Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 11 (1938)

Heft: VI

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: 16.07.2025

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

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Chur, am 28. August 1938

(anlässlich der 119. Jahresversammlung der S.N.G.).

Präsident: Prof. Dr. M. Wehrli (Basel).
Vizepräsident: Prof. Dr. J. Weiglé (Genf).
Sekretär: Priv.-Doz. Dr. E. Miescher (Basel).

Geschäftlicher Teil.

In die S.P.G. sind als ordentliche Mitglieder aufgenommen worden:

HH. Prof. F. Dessauer (Fribourg); Prof. M. Schein (Chicago); Dr. J. Ausländer (Cernauti); J. Gilbert, ing. dipl. (Lausanne).

Die S.P.G. hat durch den Tod verloren:

Herrn Ch.-Ed. Guillaume (Paris), Ehrenmitglied.

Die Frühjahrstagung 1939 findet Anfang Mai voraussichtlich in Brugg statt.

Wissenschaftlicher Teil.

Beitrag zu einer analytischen Theorie des Bremsfeldgenerators

von E. Baumann (Brugg).

Wohl eine der auffälligsten Eigenschaften des Bremsfeldgenerators ist die weitgehende Analogie seines Verhaltens mit dem des Zweikreissenders. Zweck dieser theoretischen Untersuchung ist, die Gründe dieser Analogie zu finden und anderseits zu zeigen, welche prinzipiellen Unterschiede zwischen den beiden Generatorarten bestehen.

Als Erstes wird das Verhalten einer Raumladungswolke untersucht, die sich in einer Röhre befindet, welche mit äusserem Schwingungs-Kreis versehen ist. Es sollen dabei vorerst keine Elektronen von den Elektroden abgefangen werden. Das Resultat

ist folgendes: Das Schwingungsproblem, das wenn N-Elektronen vorhanden sind (N + 1) Freiheitsgrade aufweist, zeigt sich als (N—1)-fach entartet. Es treten also nur 3 verschiedene Eigenfrequenzen auf. Es sind dies: Die freie Pendelfrequenz der Elektronen und die beiden Koppelfrequenzen des äussern Schwingungskreises mit der gesamten inneren Ladung. Im äusseren Kreis treten nur die beiden Koppelfrequenzen auf, während die Bewegung der Elektronen als Superposition von allen drei Schwingungen erscheint. Dabei ist die Summe der Amplituden der Pendelfrequenz für alle Zeiten Null und das Verhalten der Röhre nach aussen ist so, als ob die gesamte Ladung im Schwerpunkt konzentriert wäre, der Schwingungen mit den beiden Koppelfrequenzen ausführt. Der Einfluss der Aussortierung, d. h. des Abfangens der Elektronen durch die Elektroden ist ein doppelter: Erstens wird der Schwerpunkt der Raumladungswolke verschoben und zweitens ändert er seine Geschwindigkeit. Der erste Einfluss kann erfasst werden durch eine kinematische Bindung zwischen den Koordinaten, der Zweite ist äquivalent einer auf die Ladungswolke wirkenden Kraft. Während die Bindung in erster Linie Einfluss auf die Eigenfrequenz hat, ist die Impulsänderung des Schwerpunktes die Anfachungsursache.

Die pro Zeiteinheit abgefangenen Ladungs- und Impulsmomente können bei bestimmten Annahmen über die Ladungsverteilung in der Röhre abgeschätzt werden. Es zeigt sich, dass die Anfachung stark amplitudenabhängig ist, und dass auch die Eigenfrequenzen in gewissem Masse amplitudenabhängig sind. Das ganze Problem wird dadurch nichtlinear und entzieht sich einer geschlossenen Behandlung. Als erste Näherungen können die Konsequenzen der Theorie ungefähr folgendermassen zusammengefasst werden:

Der Bremsfeldgenerator ist ein primär angefachter Zwei-Kreis-Generator mit amplitudenabhängiger Anfachung und Frequenz, der folgendes Betriebsverhalten zeigt:

1. Für kleine Amplituden ist die Anfachung klein und demzufolge ist das Anschwingen hart, es treten gerne Reisserscheinungen auf.

2. Die langsame Koppelschwingung kann mit grosser Amplitude angefacht werden, die rasche hingegen nicht.

3. Mit ähnlichem Betriebsverhalten ist die Anfachung von Oberwellen möglich.

Über die innere Bremsung der Betastrahlen des RaE

(vorläufige Mitteilung)

von E. Stahel und J. Guillissen, (Brüssel).

In Fortsetzung der Untersuchungen von Stahel und Kipfer[1]) wurde die durch die *innere* Bremsung (d. h. Bremsung der austretenden Elektronen im *eigenen* Atom) der Betastrahlen des RaE erzeugte Gammastrahlung untersucht: Um die in den Präparatenträgern erzeugte *äussere* Bremsstrahlung zu eliminieren, welche im Fall des Platins z. B. über 20 Mal stärker ist, als die zu messende innere Bremsstrahlung, werden die Betastrahlen in Unterlagen von verschiedenen Atomgewichten (Pt, S, H_2O, Be) absorbiert und die jeweilige innere plus äussere Bremsstrahlung gemessen. Durch Extapolation auf $Z = 0$ kann die äussere Bremsstrahlung eliminiert und die innere Bremsstrahlung allein bestimmt werden. Einschalten von Absorptionsfiltern erlaubt eine Absorptionskurve der inneren Bremsstrahlung aufzunehmen.

Diese experimentell erhaltene Absorptionskurve wird mit der, nach den theoretischen Berechnungen von Knipp und Uhlenbeck[2]) zu erwartenden Kurve verglichen und gefunden, dass sowohl die *Intensität* als die *Qualität* mit den theoretischen Voraussagen innerhalb der Interpretationsgenauigkeit übereinstimmt.

Molekülspektren von Halogeniden der Eisengruppe insbesonders FeCl

von E. Miescher (Basel).

A. *Emissionsspektren zweiatomiger Moleküle.*

Die Kenntnisse über die Spektren zweiatomiger Verbindungen des Eisens, Kobalts und Nickels sind noch sehr lückenhaft. Solche Bandenspektren (z. B. von FeO) sind schon recht lange bekannt, jedoch noch kaum zur Analyse gelangt. Der Grund hiefür ist darin zu suchen, dass diese Molekülspektren verhältnismässig komplex sind, ähnlich wie die Atomspektren in der Eisengruppe. Es sind dieselben Ursachen (Lücken in der 3d-Schale), die auch für die Moleküle zahlreiche angeregte Elektronenterme möglicherweise hoher Multiplizität erwarten lassen. Hiezu kommt, dass man mit Multiplizitätsaufspaltungen bei den tieferen Termen von etwa der Grösse der Schwingungsfrequenzen zu rechnen hat, was die Übersichtlichkeit stört.

---

[1]) Helv. Phys. Acta 9, 492, 1936.

[2]) Physica 3, 425, 1936.

Banden von CoH und NiH haben GAYDON und PEARSE[1]) sowie HEIMER[2]) gefunden und analysiert, die Spektren der Halogensalze hat MESNAGE[3]) systematisch untersucht ohne jedoch zu einer befriedigenden Deutung des reichen Beobachtungsmaterials zu kommen. Ganz kürzlich hat MORE[4]) die Emissionsspektra von CoCl und NiCl mit grosser Dispersion neu aufgenommen und teilweise eingeordnet. Im Folgenden wird über Versuche in ähnlicher Richtung berichtet.

Die wasserfreien Salze befanden sich zusammen mit einem Metallüberschuss in evakuierten Röhren aus Quarzglas, wie sie früher[5]) zu ähnlichen Zwecken benützt worden sind. Die Anregung erfolgte mit Hochfrequenz und aussen angelegten Elektroden, wobei das ganze Entladungsrohr zwecks Erreichung eines günstigen Dampfdruckes im elektrischen Ofen auf etwa 600° C geheizt war. Das Austrittsfenster wurde, um ein Beschlagen mit Zersetzungsprodukten zu vermeiden, mit einer Gebläseflamme zusätzlich erhitzt. Auf diese Art erhielt man in 1 bis 3 Stunden am 3 m-Gitter in zweiter Ordnung (2,8 Å/mm) gut belichtete Aufnahmen. Störend und nicht zu vermeiden sind die vielen Atomlinien der Metalle.

Tabelle 1.

(0,0)-Banden (Q-Kanten).

System	$\lambda_{Å}$	$\nu_{cm^{-1}}$	$\Delta\nu$
I	3415,58	29269,2	
			71,9
II	3424,00	29197,3	
			63,8
III	3431,50	29133,5	
			54,7
IV	3437,95	29078,8	
			47
V	3443,5 *)	29032	
			35
VI	3447,64	28997,0	

*) Kante durch Linie verdeckt.

[1]) A. G. GAYDON und R. W. B. PEARSE, Proc. Roy. Soc. A. **148**, 312, 1935 (NiH).

[2]) A. HEIMER, Zeitschr. f. Phys. **104**, 448, 1937 (CoH); **105**, 56, 1937 (NiH).

[3]) P. MESNAGE, C. R. Acad. Sci. Paris, **200**, 2072, 1935; **201**, 389, 1936; **204**, 761, 1929, 1937.

[4]) K. R. MORE, Phys. Rev. **54**, 122, 1938.

[5]) E. MIESCHER, Helv. Phys. Acta **8**, 279, 1935.

FeCl. Mit $FeCl_2$ (oder $FeCl_3$) erhält man Bandensysteme im sichtbaren und ultravioletten Gebiet[1]). MORE[2]) erwähnt nur die Banden zwischen 6000 und 4000 Å, sie entziehen sich mangels Regelmässigkeiten der Analyse. Hier wurde das zwischen 3700 und 3300 Å gelegene, aus 8 Gruppen bestehende System mit grosser Dispersion aufgenommen. Es lässt sich wie folgt deuten: Nur die eine Gruppe zwischen 3450 und 3400 Å (Hauptgruppe) ist voll in scharfe, gut messbare Kanten aufgelöst, schon die beidseitigen Nachbargruppen lassen nur in ihren kurzwelligen Teilen Einzelbanden hervortreten. Die 6 intensiven Banden der Hauptgruppe (Tabelle 1) bilden die (0,0)-Banden von 6 eng benachbarten Systemen. Weitere Banden [(1,1)] der $\Delta v = 0$ Sequenzen fallen in die Hauptgruppe, während die schwächeren Nachbargruppen die Sequenzen $\Delta v = \pm 1, \pm 2$ darstellen. Soweit darin einzelne Kanten gemessen werden können, fügen sie sich in nachstehende Kantenschemen:

System I (*Q*-Kanten).

v' \ v''	0		1		2		3
0	**29269,2**	403,8	**28865,4**				
	431,2		430,3				
1	**29700,4**	404,7	**29295,7**	401,7	**28894,0**		
			427,2		(427)		
2			**29722,9**	(402)	—	(400)	**28920,6**
					(421)		(422)
3					**29741,9**	(399)	—
							(417)
4							**27960,2**

System II (*P*-Kanten).

v' \ v''	0		1		2
0	**29193,6**		—		
	429,0				
1	**29622,6**	404,7	**29217,9**	400,2	**28817,7**
			425,9		(426)
2			**29643,8**	(400)	—
					(420)
3					**29663,8**

[1]) P. MESNAGE, loc. cit.
[2]) K. R. MORE, loc. cit.

System III.

v' \ v''	0		1
0	**29129,9**	405,5	**28724,4**
	430,6		428,9
1	**29560,5**	407,2	**29153,3**

System IV.

v' \ v''	0		1
0	**29076,1**	405,1	**28671,0**

System VI.

v' \ v''	0		1
0	**28997,0**		
	429,7		
1	**29426,7**	(405)	—
			(426)
2			**29448,0**

System I liefert folgende Formel

$$\nu = 29254{,}9 + 435{,}7\ (v' + \tfrac{1}{2}) - 2{,}3\ (v' + \tfrac{1}{2})^2 - 406{,}6\ (v'' + \tfrac{1}{2}) + 1{,}2\ (v'' + \tfrac{1}{2})^2,$$

wodurch die beobachteten Kanten bis auf Bruchteile eines cm^{-1} richtig wiedergegeben werden. Die weiteren Systeme II bis VI lassen sich wegen zunehmender Überlagerung der einzelnen Banden nur in kleinerem Umfange aufstellen. Alle Banden sind violett abschattiert, die Mehrzahl zeigt deutlich 2 Kanten (P- und Q-Zweige), während Isotopendublette (Cl^{35}—Cl^{37}) aus Intensitätsgründen auf den zur Verfügung stehenden Aufnahmen nicht auftreten. Ausser diesen Systemen I bis VI müssen die oben erwähnten 8 Gruppen noch weitere Bandensysteme enthalten, in denen jedoch nur einzelne Bandenkanten erkennbar sind. Die intensivsten liegen bei 3574,6 und 3575,6 Å, sie dürften weiteren $\Delta v = 0$ Sequenzen angehören. Die übrigen Sequenzen dieser Systeme führen in Abständen, die Schwingungsfrequenzen von derselben Grösse entsprechen, wie sie die Systeme I bis VI ergeben, zu fast strukturlosen Häufungsstellen. Es scheint, dass in diesen Systemen zufolge naher Übereinstimmung der Rotationskonstanten keine regelmässige Kantenbildung eintritt, es können auch violett abschattierte Banden beobachtet werden.

Das FeCl-Molekül mit 43 Elektronen muss Terme geradzahliger Multiplizität besitzen (Dublette, Quartette, Sextette). Die Systeme I bis VI dürften die Komponenten eines Sextetts sein; die 5 in Tabelle 1 angegebenen $\Delta\nu$-Werte bilden dann die Intervalle des

Sextetterms. Sie nehmen von unten nach oben regelmässig zu. Ob der Sextetterm der tiefere (evtl. Grundzustand) oder höhere Zustand des Moleküls ist, lässt sich auf Grund der Analyse nicht entscheiden, da sowohl die oberen wie auch die unteren Frequenzen in den Systemen I bis VI innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Sextetterme sind bisher bei Molekülen noch nicht gefunden worden.

Ausser den Banden im Sichtbaren wurden auch hier die von MESNAGE[1]) gefundenen Bandenkanten bei 3201,57 und 3205,68 Å beobachtet, ferner eine weitere Kante bei 3250,4 Å. Diese gehören aber offensichtlich nicht dem besprochenen System an.

FeBr. Ein Bandensystem ($\lambda\lambda$ 3750—3600 Å), das dem bei FeCl beobachteten entsprechen dürfte, wird auch im Spektrum der Entladung in $FeBr_2$-Dampf gefunden[1]). Mangels genügender Intensität konnten vorläufig keine Gitteraufnahmen erhalten werden; auf den Platten geringerer Dispersion lassen sich 6 Kanten messen mit den Wellenlängen 3712,0, 3702,0, 3694,4; 3670,5, 3660,5, 3651,4 Å; sie führen auf Frequenzen der Grösse 310 cm^{-1} für das Molekül FeBr.

B. *Absorptionsspektren von $FeCl_2$-, $CoCl_2$- und $NiCl_2$-Dampf.*

Diese Dämpfe, im Quarzrohr bei verschiedenen Drucken und Temperaturen (600—1100° C) untersucht, geben im nahen Ultraviolett isolierte Absorptionskontinua, deren Maxima in Tabelle 2 angegeben sind, und im fernen Ultraviolett monoton ansteigende Absorption.

Aus Dichtebestimmungen ist bekannt, dass die Dämpfe der untersuchten Salze bei tieferen Temperaturen vorwiegend Doppelmoleküle enthalten, jedoch ergab ein Versuch mit $NiCl_2$ keine Verminderung der Absorption, wenn die Temperatur bei konstant gehaltenem Druck von 800 auf 1000° C erhöht wurde. Deshalb erscheint es berechtigt, die beobachteten Absorptionsstreifen den dreiatomigen Molekülen zuzuschreiben und sie als Photodissoziation (Abspaltung des einen Cl-Atoms) zu deuten. Tatsächlich ergibt die Berechnung der zu erwartenden Abspaltungsenergien aus den thermochemisch bekannten Bildungswärmen[2]) Werte, die

---

[1]) P. MESNAGE, loc. cit.

[2]) Q in Tabelle 2 ist berechnet aus $2\,Q = Q_{MX_2} + L_M + D_{X_2} - L_{MX_2}$, worin Q_{MX_2}, die thermochemisch gemessene Bildungswärme, L_M und L_{MX_2}, die Verdampfungswärmen, sowie D_{X_2}, die Dissoziationsenergie von Cl_2 den Konstantentabellen entnommen sind.

innerhalb der Genauigkeit dieser rohen Abschätzung mit den beobachteten Zahlen übereinstimmen, wie Tabelle 2 zeigt.

Tabelle 2.

	1. Absorpt. Max.		Q Volt	2. Absorpt. Max.	
	$\lambda_{Å}$	Volt		$\lambda_{Å}$	Volt
$FeCl_2$	2730	4,5	4,2	2400	5,1
$CoCl_2$	3000	4,1	4,1	—	—
$NiCl_2$	3450	3,6	3,7	—	—

Im Falle des $FeCl_2$ wird noch ein zweites Absorptionsmaximum (s. Tabelle 2) beobachtet, das 0,6 Volt kurzwelliger liegt; es dürfte einem Dissoziationsprozess, in dem das FeCl-Molekül angeregt zurückbleibt, zuzuschreiben sein. Sowohl bei $CoCl_2$ wie auch bei $NiCl_2$ fehlt ein entsprechendes Maximum.

Anisotropies magnétoélectrolytiques

par A. Perrier et C. Mermod[1]) (Lausanne).

Les auteurs résument d'abord les propositions théoriques qui conduisent aux expériences qui sont l'objet de cette communication et d'une autre présentée récemment à la Société[2]).

Ces propositions sont extraites de la théorie générale des phénomènes irréversibles des milieux ferromagnétiques développée antérieurement par l'un d'eux (P.). Ils relèvent en particulier que des essais de cristallisation dans le champ magnétique sont suggérés déjà par application d'un raisonnement purement phénoménologique (loi du minimum d'énergie potentielle), aux mécanismes proposés de l'irréversibilité; de plus, cette déduction prévoit pour les milieux ainsi réalisés des anisotropies permanentes, non seulement de leur aimantabilité, mais bien plus généralement de leur élasticité et de tous les phénomènes liés aux mouvements des électrons de conduction (thermoélectricité, conductions électrique et calorifique, magnétogalvanisme, etc.).

Les expériences, jusqu'ici électrolytiques exclusivement, viennent d'être étendues au nickel et au fer. On a élevé dans la mesure

---

[1]) Communication à la Société Suisse de Physique le 28 août 1938 à Coire, Résumé identique in Actes de la Société helvétique des Sc. naturelles, 1938.

[2]) A. Perrier et C. Mermod, Méthode magnétoélectrolytique pour réaliser de fortes anisotropies, H.P.A., v. XI (1938), p. 363.

du possible l'intensité et l'uniformité des contraintes magnétiques; il a fallu vouer une grande attention à l'élimination des parasites introduits par les champs démagnétisants très peu uniformes qui se développent progressivement durant les dépôts. Quelques particularités techniques sont illustrées par des projections.

Finalement, on a pu faire apparaître avec netteté sur les deux métaux désignés les mêmes propriétés que sur le cobalt (loc. cit.). Ainsi:

Par une édification naturelle suffisamment lente des édifices réticulaires des trois métaux ferromagnétiques usuels, on peut réaliser des milieux durablement anisotropes et dont les dyssymétries sont comparables à celles que l'on provoque à l'aide de contraintes mécaniques poussées bien au delà des limites d'élasticité.

Le signe de l'anisotropie et le type de sa symétrie sont ceux que la théorie magnétostrictive exige; ensorte que les trois prévisions fondamentales de cette théorie sont maintenant sanctionnées par l'expérience.

Par quelques micrographies de corrosion relevées sur du cobalt, on montre que les cristaux du conglomérat sont réguliers et très petits (à peine de l'ordre du micron); aucun arrangement n'y trahit la direction privilégiée caractéristique du milieu.

La possibilité est indiquée de deux conséquences pratiques possibles (aimants très stables et susceptibilité initiale très réversible).

Des expériences en cours tenteront en particulier d'élucider l'origine de l'intensité inattendue des champs requis. On se propose aussi de mettre en œuvre d'autres modes de cristallisation.

Ultrarotes Spektrum und Struktur von Gläsern

von F. Matossi (Berlin).

Über den atomaren Aufbau von Gläsern stehen sich im wesentlichen zwei Auffassungen gegenüber, die „Netzwerkhypothese" von Zachariasen und die Kristallithypothese von Randall u. a. In ihrer extremen Form behauptet die zuerst genannte, dass ein Glas aus einem völlig *unperiodischen* Atomgitter bestehe, das im besonderen bei Silikatgläsern aus regulären SiO_4-Gruppen aufgebaut sei, die miteinander durch gemeinsame Sauerstoffatome zu einem räumlichen unregelmässigen Netzwerk zusammengefügt seien. Diese Struktur unterscheidet sich von der eines kristallisierten

Silikats dadurch, dass bei diesen die Verknüpfung der Tetraeder zu einem periodischen Netzwerk erfolgt, wobei aber ausser räumlicher Verknüpfung von SiO_4-Gruppen, wie bei Quarz, auch ebene, ketten- oder ringförmige Verkoppelungen auftreten können, je nach der Zahl gemeinsamer Sauerstoffatome. Nur die Orthosilikate haben isolierte SiO_4-Gruppen.

Die Kristallithypothese setzt die Struktur der Silikatgläser in noch engere Beziehung zu der der kristallisierten Silikate, in dem sie annimmt, dass im Glas kleine Bezirke vorkommen, die selbst Kristallstruktur besitzen, die aber gegenseitig völlig regellos orientiert seien. so dass im grossen die Struktur isotrop ist.

Um zu erkennen, ob es möglich ist, mittels des ultraroten Reflexionsspektrums einen Beitrag zur Entscheidung zwischen den beiden Hypothesen geben zu können, wird zunächst das Spektrum der Silikate besprochen. Dessen Hauptkennzeichen sind[1]:

1. In allen Silikaten sind die beiden aktiven Grundfrequenzen des regulären SiO_4-Tedraeders zu erkennen (bei etwa 9—11 μ und 18—22 μ). Die Lage der kurzwelligen Bande verschiebt sich mit wachsender Verknüpfung (Abnahme des Si:O-Verhältnisses) zu kürzeren Wellen. 2) Die Pulsation des Tetraeders, die normalerweise inaktiv ist, wird erfahrungsgemäss aktiviert bei ringförmiger Verkoppelung der SiO_4-Gruppen. Sie ergibt dann ein Reflexionsmaximum bei etwa 12,5 μ. 3) Auch andere Sauerstoffpolyeder, wie z. B. das AlO_6-Oktaeder oder BeO_4-Tetraeder, liefern charakteristische Reflexionsmaxima.

Da in den Gläsern ebenfalls die SiO_4-Gruppen vorhanden sind (nach beiden Hypothesen), ist auch das Spektrum der Silikatgläser im wesentlichen das der SiO_4-Gruppe[2]. Auch bei den Gläsern verschiebt sich dabei das kurzwellige Maximum nach kürzeren Wellen, wenn der Gehalt an SiO_4 zunimmt, wenn also die Möglichkeit zu räumlicher Verknüpfung wächst. Bei geringem SiO_4-Gehalt wächst unter Umständen die Wellenlänge bis zu einem Wert an, der für isolierte SiO_4-Gruppen charakteristisch ist, so dass wohl in solchen Gläsern die SiO_4-Gruppen nahezu isoliert in die übrigen Bestandteile des Glases eingebettet sein werden und kein räumliches SiO_4-Netzwerk bilden.

Solche Reflexionsmaxima, die nicht für die SiO_4-Gruppe als solche kennzeichnend sind, sondern für gewisse Verknüpfungen, z. B. die Bande bei 12,5 μ für die ringförmige Koppelung, können

---

[1]) Cl. Schaefer, F. Matossi, K. Wirtz und H. Krüger, ZS. f. Phys. **89**, 210, 1934 und **99**, 1, 1936.

[2]) F. Matossi und H. Bluschke, ZS. f. Phys. **108**, 295, 1938.

aber nur dann im Spektrum der Gläser auftreten, wenn auch die Glasstruktur solche Verknüpfungen enthält, wenn also die Struktur des Kristalls wenigstens angenähert, unter Umständen mehr oder weniger verzerrt, noch im Glas in kleinen Gebieten zu erkennen ist. Tatsächlich beobachtet man die „Ringbande" bei 12,5 μ im Quarzglas, so dass man schliessen muss, dass im untersuchten Quarzglas Bezirke vorhanden sind, die kristallähnliche Struktur aufweisen. Da die Ringbande im Glasspektrum nur schwach ist, werden diese Bezirke sehr klein sein. Ihre Struktur wird etwas verzerrt, nur quasikristallin, sein; dafür spricht, dass die Bande im Glas unschärfer ist als in anderen mikrokristallinen Varietäten von SiO_2, z. B. im Opal.

Für den atomaren Aufbau des Quarzglases und möglicherweise aller aus Kristallen erschmolzenen Gläser dürfte demnach folgendes Bild zutreffend sein[1]: Es sind kleine quasikristalline Bezirke vorhanden, die durch Übergangszonen miteinander verbunden sind; in diesen Zonen kann die Netzwerk-Auffassung zu Recht bestehen, jedoch nicht für den *gesamten* Aufbau. Die Folgerungen von Zachariasen über die Bildungsmöglichkeit von Gläsern bleiben daher auch dann bestehen, wenn man die Hypothese der quasikristallinen Struktur annimmt.

Für die eben dargelegte Auffassung sprechen noch folgende Umstände: Einerseits wird die Ablehnung der extremen Netzwerk-Hypothese auch durch röntgenographische Untersuchungen gestützt[2]. Versuche von Tomaschek[3]) über Fluoreszenz von Gläsern zeigen anderseits, dass auch eine extreme Kristallit-Auffassung unmöglich ist, da Kristalle und Gläser wesentlich verschiedene Fluoreszenzspektren besitzen. Die Folgerung von Tomaschek, dass seine Ergebnisse nur mit der Netzwerk-Hypothese zu erklären seien, vermag ich allerdings nicht anzuerkennen, da schon die Deformationen der reinen Kristallstruktur in den quasikristallinen Bezirken und in den Übergangszonen genügen werden, um eine charakteristische Veränderung des Fluoreszenzspektrums hervorzurufen.

---

[1]) F. Matossi, Ztschr. f. techn. Phys. **18**, 585, 1937; Glastechn. Ber. **16**, 258, 1938.

[2]) Vgl. N. Valenkov und E. Poray-Koshitz, ZS. f. Krist. **95**, 195, 1936.

[3]) R. Tomaschek, Glastechn. Ber. **16**, 155, 1938.

Über Versuche zum Nachweis einer Ultraschalldispersion in Flüssigkeiten

von R. Bär (Zürich, Universität).

§ 1. Vor einiger Zeit habe ich[1]) einige Messungen der Ultraschallabsorption in einer kleinen Anzahl von Flüssigkeiten mitgeteilt, die mit Hilfe der Lichtbeugungsmethode bei sehr hohen Frequenzen (50—80 Megahertz (MHz)) angestellt worden waren. Da in diesem Frequenzbereich bisher auch noch keine Schallgeschwindigkeitsmessungen vorliegen, wurden nun solche Versuche ausgeführt. Dabei sollte festgestellt werden, ob durch Vergleich mit analogen Messungen bei kleineren Frequenzen eventuell eine Ultraschalldispersion nachweisbar wird. Die Frage nach deren Existenz ist in letzter Zeit von einer Reihe von Autoren[2]) untersucht worden. Einerseits wurden hierbei aber wesentlich kleinere Frequenzen verwendet; anderseits sind die erhaltenen Resultate noch widerspruchsvoll. Sie stimmen nur darin überein, dass der Effekt in dem untersuchten Frequenzbereich maximal wenige Promille beträgt und deshalb meistens die Messgenauigkeit, die nicht unter einige Zehntelpromille getrieben werden kann, nicht sehr wesentlich übersteigt.

Die Durchführung solcher Messungen bei höheren Frequenzen scheint aus zwei Gründen aussichtsreich: 1. machen Versuche von Rao[3]) die Existenz einer Schalldispersion bei hohen Frequenzen wahrscheinlich; dieser Autor bestimmte aus der Feinstruktur der Rayleigh'schen Lichtstreuung die Geschwindigkeit der Wärme-„Hyper"-Schallwellen, deren Frequenz ca. 1000mal grösser ist als die der künstlich erzeugten „Ultra"-Schallwellen, und fand Unterschiede zwischen den beiden Schallgeschwindigkeiten von $15 \div 25\%$. 2. machen es theoretische Überlegungen von Kneser[4]) wahrscheinlich, dass in den meisten Flüssigkeiten die Dispersion erst bei höheren Frequenzen merklich auftritt.

§ 2. Die Versuchsanordnung war im wesentlichen die l. c. beschriebene. Die verwendeten Frequenzen waren 7,5 und 53 MHz, und zwar wurden die Messungen ausgeführt bei der Grundschwin-

---

[1]) R. Bär, Helv. Phys. Acta **10**, 333 (1937).

[2]) Nur einige der neuesten Arbeiten seien zitiert: A. K. Dutta, Phys. ZS. **39**, 186 (1938); Frequenzbereich der Messungen $3 \div 30$ MHz. S. Parthasarathy, Current Science **6**, 55 (1937); Bereich $3{,}4 \div 14{,}5$ MHz. B. G. Špakovskij, Doklady **18**, 169 (1938); Bereich $0{,}25 \div 3$ MHz.

[3]) B. V. Raghavendra Rao, Proc. Ind. Acad. Sci. **7**, 163 (1938); vgl. auch Nature **139**, 885 (1937).

[4]) H. O. Kneser, Ann. d. Phys. **32**, 277 (1938).

gung und bei der 7. Oberschwingung eines für 7,5 MHz geschliffenen Ultraschallquarzes. Der Quarz war parallel zum Lichtstrahl justiert, so dass die Beugungsspektren der $\pm n$-ten Ordnung gleichstark auftraten. Die Spektren wurden bei beiden Frequenzen auf dieselbe Platte übereinander photographiert und hierauf der Abstand Δ der zwei n-ten Ordnungen für beide Frequenzen mit dem Komparator ausgemessen. Die erwähnte Justierung des Quarzes gibt wahrscheinlich die grösste Messgenauigkeit. Anderseits hat sie den Nachteil, dass die bei Schrägstellung des Quarzes bei hohen Frequenzen auftretende Verstärkung der Intensität eines der beiden Beugungsspektren n-ter Ordnung nicht eintritt. Dies hatte zur Folge, dass der Frequenzbereich der Messungen bisher nicht über 53 MHz ausgedehnt werden konnte, während die Absorptionsmessungen s. Z. bis 83 MHz ausführbar waren.

Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit müssen noch die zu den Messungen benutzten Frequenzen bekannt sein. Da sich der Ultraschallquarz wegen der starken Dämpfung in einem grossen Frequenzbereich ziehen lässt, haben die Grundschwingung und die 7. Oberschwingung nicht genau das Verhältnis 1:7. Um nun die beiden Frequenzen möglichst genau zu bestimmen, wurde folgendermassen vorgegangen: In der Grundschwingung wurde der Schallquarz angeregt durch einen quarzgesteuerten Sender, dessen Steuerquarz (von Dr. Steeg und Reuter — Bad Homburg v. d. H.) eine Frequenz von 7,5088 MHz besass. Die 7. Oberschwingung dieses *Steuerquarz*senders hatte an dem l. c. erwähnten Ultrakurzwellenmesser, dessen *absolute* Messgenauigkeit aber nur $1^0/_{00}$ beträgt, innerhalb der Messfehler den Wert $7 \cdot 7{,}5088 = 52{,}564$ MHz. Es wurde nun *vorausgesetzt*, dass diese Schwingung *exakt* die angegebene Frequenz besitzt. Hierauf wurde mit dem Wellenmesser, wenn der *Ultraschallquarz* in seiner 7. Oberschwingung angeregt war, die Frequenz des Ultraschallsenders ausgemessen; dieselbe lag vom Wert 52,6 MHz nur um wenige Prozent entfernt. Da die *Ablese*genauigkeit des Wellenmessers 1—2 Zehntelpromille beträgt, konnte diese unbekannte Frequenz unter der Annahme, dass der Fehler des Wellenmessers in diesem kleinen Bereich konstant bleibt, so auf wenige Zehntelpromille bestimmt werden.

Als weitere Fehlerquelle kommt bei den Versuchen noch die Inkonstanz der Temperatur der Flüssigkeit in Betracht. Sie wirkt namentlich bei grossen Frequenzen (ω) störend, weil die Absorption des Ultraschalls ungefähr mit ω^2 ansteigt. Durch Verwendung hochempfindlicher Platten wurde die Dauer der Einschaltung des Ultraschallsenders auf Bruchteile von 1 sec.

beschränkt. Ferner gibt die Schärfe der Beugungsspektren selbst ein Mass für die Temperaturkonstanz, da Temperaturänderungen die Schallgeschwindigkeit und damit die Schallgitterkonstante verändern. Eine numerische Abschätzung des Fehlers scheint aber nicht leicht möglich.

§ 3. Die eingehendsten Versuche wurden bisher in destilliertem Wasser angestellt. Um aus den Messungen, die direkt nur den Wert ω/Δ liefern, die hierzu proportionale Schallgeschwindigkeit zu berechnen, wurden die Präzisionsmessungen von SEIFEN[1]) zugrundegelegt, d. h. es wurde angenommen, dass bei der kleineren von uns benutzten Frequenz von 7,5 MHz die Schallgeschwindigkeit bei 23,0° C den von SEIFEN gemessenen Wert 1492,0 m/sec. hat. Die Messresultate sind in der Tabelle 1 zusammengestellt, in der

Tabelle 1.

Werte der Schallgeschwindigkeit in dest. Wasser bei 7,5 und bei 53 MHz.

T	$v_{7,5}$	v_{53}
19,06 °C	1480,3 m/s	1480,2 m/s
20,30	1483,5	1483,1
21,48	1487,55	1487,0
22,70	1491,0	1490,1
23,14	1492,9	1492,2

in der ersten Kolonne die Temperatur T, in der zweiten die bei 7,5 und in der dritten die bei 53 MHz erhaltene Schallgeschwindigkeit $v_{7,5}$ bzw. v_{53} angegeben sind.

Der Unterschied der beiden Schallgeschwindigkeiten, der bei den drei niedrigeren Temperaturen, bei denen die Messungen wahrscheinlich am zuverlässigsten sind, kleiner als $0{,}5^0/_{00}$ ist, liegt an der Grenze der Messgenauigkeit. Trotzdem ist es auffällig, dass alle Werte von v_{53} systematisch tiefer liegen als die von $v_{7,5}$. Durch Temperaturänderungen kann diese Abweichung nicht hervorgerufen werden, da die vergrösserte Absorption bei 53 MHz eine Erwärmung und damit eine Zunahme der Schallgeschwindigkeit verursacht.*)

---

[1]) N. SEIFEN, ZS. f. Phys. **108**, 681 (1938).

*) Anmerkung bei der Korrektur (3. X.): Neue, verbesserte Messungen zeigen die Abweichung nicht mehr.

Tabelle 2.

Werte der Schallgeschwindigkeit in Äthylacetat.

T	$v_{7,5}$	v_{53}
19,13 °C	1171,2 m/s	1171,4 m/s
21,45	1159,4	1160,2

Versuchsresultate für Äthylacetat, in denen ebenfalls keine Dispersion festgestellt werden konnte, sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Die Versuche werden fortgesetzt.

Spektrometrische Untersuchungen über den Zustand des Chlorophylls in der Pflanze und in Reinpräparaten

von Klaus Meyer (Zürich, Universität).

Immer wieder taucht in der Literatur die Frage auf, ob und wie weit das Chlorophyll (im folgenden als Ch. bezeichnet) in der Pflanzenzelle mit dem in den Reinpräparaten vorliegenden Ch. identisch ist. Die vorliegende Arbeit versucht nun diese Frage auf spektrometrischem Wege zu beantworten. Die Resultate sind:

1) Extrahiert man das Ch. auf besonders schonende Weise aus den Pflanzen, so erhält man Ch. Lösungen (im folgenden als native Ch. Lösungen bezeichnet), die einen anderen Verlauf des Extinktionskoeffizienten zeigen als das Ch., wie es in den Reinpräparaten vorliegt (im folgenden als gewöhnliches Ch. bezeichnet). Im besonderen wird auch nachgewiesen, dass diese Unterschiede weder durch ein verändertes Mengenverhältnis der A- zur B-Komponente, noch durch irgendwelche Verunreinigungen vorgetäuscht werden können.

2) Lässt man das native Ch. unter bestimmten Bedingungen altern, so macht es eine Umwandlung durch und zeigt nachher quantitativ die gleiche Absorptionskurve wie das gewöhnliche Ch. *Das gewöhnliche Ch. ist somit ein Derivat des nativen Ch.*

3) Durch Verwendung von Pflanzen, deren Blätter Ch.-freie Stellen zeigen, gelang es, durch Vergleich der grünen mit den Ch.-freien Stellen, unter Elimination der Streuung und Reflexion am Blattkörper den Extinktionskoeffizienten des Ch. im unverletzten Blatt quantitativ zu bestimmen. Die so gemessenen Blattspektren unterscheiden sich wesentlich vom Spektrum des molekular gelösten nativen Ch.

4) Bringt man das native Ch. in die kolloidale Form, so ist das Spektrum wesentlich anders als im molekular gelösten Zustande. Die Absorptionskurve ist für verschiedene Kolloide sehr unterschiedlich verändert. *Ihr Verlauf hängt von der Konzentration des Ch. in den sehr grossen Kolloidteilchen ab,* die selbst noch viel Lösungsmittel enthalten.

5) Es gelingt, reproduzierbar, aus nativem Ch. eine kolloidale Verteilung derart herzustellen, dass ihre Absorption mit der des Ch. im Blatt weitgehend übereinstimmt. *Somit ist das native Ch. innerhalb unserer Messgenauigkeit chemisch identisch mit dem Ch. in der Pflanze. Die Verteilung des Ch. in der Pflanze muss kolloidal sein.*

6) Da Kolloid- und Blatt-Spektrum einander gleich sein können, so muss in diesem Fall (auf Grund von 4.) auch die Konzentration des Ch. in den Kolloidteilchen einerseits und in den Chloroplasten der Pflanze andrerseits dieselbe sein. Beide Konzentrationen wurden bestimmt und innerhalb der Messgenauigkeit als gleich befunden.

Die ausführliche Veröffentlichung erfolgt demnächst.