendant le même temps.

Si tous les ions d'un signe arrivant dans le condensateur sont captés,

$$dQ' = USNe_0 dt.$$

Si l'on appelle i_R le courant de perte par défaut d'isolement (Fig. 1),

$$\frac{dQ''}{dt} = i_R = \frac{V}{R}.$$

Ainsi

$$-dQ = dQ' + dQ'' = USNe_0 + dt \frac{V}{R} dt = -C dV$$

ou,

$$-\frac{1}{C} \left(USNe_0 + \frac{V}{R} \right) = \frac{dV}{dt}.$$

C'est une équation différentielle de la forme $A + BV = V'$; son intégration donne:

$$V = k \cdot e^{-\frac{t}{RC}} - USNe_0R.$$

La constante k se détermine au moyen des conditions aux limites. A l'époque $t = 0$, le potentiel du système isolé est V_1 ; il est descendu à V_2 à l'époque $t = \Delta t$.

Après avoir ainsi déterminé k , on arrive, tous calculs faits, à

$$N = \frac{V_1 e^{-\frac{\Delta t}{RC}} - V_2}{US e_0 R \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{RC}}\right)} \quad (\text{I})$$

Pour $R = \infty$, en appliquant la règle de l'Hôpital au dénominateur, cette formule se ramène à

$$N = \frac{C(V_1 - V_2)}{US e_0 \Delta t}. \quad (\text{II})$$

C'est l'expression usuelle de la densité ionique lorsque l'isolation est supposée parfaite.

Pour compléter la formule (I), il reste à déterminer la résistance d'isolation R . On enlève alors l'armature intérieure amovible du condensateur — sans toucher à l'isolation — et l'on observe le temps de chute « à vide » Δt_0 qui s'écoule pendant la même chute de tension de V_1 à V_2 . Comme le système isolé ne capte plus d'ions, cette chute de tension n'est due qu'à la perte par l'isolation. Si C_0 est la capacité — supposée invariable — du système isolé privé de l'armature intérieure, on a, de même que précédemment,

$$dQ = C_0 dV = -i_R dt = \frac{V}{R} dt$$

d'où l'on tire l'équation,

$$\frac{dV}{V} = -\frac{1}{C_0 R} dt$$

c'est-à-dire en intégrant,

$$R = \frac{\Delta t_0}{C_0 \log \frac{V_1}{V_2}}.$$

Remplaçons cette valeur de R dans notre formule (I) en remarquant que

$$e^{\alpha \log \frac{V_1}{V_2}} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\alpha$$

on obtient:

$$N = \frac{V_2 \left\{ \frac{V_1}{V_2} - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{\Delta t}{\Delta t_0} \cdot \frac{C_0}{C}} \right\}}{U S e_0 \Delta t_0 \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{\Delta t}{\Delta t_0} \cdot \frac{C_0}{C}} - 1 \right]} \cdot C_0 \log \frac{V_1}{V_2}. \quad (\text{III})$$

Discussion.

Si $t \rightarrow 0$ (temps de chute très petit ou nul),

$$\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^0$$

sera égal à 1 puisque $V_1 > V_2$; il s'ensuit que $N \rightarrow \infty$. Si

$$\frac{\Delta t}{\Delta t_0} \cdot \frac{C_0}{C} = 1 \quad \text{ou} \quad \frac{\Delta t}{\Delta t_0} = \frac{C}{C_0},$$

alors

$$\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{\Delta t}{\Delta t_0} \cdot \frac{C_0}{C}} = \frac{V_1}{V_2},$$

le numérateur s'annule tandis que le dénominateur reste constant; donc $N = 0$. Une atmosphère donnée sera dépourvue d'ions lorsque le temps de décharge Δt se trouvera, par rapport au temps de décharge Δt_0 « à vide » dans le rapport des capacités C/C_0 .

Nous comparons dans le tableau ci-dessous les densités ioniques fournies par les formules (II) et (III) appliquées à quatre cas tirés de nos observations:

Δt	Δt_0	N , par la formule simplifiée	N , par la formule exacte	Erreur relative
		sec	sec	ions/cm ³
110	950	206,000	180,000	0,14
320	1,160	71,000	51,000	0,39
1,960	2,245	8,900	1,700	4,2 x
1,220	1,220	18,400	570	32 x

Ces quelques chiffres nous montrent que dans la détermination de la densité ionique par la formule (II) qui néglige les pertes

par l'isolation, l'erreur s'élève déjà à 14% lorsque le temps de décharge Δt est le neuvième environ du temps de décharge à vide; cette erreur devient rapidement supérieure à la valeur cherchée lorsque Δt s'approche de Δt_0 . Il est donc indispensable, dans certains cas, de tenir compte de la perte par défaut d'isolation.

Remarquons encore que l'utilisation de la formule (III) est considérablement simplifiée par le fait que les grandeurs V_1 , V_2 , C_0 , C et S restent généralement constantes dans une série de mesures. Ces valeurs ne sont modifiées que si l'on change le domaine d'utilisation de l'électromètre, ou son réglage, ou encore si l'on emploie un autre condensateur de mesure.

Pratiquement, une série de mesures de Δt sera précédée et suivie par quelques mesures de Δt_0 .

Ballistische Untersuchungen mit einem registrierenden Piezoquarz-Druckmesser

von W. SIGRIST und C. MEYER (Zürich E. T. H.).

Dass der Piezoquarz sich zur Messung rasch veränderlicher Drucke besonders eignet, ist bekannt. Unsere Aufgabe bestand darin, eine Messeinrichtung zu bauen, die den speziellen Forderungen angepasst ist, welche bei ballistischen Messungen an Schusswaffen sich ergeben. Dazu gehört einerseits die Ermittlung des zeitlichen Druckverlaufes in der Waffe, und zweitens die Messung der Anfangsgeschwindigkeit des Geschosses. Es wurden zwei voneinander abweichende Einrichtungen entwickelt. Die eine besteht in Anlehnung an bekannte Ausführungen aus Piezoquarz, Elektrometerrohr, Verstärker, Braun'schem Rohr und rotierendem Filmstreifen. Das Gitter des Elektrometerrohrs wird durch den Piezoquarz entsprechend seiner Pressung negativ aufgeladen. Durch den Gleichstromverstärker wird diese Spannung ungefähr 200 mal verstärkt und erzeugt am Braun'schen Rohr eine Ablenkung des Strahles proportional dem Gasdruck in der Waffe. Diese Ablenkung zusammen mit der Vergrösserung der optischen Abbildung ergeben den Ordinatenmaßstab auf dem Film, der durch Eichung direkt gefunden werden kann. Der Maßstab der Abszisse ist durch die Umdrehungszahl der Filmkassette bestimmt. Die Geschwindigkeit des Geschosses wird dadurch gefunden, dass dasselbe an der Gewehrmündung und nach Durchlaufen einer bestimmten Strecke eine Ablenkplatte des Kathodenstrahl-Oszilloskopographen erdet und damit die Zeit, die es zum Durchlaufen derselben braucht, registriert.

Da es nicht leicht ist, die Umdrehungszahl der Filmkassette mit der wünschbaren Genauigkeit zu messen, und nicht zuletzt der Wunsch, diesen etwas subtilen Konstruktionsteil zu umgehen, hat uns veranlasst, den bewegten Film durch eine zusätzliche Bewegung des Kathodenstrahles in der Abszissenrichtung zu ersetzen, d. h. eine rein elektrische Zeitablenkung einzuführen. Quarz und Verstärker bleiben auch in der neuen Anordnung unverändert. An Stelle des rotierenden Films tritt im Braun'schen Rohr ein weiteres Ablenkplattenpaar, an das eine mit der Zeit proportional wachsende Spannung angelegt wird. Letztere erzeugt man, indem man eine Kapazität über einen Widerstand mit konstantem Strom auflädt. Das Verhältnis des Stromes zur Grösse der Kapazität bestimmt die Spannungsänderung pro Sekunde und damit auch die Geschwindigkeit des Lichtfleckens in der Abszissenrichtung. Die Überlagerung der Ablenkungen ergibt das vollständige Bild des Vorganges auf dem Schirm des Oszillographen, das direkt photographiert werden kann. Für die

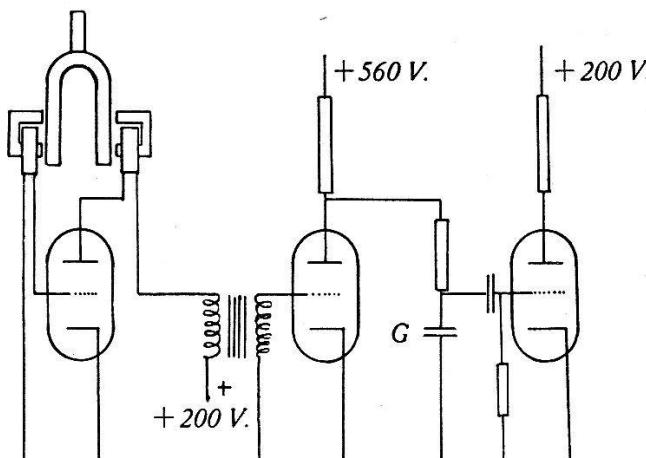


Fig. 1.

Schaltung zur Herstellung der Zick-zack-Spannung.

Messung der Geschossgeschwindigkeit ist diese Zeitablenkung und vor allem auch die Länge des Zeitzeichens, das durch die Schirmgrösse begrenzt ist, ungenügend. Legen wir aber, sobald das Geschoss den Lauf verlassen hat, eine Wechselspannung an den Verstärker, die mit der Zeit proportional wächst und fällt, so ergibt sich eine Zickzackkurve, in der sich der Bildfleck mit konstanter Geschwindigkeit bewegt. Dementsprechend wächst die resultierende Messlänge um ein vielfaches. Da die Dreieckspannung genau 1000 Perioden Wechsel pro Sekunde ausführt, entspricht jedes Dach $1/1000$ Sekunde, und $1/20000$ Sekunde ist noch mit Sicherheit zu ermitteln. Da ferner diese Wechselspannung aus einer Sinusspannung erzeugt wird, die von einem Stimmgabel-

generator herröhrt, ist eine ausserordentliche Genauigkeit des Zeitmaßstabes gewährleistet.

In Figur 1 ist das Schema der Schaltung dargestellt, durch welche die Wechselspannung des Tongenerators in die gewünschte Zickzackform verwandelt wird.

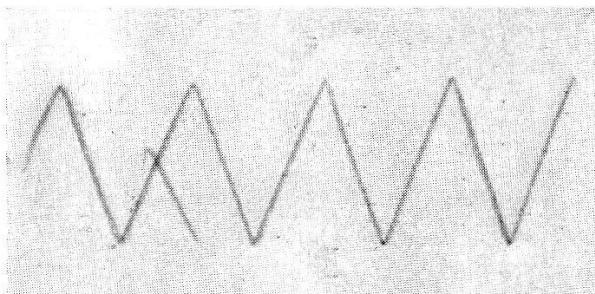


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt den zeitlichen Verlauf der letzteren.

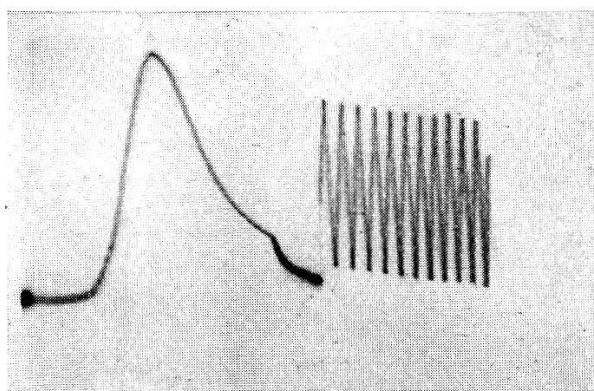


Fig. 3.

Fig. 3 ist das Bild einer Druckmessung mit anschliessender Geschwindigkeitsmessung.

Die neuen Einrichtungen des Photoelastischen Laboratoriums der E.T.H.

von F. TANK, R. V. BAUD und E. SCHILTKNECHT (Zürich E. T. H.).

Im Laufe des vergangenen Jahres erhielt das Photoelastische Laboratorium der E.T.B. eine Universal-Apparatur, welche es befähigen soll, in Zusammenarbeit mit der Eidg. Materialprüfungsanstalt sich in den Dienst weiterer Kreise, namentlich der Technik, zu stellen.

Die Apparatur enthält eine Anordnung nach der Isochromaten- und Isoklinenmethode für rasche Messungen an Modellen aus Zelloid, Bakelit oder ähnlichem Material. Diese Messungen

werden ergänzt durch die elektrische Bestimmung der Summe der Hauptspannungen¹⁾. Für feine Messungen an Glasmustern steht ein Vierplatten-Interferometer²⁾ mit erweitertem Anwendungsbereich zur Verfügung.

Hochfrequenzstrommessung

von H. BÜHLER (Zürich E. T. H.).

Strommessungen zur Untersuchung der Stromverteilung auf Ultrakurzwellen-Antennen müssen so vorgenommen werden, dass durch das Messgerät die Struktur des Antennenfeldes möglichst wenig beeinflusst wird. Praktisch bewährt hat sich ein gegen die Wellenlänge kleiner rechtwinkliger Bügel, der ein Thermokreuz enthält. Die rechnerische Eichung dieser Messeinrichtung führt zu einem Ausdruck von der Form

$$\mathfrak{J} = J_0 \cdot \psi \cdot [1 + \varphi],$$

wo φ die Flussverkettung des Bügels mit der Antenne berücksichtigt und ψ den Skineffekt des Thermokreuzes erfasst, während J_0 den Eichstrom des Thermokreuzes und \mathfrak{J} den Antennenstrom bedeuten.

Über das Strahlungsfeld des Dipols

H. BÜHLER (Zürich E. T. H.).

1. Das Feld einer Dipolantenne ($\lambda/2$ -Strahler) gilt allgemein als ziemlich kompliziert. M. ABRAHAM hat jedoch in seiner Dissertation³⁾ das Dipolfeld in einem allgemeinen krummlinigen orthogonalen Koordinatensystem behandelt, das den Randbedingungen des Feldes bereits weitgehend angepasst ist, und zwar benutzte er elliptische Koordinaten, d. h. konfokale Ellipsen und Hyperbeln. Diese sind die *Lösung des elektrostatischen Problems* und bilden eine Art *natürliches Strukturgerüst* des Hochfrequenzfeldes.

In der Tat zerfällt auf diese Weise das Hochfrequenzfeld bereits durch das Koordinatensystem in ein Wirkleistungsfeld und ein Blindleistungsfeld. Die *Wirkleistungswellen* laufen auf den Hyperbeln senkrecht vom Leiter weg. Sie laufen also auf den Feldlinien der elektrostatischen Lösung, die hier mit den Feldlinien des Poynting'schen Vektors identisch werden; die Strahlungsenergie wird somit im allgemeinen durchaus nicht geradlinig vom Strahler wegtransportiert. Anderseits laufen die

¹⁾ H. MEYER und F. TANK, Helv. Phys. Acta, Bd. 8 (1935), S. 315.

²⁾ H. FAVRE, Revue d'Optique 1929. Diss. Zürich 1929.

³⁾ Annalen der Physik, Bd. 66, S. 435, 1898.

Blindleistungswellen in den beiden gleichberechtigten Richtungen auf den Äquipotentiallinien des elektrostatischen Feldes, also hier auf Ellipsen, um den Strahler herum und bilden die auf der Antenne stehende Welle. Die Blindleistung wird im Intervall $\lambda/2$ auf dem Strahler hin und her transportiert und bleibt an die Antenne gebunden.

Da die elektrische Feldstärke der Wirkleistungswelle gegen die elektrische Feldstärke der Blindleistungswelle zeitlich und räumlich um 90° verschoben ist, erkennt man, dass das resultierende Feld in den Ebenen, die durch den Strahler gelegt werden können (Meridianebenen), allgemein elliptisch dreht.

Die hier gegebene Strukturbetrachtung des hochfrequenten Strahlerfeldes hat ganz allgemeine Geltung und es erscheint zweckmäßig, auch bei anderen Strahlerproblemen die Lösung des elektrostatischen Problems in analoger Weise als Koordinatensystem zu benutzen.

2. Die Komponente \mathfrak{E}_z des elektrischen Feldes eines $\lambda/2$ -Strahlers parallel zum Strahler lässt sich besonders einfach und anschaulich darstellen. Ausgehend vom Hertz'schen Vektor, dessen Richtung mit \mathfrak{E}_z identisch ist, findet man

$$\mathfrak{E}_z = 30 J \left[\frac{\sin \omega (t - r_1/v)}{r_1} \right] + 30 J \left[\frac{\sin \omega (t - r_2/v)}{r_2} \right].$$

Hier bedeuten J den Strom im Strombauch in A , \mathfrak{E}_z die Komponente des elektrischen Feldes parallel zum Strahler in V/cm , ω die Kreisfrequenz in s^{-1} , t die Zeit in s , v die Ausbreitungsgeschwindigkeit in cm/s und r_1 und r_2 die Abstände der Strahlerenden vom Aufpunkt von \mathfrak{E}_z in cm .

Hinsichtlich der Grösse von \mathfrak{E}_z wirkt also ein gerader linearer Strahler mit sinusförmiger Stromverteilung und einer ungeraden Anzahl Strombäuche und Stromknoten an den Enden im ganzen Raum so wie zwei punktförmige Kugelwellenstrahler an den Antennenenden, die je mit gleicher Intensität synchron und konphas strahlen.

Diese Darstellung diente als Grundlage zur Beurteilung der Strahlungskoppelung von $\lambda/2$ -Strahlern in beliebiger räumlicher, jedoch paralleler Lage. Der einfache Ausdruck für \mathfrak{E}_z gestattet die analytische Behandlung solcher Probleme. So wurden unter anderem beispielsweise diejenigen räumlichen Lagen eines weiteren $\lambda/2$ -Strahlers ermittelt, in denen sich die Strahler durch Strahlungskopplung synchron erregen.

Note su un trasmettitore ed un ricevitore per microonde $(\lambda = 9 \div 25 \text{ cm.})$

di G. NOBILE (Zürich E. T. H.).

Un'importante proprietà delle microonde risiede nella facilità colla quale, per mezzo di riflettori relativamente piccoli, esse si lasciano trasmettere in fasci ristrettissimi. È perciò possibile realizzare delle comunicazioni assolutamente dirette, di elevata segretezza, a grande distanza adoperando delle quantità di energia minime. Diamo qui la descrizione di apparecchi da noi costruiti per perseguire questi scopi nel laboratorio di alta frequenza dell'E. T. H.

Le valvole impiegate sono del tipo a campo elettrico frenante; vengono quindi montate secondo il circuito di BARKHAUSEN, vale a dire con tensione di griglia positiva ed anodo negativo. La griglia è una spirale di wolframio alle cui estremità è collegata una linea di due fili paralleli che esce dalla valvola nella parte superiore. Essa forma colla detta linea il circuito oscillante esterno del generatore. Un altro complesso oscillante è formato dalla carica spaziale elettronica vibrante fra l'anodo ed il catodo. La frequenza dell'onda generata è determinata dalle caratteristiche di questi due circuiti. La valvola oscilla assai bene nel campo d'onda da 9 a 25 cm. Più valvole si lasciano facilmente collegare in parallelo od in opposizione ed oscillano allora sincronicamente.

Nel nostro trasmettitore noi troviamo due gruppi ognuno dei quali è composto di due valvole collegate in opposizione. Abbiamo quindi quattro valvole trasmetttrici. Ogni gruppo è collegato per mezzo di una linea di due fili paralleli ad un suo dipolo proprio. I due dipoli si trovano nella linea focale di un riflettore cilindro parabolico di 150 cm. di apertura. Il sincronismo fra i due gruppi è mantenuto esclusivamente dall'accoppiamento per irradiazione dei due dipoli. Il grado di questo accoppiamento si è dimostrato più che sufficiente per mantenere un perfetto sincronismo anche durante trasmissioni profondamente modulate.

Il concentramento delle onde, nel piano perpendicolare ai dipoli, è prodotto dal riflettore parabolico e l'emissione avviene, in questo piano, esclusivamente in un angolo di solo alcuni gradi. Nel piano a questo perpendicolare l'effetto direttivo è determinato dalla presenza di più dipoli oscillanti sincronicamente. Esso è, nel caso di due soli elementi irradianti, non molto pronunciato, può però, coll'aumentare del loro numero essere portato a qualsiasi valore, anche altissimo. La modulazione in ampiezza delle microonde presenta delle difficoltà in quanto che è assai difficile

*

liberarsi da una nociva variazione della frequenza dell'onda portante, sempre presente quando si agisce su una delle tensioni di alimentazione del generatore. Noi abbiamo ottenuto una buona modulazione completamente esente di modulazione in frequenza agendo sulle tensioni anodiche di un gruppo di due valvole montate in opposizione in senso opposto per ciascuna delle valvole.

Il calcolo dimostra, e l'esperienza ha confermato, che le microonde si lasciano modulare facilmente e perfettamente anche in frequenza se si ricorre all'impiego di un'onda ausiliare di frequenza elevata sulla quale sono modulate in ampiezza le correnti telefoniche. Va notato che la rivelazione avviene in questo caso in un modo un po' diverso dal solito. La ricezione delle microonde avviene per mezzo di un piccolo dipolo posto nel fuoco di un riflettore parabolico di rotazione. A questo dipolo sono accoppiate per mezzo di linee di fili paralleli due valvole. Una è un rivelatore a campo elettrico frenante; il che non è altro che un diodo avente una griglia per dissolvere la carica spaziale degli elettroni. Naturalmente a queste frequenze altissime entra in gioco il tempo che gli elettroni impiegano per andare da un elettrodo all'altro ed il fenomeno della detezione è assai complicato. L'altra valvola è così montata da produrre un effetto reattivo e può così diminuire lo smorzamento dei circuiti dell'apparecchio ricevente. Si ottiene in questo modo una sensibilità sorprendente.

In pratica la modulazione delle microonde avviene non direttamente colle correnti telefoniche, ma sempre coll'impiego di un'onda ausiliare (300—3000 m.) così che, dopo la valvola demodulatrice segue un apparecchio radiofonico normale che ci permette di effettuare una grande amplificazione. È in questo modo pure possibile di modulare contemporaneamente due o più comunicazioni sulla stessa microonda.

Esperienze di trasmissione sono in corso per stabilire la portata degli apparecchi che sarà secondo le nostre previsioni di molti chilometri.

Les oscillations de charges spatiales dans le magnétron

Communication de l'institut de haute fréquence de l'E.F.F. Zürich

par J. J. MULLER (Zürich E. T. H.).

Parmi les oscillations que peut fournir le magnétron il y a lieu de distinguer deux types:

1^o *Oscillations du type dynatron.* Leur mécanisme semble être en relation avec l'existence d'une résistance négative entre segments de plaque. Elles n'apparaissent pas dans les lampes

à anodes d'une seule pièce. Leur période, toujours supérieure au temps de parcours des électrons, est égale à la période propre du système extérieur. A des conditions de fonctionnement données correspond une seule période¹⁾. La charge spatiale ne se comporte donc pas comme un système doué d'une période propre.

2^o Oscillations de charges spatiales électroniques, ou de premier ordre. a) Leur mécanisme est semblable à celui des oscillations de BARKHAUSEN KURZ étudiées par DICK²⁾. Lorsque le générateur n'oscille pas, les électrons, eux, oscillent entre filament et plaque avec une période que nous appelons période propre de la charge spatiale. Lorsque le générateur oscille, il existe à ses bornes une tension de période voisine de la période propre. Les électrons, dans le champ électrique oscillant ainsi établi, effectuent des battements³⁾. Deux sélections se produisent. Les électrons accélérés par le champ oscillant sont éliminés immédiatement par l'anode et la cathode. Les électrons freinés cèdent leur énergie au système extérieur et sont éliminés au voisinage de leur minimum d'amplitude par un dispositif collecteur spécial: électrode supplémentaire, ou champ électrique parallèle au champ magnétique. Pour créer un tel champ électrique on place la lampe en position oblique par rapport au champ magnétique, ou bien on dispose deux disques positifs en bout d'anode, perpendiculairement au filament. L'anode ou les disques jouent alors le rôle de collecteur, mais on peut imaginer à leur place d'autres électrodes collectrices qui seraient mieux adaptées à ce rôle. L'élimination opportune des électrons freinés est toujours indispensable pour que la charge spatiale cède de l'énergie au système extérieur. Mais à cet effet un dispositif collecteur spécial est ici nécessaire, alors que dans le générateur de BARKHAUSEN la fonction du collecteur est assumée par la grille. Si l'on tient compte de cette différence, la méthode de DICK permet de rendre compte quantitativement du phénomène.

b) Le temps de parcours des électrons a été calculé par intégration géométrique de l'équation polaire des trajectoires

$$\frac{d^2 r}{d \theta^2} + r = \beta \cdot \frac{\theta + \theta_0}{r}$$

où β et θ_0 sont des constantes, r et θ les coordonnées. La pulsation calculée varie, avec la densité de charge spatiale, de $1,2\omega$ à $1,8\omega$ si $\omega = \frac{H}{2} \frac{e}{m}$ est la pulsation de Larmor. La pulsation mesurée

¹⁾ HERRIGER-HÜLSTER, Die Telefunken-Röhre, No. 7, Juillet 1936, p. 77.

²⁾ M. DICK, El. Technik Nachr. Vol. 13, 1936 (Sonderheft).

³⁾ K. FRITZ, Telefunken-Zeitung, No. 72, Mars 36, p. 32.

dans une lampe à anode d'une pièce varie avec le chauffage de $1,2\omega$ à $1,5\omega$. Si la charge spatiale présente une période propre, elle doit donner, avec le système extérieur, lieu à des phénomènes de couplage: et en effet, pour des conditions de fonctionnement données, le générateur possède deux périodes propres simultanées.

c) Les caractères généraux des oscillations électroniques, — nécessité d'un collecteur, effets de couplage — restent invariables, que l'anode présente 0, 2, 3 ou 4 fentes. Une lampe munie de 3 segments anodiques et d'un collecteur démontre que le nombre et la position des fentes n'ont pas d'influence sur la période. En effet cette lampe produit d'une part une oscillation à symétrie plane, d'autre part une oscillation à symétrie ternaire, et les deux oscillations ont la même période. La lampe à 3 segments constitue un générateur triphasé de haute fréquence, capable de servir à l'émission d'un champ tournant.

d) Applications possibles de la théorie: Amélioration du rendement par construction appropriée du collecteur. Modulation par l'intermédiaire du collecteur, par influence sur le processus de sélection.

A M. le Professeur TANK, dont les conseils m'ont été d'un grand secours dans l'exécution de ce travail, je désire exprimer ici toute ma gratitude.

Über Lichtmodulation durch fortschreitende Ultraschallwellen

von R. BÄR (Zürich, Universität).

Wenn eine ebene Lichtquelle durch eine fortschreitende Ultraschallwelle hindurchgeht, so sind bekanntlich für Schallfrequenzen über ca. 1000 kHz bei stroboskopischer Beleuchtung im austretenden Licht helle und dunkle Streifen in Abständen der Schallwellenlänge sichtbar. Es entstehen daher, wenn eine ebene Lichtwelle nacheinander durch zwei fortschreitende Ultraschallwellen hindurchgeht, auch bei nichtstroboskopischer Beleuchtung stroboskopische Effekte, die für Schallwellen in Flüssigkeiten nun beschrieben und erklärt werden. Als Spezialfall ergibt sich eine Versuchsanordnung, bei der der Streifenabstand hinter der ersten Schallwelle unendlich gross wird, so dass die Lichtintensität über das ganze Gesichtsfeld mit der Frequenz der Schallwelle moduliert ist. Dieses Ultraschallstroboskop wird zur Sichtbarmachung eines nichtebenen Schallwellenfeldes im Frequenzbereich 7—10,000 kHz verwendet. (Erscheint ausführlich in Helv. Phys. Acta.)