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

Herausgeber: Schweizerische Naturforschende Gesellschaft

Band: 114 (1933)

Vereinsnachrichten: Sektion für Physik

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

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

Conditions d'utilisation

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

Terms of use

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

Download PDF: 15.07.2025

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

2. Sektion für Physik

Sitzung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

Samstag, 2. und Sonntag, 3. September 1933

Präsident: Prof. Dr. P. SCHERRER (Zürich)
Aktuar: Priv.-Doz. Dr. G. HERZOG (Zürich)

1. E. MIESCHER u. M. WEHRLI (Basel). — *Die Spektren der Galliumhalogenide.*

Die Halogenide des 1-wertigen Galliums sind bisher nicht mit Sicherheit chemisch isoliert worden. Es gelingt jedoch unter geeigneten Bedingungen Spektren der zweiatomigen Moleküle *GaCl*, *GaBr*, *GaJ* schon bei niedrigen Temperaturen intensiv in Absorption zu erhalten, womit erwiesen ist, dass diese Körper in Dampfform beständig Moleküle bilden.

Die neu gefundenen Spektren (Quarzspektrograph, 3 m-Gitter) sind völlig analog den Spektren der Indiumhalogenide.[1] Tab. 1 enthält die Konstanten der Moleküle als Ergebnis der Analyse.

Tabelle 1 (Galliumhalogenide)

Salz	System	a	ν_e cm^{-1}	ω_e''	$x''\omega_e'$	ω_e'	$x'\omega_e'$	$\omega_e''^2 \cdot z_1 z_2$
$Ga_{69}Cl_{35}$	A	V	29524,1	365,5	1,1	395,8	2,5	7,0 10^7
	B	V	29855,8	364,7	1	395,1	2,4	
	C	R	40246	365	1	150	—	
$Ga_{69}Br_{81}$	A	V	28161,8	262,8	0,7	272,3	2,5	7,6 10^7
	B	V	28534,4	263,3	0,75	271,6	2,5	
	C	—	37600	Fluktuationsspektrum				
$Ga_{69}J$	A	V	25570,3	215,5	0,4	193,2	2,4	7,6 10^7
	B	V	25890	Analyse unvollständig				
	C	—	33000	Max. eines Kontinuum				

Bezeichnungen s. [2]

[1] *M. Wehrli* u. *E. Miescher,* Helv. Phys. Acta *6* (vorangehende Mitteilung).

Alle Systeme sind gegenüber den entsprechenden der In-Salze etwas nach kürzeren Wellen verschoben. Die Systeme A u. B sind bis auf $\sim 300\ \mathrm{cm}^{-1}$ zusammengerückt. System C ist nur beim *GaCl* diskontinuierlich, in Analogie zum *InCl* C [1] prädissoziiert schon der 1. Schwingungsterm des oberen Zustandes ($v' = 1$), 0 ← v''-Kanten sind scharf, 1 ← v''-Kanten unscharf, höhere v'-Terme fehlen.

In allen diskontinuierlichen Spektren treten neben der *Cl*- u. *Br*-Isotopie die Isotopenkanten des *Ga* auf (Ga_{69} u. Ga_{71}), womit die von *Aston* [2] massenspektroskopisch gefundene Isotopie des *Ga* hier erstmals im Bandenspektrum bestätigt wird.

Die Systeme A u. B des *GaJ* (entsprechendes gilt für InJ) zeigen für kleine Quantenzahlen v', v'' anormale Abschattierung (nach violett trotzdem $\omega_e' < \omega_e''$), mit zunehmendem v', v'' werden die Banden linienhaft scharf und darauf zunehmend symmetrisch unscharf. Zwei ausgedehnte nach Rot abschattierte Kantensysteme bilden offensichtlich eine Fortsetzung der Systeme A u. B über das Übergangsgebiet (Umklappen der Abschattierung) hinaus. Im Übergangsgebiet selbst liegen Störungen vor. Die ausführliche, in Kürze erscheinende Arbeit wird hierauf näher eingehen.

2. M. Wehrli und E. Miescher (Basel). — *Die Spektren der Indiumhalogenide.*

Bis vor kurzem [3] war kein Spektrum der Indiumhalogenide bekannt. Es gelingt den Verfassern durch Untersuchung der diatomaren Salze, welche selbst hergestellt werden müssen, ausgedehnte Spektren der Moleküle *InCl*,[1] *InBr* und *InJ* aufzunehmen. Die Emissionsspektra sind im Geisslerrohr mit Aussenelektroden (Hochfrequenzerregung) und die Absorptionsspektra unter Verwendung einer Wasserstoffentladung oder einer Wolframpunktlampe erhalten worden. Da mittels des 3 m Gitterspektrographen in 2. Ordnung noch gut durchexponierte Platten vorliegen, ist es möglich gewesen, die Spektren weitgehend zu analysieren. Bei den ersten zwei Salzen findet man den theoretisch erwarteten Isotopeneffekt der Halogene, womit nicht nur die Zuordnung der Spektra zu den Trägern gesichert wird, sondern auch die Quantenzahlen richtig zugeordnet werden können.

Alle 3 Substanzen zeigen je 3 Bandensysteme A, B, C, wovon 2 nahe zusammenfallen. Tabelle 1 enthält die Daten der Analyse.[4]

---

[1] *E. Miescher* u. *M. Wehrli,* Helv. Phys. Acta *6,* 256, 1933. System C ist hier als Spektrum I, die Systeme A u. B als II bezeichnet.

[2] *F. W. Aston,* Nature *112,* 449, 1923.

[3] *E. Miescher* und *M. Wehrli* in Helv. Phys. Acta *6,* 256, 1933.

[4] Bezeichnungen nach *W. Jevons* Band-Spectra, S. 266.

Tabelle 1 (Indiumhalogenide)

Substanz	System	a	ν_e cm^{-1}	ω_e''	$x''\omega_e''$	ω_e'	$x'\omega_e'$	$\omega_e'^2 \cdot z_1 z_2$
	A	V	27764,7	317,4	1,1	340,3	2,0	
$InCl_{35}$	B	V	28560,2	317,4	1,1	339,4	2,1	8,3 10^7
	C	R	37484,4	315,5	0,85	179,3	13,9	
	A	V	26595,8	220,6	0,5	227,4	1,6	
$InBr_{81}$	B	V	27382,7	220,9	0,7	218,0	1,6	8,5 10^7
	C	—	35200	Fluktuationsspektrum				
	A	V	24401,4	176,7	0,3	158,5	1,7	8,1 10^7
InJ	B	V	25040	Analyse unvollständig				
	C	—	31500	Lage des Maximums eines Kontinuums				

a = Abschattierung der Banden; ν_e = Elektronentermdifferenz; ω_e', ω_e'' = Kernschwingungszahl des obern bzw. untern Zustandes; $x'\omega_e'$, $x''\omega_e''$ = entsprechende Anharmonizitätsfaktoren; z_1, z_2 = Ordnungszahlen der Atome.

Die Bandensysteme B des $InBr$ und A des InJ zeigen anormale Abschattierung a; es treten gleichzeitig überschüssige Kanten auf, welche teilweise nach rot abschattiert sind. Wie man aus der letzten Kolonne erkennt, ist die Rosensche Formel gut erfüllt.

3. K. Wieland, M. Wehrli und E. Miescher (Basel). — *Ein neues Bandenspektrum des Schwefels im Schumanngebiet.*

Das Absorptionsspektrum von gesättigtem und von überhitztem Schwefeldampf wird in einem Druckbereich von 0,5 bis 9 mm und in einem Temperaturbereich von 200° bis 600° C mit einem kleinen Flussspat-Spektrographen (Göttinger-Modell) bis herab zu 1500 Å untersucht. Im gesättigten Schwefeldampf, der fast ausschliesslich S_8- und S_6-Moleküle enthält,[1] kann nur ein kontinuierliches Spektrum festgestellt werden, dessen Maximum bei etwa 1700 Å liegt und dessen langwelliger Ausläufer schon von Teves[2] beobachtet und dem S_6-Molekül zugeschrieben worden ist. Im stark überhitzten Dampf dagegen, der nur noch S_2-Moleküle enthält, verschwindet erwartungsgemäss die kontinuierliche Absorption vollständig, um einem sehr intensiven scharfkantigen Bandenspektrum (1850 — 1600 Å) Platz zu machen. Gleichzeitig, nur viel weniger krättig, treten auch die bekannten ultravioletten S_2-Banden[3] auf. Die Analyse des neuen Spektrums bestätigt dessen Zugehörigkeit zum S_2-Molekül. Es können etwa 20 nach Violett abschattierte Band-

[1] Preuner und Schupp, Z. phys. Chem. **68**, 129, 1910.
[2] Zürcher Dissertation 1926.
[3] Christy und Naudé, Phys. Rev. **37**, 490, 1931.

kanten gemessen werden, die sich aber auf zwei verschiedene Elektronenbandsysteme verteilen. Die vorläufigen Kantenformeln dieser beiden Systeme lauten in ganzzahligen Vibrationsquantenzahlen v:

I. $\nu = 55621 + v'823 - v''(725 - 3\ v''),\ v' = 0 - 3,\ v'' = 0 - 3$
II. $\nu = 58557 + v'460 - v''(725 - 3\ v''),\ v' = 0 - 6,\ v'' = 0 - 3$

Es mag darauf hingewiesen werden, dass in Formel II die Schwingungsfrequenz im oberen Zustand wesentlich kleiner als im Grundzustand ist, dass aber trotzdem die Banden nach Violett abschattiert sind, was einer meist gültigen Regel widerspricht. Eine ausführlichere Mitteilung, die in den H. P. A. erscheinen soll, wird sich mit diesem merkwürdigen Fall noch näher beschäftigen müssen.

4. K. Wieland (Davos). — *Optische Dissoziation von gasförmigem Schwefeldioxyd.*

Ein im äussersten Ultraviolett gelegenes linienreiches Absorptionsspektrum von Schwefeldioxyd-Gas[1] zeigt bei 1900 Å Prädissoziation (Aufhören der Rotationsstruktur), die einer optischen Dissoziation von SO_2 in $SO + O$ entspricht. Bestrahlt man SO_2 bei Drucken zwischen 1 und 5 mm mit einer Wasserstofflampe, deren kontinuierliches Licht viel weiter als 1900 Å reicht, so beobachtet man bei Zimmertemperatur keine Andeutung einer Dissoziation, wohl aber bei 300° C und mehr °. Dann treten zwischen 1800 und 1650 Å neue, starke Banden auf, während gleichzeitig die SO_2-Banden merklich schwächer werden. Die neuen Banden gehören dem Schwefeldampf (S_2) an, wie eine später gemeinsam mit E. Miescher und M. Wehrli durchgeführte Untersuchung[2] ergeben hat. Das Auftreten von Schwefel lässt zunächst an eine Dissoziation von SO_2 in $^1/_2\ S_2 + O_2$ denken. Indessen kann diese mit 83 kcal endotherm verlaufende Reaktion zwar wohl optisch, sicher aber nicht thermisch (300° C = 0,6 kcal) beeinflusst werden. Viel eher wird man daher eine Dissoziation von SO_2 in $^1/_6\ S_2 + {}^4/_6\ SO_3$ annehmen, da diese eine endotherme Energie von nur 12,6 kcal benötigt. Zu Gunsten dieser zweiten Annahme sprechen auch Versuche von Kornfeld und Weegmann[3], die bei Bestrahlung von SO_2 bei Atmosphärendruck mit kurzwelligem Funkenlicht ($\lambda \sim 2000$ Å)Schwefelabscheidung an den Gefässwänden und Bildung von SO_3-Dämpfen festgestellt haben.

Die Versuche, über die hier vorgetragen worden ist, sind in Bristol (H. H. Wills Physical Laboratory der Universität) ausgeführt worden. Eine ausführlichere Mitteilung wird voraussichtlich in einer englischen Zeitschrift erfolgen.

5. P. Preiswerk und A. Hagenbach (Basel). — *Optische Aktivität und Absorption von isosteren Molekeln.*

Zum Vergleich der nach dem Hydridverschiebungssatz von Grimm

[1] K. Wieland, Nature *130*, 847, 1932.
[2] Vgl. vorhergehendes Referat.
[3] Z. f. Elektrochem. *36*, 789, 1930.

ähnlichen Gruppen — OH, — CH_3, — Cl in optisch aktiven Molekeln wird die Absorption von Benzoin C_6H_5 CH (OH) CO C_6 H_5, Methyldesoxybenzoin C_6H_6 CH (CH_3) CO C_6H_5, Desylchlorid C_6H_5 CH (Cl) CO C_6H_5 und der Drehungsverlauf der beiden ersteren Stoffe gemessen. Nach der Kuhnschen Theorie wird der Drehungsbeitrag der ersten Absorptionsbande, die der CO-Gruppe zuzuordnen ist, berechnet und ihr Anisotropiefaktor g (beim Benzoin $g = 0{,}012$ Bandenstärke $f = 0{,}0052$, bei Methyldesoxybenzoin $g = 0{,}019$, $f = 0{,}0032$) bestimmt.

Der Vergleich von Absorption und Drehung zeigt, dass sich der ausgeprägte polare Charakter der OH-Gruppe in Benzoin gegenüber der CH_3- und Cl-Gruppe in Methyldesoxybenzoin und Desylchlorid in der Absorption auswirkt, und zwar hauptsächlich in der Verstärkung der schwachen CO-Bande und Verringerung ihrer Halbwertsbreite. Mit der Verstärkung der Bande verringert sich ihre Anisotropie.

Herrn Prof. H. Erlenmeyer möchten wir für die Herstellung der Substanzen und für wertvolle Diskussionen den besten Dank aussprechen.

6. Albert Perrier (Lausanne). — *Théorèmes sur la variation des effets magnétogalvaniques transversaux et effets connexes dans les milieux ferromagnétiques.*

Partant d'une théorie générale de ces effets, proposée antérieurement, l'auteur établit notamment une loi quantitative dont voici une expression analytique et quelques formes particulières en langage ordinaire.

1° Soit: J_x = densité d'un courant « primaire ».
J_y = densité du courant « secondaire » (rotationnel) correspondant (représentant ici l'effet Hall).
$\mathfrak{J}$ = aimantation *observable* normale à J_x et J_y.
ζ = « rotation spécifique » (par unité d'aimantation) on a $J_y = -\zeta J_x \cdot \mathfrak{J}$.

2° Si l'on fait passer dans un milieu ferromagnétique un courant normal à son aimantation observable, il apparaît une composante rotationnelle de courant proportionnelle à cette aimantation.

3° La rotation moyenne du gradient de potentiel dans un milieu ferromagnétique est proportionnelle a son aimantation observable ($tg\varphi = J_y/J_x$).

4° L'effet Hall (sens habituel = différence de potentiel normal au courant et au champ magnétique) dans une plaque ferromagnétique est proportionnel à son aimantation.

Quelques corollaires sont exprimés touchant notamment les diverses irréversibilités (magnétiques, thermiques, mécaniques) et la loi d'approche à la saturation.

Extension des théorèmes aux effets magnétothermiques et magnétothermoélectriques.

Contrairement à ce qu'un examen superficiel pourrait faire conclure, les expériences anciennes et récentes sont autant de preuves de l'accord des lois théoriques avec celles de la réalité. La note suivante justifie

les règles d'interprétation rationnelle des résultats expérimentaux bruts.

(V. Note plus étendue au compte rendu des séances de la Soc. Suisse de Physique, Helvetica Physica Acta, v. VI [1933].)

7. Albert Perrier (Lausanne). — *Actions démagnétisantes et lois expérimentales des phénomènes du type magnétogalvanique et des effets connexes.*

Dans les recherches magnétogalvaniques et beaucoup d'autres sur les milieux ferromagnétiques, on est souvent conduit à aimanter normalement à leurs grandes dimensions des lames, fils, etc. Les champs démagnétisants, intenses et inévitables dans ces directions, peuvent être l'origine de sérieuses erreurs sur les données numériques et de regrettables équivoques dans l'interprétation des lois observées.

A l'aide simplement de quelques principes de physique classique, l'auteur délimite tout d'abord sur quels points et dans quelle mesure des ambiguïtés peuvent subsister.

Il discute ensuite la question essentielle de savoir si le champ inducteur ou l'intensité d'aimantation est variable déterminante dans les lois observées de tel phénomène envisagé. Il ressort de cette discussion que les actions démagnétisantes apparaissent dans un grand nombre de cas, non pas comme un facteur gênant, mais au contraire nettement favorable soit à cette discrimination, soit à la recherche des lois réelles, s'il y en a sous des formes simples.

Ces modes généraux de discussion sont illustrés par leur application à l'effet Hall et d'autres phénomènes comparables.

Ils font entrevoir la possibilité d'une méthode de mesure des aimantations par voie potentiométrique, dans des circonstances justement où les méthodes connues sont inapplicables.

(Voir note plus étendue au compte rendu des séances de la Soc. suisse de Physique. Helvetica Physica Acta, v. VI, 1933.)

8. Albert Perrier et H. Favez (Lausanne). — *Technique pour l'étude des liaisons générales entre ferromagnétisme et contraintes mécaniques intenses.*

Des recherches théoriques récentes ont mis en lumière le rôle capital qui revient aux contraintes mécaniques dans la genèse des courbes d'aimantation, leurs aspects si capricieusement variés et complexes, et même probablement dans les effets de traitements thermiques.[1] Les auteurs ont entrepris une série d'investigations dont le but principal est de discriminer par voie expérimentale (et tout spécialement mécanique) les parts qu'il faut attribuer, dans l'énergie globale d'orientation des porteurs du ferromagnétisme, aux actions suivantes: Couplages proprement *réticulaires,* soit actions mutuelles diverses dans le

[1] V p. ex. A P. — « Helvetica Physica Acta », vol. IV (1931), p. 214; vol. V (1932), pp. 59, 223, 307.

domaine atomique; couplages élastiques résultant de la striction spontanée; couplages purement magnétiques.

La seconde catégorie fait entrer en jeu à la fois des forces réticulaires et des actions mutuelles des blocs de la mosaïque hypothétique, la troisième est liée exclusivement à cette hypothèse des groupements saturés.

Ce programme implique, bien entendu, la recherche des causes des *irréversibilités* thermiques et mécaniques (propriétés « texturales », strukturabhängige Eigenschaften).

A ces fins, une technique est en voie d'élaboration, qui doit permettre l'étude magnétique complète d'éprouvettes:

1° De dimensions notables (ordre de quelques cm.) en toutes directions,
2° amenées autant que possible à la forme de tores,
3° soumises à des efforts extérieurs considérables (jusqu'à la limite de rupture si possible) tant permanents que temporaires, tant tractions que surtout *compressions,*
4° ces contraintes devant s'exercer suivant des directions bien déterminées, aussi bien parallèlement que *perpenticulairement* aux champs magnétiques.

Ces exigences sont sévères et sur bien des points en opposition les unes aux autres.

Tout d'abord, on a dû proscrire tout enroulement primaire sur les anneaux d'essai. On a fait appel au champ d'un courant rectiligne indéfini, réalisé avec une bonne approximation à l'aide de deux enroulements rectangulaires installés symétriquement dans un plan vertical commun et avec deux de leurs branches verticales en contact étroit. On a déjà utilisé régulièrement des champs circulaires ainsi produits jusqu'à 20 gauss, et nous pensons atteindre très prochainement un millier de gauss.

De la partie mécanique, nous ne signalerons dans ce bref extrait que deux méthodes, imaginées pour obtenir des contraintes considérables et permettre l'étude magnétique en présence de ces contraintes.

L'échantillon est taillé au tour de précision en tore à méridienne rectangulaire. On prépare d'autre part un tore de laiton dont le diamètre intérieur par exemple est *inférieur* de quelques centièmes de mm. au diamètre *extérieur* de l'échantillon. Le laiton étant amené à une température élevée convenable, on introduit rapidement — c'est une opération délicate — l'éprouvette en son intérieur. Après refroidissement, cette dernière est évidemment soumise à une *compression* longitudinale dans toute son étendue. Dispositions inverses pour *l'extension.*

Cet artifice, rapide, destiné à une première investigation, sera remplacé par une méthode rendant possible l'emploi méthodique des *machines à esssayer les matériaux,* avec tous les avantages d'ampleur de variation et de réglage des efforts qu'elles comportent. Ces éprouvettes (tores ou barreaux) sont logées dans des carcasses adaptées à

chaque cas, construites en un métal très plastique (cuivre, etc.) et dimensionnées largement.

L'ensemble est comprimé ou tractionné à volonté et le tout peut être transporté et installé où il convient pour une étude magnétique à loisir: les déformations rémanentes, considérables, des carcasses maintiennent, en effet, les éprouvettes sous contrainte. On peut ensuite répéter l'opération et accroître les contraintes selon nécessité.

Le premier de ces principes n'avait jamais encore été appliqué à des recherches comparables; quant au second, il est, que nous sachions, tout à fait inédit, et nous pensons qu'il pourra rendre service dans bien d'autres domaines encore.

Il importe de noter que, par ces techniques, on conduit les déterminations, non pas sous des *efforts extérieurs imposés* et constants durant les mesures, mais approximativement à *déformations imposées,* les contraintes variant alors par le jeu de la magnétostriction. Il y a là une différence de principe avec les méthodes usitées autre part pour des études comparables (très fréquemment, fils minces attaqués par des poids), différence de principe qui doit se répercuter dans les résultats et les interprétations.

L'exposé est illustré en séance par la projection de photographies des organes d'appareils et de graphiques des résultats acquis jusqu'ici, très nets en ce qui concerne la *susceptibilité initiale* [1].

Ces recherches seront publiées avec détail aux H. P. A.

(Même résumé au C. R. de la Soc. suisse de Physique H. P. A., vol. VI, 1933.)

9. T. Kousmine (Lausanne). — *Force électromotrice d'aimantation du nickel.*

On sait que la f. e. m. thermoélectrique d'un couple comprenant une branche ferromagnétique varie sous l'action de l'aimantation; c'est cette variation que nous désignons par «f. e. m. d'aimantation». Nous avons présenté antérieurement un travail sur la f. e. m. d'aimantation *du fer;* les mêmes méthodes ont été reprises pour l'étude *du nickel.* Celui-ci, pris sous forme de plaque, a été aimanté longitudinalement et transversalement, cela exactement dans les mêmes conditions.

Jusqu'à présent, le phénomène n'avait été étudié qu'incidemment, dans une étude sur la magnétostriction, et seulement dans le cas de fils. Les résultats manquaient de certitude, en particulier en ce qui touche l'aimantation transversale des fils: le champ démagnétisant est très grand dans ce cas et déforme complètement la courbe. Dans une plaque, large par rapport à l'épaisseur, le champ démagnétisant est réduit, et l'allure de la courbe de la f. e. m. d'aimantation en fonction du champ magnétique se rapproche beaucoup plus de ce qu'elle serait si l'on portait sur l'axe des abscisses les valeurs du champ réel à l'intérieur du métal. L'aimantation du nickel étant plus faible que celle

[1] Pour un aperçu de ces résultats, v. A. Perrier et H. Favez, Déformations et aimantation (note I), Bull. Soc. vaudoise Sc. Nat., vol. 58 (1933), p. 9.

du fer, le déplacement des courbes par le champ démagnétisant est moindre; cependant, avec l'aimantation transversale, il est loin d'être négligeable.

La forme des lois est plus simple que dans le cas du fer: en particulier, le maximum dans les champs moyens a disparu. Dans les champs faibles, la variation de la f. e. m. est rapide; à partir de 1000 gauss la saturation semble être nettement atteinte. La valeur maximum des f. e. m. correspond ici à la saturation: elle est de $-30 \cdot 10^{-8}$ volts/degré dans le cas de l'aimantation longitudinale et de $+13{,}5 \cdot 10^{-8}$ volts/degré pour l'aimantation transversale.

Il est intéressant de remarquer que les deux métaux étudiés voient leur pouvoir thermoélectrique augmenter par aimantation longitudinale et diminuer par aimantation transversale; les variations de la f. e. m. sont donc de signes contraires dans ces deux cas. Ce fait s'interprète facilement dans la théorie proposée par A. Perrier sur la conduction des milieux ferromagnétiques: la modification du pouvoir thermoélectrique par aimantation préexisterait déjà dans le métal non aimanté (macroscopiquement) et serait due à l'aimantation spontanée des éléments saturés; cette modification serait en outre anisotrope dans chaque élément, et c'est cette anisotropie seule que nous mettons en évidence en orientant les vecteurs aimantation spontanée par le champ extérieur. Cette anisotropie moyenne est mesurée par la différence algébrique des variations dues aux aimantations observables longitudinale et transversale; elle est de $43{,}5 \cdot 10^{-8}$ volts/degré, ce qui ne représente que quelques pourcents du phénomène spontané total (disparaissant seulement au point de Curie). Le rapport 2,2 des deux valeurs trouvées se rapproche du rapport théorique 2, que l'on trouve par un calcul de statistique.

Un mémoire détaillé paraîtra dans les «Helvetica Physica Acta».

10. E. Galavics. — *Experimentelle Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität des freien Radikals $C_{14}H_{14}O_3N$ und Vergleich mit der Quantentheorie.*

Nach der quantentheoretischen Auffassung vom Wesen der chemischen Bindung ist die unpolare reine Valenzbindung, wie wir sie in der organischen Chemie meistens antreffen, gleichbedeutend mit der Absättigung von Spinmomenten der Elektronen. Die Elektronen treten bei der Bindung zu „Zweiergruppen“ zusammen, und zwar so, dass ihre magnetischen Momente sich kompensieren. Eine unabgesättigte freie Valenz ist verbunden mit freiem Spinmoment. Es ist daher interessant, freie organische Radikale, bei welchen eine Valenz ungesättigt bleibt, auf ihr magnetisches Verhalten zu untersuchen. Das hier gemessene freie Radiokal $C_{14}H_{14}O_3N$ (Diparaanisylstickstoffoxyd) zeigt ein paramagnetisches Verhalten, welches völlig im Einklang mit den quantentheoretischen Anschauungen über den Valenzbegriff steht. Es zeigt pro Molekül ein Moment von genau einem Bohrschen Magneton, dazu den richtigen diamagnetischen und hochfrequenten Anteil zur Suszeptibilität.

11. F. TRENDELENBURG (Berlin-Siemensstadt). — *Elektronenbeugung an Kohlenstoffen.* (Nach Versuchen gemeinsam mit E. Franz und O. Wieland.)

Die Heranziehung der Elektronenbeugungsmethoden zur Kristallstrukturuntersuchung lässt neue Aufschlüsse gegenüber röntgenographisch bekannten Tatsachen vor allen Dingen hinsichtlich der Beschaffenheit von Oberflächenschichten erwarten, da die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Einzelatomen eine sehr grosse ist; Röntgenstrahlen erlauben wegen ihrer grossen Durchdringungsfähigkeit Aussagen im allgemeinen nur über die tieferen Schichten.

Elektronenbeugungsversuche an Kohlenstoffen der verschiedensten Kristallitgrösse (vom grobkristallinen Ceylon- bezw. Passauer Graphit bis zu den früher vielfach als amorph bezeichneten feinstkristallinen Russen) zeigten, dass sämtliche Elektroneninterferenzen der von O. HASSEL und H. MARK auf röntgenographischem Wege ermittelten orthohexagonalen Elementarzelle des Graphits entsprechen. Grundsätzlich verschieden sind Elektroneninterferenzen und Röntgeninterferenzen in der Intensitätsverteilung der Interferenzen verschiedener Indizierung. Bei Elektronenbeugung fallen an grobkristallinen Materialien sämtliche Interferenzen von der Indizierung 001 aus; ein Befund, aus dem geschlossen werden muss, dass die zur Basisfläche parallelen Oberflächenschichten der Kohlenstoffe andere Eigenschaften haben wie die zur Basisfläche senkrechten Oberflächenschichten, und zwar sind offenbar die erstgenannten Flächen elektronenoptisch glatt, so dass die Elektroneninterferenzen ausgelöscht werden, die anderen elektronenoptisch rauh, eine Feststellung, die durch andere physikalische und chemische Erfahrungen an Kohlenstoffen (Spaltbarkeit usw.) bestens gestützt wird.

Die ausführliche Veröffentlichung erfolgt in der „Zeitschrift für technische Physik".

12. E. STAHEL und H. KETELAAR (Brüssel). — *Kernstreuung der Gammastrahlen.*

Es werden über Untersuchungen betreffend die Streuung von Gammastrahlen an verschiedenen Metallen berichtet und daraus Schlüsse über die Wechselwirkung der Gammastrahlen und Atomkernen gezogen.

13. E. LENZ (Stuttgart). — *Die durch die Ultrastrahlung erzeugte Leitfähigkeit der unteren Atmosphäre.*

Kein Referat eingegangen.

14. J. A. PRIEBSCH (Stuttgart). — *Die Druckabhängigkeit der Restionisation bei Ultrastrahlungsmessungen.*

Die Abhängigkeit des Reststroms der von E. Regener zu Absorptionsmessungen im Bodensee verwendeten Ionisationskammer vom Druck der Gasfüllung (CO_2) wurde von P. Pfundt untersucht. Der Charakter der hierbei gefundenen Kurve (Ansteigen des Reststroms bei niederen Drucken bis zu etwa $^1/_3$ Atm., zu höheren Drucken wieder Absinken) fand im Zusammenwirken der zwei Faktoren: einerseits steigende Aus-

nützung der Reichweite der Strahlung, anderseits schlechter werdende Sättigung bei steigendem Druck, seine Erklärung, die durch Messungen von E. Körner, der eine gleichgestaltete Ionisationskammer durch Auskleiden der Innenwand mit radioaktiven Stoffen mit künstlicher, hoher Reststrahlung versehen hatte, bestätigt und mathematisch genauer gefasst wurde. Der Vortragende hat den natürlichen Reststrom eines druckfesten Ionisationsgefässes, in das nach Art der Kolhörsterschen Strahlungsapparate ein Kolhörstersches Elektrometersystem eingesetzt war, in den Gasen CO_2, Luft, Argon, Wasserstoff durch Versenken in 235 m Wassertiefe im Bodensee gemessen und die Verschiedenheiten der sich bei den einzelnen Gasen ergebenden Druckkurven durch die verschiedene Dichte und Sättigungseigenschaften der untersuchten Gase erklärt.

15. V. F. Hess, R. Steinmaurer und H. Graziadei (Innsbruck). — *Meteorologische und solare Einflüsse auf die Intensität der Ultrastrahlung.* (Nach Beobachtungen auf dem Hafelekar-Observatorium 1931/33.)

Aus einem 19 monatlichen Beobachtungsmaterial, das mit einer Steinke-Standardapparatur gewonnen worden war, konnte eine Reihe von Beziehungen zwischen Ultrastrahlung und meteorologischen und solaren Faktoren abgeleitet werden.

Mit zunehmender *absoluter Feuchtigkeit* wie mit zunehmender *Bewölkung* nimmt die Intensität des harten Anteils der Strahlung ab, die des weichen Anteils dagegen zu. Während die Strahlungszunahme durch einen Anstieg der weichen Streustrahlung erklärt werden kann, dürfte die Abnahme der harten Strahlung wenigstens zum Teil auf Absorption der Ultrastrahlung durch den in der Atmosphäre enthaltenen Wasserdampf beruhen. Diese Feststellung ermöglicht vielleicht eine Erklärung des *Temperatureffektes* der Ultrastrahlung, da, wie gezeigt werden konnte, Temperatur und Feuchtigkeit am Hafelekar parallel gehen.

Bei starkem *Sonnenschein* tritt eine Erhöhung der weichen Strahlung um etwa 1 % auf.

Die *Tag*werte sind stets um 2—3 ‰ höher als die *Nacht*werte.

Schneefälle erzeugen einen starken Anstieg, besonders der harten Strahlung.

Zwischen *Sonnenflecken* und Ultrastrahlung konnte kein einfacher Zusammenhang gefunden werden. Doch sind Anzeichen für eine Strahlungserhöhung von etwa 1 % 10 bis 15 Tage nach dem Durchgange eines Flecks vorhanden. Dieser Anstieg, der bei der harten und weichen Strahlung sich in gleicher Weise bemerkbar macht, ist vielleicht durch einen indirekten Einfluss sehr langsamer Korpuskularstrahlen zu erklären.

Während *magnetischer Gewitter* ist in der Mehrzahl der Fälle die Strahlungsintensität geringer als vor dem Gewitter.

Die Beobachtungen am Hafelekar-Observatorium werden fortgeführt.

Eine ausführliche Publikation erscheint in den „Helvetica Physica Acta“ und in den Sitzungsberichten der Preussischen Akademie der Wissenschaften.

16. E. Lips (E. T. H. Zürich). — *Paramagnetisches Verhalten des Cr^{++}-Ions.*

Es sind die Suszeptibilitäten von Chromosalzen nach der Faraday-Methode in einem Temperaturbereich von 54°—400° K gemessen worden.

Die Suszeptibilität von $CrCl_2$ zeigt über den ganzen Messbereich Abweichung vom Curie-Weißschen Gesetz

$$\chi_m = C_m / T - \Delta$$

Besonders bei tiefen Temperaturen verläuft die Kurve im $^1/_\chi : T$ Diagramm konkav nach der T-Achse. Die Abweichung beträgt für T=63° zirka 3 %. Da C und Δ langsam veränderliche Funktionen der Temperatur sind, so ist das gebräuchliche Verfahren, wonach man aus C den Wert des magnetischen Moments ableitet, nach den quantenmechanischen Anschauungen nicht mehr gerechtfertigt. Bei hohen Temperaturen, wo das Curie-Weißsche Gesetz in relativ kleinem Temperaturintervall mit dem Δ-Wert von —127° annähernd erfüllt ist, führt die Anwendung der Formel zu einem magnetischen Moment von 4,97 Bohrschen Magnetonen.

Die Suszeptibilität von $CrSO_4 \cdot 6\,H_2O$ folgt bis zu den tiefen Temperaturen sehr gut dem Curie-Weißschen Gesetz

$$\chi_m = \frac{2{,}94}{T + 1{,}0}$$

mit einem kleinen Wert von Δ und völlig konstantem C.

Das magnetische Moment beträgt 4,85 ± 0,03 Bohrsche Magnetonen.

Berechnet man die effektive Magnetonenzahl nach der Van Vleckschen Theorie für das ideal freie Cr^{++}-Ion, so ergeben sich bei verschiedenen Temperaturen folgende Werte:

T =	0	20	80	273	400° K
$\mu_{eff.}$ =	0	1,74	2,90	4,25	4,55

Diese grossen Abweichungen vom Curieschen Gesetz können aber für das gebundene Ion im Kristall nicht erwartet werden.

Verschiedene Autoren wie Kramers,[1] Bethe[2] und Van Vleck[3] beschreiben den Einfluss der Nachbaratome als den eines inhomogenen elektrischen Feldes, und suchen die Aufspaltungen, die hierdurch in den Niveaus der freien Ionen zustande kommen, zu ermitteln.

Diese kristallinen Stark-Effektaufspaltungen sind gross gegen die ursprünglichen Multiplettaufspaltungen des freien Ions. So spaltet sich der D-Term des Cr^{++}-Ions in einem Kristallfeld von kubischer Symmetrie in eine dreifach und eine zweifach entartete Komponente auf, wobei aber die letztere, die niedrigste Energiestufe, unmagnetisch bleibt.

---

[1] Kramers: Proc. Ac. Amst., 33. 959, 1930.
[2] Bethe: An. d. Phys., 3, 133, 1929.
[3] V. Vleck: Phys. Rev., 41, 208, 1932.

Der Beitrag der Bahnumlaufsmomente wird so vollständig aufgehoben. Die Magnetonenzahl berechnet sich dann aus der Bose-Stonerschen Formel $\sqrt{4S\,(S+1)} = 4{,}90 \quad (\mu_{exp.} = 4{,}85)$.

Die experimentellen Daten geben gut die theoretischen Erwartungen wieder. Die Differenz wird durch die Bahn-Spin Wechselwirkung, die einen kleinen Beitrag des Bahnmomentes gibt, erklärt.

17. F. Coeterier (E. T. H. Zürich). — *Einstein—de Haas-Effekt an Pyrrhotin.*

Ferromagnetismus wird oft betrachtet als eine spezifische Erscheinung für den Spinmoment der Elektronen in einem Kristallgitter und zwar hauptsächlich weil die Experimente an Ferromagnetica noch nie einen Anteil von Bahnmomenten nachweisen konnten.

Unter den Ferromagnetica nimmt Pyrrhotin eine Sonderstellung ein, weil die charakteristischen Eigenschaften des Ferromagnetismus sich nur in einer bestimmten Kristallfläche zeigen. In einer Richtung senkrecht dazu ist das Verhalten rein paramagnetisch. Interessant ist deshalb bei Pyrrhotin die Frage nach den Trägern des Magnetismus in letzter Instanz, weil man kaum annehmen kann, dass Pyrrhotin nicht mehr oder weniger eine Ausnahme auf die oben genannte Regel bilden würde.

Für die relative Beteiligung von Bahnmoment und Spinmoment am Magnetismus ist das mittlere Verhältnis zwischen dem magnetischen Moment und dem Impulsmoment der Atome kennzeichnend. Dieses Verhältnis wird in Grösse angegeben durch den Landéschen g-Faktor und gemessen mittelst des Einstein—de Haas-Effektes (Rotation durch Magnetisation).

Das zu untersuchende Präparat hängt dabei an einem dünnen Quarzfaden axial in einer Magnetspule. Mit einer Resonanzmethode wird der kleine Drehstosseffekt, der bei einer Ummagnetisierung des Präparates erfolgt, durch Überlagerung von mehreren Stössen zu einer messbaren Schwingungsamplitude gesteigert. Hauptschwierigkeiten sind: 1. eine genaue Resonanz und 2. eine zuverlässige Störungsbefreiung. Das Verfahren von Einstein und de Haas wurde von uns insofern abgeändert, dass das schwingende Präparat auf lichtelektrischem Wege selbst das Magnetfeld kommutierte, genau in der Nullage seiner Bewegung. Erreicht wird damit: 1. eine ideale Resonanz und 2. ein eingefrorener Phasenunterschied zwischen Torsionskoppel und Schwingungsamplitude, welcher die Versuchsordnung unempfindlich macht für jede Störung, die dem Effekt um 90° vorauseilt. Weil das Torsionskoppel proportional der Änderung des magnetischen Momentes ist, die meisten Störungen dagegen proportional dem magnetischen Moment selbst sind, weisen die letzteren tatsächlich einen Phasenunterschied von 90° gegenüber dem Effekt auf. Stabförmige Pulverpräparate wurden angefertigt unter Ausnützung des beschränkten Ferromagnetismus der Pulverteilchen. Die

Füllung geschah nämlich in einem Magnetfeld, infolgedessen die Teilchen sich während des Fallens mit ihrer Richtung leichtester Magnetisierbarkeit nach dem äusseren axialen Felde richten konnten.

Die Resultate von 30 Messungen an 4 verschiedenen Präparaten ergaben: $g = 0{,}62 - 0{,}63 - 0{,}63 - 0{,}64$.

Ein reiner Spinmoment würde ergeben $g = 2$, bei jedem andern Wert muss auch Bahnmagnetismus beteiligt sein. Im Pyrrhotin ist also zum erstenmal ein Fall gefunden von Ferromagnetismus auf bahnmagnetischer Grundlage.

18. Ch. Mongan (E. T. H. Zürich). — *Elektronenbeugung an Eis.*[1]

Infolge der geringen Streuung von Röntgenstrahlen an leichten Elementen war es bisher nicht möglich, den Einfluss von Wasserstoffatomen oder von Wasserstoffionen auf die Intensität der Linien im Beugungsbild von wasserstoffhaltigen Körpern zu bestimmen.

Aus einer Überschlagsrechnung nach der Theorie von Mott erschien es aber aussichtsvoll, Wasserstoffatome mittels Beugungsaufnahmen von Elektronenstrahlen feststellen zu können. Entsprechende Versuche an Eis bestätigten diese Erwartung.

19. O. Wollan (E. T. H. Zürich). — *Messung der Form und Breite der an einem Gas gestreuten Comptonlinie.*

Mit Hilfe einer Dreifiltermethode wird die comptonverschobene Röntgenstreustrahlung von *Li, Be, C, Al* gemessen und die Breite der Comptonlinie bestimmt. Die Methode erweist sich als so lichtstark, dass die Comptonlinie sogar bei *gasförmigem* Streustrahler (Druck zirka 3 Atm. bei Mo_k-Strahlung und Stickstoff) genau ausgemessen werden kann. Aus der Intensitätsverteilung in der Comptonlinie lässt sich die *Geschwindigkeitsverteilung* der Elektronen im streuenden freien Atom und Molekül erschliessen.

20. A. A. Rusterholz (E. T. H. Zürich). — *Streuung von Röntgenstrahlen im Gebiet der anomalen Dispersion. Messungen an Silber.*

Frühere Messungen des Streuvermögens von Silber für *Cu Ka*-Strahlung (A. A. Rusterholz, „Zeitschr. f. Phys.“ *65,* 226, 1930; „Helv. Phys. Acta“ *4,* 68, 1931) hatten ergeben, dass die Abhängigkeit dieses Streuvermögens vom Streuwinkel gut übereinstimmte mit der Winkelabhängigkeit, welche man auf Grund des Thomas-Fermischen Atommodells für das Silber berechnen kann. In Ergänzung dieser Messungen wurde nun eine Absolutbestimmung des Streuvermögens für einen bestimmten Streuwinkel durchgeführt, so dass nun mit Hilfe der früher gemessenen Relativwerte die Streufunktion in absolutem Masse angegeben werden konnte. Es war zu erwarten, dass die Absolutwerte kleiner herausfallen würden, weil die K-Absorptionskante von Silber bei 0,485 Å

[1] Ein ausführlicher Bericht erscheint in den „Helvetica Physica Acta“.

liegt, während die Wellenlänge der gestreuten *Cu Kα*-Strahlung 1,539 Å beträgt, so dass die Elektronen der *K*-Schale keinen Beitrag zur Streuintensität liefern.

Die Bestimmung erfolgte durch photographische Messung der Interferenzintensitäten an einem Gemisch aus Kupfer- und Silberpulver.

Die zu erwartende Differenz zwischen den experimentell ermittelten Werten und den nach Thomas-Fermi berechneten soll gleich sein der Anzahl der Dispersionselektronen der *K*-Schale. Diese Grösse n_k wurde aus den Angaben von H. Hönl („Zeitschr. f. Phys. *84*, 1, 1933) zu 1,2 bestimmt und von den nach Thomas-Fermi berechneten Werten abgezogen. Die Übereinstimmung zeigt nachfolgende Tabelle. (2ϑ: Streuwinkel.)

$\frac{\sin\vartheta}{\lambda}$	$F_{Th\ F}$	$F_{Th\ F}-n_k$	$F_{exp.}$
0,212	35,2	34,0	33,6
0,245	33,3	32,1	31,2
0,347	28,3	27,1	26,7
0,407	26,0	24,8	24,4
0,425	25,4	24,2	24,3
0,534	22,3	21,1	21,6
0,548	21,9	20,7	21,3
0,601	20,6	19,4	20,2
0,637	19,8	18,6	18,6

21. M. Dick (E. T. H. Zürich). — *Zur Theorie der Raumladungsschwingungen.*

Ein Raumlade-Schwingungs-Generator besteht in seiner einfachsten Form aus einer Triode mit aussen angeschlossenem Resonanzsystem, meist einem Doppeldrahtsystem, das zwischen Anode und Kathode angeschlossen sein kann, wobei das Gitter der Triode stark positiv gespannt ist, während die Anode eine leichte negative Vorspannung erhält. Mit Hilfe einer neuen Theorie, die sich hauptsächlich graphischer Behandlungsweisen bedient, gelingt es, die verschiedenen Vorgänge, die sich dabei abspielen, zu erklären. Ein Diagramm mit einer Schar von Vektorortskurven bringt dabei anschaulich zum Ausdruck, wie sich die Elektronen in der Röhre zur schwingenden Raumladung ordnen, gibt Auskunft über die Abfangverhältnisse der Elektronen und zeigt auch, wie die Energie von der Gleichstromenergie in die Schwingungsenergie umgewandelt wird. Die Konstruktion einer Schwing-Charakteristik, die dem Schwingliniendiagramm beim gewöhnlichen Röhrengenerator analog ist, gestattet in entsprechender Weise die Lösung weiterer Fragen. Dazu gehören die Fragen nach der Wellenlänge und der Intensität der Schwingungen, die sich bei gegebenen Betriebsbedingungen erregen, ferner die Fragen der Selbsterregung und der Zieherscheinungen und nicht zuletzt auch die Frage nach der maximal möglichen Leistung.

22. W. Druey (E. T. H. Zürich). — *Spannungsregulierung von Wechselstromgeneratoren.*

Mit Hilfe von Elektronenröhren kann man Wechselstromgeneratoren sehr genau auf konstante Spannung, unabhängig von Belastungsänderungen und Tourenzahlschwankungen, regulieren. Bei einer Versuchsanordnung war der Spannungsabfall bei Vollast des Generators mit der Regelung zirka 5000 mal kleiner als ohne sie. Die Zeit, die der Regler vom Augenblick des Belastungsstosses bis zur völligen Ausregelung benötigt, betrug dabei etwa $^1/_6$ Sek.

23. H. Frei (Zürich). — *Zur Kenntnis des raumakustischen Interferenzfeldes.*

In Nachhallräumen lassen sich elektroakustische Messmethoden zur Messung von Schalldruck und Nachhall nur dann verwenden, wenn das betreffende Schallfeld homogen ist. Dies gab Veranlassung, das bei einwellig beschallten Räumen stets auftretende, genaue Messungen verunmöglichende Interferenzfeld näher zu untersuchen.

Die Verteilung der Schalldruckamplitude längs beliebiger, längs und quer durch den Raum gelegter Messlinien, wurde mit einem, im Verhältnis zur Wellenlänge sehr kleinen, elektromagnetischen Mikrophon gemessen. Dieses konnte durch ein motorisch gezogenes Transportseil gleichförmig längs einer Messlinie bewegt werden. Die Mikrophonspannungen wurden verstärkt und hierauf einem Schleifenoszillographen zugeführt, dessen Registrierpapier proportional der Verschiebung des Mikrophons ablief. So wurden für alle Messlinien und alle verwendeten Frequenzen Schalldruckverteilungskurven erhalten, deren Kombination ein physikalisches Bild des Interferenzfeldes ergab.

Ergänzt wurde dieses Bild durch punktweise Einzelmessungen in den Wandnischen des Raumes. Zur Verwendung kam hierbei ein geeichter Schalldruckmesser von Siemens & Halske in Verbindung mit einem Bändchenmikrophon.

Die Messresultate wurden in Form von Kurven gleichen Schalldrucks im Raumgrundriss eingezeichnet, wodurch die Schalldruckverteilung nach Art einer topographischen Karte mit Höhenschichtlinien ersichtlich wird.

Diese Karten zeigen folgendes:

1. Die Verteilung der Schalldruck-Minima und Maxima ist sehr unregelmässig, da es technisch nicht möglich war, den das Interferenzfeld erregenden Lautsprecher symmetrisch aufzustellen, und auch der Raum selbst Unsymmetrien aufweist.
2. Die Häufigkeit der Extrema ist, wie zu erwarten war, ungefähr der Frequenz proportional.
3. Das Amplitudenverhältnis der Maxima und Minima lässt sich durch die technisch üblichen Dämpfungsmassnahmen nicht wesentlich beeinflussen.
4. Die Empfindung der Lautheitsunterschiede bei auraler Beobachtung ist viel geringer, als es das Kartenbild erwarten lässt. Dies hat

seinen Grund in einer örtlichen Druckmittlung durch das binaurale Hören, sowie in einer durch den Kopf bewirkten Schallstauung am Ohr.

Zur Erreichung eines völlig stationären Interferenzfeldes war es notwendig, eine Schallquelle von grösster Konstanz zu benützen. Zur Verwendung kam ein durch eine Elektronenröhre gesteuerter Stimmgabelgenerator, der über einen Spezialverstärker einen elektrodynamischen Lautsprecher erregte. Eine stufenweise Frequenzänderung wurde durch Auswechslung der Stimmgabel ermöglicht.

Die erreichte Konstanz war so gross, dass eine Kontrolle einzelner Messpunkte selbst nach wochenlangem Betriebe identische Werte ergab.

24. J. Müller (E. T. H. Zürich). — *Ultrakurzwellen in Gegentakterregung.*

Speziell gebaute Röhren lassen sich in der von Barkhausen und Kurz angegebenen Bremsfeldschaltung zu hochfrequenten Schwingungen anregen, die das Gesetz $\lambda^2 V_g =$ konstant nicht mehr befolgen. Die Wellenlänge dieser Schwingungen (zirka 15 cm) entspricht der Eigenfrequenz des im Gegentakt angeregten Gitterkreises, welcher aus der Gitterspirale und ihrem *U*-förmigen Haltebügel gebildet wird. Ein galvanisch an diesen Kreis gekoppeltes Paralleldrahtsystem leitet die Schwingenergie aus dem Rohrinnern nach aussen. Wird die Länge des *U*-Bügels geändert, so ändert sich dementsprechend die Wellenlänge. Besonders praktisch und leicht wird diese Wellenlängenänderung dann, wenn die Abstimmöglichkeit ausserhalb des Rohres liegt. Ein solches Rohr ergab eine kontinuierlich veränderliche Welle von $\lambda = 11{,}5$ cm bis 26,0 cm.

25. R. V. Baud und F. Tank (E. T. H. Zürich). — *Über Profile konstanter Randspannung an Zug- und Biegestäben.*

Geschieht bei eingespannten Stäben der Übergang vom Stab in den breiteren Teil durch einen Kreisbogen vom Radius R, so tritt bei Zug- oder Biegungsbeanspruchung eine Erhöhung der elastischen Randspannung in der Ecke auf, selbst wenn der Radius ziemlich gross, d. h. von der Grösse der Stabbreite ist. Wesentlich günstigere Profile lassen sich erreichen durch Übergänge mit veränderlicher Krümmung. Mit Hilfe der photoelastischen Methode lässt sich nachweisen, dass es günstigste Profile mit konstanter Randspannung gibt. Bei achsialem Zug stimmt das Profil konstanter Randspannung mit guter Genauigkeit mit dem schon von Helmholtz berechneten Profil eines aus einem Spalte frei ausfliessenden Wasserstrahles überein.

26. A. Wertli (E. T. H. Zürich). — *Ein quarzgesteuerter Überlagerungstongenerator.*

Variable Differenzschwingungen zweier quarzgesteuerter Hochfrequenzgeneratoren lassen sich nach dem bekannten Ueberlagerungsprinzip

erzeugen, wenn die Frequenz des einen Quarzgenerators geändert wird. Dies geschieht durch Veränderung der Abstimmung der Anoden-Schwingdrossel oder durch Veränderung des Quarzdruckes. Die Stabilität und Konstanz, namentlich bei kleinen Tonfrequenzen, ist gut.

27. K. Zuber (Zürich). — *Die Verwendung der Elektronenröhre zur Verstärkung schwacher Ströme.*

Kein Referat eingegangen.

28. H. Rosat (Le Locle). — *L'enregistrement électrique du temps marqué par un chronomètre.*

1° La notation du temps indiqué se fait habituellement par lecture sur le cadran et par audition des coups saccadés produits par l'échappement.

2° Cette notation est facilitée par l'emploi des chronographes et compteurs avec aiguilles rattrapantes.

3° La précision des lectures dépend: *a)* du réglage du chronomètre, *b)* de l'exacte division des rouages du chronographe, *c)* de la justesse des divisions du cadran en $^1/_4$, $^1/_5$, $^1/_{10}$ de secondes.

4° L'audition des coups du chronomètre en coïncidence avec d'autres signaux rythmés permet une détermination exacte de 1 à $^2/_{100}$ près; les signaux T. S. F. ont généralisé l'emploi des coïncidences.

5° L'enregistrement des temps observés se fait au moyen d'instruments dans lesquels passe un courant électrique commandé par un chronomètre; la durée du passage du courant est en relation avec celle de la fonction de l'échappement.

6° Cette durée peut être très courte de 0,003 à 0,014 sec. suivant la nature des chronomètres. Elle peut être plus longue, soit 0,1, 0,2, 0,4, 0,5 sec. d'après les échappements des chronomètres.

7° La résistance des appareils récepteurs de ces signaux électriques doit être en rapport avec les durées indiquées. Une résistance trop forte ne laisse pas au courant très court le temps de la vaincre; on peut utiliser des relais, dans certains cas.

Si la résistance des récepteurs pouvait être fortement réduite, l'enregistrement des signaux instantanés du chronomètre serait fait avec le maximum de précision.

8° Un autre mode d'enregistrer le temps marqué par un chronomètre est de photographier instantanément la face du cadran, aux divers moments désirés. Cette opération donne des clichés absolument précis.

9° Les conclusions de notre communication sont: L'enregistrement électrique du temps marqué par un chronomètre a fait l'objet des perfectionnements compatibles avec les exigences actuelles de la science; il appelle la mise au point d'appareils récepteurs en diminuant le plus possible leurs résistances constantes, en sorte que les signaux de très courte durée, par leur grande précision, puissent être employés plus généralement.