Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 29 (1956)

Heft: III

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: 02.10.2025

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

Copyright 1956 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft

in Zofingen, am 5./6. Mai 1956

Präsident: Prof. Dr. W. Pauli (Zürich),
Vizepräsident: Prof. Dr. J. Rossel (Neuchâtel),
Sekretäre: Dr. K. P. Meyer (Basel),
Dr. A. P. Speiser (Oberrieden).

Geschäftlicher Teil.

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: Fräulein F. Dériaz (Zürich) und die Herren F. Balduzzi (Zürich), W. Beusch (Zürich), F. Bumiller (Stanford), P. Cornaz (Lausanne), G. de Coulon (Zürich), P. Debrunner (Zürich), E. Doser (Aarau), H. J. Gerritsen (Zürich), B. Hahn (Fribourg), F. Hänni (Bern), F. Herlach (Zürich), T. Knellwolf (Zürich), W. Kündig (Zürich), Ch. Lang (Bern), P. Lehmann (Winterthur), J. M. Pictet (Lausanne), W. Ruppel (Zürich), R. Sommerhalder (Zürich), S. Steinema (Neuchâtel), H. Wild (Fribourg), W. Winkler (Zürich), H. Zoller (Neuhausen a. Rhf.).

Die S.P.G. zählt zur Zeit 482 Mitglieder.

Der Jahresbericht, die Jahresrechnung und der Revisorenbericht werden vorgelegt und genehmigt.

Prof. M. Fierz, Redaktor der Helvetica Physica Acta, erstattet Bericht über die Situation unserer Zeitschrift.

Prof. A. Perrier, Präsident des Schweiz. National-Komitees für Physik, ergänzt seinen allen Mitgliedern zugehenden schriftlichen Bericht durch einige Bemerkungen.

Zum Abschluss dieser Frühjahrstagung trafen sich am Sonntagmittag ungefähr 40 Personen zu einem Ausflug nach Schloss Wikon.

Die nächste Tagung wird im Rahmen der 136. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft am 22./23. September 1956 in Basel stattfinden.

Wissenschaftlicher Teil.

Einige Beiträge aus dem Gebiete der angewandten Physik erscheinen in der „Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)".

Untersuchungen des Einflusses von Gitterbaufehlern auf die magnetische Suszeptibilität von Germanium

von G. Busch, N. Helfer und O. Vogt
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Die Massensuszeptibilität χ_L der Ladungsträger in Ge sollte sich für Nichtentartung zusammensetzen aus dem Spinparamagnetismus und dem Diamagnetismus quasifreier Ladungsträger:

$$\chi_L = \frac{1}{\varrho} \frac{\mu^2}{3k} (3 - \overline{F^2}) \frac{n}{T}$$

ϱ = Dichte; k = Boltzmannsche Konst.; T = absolute Temperatur; F = effektive Freiheitszahl; μ = Bohrsches Magneton; n = Ladungsträger/cm³.

Die Messungen von Busch und Helfer[1]) lassen sich auf Grund dieser Formel jedoch nicht vollständig erklären; vor allem wird das Auftreten einer thermischen Hysteresis nicht erfasst. Es wurden daher Versuche unternommen, um abzuklären, ob Gitterbaufehler, insbesondere Leerstellen und Dislokationen die Suszeptibilität von Ge wesentlich beeinflussen.

Das magnetische Moment einer Leerstelle im Kristallgitter lässt sich nur schwer abschätzen, da sowohl die Absättigungsverhältnisse der Spins als auch die Freiheitszahlen der Ladungsträger im Bereich der Leerstellen nicht eindeutig bekannt sind. Über die magnetische Wirksamkeit von Dislokationen ist ebensowenig bekannt.

In reinen Ge-Proben wurde versucht, einerseits durch Abschrekken Leerstellen, anderseits durch plastische Deformation Dislokationen zu erzeugen. An einer Ge-Probe wurde während des Abschreckens die Temperatur in Funktion der Zeit in verschiedenen Medien gemessen. Die Resultate zeigen insbesondere, dass man auch beim Abkühlen allein durch Strahlung im Vakuum noch grosse Abschreckgeschwindigkeiten erhält. Man kann leicht abschätzen, dass sie zum „Einfrieren" von Gitterdefekten sicher ausreichend sind. Wir haben unsere Proben in einer abgeschmolzenen Glasapparatur im Hochvakuum (besser als 10^{-6} mm Hg) abgeschreckt. Die Proben wurden durch Stromdurchfluss geheizt, wobei die Stromzuführung ebenfalls aus hochreinem Ge bestand. Vor dem Erhitzen wurden die Proben durch sukzessives Ätzen in Königs-

wasser, H_2O_2 und KCN mit nachfolgendem Spülen in deionisiertem Wasser gereinigt. Abgeschreckt wurde durch Abschalten des Heizstromes bei 850° C. Die Proben waren einkristalline Stäbchen von 4/4/50 mm Ausdehnung.

READ[2]) hat für das elektrische Verhalten von Dislokationen in Ge gute Erklärungen geben können, indem er als Modell lange Reihen aufgebrochener Valenzen gebrauchte (dangling electrons). Falls sich die Spins solcher Elektronen nicht gegenseitig absättigen, muss die Dislokation Anlass zu einer bedeutenden Magnetisierung geben. Wir haben Ge-Stäbchen im Hochvakuum (besser als 10^{-6} Hg) durch Stromdurchfluss auf 650° C aufgeheizt und zu einem Radius von 50 mm plastisch verbogen. Dabei entstehen wenigstens 10^7 Dislokationen/cm², wie PEARSON, READ und MORIN[3]) an Schliffbildern zeigten. Beim ganzen Biegeprozess kommt die Probe nur mit hochreinem Ge in Berührung.

Sowohl beim reinen als auch beim gedopten Ge (mit In und Sb) ist die Suszeptibilität im Bereiche unserer Empfindlichkeit nicht von Gitterdefekten oder Dislokationen abhängig. READ und PEARSON[4]) resp. STEVENS, CLELAND, CRAWFORD und SCHWEINLER[5]) ziehen aus andersartigen Experimenten analoge Schlüsse. Zulegieren von Cu oder Au ändert die Suszeptibilität von Ge ebenfalls nicht. Die früher beobachtete Hysterese lässt sich durch die oben erwähnte Oberflächenbehandlung vermeiden. Unsere Untersuchungen werden Gegenstand einer ausführlichen Publikation sein.

Literatur.

1) G. BUSCH und N. HELFER, Helv. Phys. Acta **27**, 201 (1954).
2) W. T. READ, Phil. Mag. **45**, 775 (1954).
3) G. L. PEARSON, W. T. READ und F. J. MORIN, Phys. Rev. **93**, 666 (1954).
4) W. T. READ und G. L. PEARSON, Rep. Bristol Conf. on Defects in Cryst. Solids, 1954, S. 144.
5) D. K. STEVENS, J. W. CLELAND, J. H. CRAWFORD und H. C. SCHWEINLER, Phys. Rev. **100**, 1084 (1955).

Die magnetische Suszeptibilität von Silizium und intermetallischen Verbindungen

von G. BUSCH und R. KERN (Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

In einer systematischen Untersuchung der magnetischen Eigenschaften diamantähnlicher Halbleiter wurden die magnetischen Suszeptibilitäten von*) Si, GaP, GaAs, GaSb, InP, $InP_{0,2}As_{0,8}$ und InAs von 60° K bis unter den entsprechenden Schmelzpunkt

*) Dem Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckert-Werke AG. danken wir für die Überlassung von 8 Proben.

gemessen. Die Messung erfolgte mit $\pm 3\%$ absoluter und $\pm 1^0/_{00}$ relativer Genauigkeit. Die Suszeptibilität von GaP, GaAs und InP erweist sich als empfindlich gegen thermische Behandlung. GaAs zeigt ausserdem zu Beginn der Messung einen unreproduzierbaren Temperaturverlauf.

Wie schon bei α-Sn[1]), Ge[2])[3]) und InSb[4])[5]) beobachtet wurde, nimmt auch der Diamagnetismus dieser Halbleiter oberhalb einer charakteristischen Temperatur*) $T_B[^0\mathrm{K}] \cong 1000 \cdot \Delta E[\mathrm{eV}]$ mit steigender Temperatur zu (Hochtemperaturast). Busch und Mooser[1]) und später Enz[6]) haben an α-Sn und Ge quantitativ nachgewiesen, dass dieses Verhalten durch freie Ladungsträger bedingt ist, deren Zahl mit wachsender Temperatur exponentiell ansteigt. Während die diamagnetische Suszeptibilität bei T_B ein Minimum durchläuft, steigt sie unterhalb T_B mit sinkender Temperatur annähernd linear an (Tieftemperaturast). Dieser Anstieg scheint in den meisten Fällen nicht von den wenigen bei tiefen Temperaturen vorhandenen freien Ladungsträgern herzurühren und ist somit charakteristisch für das reine Material. Stevens und Crawford[2]) interpretieren diesen Anstieg als temperaturabhängige Atomsuszeptibilität.

Für die Atomsuszeptibilität**) $\chi_A = \chi_{\mathrm{ion}} + \chi_{\mathrm{val.}}$, welche sich aus einem Beitrag χ_{ion} der Elektronen auf inneren Schalen und einem Beitrag $\chi_{\mathrm{val.}}$ der Valenzelektronen zusammensetzt[1])[7]), ergeben die vorliegenden Messungen***) (vgl. Tabelle) eine gewisse Gesetzmässigkeit: mit wachsender mittlerer Elektronenzahl pro Atom nimmt die Suszeptibilität annähernd linear zu. Die von anderen Autoren bestimmten Werte für GaN[8]), InN[8]), AgJ[9]) und Diamant[10]) ordnen sich gut in dieses Schema ein. Substanzen mit gleicher mittlerer Elektronenzahl (isoelektronische Reihe) haben meistens vergleichbare χ-Werte. Nur Si[11]), Ge und weniger ausgeprägt auch GaSb weisen zu kleine Werte auf.

Die ebenfalls in die Tabelle eingetragenen abgeschätzten χ_A-Werte wurden wie folgt ermittelt. χ_{ion} entnehmen wir einer Zusammenstellung von Klemm[12]). $\chi_{\mathrm{val.}}$ wurde mit Hilfe der Larmor-Langevin-Formel[7]) $\chi_{\mathrm{val.}} = -2{,}832 \cdot 10^{10} \Sigma r_i^2$ berechnet, wobei für r_i die von Pauling und Huggins[13]) angegebenen kovalenten Radien eingesetzt wurden. Es fällt auf, dass für die beiden aus der Systematik herausfallenden Substanzen Si und Ge der gemessene

*) Eine ausführliche Arbeit folgt demnächst in Helv. Phys. Acta.

**) Sämtliche χ-Werte sind hier für Elemente auf das Atomgewicht A, für Verbindungen auf das über die Formeleinheit gemittelte Atomgewicht A* bezogen.

***) Anstatt χ_A werden in der Tabelle die direkt gemessenen χ-Werte bei Zimmertemperatur, also die Summe von χ_A und der Ladungsträgersuszeptibilität χ_L, angegeben, da χ_L meistens nur einige Prozent von χ_A beträgt.

χ-Wert nahe dem χ_{ion}-Wert liegt. Es scheint daher, als ob hier die Valenzelektronen nicht zur Suszeptibilität beitragen.[14])

Tabelle.

Die magnetische Suszeptibilität einiger Halbleiter.

Mittlere Elektronenzahl pro Atom	Substanz	Mittleres Atomgewicht	Struktur	Gitterkonstante in Å	$-\chi_{ion}$ 10^6 nach KLEMM	$-\chi_{val.}$ 10^6 n. PAULING	$-\chi_A$ 10^6 abgeschätzt	$-\chi_{exp.}$ 10^6 bei 290° K
6	Diamant[10])	12,01	A 4	3,56	0,1	6,7	6,8	5,88
14	Si	28,06	A 4	5,417	1,5	15,5	17,0	3,12
19	GaN[8])	41,87	B 4	a = 3,17 c = 5,15	4	10,2	14,2	13,9
23	GaP	50,37	B 3	5,436	4,5	15,3	19,8	13,8
28	InN[8])	64,38	B 4	a = 3,53 c = 5,69	9,5	12,3	21,8	20,6
32	GaAs	72,34	B 3	5,635	7	16,6	23,6	16,2
32	Ge	72,60	A 4	5,647	7	16,9	23,9	7,63 (χ_A=6,6)
32	InP	72,89	B 3	5,86	10	17,4	27,4	22,8
39	$InP_{0,2}As_{0,8}$	89,47	B 3	6,00	12	18,4	30,4	25,5
41	InAs	94,86	B 3	6,04	12,5	18,7	31,2	28,6 ($\chi_A \simeq 27$)
41	GaSb	95,75	B 3	6,118	11	20,0	31,0	19,2 (χ_A=18,5)
50	α-Sn	118,70	A 4	6,46	16	22,2	38,2	39 (χ_A=31,5)
50	InSb	118,27	B 3	6,475	16,5	21,9	38,4	33,2 (χ_A=32,9)
50	AgJ[9])	117,40	B 3	6,47	17	19,6	36,6	42,2

Literaturverzeichnis.

1) G. BUSCH und E. MOOSER, Helv. Phys. Acta **26**, 611 (1953).
2) D. K. STEVENS und J. H. CRAWFORD, Phys. Rev. **92**, 1065 (1953); D. K. STEVENS, J. W. CLELAND, J. H. CRAWFORD und H. C. SCHWEINLER, Phys. Rev. **100**, 1084 (1955).
3) G. BUSCH und O. VOGT, erscheint gleichzeitig in Helv. Phys. Acta; G. BUSCH und N. HELFER, Helv. Phys. Acta **27**, 201 (1954).
4) D. K. STEVENS und J. H. CRAWFORD, Phys. Rev. **99**, 487 (1955).
5) F. KNEUBÜHL, Dipl.-Arbeit ETH. 1955 (unveröffentlicht).
6) CH. ENZ, Helv. Phys. Acta **28**, 158 (1955).
7) K. LONSDALE, Proc. Roy. Soc. [A] **159**, 149 (1937).
8) R. JUZA und H. HAHN, Z. anorg. allg. Chem. **241**, 172 (1939).
9) ST. MEYER, Ann. Phys. [N. F.] **69**, 240 (1899).
10) M. OWEN, Ann. Phys. [4] **37**, 657 (1912).
11) D. K. STEVENS und J. H. CRAWFORD, Bull. Amer. Phys. Soc. II 1/3 F 6 (1956).
12) W. KLEMM, Z. anorg. allg. Chem. **250**, 223 (1942).
13) L. PAULING und M. L. HUGGINS, Z. Krist. **87**, 205 (1934).
14) J. A. KRUMHANSL und H. BROOKS, Bull. Amer. Phys. Soc. II 1/3, F 5 (1956).

Neue halbleitende Verbindungen mit diamantähnlicher Struktur

von G. Busch, E. Mooser und W. B. Pearson*)
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Vor einiger Zeit machten Goodman und Douglas[1]) die Mitteilung, dass die in der diamantähnlichen Chalkopyritstruktur kristallisierenden Verbindungen der Form ABX_2 Halbleiter sind. Dabei stehen für A wahlweise die Elemente Cu und Ag zur Verfügung, für B die Elemente Al, Ga, In und in einigen Fällen auch Tl und schliesslich für X die Elemente S, Se und Te.

Ersetzt man die vier in der Elementarzelle enthaltenen einwertigen Metalle (Cu, Ag) durch zwei zweiwertige (Zn, Cd, Hg), so kommt man zu einer Gruppe von 24 Verbindungen, deren Struktur sich nach Hahn und Mitarbeitern[2]) von der Chalkopyritstruktur nur dadurch unterscheidet, dass pro Elementarzelle zwei Metallplätze unbesetzt bleiben. Wie bei den Chalkopyriten ergibt sich ein Total von 8 Valenzelektronen pro Chalkogenatom. Das bedeutet aber, dass die für das Auftreten einer Halbleiterbindung in einem Kristall notwendigen Bedingungen[3]) auch hier erfüllt sind, und man durfte daher für diese Chalkogenide Halbleitereigenschaften erwarten. Diese Erwartung wurde durch Leitfähigkeitsmessungen an $ZnIn_2Se_4$, $HgIn_2Se_4$, $ZnIn_2Te_4$ und $CdIn_2Te_4$ aufs beste bestätigt. Die aus dem Temperaturgang der Leitfähigkeiten bestimmten Aktivierungsenergien ΔE sind in der Tabelle zusammengestellt. Man erkennt daraus deutlich die Tendenz der Aktivierungsenergie, innerhalb einer Reihe ähnlich zusammengesetzter Halbleiter mit zunehmendem Molekulargewicht abzunehmen.

Tabelle.

$ZnIn_2Se_4$: $\Delta E = 2{,}6$ eV	$ZnIn_2Te_4$: $\Delta E = 1{,}4$ eV
$HgIn_2Se_4$: $\Delta E = 0{,}6$ eV	$CdIn_2Te_4$: $\Delta E = 0{,}9$ eV

Im Hinblick auf mögliche technische Anwendungen dieser neuen Halbleiter sei darauf hingewiesen, dass sich der Homogenitätsbereich der ternären Phasen nicht auf die stöchiometrische Zusammensetzung beschränkt. Bewegt man sich nämlich z. B. im Zustandsdiagramm des Systems Zn-In-Te auf einem Schnitt von In_2Te_3 nach ZnTe, so erstreckt sich darauf der Homogenitätsbereich von 30 bis 65 Molprozent ZnTe. Es wird daher möglich sein, die charakteristischen Halbleiterdaten des $ZnIn_2Te_4$ wenigstens innerhalb gewisser Grenzen kontinuierlich zu verändern. Ob indessen die hier beschriebenen Halbleiter je technische Bedeutung erlangen werden,

*) Division of Physics, National Research Council, Ottawa, Canada.

hängt wesentlich davon ab, wie rein sie sich darstellen lassen. Untersuchungen in dieser Richtung werden zur Zeit ausgeführt.

Zum Schlusse möchten wir nicht versäumen, Herrn H. SCHADE für die Ausführung der Leitfähigkeitsmessungen herzlich zu danken.

Literatur.

[1]) C. H. I. GOODMAN und R. W. DOUGLAS, Physica **20**, 1107 (1954).
[2]) H. HAHN, G. FRANK, W. KLINGLER, A. D. STÖRGER und G. STÖRGER, Z. anorg. allg. Chem. **279**, 241 (1955).
[3]) E. MOOSER und W. B. PEARSON, Phys. Rev. **101**, 1608 (1956). Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst im Journal of Electronics.

Die elektrischen Eigenschaften einiger ternärer Verbindungen mit Fluoritstruktur

von P. JUNOD, E. MOOSER und H. SCHADE
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Ersetzt man in den im Fluoritgitter kristallisierenden Verbindungen Mg_2Ge, Mg_2Sn und Mg_2Pb einerseits die vierwertigen Metalle durch As, Sb und Bi und anderseits eines der beiden Mg-Atome durch das einwertige Li, so kommt man zu einer Reihe ternärer Verbindungen, die immer noch eine Fluoritstruktur aufweisen, nämlich: LiMgAs, LiMgSb und LiMgBi.

Nimmt man an, dass in diesen Verbindungen ein Elektron von den Elementen der Gruppe V zum Li übergeht, schreibt man also z. B. Li^-MgSb^+, so erkennt man sofort, dass sich hier dieselben Bindungen ausbilden können wie in Mg_2Sn, dessen elektrische Eigenschaften in neuester Zeit von verschiedenen Autoren eingehend untersucht wurden. Hier wie dort sind die Bedingungen für das Bestehen einer „Halbleiterbindung"[1]) erfüllt, und es war vorauszusehen, dass die ternären Verbindungen Halbleiter sind. In der Tat zeigen Proben der Zusammensetzung LiMgSb und LiMgBi den für Halbleiter charakteristischen Anstieg der Leitfähigkeit mit der Temperatur. Die daraus bestimmten Aktivierungsenergien sind $\Delta E = 0{,}7$ eV für LiMgSb und $\Delta E = 0{,}4$ eV für LiMgBi. Wegen der Flüchtigkeit von As war es leider bis jetzt nicht möglich, für genaue Leitfähigkeitsmessungen brauchbare Proben von LiMgAs herzustellen. Indessen kann mit Sicherheit gesagt werden, dass auch diese Verbindung ein Halbleiter ist.

Nun lässt sich in den Sb- und Bi-Verbindungen das Lithium durch Kupfer ersetzen, ohne dass dabei die Struktur verändert würde.

Allerdings verteilen sich nun die Atome in anderer Weise auf die verschiedenen Gitterplätze, indem das Kupfer auf die vorher von Sb und Bi eingenommenen achtfach koordinierten Plätze zu liegen kommt[2]). Man kann leicht zeigen, dass sich unter diesen veränderten Bedingungen keine Halbleiterbindungen mehr ausbilden können. Obwohl die Valenzelektronenzahl bei der Substitution Cu-Li erhalten bleibt, besitzen daher die Cu-Verbindungen mit einer Leitfähigkeit von $\sigma \approx 10^4\ \Omega^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}$ bei Zimmertemperatur metallische Eigenschaften.

In diesem Zusammenhang ist es interessant zu erwähnen, dass ein ähnlicher Übergang von halbleitenden zu metallischen Eigenschaften bei einer Umbesetzung der Gitterplätze auch in der Perowskitstruktur gefunden wird. Während nämlich $BaTiO_3$[3]) ein Halbleiter ist, zeigt $ZnCMn_3$[4]), bei dem das Übergangselement auf die Sauerstoffplätze des $BaTiO_3$ zu liegen kommt, ein metallisches Verhalten.

Schliesslich sei beigefügt, dass auch beim Übergang vom normalen zum inversen Spinell eine Erhöhung der Leitfähigkeit beobachtet wird. Allerdings genügt hier der Platzwechsel der zwei- und dreiwertigen Ionen nicht, die Halbleitung völlig zu zerstören, sondern er ist lediglich mit einer starken Erniedrigung der Aktivierungsenergie verbunden[5]).

Die Autoren möchten auch an dieser Stelle Herrn Prof. Dr. F. Laves für die Überlassung einiger unveröffentlichter Manuskripte und Herrn Dr. W. B. Pearson für anregende Diskussionen herzlich danken.

Literatur.

[1]) E. Mooser und W. B. Pearson, Phys. Rev. **101**, 1608 (1956).
[2]) H. Nowotny und W. Sibert, Z. Metallkunde **33**, 391 (1941).
[3]) G. Busch, H. Flury und W. Merz, Helv. Phys. Acta **21**, 212 (1948).
[4]) R. G. Butters und H. P. Myers, Phil. Mag. **46**, 132 (1955).
[5]) E. J. W. Verwey, P. W. Haayman und F. C. Romejin, J. Chem. Phys. **15**, 181 (1947).

Zur Frage der Halbleitung in Verbindungen von Elementen der I. bis III. Gruppe des periodischen Systems

von P. Junod und E. Mooser (Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

Die intensive Forschung auf dem Gebiete der Halbleiter, insbesondere aber die Entdeckung vieler neuer, halbleitender Verbindungen in den letzten fünf Jahren hat es ermöglicht, eine „Halbleiterbindung"[1]), d. h. eine für Halbleiter charakteristische chemische Bindung zu definieren. Diese Halbleiterbindung ist wesentlich ko-

valent, und die an ihr beteiligten Elektronen füllen die s- und p-Bahnen der Valenzschale mindestens eines Atoms pro Formeleinheit vollständig auf. Das Auftreten gefüllter s- und p-Bahnen zeichnet die Halbleiter ebenso eindeutig vor den Metallen aus, wie die vom Bändermodell her bekannte, vollständige Besetzung des Valenzbandes.

Durch Ausbilden kovalenter Bindungen mit seinen Nachbarn kann ein Atom nur so viele Elektronen zusätzlich in seine Valenzschale aufnehmen, wie seine Wertigkeit angibt. Wird seine Wertigkeit nicht durch Ionisation erhöht, so kann es daher seine äussersten acht Elektronenbahnen nur auffüllen, wenn es selbst mindestens vier Valenzelektronen besitzt, d. h. in einer der Nebengruppen IV

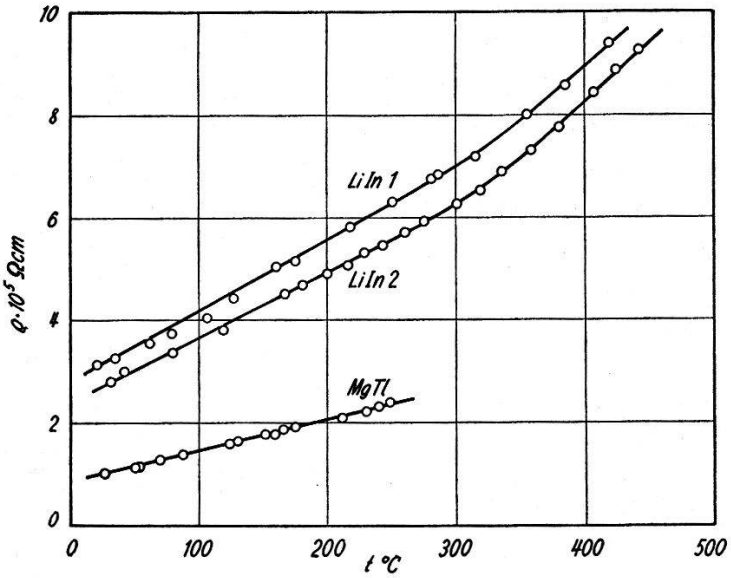


Fig. 1.

bis VII liegt. Tatsächlich sind Halbleitereigenschaften nur in Verbindungen festgestellt worden, die Elemente aus der rechten Hälfte des periodischen Systems enthalten.

Tritt nun aber eine Ionisation auf, wie sie z. B. in InSb beobachtet wird, indem dort ein Elektron vom Sb zum In übergeht, so können auch Elemente z. B. der III. Nebengruppe ihre s- und p-Bahnen auffüllen. Wie KREBS und SCHOTTKY[2]) gezeigt haben, liegt die Annahme eines solchen Elektronenübergangs in der Verbindung LiIn nahe. Hier bilden nämlich die In-Atome für sich ein Diamantgitter, in dessen Lücken sich, wiederum im Diamantgitter angeordnet, die Li-Atome befinden. Durch einfache negative Ionisation des In wäre dieses in der Lage, vier Tetraederbindungen mit seinen vier In-Nachbarn einzugehen. Nun ergibt aber eine Diskussion der Atomabstände in LiIn auf Grund der kovalenten Radien der Verbindungspartner (siehe z. B. L. PAULING[3])), dass nur ein unvollständiger

Elektronenübergang stattfindet und dass die an den Li-Atomen bleibenden Elektronen unabgesättigte Li-Li- und Li-In-Bindungen eingehen*). Damit aber sind die Bedingungen für das Bestehen einer Halbleiterbindung in LiIn durchbrochen, und erwartungsgemäss zeigt der elektrische Widerstand zweier LiIn-Proben (Fig. 1) den für Metalle charakteristischen Anstieg mit zunehmender Temperatur.

Ähnlich liegen die Verhältnisse in MgTl und den dazu isomorphen II–III-Verbindungen. Ein Übergang der zwei Elektronen des Mg zum Tl würde im Teilgitter der Tl-Ionen auf Bindungsverhältnisse führen, wie sie in dem bekannten Halbleiter PbS beobachtet werden. Wiederum sind die Atomabstände so, dass (unabgesättigte) Mg–Mg- und Mg–Tl-Bindungen bestehen müssen. Man findet daher auch in MgTl einen metallischen Widerstandsverlauf (Fig. 1).

Da die hier untersuchten I–III- und II–III-Verbindungen metallisch sind, obwohl ihre Strukturen das Auftreten einer Halbleiterbindung als möglich erscheinen lassen, darf wohl geschlossen werden, dass es überhaupt keine Halbleiter gibt, die nur Elemente der ersten drei Gruppen des periodischen Systems enthalten.

Literatur.

[1]) E. Mooser und W. B. Pearson, Phys. Rev. **101**, 1608 (1956).
[2]) H. Krebs und W. Schottky, Halbleiterprobleme I (Fried. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1954).
[3]) L. Pauling, J. Amer. Chem. Soc. **69**, 542 (1947).

Bemerkungen zum Metall-Eigenhalbleiter-Kontakt

von G. Busch (Physikalisches Institut der ETH., Zürich.)

Der Verlauf des Potentials in der Randschicht eines Metall Halbleiter-Kontakts ist für den Fall der Störstellen-Halbleitung mit und ohne Berücksichtigung von Oberflächenzuständen mehrfach untersucht worden[1–8]). Dem Kontakt Metall-Eigenhalbleiter ist bis jetzt jedoch wenig Beachtung geschenkt worden.

Unter der Annahme eines idealen Kontakts zwischen einem Metall- und einem Eigenhalbleiter, d. h. bei Abwesenheit von gitterfremden Zwischenschichten und Oberflächenzuständen bildet sich im Halbleiter eine positive oder negative Raumladungsschicht aus, je nachdem die Austrittsarbeit des Metalles Φ_M grösser oder kleiner ist als die des Halbleiters Φ_H. Fig. 1 zeigt schematisch den Verlauf der

*) In den andern zu LiIn isomorphen I—III Verbindungen treten ähnliche Verhältnisse auf.

Elektronenenergie in der Nähe der Randzone im stromlosen Zustand und für den Fall $\Phi_M > \Phi_H$. Im Halbleiter entsteht bei ebener Trennfläche und homogenen, isotropen Leitern eine nur von x abhängige Diffusionsspannung $V(x)$ und eine Raumladungsdichte $\varrho(x)$. Diese lassen sich auf Grund der Poissonschen Gleichung für den Fall der Nicht-Entartung, d. h. für hinreichend kleine Elektronen- bzw. Löcher-Konzentration in der Randschicht, leicht berechnen.

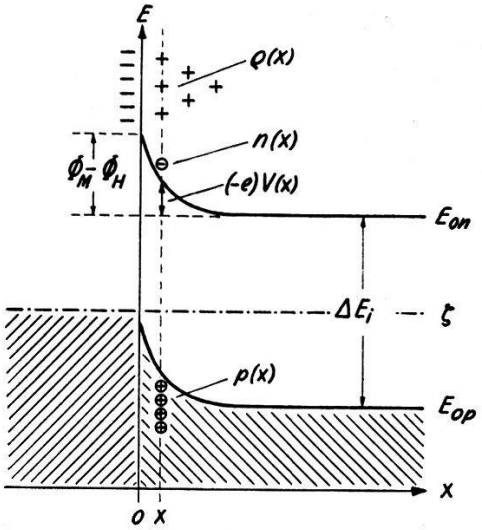


Fig. 1.
Idealer Metall-Eigenhalbleiter-Kontakt.

Mit den Abkürzungen:

$$y = \frac{-e}{kT} \cdot V(x), \quad \alpha = \mathrm{Th}\left(\frac{\Phi_M - \Phi_H}{4kT}\right), \quad \beta = \left(\frac{2^5 e^4 m^3 kT}{\pi \varepsilon^2 \hbar^6}\right)^{1/4} e^{-\frac{\Delta E_i}{4kT}}$$

ergibt sich die Lösung

$$y = 4 \cdot \mathrm{Ar\,Th}\left\{A \cdot e^{-\beta x}\right\}. \tag{1}$$

Fig. 2 zeigt den Potential-Verlauf in Ge und α-Sn unter Annahme einer Differenz der Austrittsarbeiten $\Phi_M - \Phi_H = 0{,}04$ eV. Der steile Abfall sowie die geringe Dicke der Randschicht im Falle des α-Sn sind bemerkenswert.

An der Stelle $x = 0$ entsteht eine maximale Feldstärke

$$E(0) = \beta \frac{kT}{e} \cdot \frac{\alpha}{1-\alpha^2}. \tag{2}$$

Ferner ergibt sich für die an der Metalloberfläche influenzierte, von der Grösse der Elektronenladung unabhängige Ladung pro cm²

$$P = \left(\frac{\varepsilon kT}{2\pi} n_i\right)^{1/2} \frac{\alpha}{1-\alpha^2}, \tag{3}$$

wobei

$$n_i^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{mkT}{\pi\hbar^2}\right)^3 e^{-\frac{\Delta E_i}{kT}}$$

die Inversionsdichte ohne Berücksichtigung der Grösse der effektiven Massen und ε die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters bedeuten. Für α-Sn ergibt sich mit $\Phi_M - \Phi_H = 0{,}04$ eV und $T = 300^0$ K eine Ladungsdichte $P = 1{,}4 \times 10^{-6}$ Coul/cm². Allgemein ist aus (3) ersichtlich, dass die Ladungsdichte um so höher wird, je grösser die Dielektrizitätskonstante, die Inversionsdichte und die

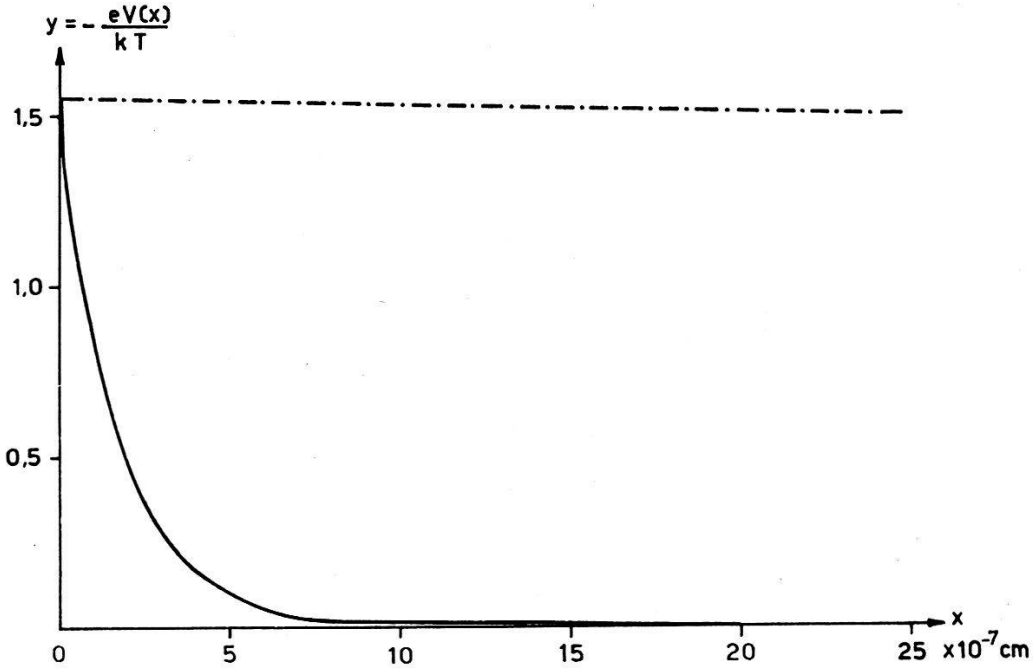


Fig. 2.
Verlauf der Randschicht-Potentiale in α-Sn (———) und Ge (—·—·—).
$\Phi_M - \Phi_H = 0{,}04$ eV

Differenz der Austrittsarbeiten sind. Übersteigt die Differenz der Austrittsarbeiten etwa die halbe Aktivierungsenergie des Eigenhalbleiters, so ist Entartung des Elektronen- bzw. Löchergases in der Randzone zu erwarten, wodurch die Rechnung erheblich komplizierter wird. Diese Ergebnisse stehen mit dem Problem der Reibungselektrizität in engem Zusammenhang.

Literatur.

1) W. Schottky, Z. Phys. **113**, 367 (1939); **118**, 339 (1942).
2) N. F. Mott und R. W. Gurney, Electronic Processes in Ionic Crystals, Oxford University Press 1940.
3) H. Y. Fan, Phys. Rev. **61**, 365 (1941); **62**, 388 (1942).
4) W. Shockley, Bell System tech. J. **28**, 435 (1949).
5) S. M. Skinner, J. appl. Phys. **26**, 498, 509 (1955).
6) C. G. B. Garrett, W. H. Brattain, Phys. Rev. **99**, 376 (1955).
7) R. H. Kingston, J. appl. Phys. **27**, 101 (1955).
8) D. O. Van Ostenburg und D. J. Montgomery, Bull. Amer. Phys. Soc. II/1, Nr. 4, 204 (1956).

Form and Thickness of Trap-Dominated Space-Charge Layers

by ALBERT ROSE (Laboratories RCA Ltd., Zurich).

It is common practice to compute the thickness of the exhaustion layer at the surface or interface of transistor materials in terms of the density of free carriers. This is a valid procedure since in these materials the free carrier density is usually greater than the density of trapped charges. On the other hand, the great majority of semi-conductors having resistivities more than 10^2 ohm-cm are likely to have more charges in traps than in the free states. If these traps were highly localized at one energy level, lying close to or above the FERMI level, the properties of the exhaustion layer, that is, its form, thickness and dependence on voltage, would be similar to the properties of the exhaustion layer in materials in which the free carrier density was dominant. One need only replace the density of free carriers by the density of trapped carriers.

There are many relatively insulating materials, however, in which there is good evidence that the trapping states are continuously distributed throughout much of the forbidden zone. The continuous trap distrubutions are shown by glow curves[1]) for phosphors and photoconductors and by the increasingly slow response of photoconductors at low excitations[2]). The properties of the space-charge layer computed for a continuous distribution of traps differ significantly from those computed for a single level of traps or for the predominance of free carriers.

The well known properties (see Fig. 1a) of the space-charge layer for the case of large free carrier density are:

a) Uniform charge density in the space-charge layer.

b) Parabolic form of potential curve.

c) Thickness of space-charge layers increases as the square root of the surface potential.

The properties of the space-charge layer for the case of large trap densities uniformly distributed in energy are readily deduced from Fig. 1b to be:

a) Charge density decreases exponentially towards the interior of the semi-conductor.

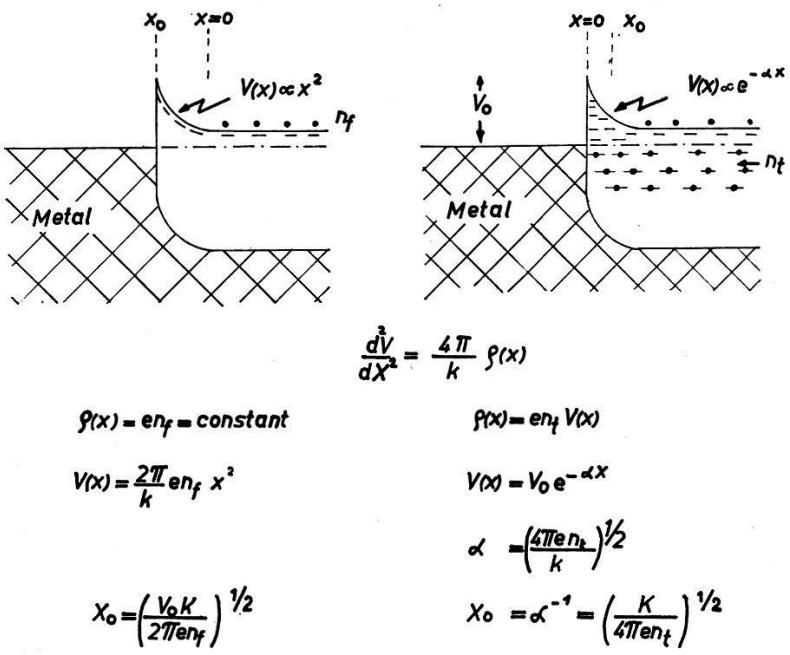
b) Potential decreases exponentially towards the interior of the semi-conductor.

c) Characteristic thickness of the space-charge layer is independent of the voltage at the surface. (Within the limit of voltages less than half the forbidden gap.)

One can draw the following conclusions:

1. The invariance of space-charge layer thickness accounts for the frequent observation in which the capacitance of a rectifier does not change or changes only slowly with bias in the blocking direction.

2. The actual thickness of the space charge layer is about 10^{-4} cms for a total trap density of $10^{15}/\mathrm{cm}^3$. Since most materials have trap densities in excess of this value, their space-charge layers would be less than 10^{-4} cms. This is to be contrasted with estimates of space-charge layer thickness approaching 10^{-1} cms made by a number of authors[3][4][5][6] who neglected the charge density in traps and considered only the free charge density.



a) Fig. 1. b)

Rectifying metal-semi conductor contact for free carriers predominant (1a) and for trapped charges predominant (1b). The drap density n_t is the number of traps per unit volume and per unit range in energy.

3. A simple estimate of the shielding action of surface states can be made by treating the surface state density as a volume density. For example, a commonly reported value for the density of surface states is $10^{13}/\mathrm{cm}^2$. This corresponds to a volume density of $3 \times 10^{20}/\mathrm{cm}^3$ and to a space-charge layer thickness of only one atomic layer.

4. Some complex time lag effects having a range of relaxation times observed when the potential across a rectifying junction is changed[7][8] can be interpreted electronically in terms of the time required for electrons to be captured by or released from traps rather than as the slow movements of ions near the surface.

References.

[1]) R. H. Bube, Phys. Rev. **83**, 393 (1951).
[2]) A. Rose, RCA Rev. **12**, 367 (1951).
[3]) N. F. Mott and R. W. Gurney, "Electronic Processes in Ionic Crystal" (Oxford University Press, London, 1948), p. 168.
[4]) J. R. Macdonald, Phys. Rev. **92**, 4 (1953).
[5]) S. M. Skinner, J. Appl. Phys. **26**, 498 (1955).
[6]) D. O. Ostenburg and D. J. Montgomery, Bull. Amer. Phys. Soc. **1**, 205 (1956).
[7]) G. Jaffe, Phys. Rev. **85**, 354 (1952).
[8]) K. Lehovec, Nature **167**, 522 (1951).

Probenform und Anordnung der Potentialsonden bei Halleffektsmessungen ohne und mit äusseren Magnetfeldern

von R. Jaggi (Physikalisches Institut der ETH., Zürich).

In einem stromdurchflossenen Leiter tritt allein durch das Eigenmagnetfeld des Stromes der „Eigen-Halleffekt" (E.H.E.) auf. Besonders einfach sind die Verhältnisse in einem Kreiszylinder. Besitzt dieser den Radius a und fliesst ein axialer Strom I, so entsteht zwischen Achse und Umfang eine Eigen-Hallspannung

$$V_{ce} = -\mu_0 R \frac{I^2}{4\pi^2 a^2}. \tag{1}$$

(μ_0 = Induktionskonstante, R = Hallkonstante.)

Bei der Entwicklung des E.H.E. zur Messmethode wurden zuerst Wismut-Hohlzylinder verwendet und die Hallsonden am Aussen- und Innenmantel angeordnet[1]). Eine weit einfachere Lösung zeigt Fig. 1. Das stromlose Gebiet ausserhalb der Stromzuführungen befindet sich auf dem Hallpotential Null. Zwischen hier und einem Punkt B innerhalb der Stromzuführungen lässt sich die Eigen-Hallspannung messen. Zur Kompensation des Spannungsabfalls längs der Probe dient das gegenüber dem Probenwiderstand hochohmige Potentiometer R. Als Proben lassen sich also Vollzylinder (Drähte!) mit kleinem Radius a verwenden. Dies ist ausser der einfachen Probenherstellung vor allem deshalb vorteilhaft, weil nach Gleichung (1) V_{ce} proportional $1/a^2$ ist.

Der E.H.E. kann entsprechend Fig. 1 auch an Platten (Breite 2a, Dicke 2b) gemessen werden. Unter der Voraussetzung $b \ll a$ berechnet sich die Eigen-Hallspannung zu

$$V_{pe} = -\mu_0 R \frac{ln\, 2}{2\pi} \frac{I^2}{4ab}. \tag{2}$$

In diesem Fall hat man den weiteren Vorteil, die Probe samt Sonden aus demselben Material schneiden zu können. Es gelang uns so z. B., den Halleffekt an Kupferfolien bei Heliumtemperaturen zu messen. Üblicherweise arbeiten wir mit Wechselstrom als Primärstrom, messen die Hall-Wechselspannung mit dem Vibrations-Galvanometerverstärker nach Busch[2]) und die gleichzeitig entstehende Hall-Gleichspannung mit einem Gleichstrom-Galvanometerverstärker.

Die durch die Anordnung nach Fig. 1 erzielten Vereinfachungen eröffnen dem E.H.E. neue Anwendungsgebiete. Er wurde neuerdings bei der Untersuchung von Halbleitern eingesetzt[3]), auch eignet er sich zur Messung an Ferromagneticis. Insbesondere scheint

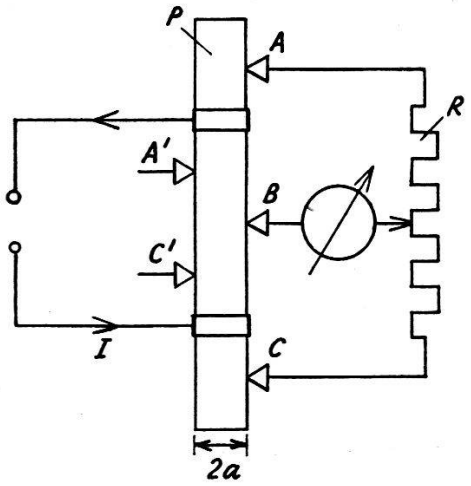


Fig. 1.
Anordnung der Potentialsonden bei Halleffektsmessungen.

jedoch, dass der E.H.E. die geeigneste Methode ist, um mit Sicherheit zu entscheiden, ob in Supraleitern ein Halleffekt auftritt.

Bei der konventionellen Methode zur Messung des Halleffekts unter Verwendung plattenförmiger Proben und eines homogenen äusseren Magnetfeldes H misst man meist mit den Sonden $A'BC'$ (s. Fig. 1, $H \perp$ Zeichenebene). Statt dessen kann man auch mit dem Sondensystem ABC arbeiten. Dabei erhält man aus Symmetriegründen nur die Hälfte der Hallspannung zwischen den Seiten der Probe. Man benötigt aber lediglich eine einzige Sonde B zwischen den Stromzuführungen und kann die äusseren Sonden A und C an beliebigen Punkten ausserhalb der Stromzuführungen anbringen. J. L. Levy[4]) sowie M. J. O. Strutt und S. F. Sun[5]) schlagen vor, die Sonden A und C direkt auf den Stromzuführungen anzubringen; nach unseren Erfahrungen führt dies jedoch zu Fehlern, falls der Kontakt Zuführung-Probe nicht rein ohmisch ist.

Ersetzt man bei der konventionellen Methode die Platte durch einen Zylinder vom Radius a, so ergibt sich an den Sonden ABC eine Hallspannung

$$V_{cf} = -\mu_0 R \frac{IH}{\pi a}. \tag{3}$$

Bei der Messung des Halleffekts im äusseren Magnetfeld mit Hilfe der Sonden $A'BC'$ wird der E.H.E. nicht mitgemessen, da zur Probenachse symmetrische Punkte auf gleichem Eigen-Hallpotential sind. Dagegen erhält man bei Verwendung der Sonden ABC eine Überlagerung von Halleffekt und E.H.E., die allerdings unwesentlich ist, wenn das äussere Magnetfeld gross gegen das Eigen-Magnetfeld ist. Sind die beiden Felder dagegen von der gleichen Grössenordnung, so kann bei geeigneter Polung von Strom und Aussenfeld erreicht werden, dass sich Halleffekt und E.H.E. gegenseitig aufheben. Beim Zylinder ist dies der Fall, wie ein Vergleich von (1) mit (3) zeigt, wenn $H = I/4\pi a$ ist. Diese Kompensation kann als unmittelbarer experimenteller Beweis dienen, dass Halleffekt und E.H.E. äquivalent sind.

Literaturverzeichnis.

[1]) G. Busch und R. Jaggi, ZAMP **4**, 425 (1953).
[2]) G. Busch, Helv. Phys. Acta **27**, 204 (1954).
[3]) G. Busch, R. Jaggi und R. Kern, Helv. Phys. Acta **28**, 452 (1955).
[4]) J. L. Levy, Diss. Univ. Michigan 1953.
[5]) M. J. O. Strutt und S. F. Sun, Arch. Elektrotechnik **42**, 155 (1955).

Remarque sur la variation thermique de la constante extraordinaire de Hall des ferromagnétiques

par D. Rivier (Lausanne).

1. Karplus et Luttinger ont montré [1]) que si les anomalies de l'effet Hall dans les ferromagnétiques ont pour origine le couplage «spin-orbite» des électrons de conduction, la partie anormale de la constante extraordinaire R_1 de Hall, à savoir

$$R_1' = R_1 - \frac{1+p}{2} R_0 = \left(1 - \frac{1+p}{2\alpha}\right) R_1 \tag{1}$$

est donnée par

$$R_1' = Z \cdot \varrho^2 \tag{2}$$

où ϱ est la résistivité du ferromagnétique et Z une fonction pratiquement indépendante de la température. Dans (1) R_0 est la constante

*

ordinaire de Hall, α est le rapport R_1/R_0 et p la probabilité relative de pénétration d'un électron de conduction dans un électron de polarisation [2]). Du fait que pour un ferromagnétique p ne peut guère dépasser 1 et que, basses températures exceptées, α est notablement plus grand que 1, la relation (2) peut se simplifier pour des températures qui ne sont pas trop basses et devenir

$$\frac{R_1}{\varrho^2} = Z\left[\cong 5\cdot 10^4 \frac{A\cdot m}{V^2 s} \text{ pour Fe et Ni}\right] \tag{2a}$$

dans le cas des températures du laboratoire.

L'accord entre cette prévision et l'expérience s'est révélé bon pour le fer, qualitatif seulement pour le nickel[1]). Les données de l'expérience font défaut pour les autres éléments ferromagnétiques.

2. Récemment, Ascher a publié [3]) les résultats de mesures effectuées sur des alliages irréversibles fer-nickel, donnant en particulier les variations de grandeurs liées à l'effet Hall en fonction de la température d'une part, et de l'aimantation spontanée J_s d'autre part. Il est possible en effet de séparer dans une certaine mesure les effets dûs aux variations de chacune de ces grandeurs en utilisant l'irréversibilité des ferronickels. En plus de la résistivité de Hall $\varrho_H = R_0\cdot\mu_0 H + R_1 J$ Ascher a déterminé la conductivité de Hall

$$\gamma_H = \frac{\varrho_H}{\varrho^2}.$$

En faisant décrire à un alliage contenant 30% de nickel un cycle entre les températures de 0° C et de 600° C, il est entre autre parvenu au résultat suivant:

Si les indices I et II se rapportent à 2 phases différentes du ferronickel, caractérisées par une même température T, mais dont J_s^I, J_s^{II} sont les aimantations spontanées et γ_{Hs}^I, γ_{Hs}^{II} les conductivités de Hall spontanées, et si l'on pose

$$\Delta J_s = J_s^{II} - J_s^I \quad \text{et} \quad \Delta\gamma_{Hs} = \gamma_{Hs}^{II} - \gamma_{Hs}^I$$

on a

$$\frac{\Delta\gamma_{Hs}}{\Delta J_s} = C \tag{3}$$

où C est une constante indépendante de la température T. Ce qui peut s'écrire encore, sous certaines conditions:

$$\left[\frac{\partial\gamma_{Hs}}{\partial J_s}\right]_T = C(J_s, T); \quad \frac{dC}{dT} = 0 \quad 0^0 < T < 600^0\ C \tag{4}$$

car il ne semble pas possible a priori d'exclure pour C une dépendance de l'aimantation spontanée J_s et de la température T.

3. Le but de cette note est double: d'abord de montrer que ce résultat permet une nouvelle comparaison de la théorie de KARPLUS et LUTTINGER avec l'expérience; ensuite de tirer les conclusions de cette comparaison.

En intégrant (4) par rapport à J_s, on trouve

$$\gamma_{Hs}(J_s, T) = F(J_s, T) + G(T) \tag{5}$$

en posant $F(x, T) = \int^x dx\, C(x, T)$ et $G(T)$ fonction arbitraire de la température T.

D'autre part les définitions des grandeurs spontanées γ_{Hs} et ϱ_{Hs} donnent

$$\gamma_{Hs} = \frac{R_1 J_s}{\varrho^2} \tag{6}$$

compte tenu du fait que $R_1 J_s \gg R_0 \mu_0 H$ dans les conditions d'expérience. On peut donc résumer le résultat d'ASCHER sous la forme

$$\frac{R_1}{\varrho^2} = \frac{F(J_s, T)}{J_s} + \frac{G(T)}{J_s}, \text{ avec } \left[\frac{\partial F}{\partial J_s}\right]_T = C = (3{,}65 \pm 0{,}04) \cdot 10^4 \frac{A \cdot m}{V^2 s}$$

$$\frac{dC}{dT} = 0 \tag{7}$$

qui est facilement comparable[4]) avec (2).

4. La comparaison de (7) avec (2) montre que l'accord entre l'expérience et la théorie de KARPLUS et LUTTINGER n'est réalisé que si les conditions suivantes sont remplies:

I. Dans (4) C ne dépend pas de l'aimantation spontanée J_s.

II. La condition I étant réalisée, on a $Z = C$.

III. La fonction arbitraire $G(T)$ est identiquement nulle.

Pour vérifier si la première condition est satisfaite, il faut, si possible, effectuer des mesures analogues à celles d'ASCHER, mais portant sur une série de cycles différents, de manière à déterminer $[\partial C/\partial J_s]_T$ qui devrait s'annuler. La deuxième condition est sujette à une vérification immédiate, d'ailleurs encourageante pour la théorie: les ordres de grandeur de Z et de C sont bien les mêmes. Comme la première, la troisième condition ne peut être vérifiée que par de nouvelles mesures qui permettraient de déterminer $[\partial \gamma_{Hs}/\partial T]_{J_s} = G'(T)$ et devraient montrer que cette dernière quantité est nulle.

Sans présumer de ces expériences complémentaires, on voit que la loi mise en évidence par ASCHER est directement liée à la constance de R_1/ϱ^2, avec ceci de nouveau qu'il s'agit de constance portant sur des valeurs relatives à des *phases différentes* du ferronickel.

5. En conclusion, les résultats d'ASCHER apportent une confirmation partielle de la validité de la théorie de KARPLUS et LUTTINGER appliquée aux ferronickels dans le domaine de température de 0^0 à 600^0. Pour un contrôle plus complet, il faut néanmoins attendre de nouvelles mesures[5]).

Références.

[1]) KARPLUS and LUTTINGER, Phys. Rev. 1154 (1954).
[2]) G. WANNIER, Phys. Rev. **27**, 304 (1947).
[3]) E. A. ASCHER, Helv. Phys. Acta **28**, 7 (1955).
[4]) La formule (27) de la réf. 3, ainsi que le tableau 2 contiennent tous deux la même erreur d'impression: un facteur 10^3 manque. Voir E. ASCHER, Mémoire déposé à la Bibliothèque Cantonale et Universitaire de Lausanne, p. 120.
[5]) Pendant la rédaction de cette note, l'auteur a pris connaissance de la thèse de J. SMIT (*Galvanomagnetic properties of ferromagnetic metals and alloys*, Leyde 1956), où la théorie de KARPLUS et LUTTINGER est mise en doute, et remplacée par une autre, faisant intervenir à la fois le couplage de spin orbite et les phénomènes de collision entre électrons et réseau cristallin. La théorie de SMIT paraît devoir conduire aussi à la loi $R_1 \sim \varrho^2$.

Transformations chaleur – énergie électrique par conduction anisotrope

par ALBERT PERRIER (Lausanne).

I. La transformation directe de chaleur en énergie électrique à l'aide de couples métalliques n'est susceptible que de rendements dérisoires. Leurs limites ont été précisées depuis de nombreuses années (Lord RAYLEIGH, ALTENKIRCH, d'autres encore). Dans le présent travail, l'auteur reprend le problème par une voie différente.

Soit un gradient thermique maintenu dans un conducteur anisotrope ou doué de propriétés rotationnelles. Outre la force électromotrice intrinsèque classique («Thermokraft») suivant la direction du gradient, il s'en manifeste une autre qui lui est perpendiculaire*). Les dyssymétries caractérisant les milieux considérés ici sont entendues dans leur acception la plus large: naturelles aussi bien qu'accidentelles (dues par exemple à des contraintes mécaniques ou magnétiques); l'effet von Ettingshausen-Nernst en est une manifestation très particulière.

Or, ces conditions permettent d'*entretenir des courants dans des circuits complètement homogènes*: le plus simplement donc suivant

*) Le terme «force électromotrice» (scalaire) est en fait impropre: il faudrait dire «composante d'autocourant» ou «champ électrique d'équilibre». Nous gardons cependant ce vocable familier, lequel ne prête pas ici à équivoque.

la normale au gradient thermique, d'où le qualificatif de «transversaux» dont nous ferons usage; tandis qu'il est impossible, comme on sait, de maintenir en permanence un courant thermoélectrique dans un circuit ne comprenant pas deux conducteurs différents au moins (couples, circuits hétérogènes, courants «longitudinaux»).

Quels sont les rendements, les forces électromotrices et les puissances accessibles? De quoi dépendent ces grandeurs? Ce sont là les problèmes dont les solutions (schématiques, car les éléments manquent encore pour pousser plus avant) sont résumées ici. On les a examinés parallèlement avec les corrélatifs des couples thermoélectriques, bien connus et permettant des comparaisons utiles.

II. Dans un référentiel rectangulaire, situons respectivement dans les directions Ox, Oy, Oz le gradient thermique, la force électromotrice transversale et, où il y a lieu, le champ magnétique $\vec{H}$. Considérons deux générateurs façonnés en parallélipipèdes droits, l'un (1) compact siège des effets transversaux, l'autre (2) constitué par une pile de couples en série; les arètes sont parallèles aux axes et leurs dimensions dans l'ordre des axes sont a_1, l_1, c_1 et a_2, l_2, c_2; le second comprenant n couples de lames d'épaisseur $b = l_2/2\,n$. Leurs résistances intérieures totales R_1 et R_2 sont fermées sur des résistances extérieures égales Re. Désignons par Q la constante classique de l'effet Ettingshausen-Nernst, par Θ le pouvoir thermoélectrique du type de couple utilisé (f. e. m. par degré) par ϱ_1 et ϱ_2, λ_1 et λ_2 les résistivités électriques et conductivités calorifiques respectives (pour les couples, valeurs moyennes) par η_1 et η_2, P_1 et P_2 les rendements et puissances, par Δt enfin la différence de température entre les paires de faces normales à Ox, valeur commune aux deux générateurs; on établit:

$$\eta_1 = \frac{(QH)^2 \cdot \Delta t \cdot R_1}{\varrho_1 \lambda_1 (R_1 + Re)} \qquad \eta_2 = \frac{\Theta^2 \cdot \Delta t \cdot R_2}{4\,\varrho_2 \lambda_2 (R_2 + Re)}$$

$$P_1 = \frac{(QH\Delta t)^2 R_1 c_1 l_1}{\varrho_1 (R_1 + Re) a_1} \qquad P_2 = \frac{(\Theta \Delta t)^2 R_2 c_2 l_2}{4\,\varrho_2 (R_2 + Re) a_2}$$

Ces expressions contiennent entre autres les conséquences suivantes pour une part assez inattendues.

1. *Toutes autres conditions étant égales d'ailleurs, on peut atteindre avec des générateurs homogènes des rendements quadruples de ceux que fourniraient des couples.*

2. *En conséquence, les puissances accessibles y sont-elles aussi quatre fois plus élevées.*

3. *Avec l'une et l'autre méthode d'autre part, les proportions des paramètres géométriques des dispositifs agissent de la même manière.*

A ce point de vue là, aucun avantage de principe ne distingue les rendements de l'une vis-à-vis de ceux de l'autre.

4. *Les résistivités électriques et calorifiques retrouvent le même rôle dans l'une et l'autre méthode.*

III. *Evaluations numériques.* — Considérons le bismuth, substance bien connue. Un couple Bi/Pb microcristallin donne $E \approx 90\ \mu V/$ degré; Bi seul, mais dans $\vec{H} \approx 10000$ Oe, et 1 degré/cm, $\vec{E}y \approx 20\,\mu V/$ degré; enfin un monocristal dont l'axe est à 45^0 du gradient (1 degré/cm encore) mais $\vec{H} = 0$ est le siège de $\vec{E}y \approx 30\ \mu V/$cm. On voit que les deux effets transversaux, accidentel comme naturel, sont des phénomènes du même ordre déjà que le longitudinal du couple. Rien a priori d'ailleurs n'empêche *de doubler environ $\vec{E}y$ dans un monocristal en additionnant à l'effet anisotropique naturel celui du champ magnétique.*

Ces chiffres, s'ils autorisent des rendements seulement du même ordre que ceux de couples $\neq$ne leur *sont pas supérieurs* et ainsi ne donnent aucun espoir de rendements utilisables avec les métaux traditionnels.

Mais un *fait nouveau* s'est produit au cours de ces dernières années: la découverte d'alliages semiconducteurs dans lesquels l'*effet Hall* notamment apparaît *plus intense dans une proportion considérable* (puissances de 10) que dans les métaux purs. Or, on doit en inférer que l'effet v. Ettingshausen-Nernst lui aussi s'y manifestera à très grande intensité (liaisons avec Hall prévues par diverses théories, dont une de l'auteur): ce qui est de nature à modifier complètement les conclusions numériques trouvées plus haut.

IV. Il importe toutefois de tenir compte que les solutions du problème abordé ici font intervenir simultanément plusieurs grandeurs spécifiques (ϱ, λ, pouvoir thermoélectrique intrinsèque), les paramètres traditionnels (R, Q) ne donnent qu'un aspect des propriétés; et un effet *v. EN* énorme pourrait très bien correspondre à des rendements et puissances négligeables.

L'auteur montrera ailleurs que la connaissance d'un angle ψ (gradient thermique/champ électrique intérieur) occuperait en thermoélectricité une place comparable à celle de φ en magnétogalvanisme et sera essentielle pour juger des avantages énergétiques d'un milieu. Une condition nécessaire (mais non suffisante) est que cet angle dépasse sensiblement 45^0. Or, on dispose déjà de semiconducteurs où il en est bien ainsi pour la rotation φ du champ électrique par effet Hall. Admettons qu'un semiconducteur fortement thermoélectrique soit doué en outre d'un pouvoir rotationnel double ou triple de ce que nous avons envisagé plus haut et faisons entrer de

plus en ligne de compte le facteur 4 de l'expression établie: il ne paraît plus interdit d'arriver à des rendements *8 à 10 fois plus élevés que ceux des couples métalliques les meilleurs*; or, ces derniers sont de l'ordre du %, ce avec des différences de température de l'ordre de la centaine de degrès.

Bien entendu, la conduction calorifique, processus foncièrement irréversible faisant partie intégrante du fonctionnement des générateurs envisagés, il n'est pas question de se rapprocher des limites assignées par le principe de Carnot. Mais ces générateurs transversaux pourraient néanmoins devenir intéressants où l'on disposerait de grandes quantités de chaleur sous faibles différences de température (chaleurs industrielles de déchet, fluides naturels ...). Il convient en effet de souligner à ce propos *cette différence essentielle entre le générateur transversal et le couple*; sa force électromotrice est proportionnelle au *gradient thermique* et non à l'*écart total* de température du second. Elle peut ainsi être élevée à volonté dans des lames d'épaisseur appropriée. Pour le surplus, ce n'est ni le lieu ici ni le temps de s'arrêter aux sérieux écueils techniques ou économiques que l'on peut prévoir, si la question se posait de mise en œuvre.

V. *Appendice*: *Généralisation de l'effet transversal.* — Sans quitter l'ordre de phénomènes dont cette note se réclame, mais en dehors du problème d'application qui est son objet, l'auteur voudrait signaler un effet très général non encore observé.

Dans un conducteur de l'un quelconque des types évoqués au début et siège également d'un gradient thermique ne coïncidant avec aucune direction privilégiée, *un courant électrique entretenu* par une source extérieure et dont *les lignes d'écoulement sont contenues dans les surfaces isothermes doit provoquer une libération ou une destruction de chaleur* selon son sens et son intensité. Il s'agit là d'un effet réversible comparable à ceux de Peltier et Thomson, mais qui s'en distingue en ceci qu'il exclut toute variation du transport d'énergie par les porteurs de courant; il n'est donc pas assimilable non plus aux effets Leduc-Righi et v. Ettingshausen. Seul le travail de forces électromotrices ou contre elles le détermine, comme dans le cas très particulier de v. Ettingshausen-Nernst.

Die Dielektrizitätskonstante von $(NH_4)_2H_3JO_6$ bei 3-cm-Wellenlänge

von W. Schurter und H. Gränicher (ETH., Zürich).

Der Realteil der Dielektrizitätskonstanten (DK) und der Verlustfaktor wurden für die Richtung der kristallographischen *a*-Achse von Diammoniumtrihydrogenperjodat-Einkristallen bei einer Fre-

quenz von 8,74 kMHz im Temperaturbereich von + 20° bis — 70° C untersucht. Die hochfrequente DK ε_a' zeigt wie die statische DK[1]) einen starken Abfall beim Eintritt in die antiferroelektrische Phase[2]) unterhalb — 20° C. Die Werte bei 3-cm-Wellen sind bei allen Temperaturen wesentlich niedriger und erreichen in der Hochtemperaturphase nur ungefähr einen Drittel des statischen Werts. Für Zimmertemperatur wurde beispielsweise ein Wert für ε_a' von etwa 45 gemessen, während statisch etwas mehr als 140 gefunden worden war[1]). Der Verlustfaktor tg δ durchläuft ein Maximum knapp oberhalb der Umwandlung. Aus den Messungen lässt sich somit schliessen, dass die Dispersionsfrequenz bei Ammoniumperjodat im Vergleich zu andern Ferro- und Antiferroelektrika bei verhältnismässig tiefen Frequenzen liegt.

Das verwendete Messverfahren (Stäbchenmethode) besteht in der Bestimmung der Impedanzänderung eines kurzgeschlossenen Hohlleiters beim Einführen der zylindrischen Probe im Maximum des E-Felds. Diese Methode[3]) wurde mit verschiedenen Materialien bekannter dielektrischer Eigenschaften: Polyäthylen, Teflon, Plexiglas, KH_2PO_4, $NH_4H_2PO_4$ und Wasser geprüft. Über die gesammelten Erfahrungen und die erhaltenen Resultate soll in einer Arbeit in der Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP) berichtet werden.

Literatur.

[1]) P. Bærtschi, Helv. Phys. Acta **18**, 267 (1945).
[2]) G. Busch, W. Känzig und W. M. Meier, Helv. Phys. Acta **26**, 385 (1953).
[3]) J. le Bot und S. le Montagner, Comptes rendus **236**, 469 (1953).

Induzierte Ferroelektrizität von $SrTiO_3$ bei sehr tiefen Temperaturen und über die Kälteerzeugung durch adiabatische Entpolarisierung

von H. Gränicher (ETH., Zürich).

Frühere strukturelle und dielektrische Untersuchungen an (Sr—Ca)TiO_3 Mischkristallen[1]) weisen darauf hin, dass das bei Zimmertemperatur ideal kubisch kristallisierte $SrTiO_3$ beim Abkühlen unter 100° K eine Umwandlung zu einer tetragonalen nichtferroelektrischen Phase erleidet. Die Umwandlung in eine ferroelektrische tetragonale Phase wäre nach dem (Ba—Sr)TiO_3-Phasendiagramn erst bei etwa 40° K zu erwarten. Dielektrische Untersuchungen an sehr reinen, optisch klaren $SrTiO_3$-Einkristallen, die in verdankenswerter Weise von der Firma National Lead Company, New York zur Verfügung gestellt worden waren, bestätigten diese Voraussagen.

Die Dielektrizitätskonstante (DK) befolgt zwischen 100 und 240° K sehr genau ein Curie-Weiss-Gesetz $\varepsilon = C/T - \Theta$ mit den Werten $C = 83 \cdot 10^3$ ° und $\Theta = 38$° K. Unterhalb 100° K sind die DK-Werte stets niedriger, als nach dem Curie-Weiss-Gesetz zu erwarten wäre. Die mit kleiner Feldstärke gemessene DK steigt jedoch bis zu Temperaturen von 2° K monoton an und erreicht Werte von über 20000. (Ähnliche Werte siehe bei [2]).)

Der Vergleich der Messungen an Kristallplatten verschiedener Orientierung zeigt, dass unterhalb 90° K eine Anisotropie der DK auftritt, die mit sinkender Temperatur immer grösser wird. Messungen der DK mit einem überlagerten Gleichfeld ergaben, dass in diesem Temperaturbereich die DK stark feldabhängig ist und insbesondere bei Helium-Temperaturen ausgeprägten Sättigungscharakter zeigt.

Hysteresis-Schleifen wurden mit der üblichen Schaltung auf der Kathodenstrahlröhre erhalten und erwiesen sich — abgesehen von Änderungen, die durch die Aufheizung des Kristalls bedingt sind — zwischen 20 und 400 Hz als frequenzunabhängig. Die charakteristischen Grössen der Hysteresis: spontane und remanente Polarisation und Koerzitivfeld hangen bei fester Temperatur sehr wesentlich vom maximalen angelegten Felde ab. Eine wahre Sättigung wurde mit Feldern bis 13 kV/cm nicht erreicht. Dagegen zeigt sich, dass die charakteristischen Grössen für Felder unterhalb 200—300 V/cm überhaupt null sind. Bei den Hysteresis-Experimenten mit 50 Hz wurden bei 4,2° K und in einem Felde von 8 kV/cm eine totale Polarisation von etwa 5 μC/cm² und eine „spontane" Polarisation von 3 μC/cm² beobachtet. Die remanente Polarisation beträgt dabei 1 μC/cm² oder weniger und das Koerzitivfeld ist nur von der Grösse 300—500 V/cm. Eine Deutung der Hysteresiseffekte durch Raumladungen scheint ausgeschlossen, da die Kristalle piezoelektrisch zu Schwingungen angeregt werden konnten, falls sie durch ein Gleichfeld von wenigstens 600 V/cm polarisiert wurden.

Die bisherigen experimentellen Resultate werden wie folgt gedeutet: Der feldfrei abgekühlte Kristall wird bis 2° K nicht spontan ferroelektrisch. Der ferroelektrische Zustand ist jedoch für Temperaturen unterhalb 50° K energetisch sehr benachbart und kann bereits durch ein kleines äusseres Feld induziert werden. Die dabei auftretende Umwandlung ist höherer Art, wobei sich die Polarisation stetig mit dem Feld ändert (im Gegensatz zum Verhalten von $BaTiO_3$ oberhalb der spontanen Umwandlungstemperatur).

Falls diese Deutung richtig ist, so kann man bei $SrTiO_3$ die durch ein hohes Feld erzeugte Polarisation nach dem Abschalten zum Verschwinden bringen, da man in die nichtferroelektrische Phase

zurückkehrt. Damit wäre es aber möglich — in teilweiser Analogie zur adiabatischen Entmagnetisierung von Paramagnetika — im Bereiche der Helium-Temperaturen *Kälte durch adiabatische Entpolarisierung* zu erzeugen. Aus den isotherm ausgeführten Messungen der DK mit Vorfeld bei 2^0 und $4{,}2^0$ K lässt sich für eine mittlere Temperatur von etwa 3^0 K die Entropieerniedrigung ΔS bestimmen, die in einem isothermen Prozess durch das Anlegen des elektrischen Feldes erzeugt wird. Mit dem Ausdruck

$$\Delta S = \frac{\varepsilon_0}{2} \int \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \cdot d\,(E^2)$$

wurde für die günstige Kristallorientierung und für ein elektrisches Feld von 6,3 kV/cm durch graphische Integration eine Entropie ΔS von $7 \cdot 10^{-4}$ cal/grad Mol gefunden. Die Gitterentropie von $SrTiO_3$ ist leider nicht bekannt, man kann sie jedoch unter Annahme einer Debye-Temperatur von 430^0 K, wie sie für $BaTiO_3$ gelten soll, für 3^0 K zu $3 \cdot 10^{-4}$ cal/grad Mol abschätzen. Die Feldentropie übertrifft demnach die Gitterentropie und ein deutlicher Kühleffekt sollte erwartet werden können. Versuche zum unmittelbaren Nachweis der Abkühlung sind im Gange.

Die ausführliche Arbeit wird später in den Helv. Phys. Acta erscheinen.

Literatur.

[1]) H. Gränicher und O. Jakits, Suppl. Nuovo Cimento **11**, 480 (1954).
[2]) J. F. Youngblood, Phys. Rev. **98**, 1201 (1955).

Über Struktur und Nullpunktsentropie des Eises

von H. Gränicher (ETH., Zürich.)

In Eiskristallen sind die Sauerstoffatome tetraedrisch von je vier Nachbarn umgeben und bilden ein hexagonales Gitter. Wie Pauling[1]) gezeigt hat, gibt es $(3/2)^N$ Möglichkeiten, die Wasserstoffatome auf den Verbindungslinien zwischen benachbarten Sauerstoffatomen anzuordnen. Dabei soll jede Bindung nur von einem Wasserstoffatom besetzt sein und jedes Sauerstoffatom in seiner Nähe stets zwei Wasserstoffatome besitzen. Pauling machte die Annahme, dass alle diese möglichen Konfigurationen der Wasserstoffatome praktisch die gleiche Energie und daher auch bei tiefen Temperaturen die gleiche Wahrscheinlichkeit besitzen sollen. Damit konnte er die experimentell beobachtete Nullpunktsentropie von 0,82 cal/grad Mol für H_2O[2]) sehr gut erklären. Diese Vorstellung

über die Struktur steht auch mit den Resultaten der Neutronenbeugungsexperimente[3]) nicht im Widerspruch.

Neuere Gitterenergie-Berechnungen[4])[5])[6]) ergeben jedoch, dass zwischen verschiedenen Konfigurationen Energieunterschiede von der Grössenordnung kT am Schmelzpunkt bestehen. Die Annahme der Gleichwahrscheinlichkeit (PAULING-Hypothese) ist deshalb nicht haltbar und man hat anzunehmen, dass die Wasserstoffatome bei nicht zu raschem Abkühlen nur eine oder wenige eindeutige Anordnungen annehmen. Diese Anschauung wird gestützt durch die Beobachtung, dass die transversale Relaxationszeit T_2 von Protonenspinresonanzen[7]) schon oberhalb 200° K einem Wert zustrebt, der der Annahme ruhender Protonen entspricht. Der bei Berücksichtigung der elektrostatischen Wechselwirkung nächster Nachbarn energetisch tiefste Zustand wird nach OWSTON[8]) eindeutig in einer monoklinen Struktur mit polarer c-Achse verwirklicht. Diese Struktur soll die Neutronenintensitäten ebenso gut wiedergeben, wie die nach PAULING völlig ungeordnete Struktur (half hydrogen model). Auch RUNDLE[9]) zeigte neulich, dass verschiedene Beobachtungen durch eine polare Struktur des Eises besser gedeutet werden könnten.

Unter diesen Voraussetzungen müsste aber Eis auch Piezoeffekt aufweisen, was bisher mit einer Ausnahme nie beobachtet wurde. Eine Erklärung dafür kann die kürzlich von TRUBY[10]) an reinen Eiskristallen entdeckte Mikrostruktur liefern. Seine Elektronenmikroskopaufnahmen von Ätz- und Wachstumsflächen zeigen, dass ein Eiskristall sich aus hexagonalen Prismen von 1—10 μ Länge und ½—20 μ Dicke aufbaut. Aus der Ähnlichkeit seiner Bilder mit Aufnahmen an Metallen schliesst TRUBY auf einen Dislokationsmechanismus. Die beobachtete Mikrostruktur lässt sich jedoch auch ganz zwanglos durch Domänen mit antiparalleler Orientierung der polaren c-Achse deuten. Da die verschieden orientierten Domänen mit im Mittel gleicher Häufigkeit auftreten, ist sofort verständlich, dass an Eis normalerweise kein Piezoeffekt gefunden werden kann und dass die Neutronenexperimente mit dem „half-hydrogen"-Modell im Einklang sind.

TRUBY stellte ferner fest, dass bei Eis mit Fremdioneneinlagerung von mehr als 10^{-3} molar CsF die Mikrostruktur unterbleibt. Ein Zusammenhang mit der bei dielektrischen Messungen an Eis mit HF-Einlagerung[11]) beobachteten kritischen Konzentration erscheint sehr wahrscheinlich. Untersuchungen darüber und zur Abklärung der Frage, ob die neue Deutung der Mikrostruktur richtig sei und wie die Domänengrösse von der Temperatur abhänge, werden an unserem Institut ausgeführt.

Da im Sinne unserer Vorstellungen jedes Zwillingsindividuum bei tiefen Temperaturen eine geordnete Anordnung der H-Atome annimmt, stellt sich die Frage, wie die beobachtete Nullpunktsentropie zu erklären sei. Eine endgültige Erklärung kann jedoch nicht gegeben werden, bevor neue Experimente ausgeführt werden. Vor allem die folgenden zwei Möglichkeiten sind in Betracht zu ziehen:

a) Wenn das Nernstsche Wärmetheorem erfüllt sein soll, so müsste die Mikrostruktur beim Abkühlen zum absoluten Nullpunkt verschwinden. Es ist aber wahrscheinlicher anzunehmen, dass sie bei nicht sehr tiefen Temperaturen einfriert. Herrührend vom verbleibenden Fehlbau besitzt dann der Kristall bei 0^0 K Nullpunktsentropie, deren Grösse sich aus Mangel an experimentellen Daten (Einfriertemperatur, Zwillings- bzw. Stapelfehlerenergie) nicht gut angeben lässt. Wahrscheinlich ist jedoch der Entropiebeitrag der Mikrostruktur zu klein.

b) Man kann sich fragen, ob der gefundene Wert der Nullpunktsentropie einwandfrei sei. Die Bestimmung des kalorimetrischen Entropiewerts[2]) beruht auf Messungen der spezifischen Wärme von 10^0 K an aufwärts. Aus dem Messwert bei 10^0 K berechnet sich eine DEBYE-Temperatur von 192^0 K. Unter der Annahme, dass sich das wahre T^3-Gebiet bis oberhalb 10^0 K erstrecke, wurde mit diesem Wert nach der Debyeschen Theorie die Entropie bei 10^0 K zu 0,022 cal/grad Mol berechnet. FORSLIND[12]) hat auf Grund gemessener Elastizitätskonstanten das Spektrum der Gitterschwingungen des Eises ausgerechnet. Mit Hilfe seiner Werte für die akustischen Zweige wurde näherungsweise eine DEBYE-Temperatur von nur 100^0 K gefunden. Diese Diskrepanz deutet darauf hin, dass das wahre T^3-Gebiet erst wesentlich unterhalb 10^0 K beginnt. Der mit $\Theta_D = 192^0$ K bestimmte Entropiewert ist daher vermutlich um wenigstens 0,1 cal/grad Mol zu klein, bzw. die Nullpunktsentropie um den gleichen Betrag zu hoch (vgl. auch die Ergebnisse der modernen spezifischen Wärme-Bestimmungen[13])[14])). Auf jeden Fall wäre es sehr wünschenswert, dass auch unterhalb 10^0 K sorgfältige kalorimetrische Messungen an Eis ausgeführt würden.

Falls die Deutung der Mikrostruktur durch Zwillinge sich als unrichtig erweisen sollte und die Nullpunktsentropie von 0,8 cal/grad Mol doch als gesichert zu betrachten wäre, so hätte man aus den strukturellen Ergebnissen und den Gitterenergieberechnungen die Folgerung zu ziehen, dass Eis bei allen Temperaturen bis zum Schmelzpunkt bezüglich der H-Anordnung als „eingefrorene" Phase zu betrachten ist. Ausser der Bildung von Fehlstellen, die für die elektrische Leitfähigkeit und wahrscheinlich auch für die DEBYE-Dispersion der DK verantwortlich sind, fänden keine Konfigurations-

umlagerungen statt. Das thermodynamische Gleichgewicht unter den $(3/2)^N$ Konfigurationen würde sich erst oberhalb der „Einfriertemperatur" einstellen, die jedoch weit ausserhalb des Existenzbereichs des festen Wassers liegt.

Literatur.

1) L. Pauling, J. Amer. Chem. Soc. **57**, 2580 (1935), „Nature of the Chemical Bond", 2. Ed., 301 (1948).
2) W. F. Giauque und J. W. Stout, J. Amer. Chem. Soc. **58**, 1144 (1936).
3) E. O. Wollan, W. L. Davidson und C. G. Shull, Phys. Rev. **75**, 1348 (1949); S. W. Peterson und H. A. Levy, Phys. Rev. **92**, 1082 (1953) und American Cryst. Ass. Meeting (1956) J—1.
4) N. Bjerrum, Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, Nr. 1 (1951).
5) J. S. Rowlinson, Trans. Farad. Soc. **47**, 120 (1951).
6) E. S. Campbell, J. Chem. Phys. **20**, 1411 (1952).
7) N. Bloembergen, E. M. Purcell und R. V. Pound, Phys. Rev. **73**, 679 (1948).
8) P. G. Owston, J. Chim. Phys. **50**, C 13 (1953).
9) R. E. Rundle, J. Phys. Chem. **59**, 680 (1955).
10) F. K. Truby, J. Appl. Phys. **26**, 1416 (1955).
11) A. Steinemann, Helv. Phys. Acta, demnächst.
12) E. Forslind, Swed. Cem. & Concr. Res. Inst. Proc. Nr. 21, Stockholm (1954).
13) M. Blackman, Handbuch d. Physik, VII, 1; 325 (1955).
14) P. H. Keesom und N. Pearlman, Handbuch d. Physik, XIV; 282 (1956).

Längenänderungen bei Zerstörung der Supraleitung

H. Rohrer, Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik der ETH., Zürich.

Bekanntlich ist die Zerstörung der Supraleitung mit einer kleinen Volumenänderung ΔV des Supraleiters verbunden. Wir haben die Längenänderungen an Pb, In und Tl in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen, wobei wegen des polykristallinen Charakters der Proben $\Delta V/V = 3\,\Delta l/l$ gilt (Δl = Längenänderung). Ein hochempfindliches Lichtzeigegerät gestattete es uns, Längenänderungen bis $2 \cdot 10^{-8}$ cm zu messen[1]). Der supraleitende Zustand wurde durch Anlegen eines überkritischen homogenen Magnetfeldes zerstört. Die Resultate sind in Fig. 1 dargestellt.

Die Ergebnisse können leicht verstanden werden, wenn wir von der Relation

$$V_n - V_s = V_s \frac{H_c}{4\pi}\left(\frac{\partial H_c}{\partial p}\right)_T + \frac{H_c^2}{8\pi}\frac{\partial V_s}{\partial p} \tag{1}$$

Gebrauch machen. Der zweite Term auf der rechten Seite ist klein gegenüber dem ersten, so dass aus der Volumenänderung $\partial H_c/\partial p$

berechnet werden kann. Einfache Überlegungen zeigen, dass für einen Supraleiter mit parabolischer kritischer Feldkurve gilt:

$$\left(\frac{\partial H_c}{\partial p}\right)_T = \frac{\partial H_0}{\partial p}(1+t^2) - \frac{H_0}{\gamma}\frac{\partial \gamma}{\partial p} t^2 \tag{2}$$

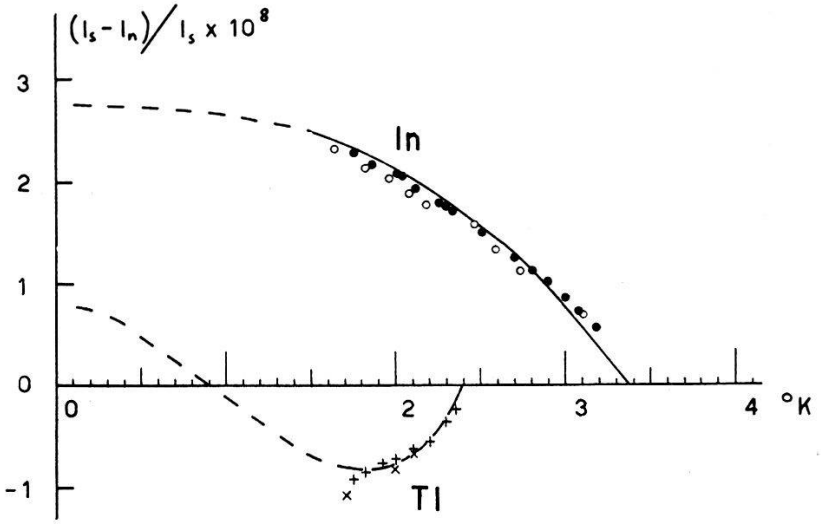


Fig. 1.
Längenänderungen $\Delta l/l$ für In und Tl
• In 1. ○ In 2.
----- Extrapolation, berechnet auf Grund von Gleichung (1) und den Geraden von Fig. 2.

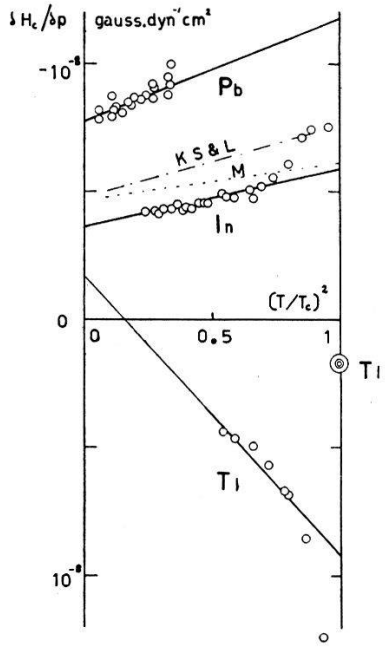


Fig. 2.
$\partial H_c/\partial p$ in Funktion von $(T/T_c)^2$
---------- Messungen von MUENCH[3]).
–·–·–· Messungen von KAN, SUDOSTOV und LASAREW[2]).
© Messungen von FISKE[3]) und HATTON[4]).

wobei $t = T/T_c$, $H_0 = H_c$ für $T = 0$ und γT die spezifische Wärme pro Volumeneinheit der Elektronen bedeuten.

In Fig. 2 haben wir die aus den Messungen berechneten $\partial H_c/\partial p$ als Funktion von t^2 aufgetragen. Dies sollte also Geraden ergeben, wir haben denn auch die Extrapolation der Längenänderungen in Fig. 1 in diesem Sinne ausgeführt.

Für In sind in Fig. 2 noch die Messungen von KAN, LASAREW und SUDOSTOV[2]) und von MUENCH[3]) zum Vergleich eingetragen.

Bei Thallium haben wir erst eine Probe gemessen, so dass die Extrapolation für $\Delta l/l$ auf $t = 0$ noch unsicher ist. Zudem muss noch bemerkt werden, dass unser Wert für $(\partial H_c/\partial p)\ T_c$ zirka 4mal grösser ist, als ihn FISKE[4]) und HATTON[5]) für kleine Drucke gefunden haben. Diese Diskrepanz ist wahrscheinlich auf eine Anisotropie der Probe zurückzuführen.

Literatur.

[1]) P. GRASSMANN und J. L. OLSEN, Helv. Phys. Acta 28, 24 (1955).
[2]) L. S. KAN, A. L. SUDOSTOV und B. G. LASAREW, J. Exp. Theor. Phys. USSR **18**, 825 (1948).
[3]) N. L. MUENCH, Phys. Rev. **99**, 1814 (1955).
[4]) M. D. FISKE, Phys. Rev. **94**, 495 (1954).
[5]) J. HATTON, Phys. Rev. **100**, 1784 (1955).

Magnetische Widerstandsänderungen von Metallen in hohen Feldern

von B. LÜTHI,
Institut für Kalorische Apparate und Kältetechnik der ETH., Zürich.

Im Rahmen unserer Messungen von Widerstandsänderungen in hohen Magnetfeldern bei Helium-Temperatur untersuchten wir auch Zinn-Proben in Feldern von 20—200 K Gauss. Wir verwendeten gezogenen, polykristallinen, spektralreinen Zinndraht von ca. 0,2 mm Durchmesser (freie Weglänge bei Heliumtemperatur ca. 0,02 mm für die reinsten Proben).

In Fig. 1 sind die Resultate im sogenannten Justi-Kohler-Diagramm dargestellt. Im Querfeld existieren Messungen von KAPITZA[1]), ausgeführt bei Stickstoff-Temperatur. Die Widerstandsänderung unserer 2 Proben, von sehr unterschiedlicher Reinheit, stimmen innerhalb der Messgenauigkeit gut miteinander und mit den Messungen von KAPITZA überein. Dies bedeutet, dass die Kohlersche Regel[2]), wonach $\Delta\varrho/\varrho_0$ eine Funktion von H/ϱ_0 sei, gut erfüllt ist.

Für die magnetische Widerstandsänderung im longitudinalen Magnetfeld existieren bisher noch keine Messungen. Wir haben drei verschiedene Proben untersucht, für die die Kohlersche Regel ebenfalls erfüllt zu sein scheint.

Fig. 2 zeigt die magn. Widerstandsänderung für alle in unserem Labor gemessenen Metalle (Kupfer[3]), Aluminium[4]) und Zinn) als Funktion von L/R, wobei L = mittlere freie Weglänge der Elektronen im Metall, R = Bahnradius der freien Elektronen im Magnetfeld. Es gilt $H/\varrho_0 = (L/R).(n\,e\,c/2)$, mit n = Anzahl der Elektronen pro cm³, e = Elementarladung, c = Lichtgeschwindigkeit.

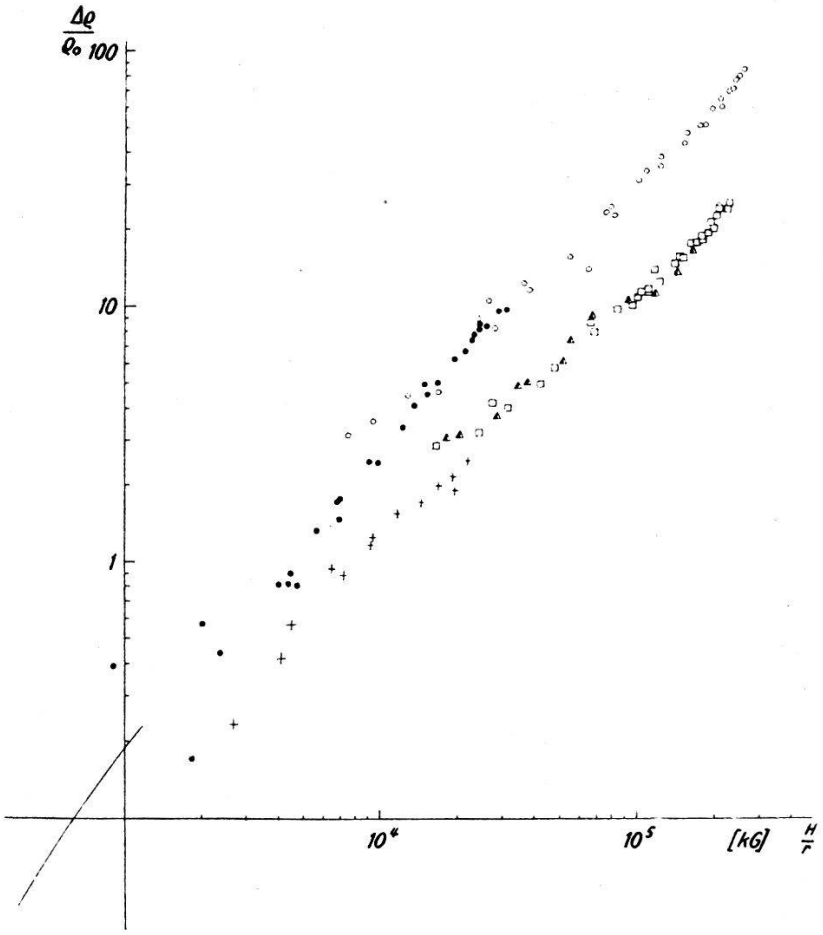


Fig. 1.

○ Sn 4 transv. 0,057% □ Sn 7 long. 0,066%
● Sn 3 transv. 0,41 % ▲ Sn 8 long. 0,060%
+ Sn 5 long. 0,54% Restwiderstand.
$\Theta = 260^0$ K, $r = \varrho_{4.2}/\varrho_\Theta$ ——— Messungen von KAPITZA.

Unsere Ergebnisse liegen also in Gebieten, wo $L > R$ ist, d. h. wo der Einfluss des Magnetfeldes nicht mehr nur eine kleine Störung bedeutet, sondern den Haupteinfluss darstellt. Die Beschreibung dieser Erscheinungen durch die Boltzmanngleichung fällt also dahin. Theoretisch wurde dieser Fall erst von TITEICA[5]) für freie Elektronen behandelt. Als Resultat erhält er, sowohl für den transversalen als auch für den longitudinalen Fall, eine asymptotische Linearität mit dem Magnetfeld.

Unsere Resultate zeigen insofern etwas Analoges, als der Widerstand für $L \gg R$ unbeschränkt anwächst, und zwar für alle Metalle, auch für solche, die bei kleineren Feldern noch Sättigungserschei-

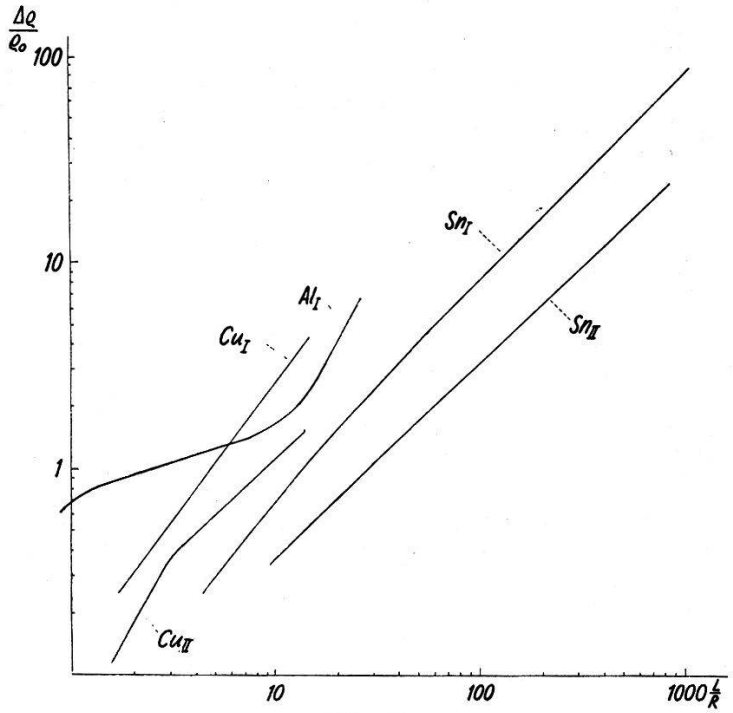


Fig. 2.
L = mittlere freie Weglänge der Elektronen im Metall bei 4,2° K.
R = Bahnradius der freien Elektronen im Magnetfeld H.

nungen zeigen, wie z. B. Aluminium. Bei $Cu_{long.}$ und $Sn_{transv.}$ scheint ein lineares Gesetz schon für unsere Werte von L/R zu gelten.

Literatur.

1) P. L. Kapitza: Proc. Roy. Soc. A **123**, 292 (1929).
2) M. Kohler: Ann. d. Phys. **32**, 211 (1938).
3) J. L. Olsen und L. Rinderer: Nature **173**, 686 (1954).
4) B. Lüthi und J. L. Olsen: Nuovo Cimento **3**, 840 (1956).
5) S. Titeica: Ann. d. Phys. **22**, 129 (1935).

Quadrupolverbreiterung der Kerninduktionslinie von Cl^{35} in flüssigen Verbindungen

von P. Diehl (Universität Basel).

Bisher hat man verschiedentlich kovalente Verbindungen von Kernen mit Spin $I > 1/2$ in flüssigem Zustand mit Hilfe der Kerninduktion untersucht. Man achtete aber darauf, dass die Verbindung symmetrisch war, um den Einfluss der Quadrupolkopplung

*

klein zu machen, oder man wählte Kerne mit relativ kleiner Quadrupolwechselwirkung wie z. B. N^{14} und O^{17} (1 bis 8 MHz).

Durch die molekularen Bewegungen wird in Flüssigkeiten und Gasen am Ort des Kerns der mittlere elektrische Feldgradient Null, während seine Schwankungen einen sehr wirksamen Relaxationsprozess darstellen. Falls die Quadrupolkopplungsenergie gross ist, kann die Mittelung unvollständig sein oder die Relaxation sehr stark. Die Kerninduktionslinien werden dann soweit verbreitert, dass sie nicht mehr gesehen werden können.

Ein vereinfachtes Modell liefert für Spin I = 3/2 die folgende Beziehung:

$$\text{Linienbreite } \Delta = K \cdot \left(\frac{e^2 qQ}{h}\right)^2 \cdot \tau_c \,.$$

Hierin bedeutet:

τ_c = Korrelationszeit = $4\,\pi\,\eta \cdot a^3/3\,kT$.
η = Viskosität.
a = Molekülradius.
K ist von der Grössenordnung 1.

Aus Reinquadrupolmessungen sind viele Kopplungskonstanten bekannt. Cl^{35} konnte als günstiger Kern ausgesucht werden, weil besonders viele (e^2qQ/h)-Werte von Cl^{35}-Verbindungen gemessen sind und diese Werte die Grösse 40 bis 80 MHz aufweisen. Das hat zur Folge, dass $C\,Cl_4$ theoretisch eine Linienbreite von 10—100 Gauss hat. Aus der Beziehung für die Linienbreite folgt, dass für verschiedene flüssige covalente Cl^{35}-Verbindungen in guter Näherung die Grösse

$$\left(\frac{e^2 qQ}{h}\right)^2 \frac{\eta \cdot a^3}{\Delta}$$

bei gleicher Temperatur konstant sein muss. Deshalb wurden die folgenden Messungen durchgeführt:

Verbindung	Quadrat der Quadrupolkopplung $\left(\frac{e^2qQ}{h}\right)^2$ $\cdot 10^{15}$ Hz²	Viskosität η_{20} $\cdot 10^{-20}$ Poise	Molekül-Volumen a^3 $\cdot 10^{-24}$ cm³	Linienbreite Δ Gauss	$\frac{(e^2qQ)^2 \cdot \eta \cdot a^3}{h^2 \cdot \Delta}$ $\cdot 10^{11}$
$C\,Cl_4$	6,70	0,97 ± 0,02	5,35	24 ± 3,0	1,44 ± 0,21
$Si\,Cl_4$	1,61	0,69 ± 0,10	8,00	7 ± 0,5	1,26 ± 0,25
$Sn\,Cl_4$	2,36	1,05 ± 0,02	12,2	23 ± 3,0	1,31 ± 0,20
$CH\,Cl_3$	5,87	0,58 ± 0,02	5,35	16 ± 2,0	1,14 ± 0,18
$As\,Cl_3$	2,55	1,30 ± 0,10	10,01	26 ± 3,0	1,27 ± 0,24
$P\,Cl_3$	2,74	0,80 ± 0,10	8,00	13 ± 1,0	1,35 ± 0,26

Diese Messungen zeigen, dass entgegen den bisherigen Erwartungen die Resonanz von Verbindungen mit (e^2qQ/h)-Werten bis zu 80 MHz in Flüssigkeiten noch gesehen werden kann.

Durch Sättigungsmessungen und Variation der Temperatur wurde ausserdem qualitativ nachgewiesen, dass der Quadrupoleffekt die Verbreiterung bewirkt. Allgemein sind solche Linienbreiten interessant, da man aus ihnen noch unbekannte Reinquadrupolenergien abschätzen und umgekehrt aus Reinquadrupolmessungen berechnen kann, ob die Linie eines bestimmten Kerns noch sichtbar ist.

Für die Ermöglichung dieser Messungen sowie für freundliche Unterstützung bin ich Herrn Prof. Dr. P. Huber und Herrn Prof. Dr. W. G. Proctor sowie für das Bereitstellen der chemischen Proben Herrn Prof. Dr. H. Erlenmeyer und Herrn Dr. S. Fallab zu grossem Dank verpflichtet.

Une relation entre la viscosité et la chaleur spécifique des liquides simples

par G. H. Wannier et P. A. Piroué (Genève).

Il n'y a pas, à proprement parler, une théorie des liquides, c'est-à-dire une théorie moléculaire qui permet de déduire les propriétés d'un liquide à partir des propriétés des molécules qui le constituent. Etant donné ce défaut fondamental, on peut essayer d'élucider certains faits expérimentaux en adjoignant à la théorie certains autres faits expérimentaux. Dans le cas présent, on utilise la viscosité pour estimer la diminution de la chaleur spécifique d'un liquide simple lorsque la température augmente.

Près du point de fusion, les liquides simples ont généralement une chaleur spécifique légèrement inférieure à la valeur de Dulong et Petit, c'est-à-dire 3R par mole. Lorsque la température croît, cette valeur diminue et s'approche de 2R qui est la valeur au voisinage du point critique.

Il y a longtemps que Brillouin[1]) a donné l'explication qualitative de ce comportement: Si on analyse le mouvement intérieur d'un liquide simple par les modes normaux de vibration utilisés pour les solides, alors les deux degrés de liberté transversaux perdent graduellement leur énergie potentielle jusqu'à ce qu'il ne reste que de l'énergie cinétique. Avec la contribution usuelle de kT pour les vibrations longitudinales, on arrive ainsi à la valeur 2R pour la chaleur spécifique totale du liquide.

---

[1]) L. Brillouin, Les tenseurs en mécanique et élasticité, 346—349 (1938).

Il est assez difficile de préciser cette idée qualitative qui nous paraît correcte. Malheureusement le spectre de vibration d'un corps est toujours difficilement accessible au travail expérimental. Toutefois, la nature des forces interatomiques ne change pas qualitativement avec la longueur d'onde et il devrait donc être possible d'effectuer une extrapolation réfléchie à partir des ondes longues jusqu'aux ondes courtes; nous disons «réfléchie», car le procédé naturel de prendre le tenseur des tensions π_{ik} et le tenseur des déformations σ_{ik}, et d'écrire pour les composantes non diagonales:

$$\pi_{ik} = 2\,\mu\sigma_{ik} + 2\,\eta\dot{\sigma}_{ik} \tag{1}$$

où μ est le module de rigidité et η la viscosité ne peut évidemment pas être juste parce qu'il rend le terme en η important pour les ondes courtes et le terme en μ important pour les ondes longues. En vérité, c'est à peu près le contraire qui est vrai: Les ondes courtes conservent leur caractère d'ondes de rigidité au-delà du point de fusion, tandis que, pour les ondes longues, le point de fusion représente une transition discontinue à un caractère visqueux. On tient compte de ces faits expérimentaux si on adopte une autre généralisation de la loi de Hooke qui est due à Maxwell:

$$\dot{\pi}_{ik} = 2\,\mu\dot{\sigma}_{ik} - \frac{1}{\tau}\,\pi_{ik} \tag{2}$$

où τ est un temps de relaxation qui est numériquement donné par:

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \tag{3}$$

On comprend cette équation si on se représente la loi de Hooke comme étant la relation primaire entre les deux tenseurs, et si on suppose ensuite que la tension établie par les déplacements se relâche dans le temps d'une manière telle que l'effet net pour les déformations lentes est l'effet visqueux bien connu.

Cette conception de la viscosité nous paraît saine d'une manière générale, au moins pour la composante dynamique de la viscosité qui est due aux forces exercées par les molécules à travers une surface. Il y a, au contraire, dans la théorie cinétique des gaz, une composante cinétique du coefficient de viscosité qui est due au passage des molécules elles-mêmes à travers une surface. Celle-ci, qui prédomine dans les gaz et qui augmente avec la température, n'a pas du tout ce caractère de relaxation. Mais la composante dynamique, qui diminue avec la température, prédomine dans les liquides proprement dits et a bien ce caractère de relaxation postulé.

Or, l'équation (2) une fois posée, doit avoir des conséquences im-

portantes pour la chaleur spécifique. En effet, si on suppose qu'un oscillateur du spectre de vibration est stimulé continuellement au voisinage de sa fréquence propre par une force et qu'il perd constamment de l'énergie par le processus de relaxation indiqué, alors un tel oscillateur n'obéit plus au théorème d'équipartition, mais au contraire, on trouve que le rapport de l'énergie potentielle moyenne U à l'énergie cinétique moyenne K est donné par:

$$\frac{U}{K} = \frac{1}{1+1/\omega^2\tau^2} \tag{4}$$

où ω est la fréquence circulaire de l'oscillateur.

La signification de l'équation (4) apparaît clairement si on se rend compte que l'énergie cinétique moyenne par degré de liberté est la même pour les solides et les gaz, à savoir $1/2\ kT$; il est donc probable que cette valeur est encore la même pour les liquides. L'équation (4) nous fournit alors une expression pour l'énergie potentielle moyenne U, à savoir:

$$U = \frac{1/2\ kT}{1+1/\omega^2\tau^2} \tag{5}$$

Nous pensons que l'équation (5) exprime en formule, au moins approximativement, l'idée fondamentale énoncée jadis par Brillouin[1]).

En principe, l'équation (5) est susceptible d'être contrôlée expérimentalement parce qu'elle relie deux propriétés du liquide, à savoir sa viscosité et sa chaleur spécifique. Si on essaye d'effectuer un tel contrôle, on se heurte toutefois à des difficultés accidentelles certes, mais pratiquement importantes. D'abord il faut trouver une substance simple pour laquelle les deux quantités sont bien connues dans un intervalle de température étendu. Tel est le cas du mercure liquide. En second lieu, il faut connaître la relation entre la fréquence et la longueur d'onde des ondes transversales pour effectuer l'intégration sur toutes les fréquences, intégration qui est essentielle dans une détermination de la chaleur spécifique. Nous avons pris, à cet effet, la théorie de Debye avec le Θ[2]) du mercure solide au point de fusion, tout en reconnaissant qu'il s'agit là d'une approximation seulement. D'autre part, la valeur de τ est déterminée par l'équation (3), ce qui nous impose le choix d'un module de rigidité μ «instantané». Cette valeur est nécessairement arbitraire; le solide au point de fusion est anisotrope et nous laisse donc un choix considérable. La valeur choisie dans les résultats numériques présentés ici, est la plus petite des possibilités permises dans le

[2]) Θ est la température caractéristique de Debye.

solide. Finalement, nous nous sommes rendus compte au cours de nos calculs que la contribution cinétique à la viscosité n'est pas du tout négligeable dans le cas présent. La formule (3) doit donc être remplacée par:

$$\tau = \frac{\eta - \eta_{cin}}{\mu} \tag{6}$$

Faute d'une meilleure méthode, nous avons simplement calculé η_{cin} par la formule valable pour les gaz parfaits.

De cette manière, on trouve des valeurs théoriques C_v^* de la chaleur spécifique (à volume constant) du mercure en fonction de la température, valeurs qui sont comparées avec les valeurs expérimentales C_v dans le tableau I.

Tableau I.

Comparaison de la chaleur spécifique C_v (Cal/mole degré) du mercure avec une valeur calculée C_v^*.

T	233	253	273	293	313	333	353	373	393	413	433	453	473
C_v^*	5,77	5,73	5,69	5,65	5,61	5,57	5,53	5,49	5,45	5,41	5,37	5,33	5,29
C_v	6,01	5,92	5,84	5,76	5,69	5,62	5,57	5,51	5,46	5,41	5,36	5,31	5,27

On voit que l'accord est excellent, excepté au voisinage immédiat du point de fusion. Toutefois, cet accord pourrait être trompeur à cause des divers expédients auxquels il a fallu recourir pour permettre la comparaison avec l'expérience.

Nous sommes en train de faire la même comparaison pour l'argon liquide, qui est, en détail, un liquide tout-à-fait différent du mercure. C'est pourquoi le résultat pour l'argon pourrait bien être décisif pour juger de la justesse de notre raisonnement.

Etalon de fréquence à l'ammoniaque

par J. Bonanomi (Laboratoire Suisse de Recherches Horlogères)
et J. Herrmann (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

Utilisant la raie (3,3) du spectre d'inversion de la molécule d'ammoniaque nous avons construit un oscillateur stabilisé sur la fréquence centrale de cette raie située à 23 870 MHz. Le système comprenait une cellule d'absorption à NH_3, et un klystron modulé en fréquence (à 7 kHz avec taux de modulation $m = 7$) dont la fréquence porteuse était stabilisée par servosystème sur le centre de la raie. La comparaison de cet oscillateur avec une horloge à quartz prise comme étalon, révéla des variations de fréquence de l'ordre

de $2 \cdot 10^{-9}$ par jour. Cette instabilité peut être expliquée par la largeur considérable et en partie inévitable de la raie d'absorption (fig. 1).

Pour diminuer la largeur de raie nous avons entrepris la mise au point d'un «maser», dispositif à jet moléculaire utilisant l'émission

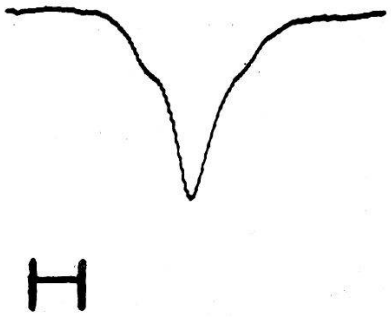


Fig. 1.
Raie (3,3) du spectre d'inversion NH_3, observée en absorption. Sa largeur est due à l'effet Doppler, sa structure sur ses flancs à des satellites magnétiques incomplètement résolus. Longueur du trait horizontal: 100 kHz.

induite et dont le principe de fonctionnement est décrit en détail dans les articles originaux[1][2][3]. Dans notre installation le focaliseur comporte 12 électrodes supportant une tension de 15—20 kV;

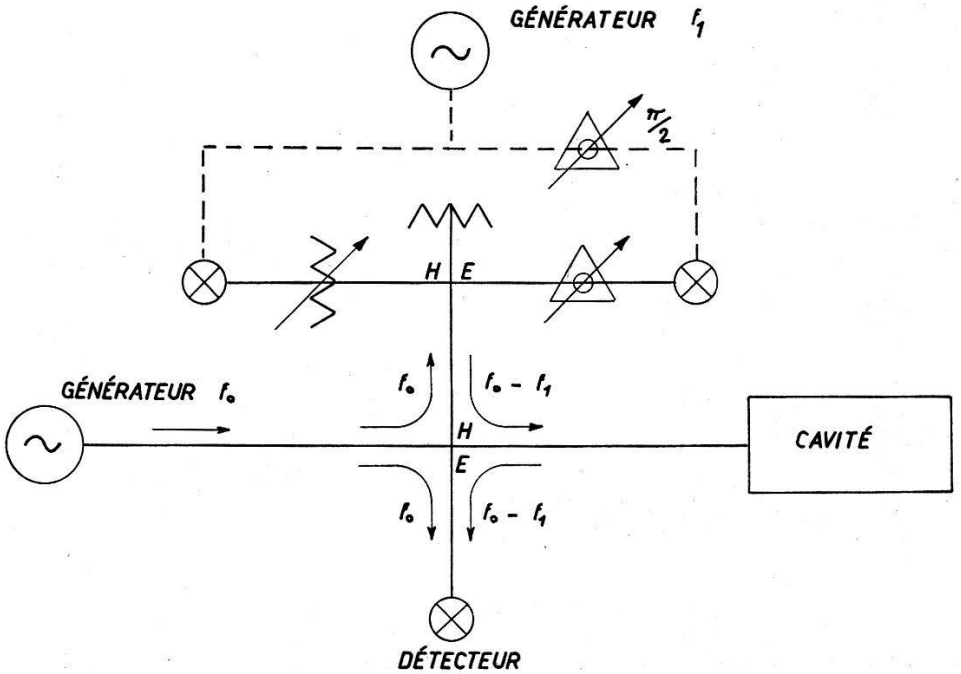


Fig. 2.
Schéma de la détection et modulation à bande latérale unique. $f_0 = 24$ GHz et $f_1 = 2$ MHz.

la cavité est prévue pour le mode TM_{010}; l'excitation et la détection se font par le même orifice de couplage. L'énergie pour l'exploration de la raie est produite à partir de l'oscillateur local au moyen d'un

modulateur à bande latérale unique, dont le schéma de principe est représenté fig. 2. Ce montage permet une détection cohérente après amplification en moyenne fréquence. L'oscillateur local (klystron X-13 suivi d'un doubleur de fréquence) est synchronisé avec un oscillateur à quartz dont la fréquence est balayée mécaniquement.

Avec le dispositif réalisé, une raie spectrale d'émission induite d'une largeur de l'ordre de 6 kHz a pu être obtenue (fig. 3). Les

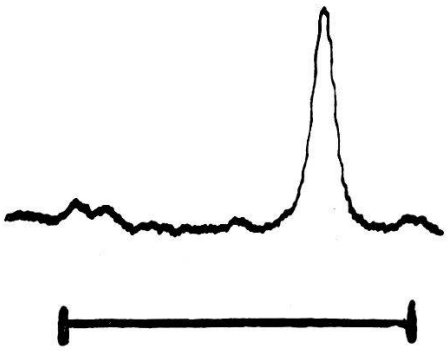


Fig. 3.
Raie (3,3) du spectre d'inversion de NH_3 observée en émission induite avec, à droite, le satellite magnétique supérieur, entièrement séparé de la raie principale. L'origine des 2 satellites, situés à 25 kHz de chaque côté de la raie principale est encore inconnue. Longueur du trait horizontal: 100 kHz.

mesures sont en progrès et les résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

Nos remerciements vont au Professeur Rossel pour l'intérêt qu'il a manifesté au travail en cours et à M. P. Kartaschoff, qui a largement contribué à la réalisation de la partie électronique. Ces recherches ont bénéficié d'une aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique que nous tenons à remercier.

Bibliographie.

[1]) J. P. Gordon, H. J. Zeiger et C. H. Townes, Phys. Rev. **95**, 282 (1954).
[2]) J. P. Gordon, H. J. Zeiger et C. H. Townes, Phys. Rev. **99**, 1264 (1955).
[3]) J. P. Gordon, Phys. Rev. **99**, 1253 (1955).

Die Linienbreite der induzierten Emission des Ammoniaks

von J. Herrmann (Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel).

Im vorstehenden Bericht wurde gezeigt, wie mittels der Molekularstrahlmethode eine sehr kleine Spektrallinienbreite erzielt werden kann. Diese Linienbreite ist in erster störungstheoretischer Näherung von Gordon u. a.[1]) bestimmt worden. Im vorliegenden Be-

richt werden zwei für die Linienbreite wichtige Einflüsse bei der Berechnung eingehender berücksichtigt. Es ist dies erstens die Geschwindigkeitsverteilung im Molekularstrahl und zweitens der Sättigungseffekt des auf das Molekül wirkenden Feldes.

Wenn man voraussetzen kann, dass das System als Linearkombination zweier seiner ungestörten Eigenfunktionen beschreibbar ist

$$\Psi = C_1(t)\,\psi_1(q) + C_2(t)\,\psi_2(q),$$

dann führt die zeitabhängige Schrödingergleichung für einen Dipol in einem oszillierenden elektrischen Feld

$$i\hbar\dot{\Psi} = (H^0 - \vec{\mu}\cdot\vec{E}\cos\omega t)\Psi$$

zu dem Gleichungssystem

$$i\hbar\dot{C}_1 = E_1 C_1 + 2\hbar\beta\cos\omega t\cdot C_2$$
$$i\hbar\dot{C}_2 = 2\hbar\beta\cos\omega t\cdot C_1 + E_2 C_2$$

für die Komponenten des Wahrscheinlichkeitsvektors. Hierbei ist H^0 der bereits auf Diagonalform gebrachte Energieoperator des ungestörten Systems mit den Eigenwerten E_1 und E_2. Das über die Winkel gemittelte Matrixelement von $\vec{\mu}\cdot\vec{E}$ ist mit $2\hbar\beta$ bezeichnet. Die Anfangsbedingungen lauten $C_1(0) = 0$ und $C_2(0) = 1$.

Wenn das oszillierende Feld die Bedingung $\beta \ll \omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$ erfüllt und man sich auf den Fall der Resonanz $\omega \approx \omega_0$ beschränkt, dann lautet die Übergangswahrscheinlichkeit[2])

$$W = C_1 C_1^* = 4\beta^2\gamma^{-2}\sin^2\gamma t/2$$

mit

$$\gamma(\omega) = [(\omega_0 - \omega)^2 + 4\beta^2]^{1/2}.$$

Die Mittelung über die Geschwindigkeitsverteilung im Molekularstrahl $n(v)\,dv = 2\alpha^{-4}v^3\exp(-v^2/\alpha^2)\,dv$ ergibt

$$\overline{W} = 4\beta^2\tau^2 P(\gamma\tau),$$

wobei α die wahrscheinlichste Geschwindigkeit der Maxwellverteilung und τ die wahrscheinlichste Zeit der Wechselwirkung des Feldes mit den Molekülen ist. Dabei ist gesetzt

$$P(x) = x^{-2}[1/2 - I(x)]$$

und

$$I(x) = \int_0^\infty \exp(-y^2)\,y^3\cos x/y\,dy.$$

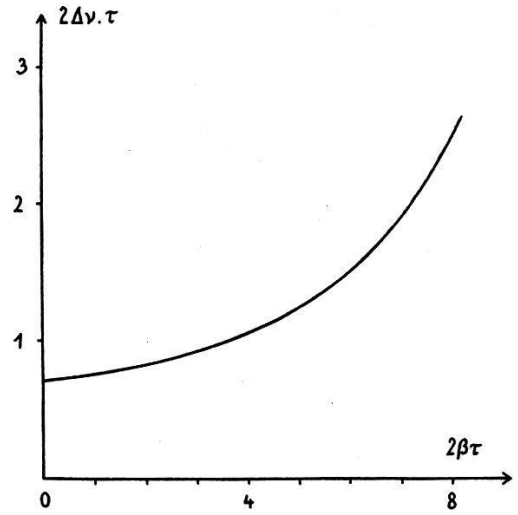
Die Funktion $P(x)$ ist in Tabelle 1 angegeben. Ihre Berechnung erfolgte in Anlehnung an Torrey[3]), der ähnliche Rechnungen durchgeführt hat. Die Auswertung der Funktion $P(x)$ ergibt die mit

τ multiplizierte Linienbreite als Funktion von $2\beta\tau$, das heisst als Funktion der Intensität des elektrischen Feldes. Für grosse Feldstärken nimmt die Linienbreite proportional dem Feld zu.

Tabelle 1.

x	$P(x)$	x	$P(x)$
0	0,250	7	0,0102
0,5	230	8	68
1,0	196	9	52
1,5	165	10	42
2	130	12	32
3	80	14	26
4	48	16	20
5	28	18	16
6	16	20	0,0013

Der gemessene Wert für die Linienbreite (vorstehender Bericht) ist doppelt so gross wie der berechnete Wert von 3 kHz. Falls die



Abhängigkeit der Linienbreite von der Intensität des Feldes bei Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung.

experimentelle Anordnung für die Verbreiterung nicht verantwortlich gemacht werden kann, ist zu vermuten, dass die tatsächliche Linienbreite durch die weitergehende Struktur der Spektrallinie entsteht.

Herrn Prof. J. Rossel danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit.

Literatur.

[1]) J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. **99**, 1264 (1955).
[2]) S. H. Autler und C. H. Townes, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
[3]) H. C. Torrey, Phys. Rev. **59**, 293 (1941).

Über zeolithische Einschlussverbindungen

von R. M. Barrer und W. M. Meier (Imperial College, London).

Nachstehend soll zusammenfassend über die Struktur eines neuen synthetischen Zeolithen*) und Untersuchungen über dessen Salzeinschlussverbindungen berichtet werden. Der untersuchte Zeolith ist kubisch und besitzt die Zusammensetzung

$$Na_2O \cdot Al_2O_3 \cdot 2SiO_2 \cdot O \cdot 17NaAlO_2 \cdot nH_2O.$$

Die aus Pulveraufnahmen ermittelte Gitterkonstante beträgt $a = 12{,}27 \pm 0{,}01$ kX. Die pyknometrisch bestimmte Dichte von 2,01 g cm^{-3} ergibt sodann 6 der obigen Formeleinheiten pro Elementarzelle. Die beobachteten Interferenzen lassen nur die Raumgruppen P23, Pm3, P$\bar{4}$3m, P43, und Pm3m zu. Die vollständige Diskussion dieser Raumgruppen führt unter Zuhilfenahme von kristallchemischen Kriterien eindeutig auf die Raumgruppe O_h^1–Pm3m. Auf das Aluminosilikatgerüst entfallen die folgenden Punktlagen:

12 Si + 12 Al	in	(k) 0, y, z, usw.
48 O	in	(n) x', y', z', usw.

Die Parameter sind dabei durch die Ionenradien weitgehend festgelegt. Den 12 einwertigen Kationen kann man infolge der sehr offenen Struktur verschiedene Positionen zuordnen. Auf eine Elementarzelle der Struktur entfallen 2 grössere Hohlräume von verschiedener Art: ein kleinerer, isolierter Hohlraum (Sodalithkäfig) mit dem Zentrum in (0, 0, 0) und ein grosser Hohlraum mit dem Zentrum in ($\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$). Der Sodalithkäfig enthält 1 $NaAlO_2$ als permanenten Einschluss. Die grossen Hohlräume grenzen direkt aneinander, und es ergeben sich auf diese Weise Kanäle in den Achsenrichtungen mit einem minimalen freien Durchmesser von $4{,}2 \pm 0{,}2$Å an den Verbindungsstellen der Hohlräume. Im hydratisierten Zustand enthalten die grossen Hohlräume je ca. 28 H_2O-Moleküle. Diese lassen sich ohne merkliche strukturelle Änderungen des Wirtsgitters entfernen und durch andere Moleküle ersetzen. Durch Erhitzen des Zeolithen mit niedrig schmelzenden Salzen (Alkalinitrate usw.) über deren Schmelztemperatur lassen sich Salzeinschlussverbindungen herstellen. Ist das Streuvermögen der eingeschlossenen

*) Dieser Zeolith wird in Pulverform von Linde Air Products Co. unter dem Namen *Molecular Sieve 4 A* in den Handel gebracht.

Salze relativ hoch, so vermag die röntgenographische Untersuchung leicht Aufschluss über deren Anordnung zu geben. In mehreren Fällen konnten dabei *Überstrukturlinien* festgestellt werden, welche auf eine *geordnete* Anordnung des Salzeinschlusses hinweisen.

Im Falle der Einschlussverbindung mit $AgNO_3$ ergibt die Analyse 9,0 $AgNO_3$-Moleküle pro Elementarzelle und die Pulveraufnahmen zeigen intensive Überstrukturlinien, welche beim vollständigen Extrahieren des eingeschlossenen $AgNO_3$ mit Wasser wieder restlos verschwinden. Die beobachteten Überstrukturlinien lassen auf eine neue, tetragonale Elementarzelle mit $A = 2a$ und $C = a$ schliessen.

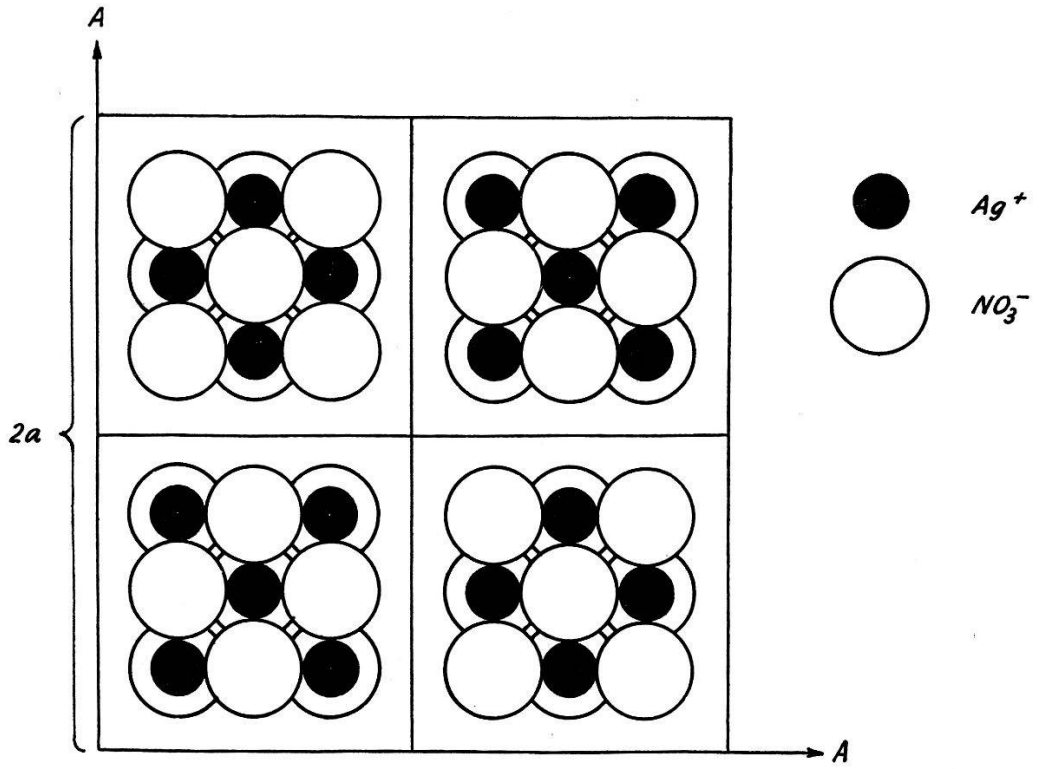


Fig. 1.
Anordnung der Ag^+ und NO_3^- in den grossen Hohlräumen des Zeolithen (in der Richtung der c-Achse gesehen).

Die einzige Anordnungsmöglichkeit des $AgNO_3$-Einschlusses, die zur beobachteten Überstruktur führt und sterisch möglich ist, ist in Fig. 1 schematisch wiedergegeben. Die NO_3^--Ionen sind dabei als Kugeln angedeutet und bilden mit den Ag^+-Ionen kleine Aggregate mit kubischer Packung vom NaCl-Typ. Interessanterweise sind die Aggregate benachbarter Hohlräume antiparallel polarisiert.

Weitere Untersuchungen sind im Gange. Die ausführliche Arbeit wird anderwärts erscheinen.

Elektronenemissionsmikroskopische Untersuchung der Karburierung von Molybdän aus der Gasphase

von E. B. Baş, L. G. Preuss und W. Epprecht
(Institut für technische Physik, ETH., Zürich).

Die Untersuchungen wurden mit einem auf der elektronenoptischen Bank[1]) aufgebauten zweistufigen Emissionsmikroskop durchgeführt. Die Objekt-Halterung und Heizung lehnt sich an die Konstruktion der Bolzen-Kathode[2]) an. Die untersuchten Molybdän-Einkristalle wurden durch Temperung eines Mo-Drahtstückes dicht unterhalb des Schmelzpunktes und unter Zug in einem speziellen Ofen hergestellt. Der Durchmesser der sorgfältig polierten Emissionsfläche der Präparate betrug 1,4 mm. Die Bohrungen des klassischen elektrostatischen Immerseionsobjektives hatten einen Durchmesser von 1 mm. Die Karburierung der Präparate erfolgt im Mikroskop in Butan-Gas bei einem Druck von ca. 10^{-4} bis 10^{-3} Torr.

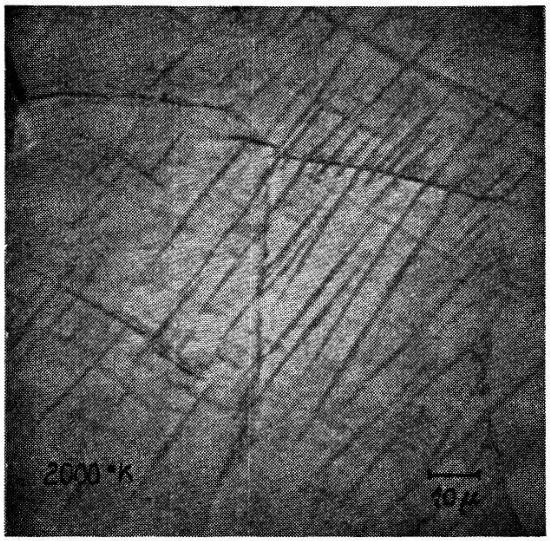


Fig. 1.

Während der Abbildung betrug der Druck ca. 2×10^{-5} Torr. Die Aufnahmen gleich nach einer schwachen Karburierung bei 1750° K zeigen mehr oder weniger unregelmässig verteilte aufgekohlte Partien, in welchen eine leichte Betonung einer bestimmten kristallographischen Richtung festzustellen ist. Lässt man das Präparat bei gleicher Temperatur, so kann man die Diffusion des Kohlenstoffes sowohl entlang der Oberfläche als auch in die Tiefe verfolgen. Das homogene Auflösen des Kohlenstoffes kann durch Erhöhung der Temperatur beschleunigt werden. Kühlt man nun das Präparat auf z. B. 1750° K langsam ab, so entstehen lange Carbid-Lamellen mit bevorzugten kristallographischen Richtungen, welche mit Hilfe von

Röntgen-Rückstrahlaufnahmen als die Schnittlinien der Rombo-Dodekaeder-Ebenen mit der Emissionsebene bestimmt werden konnten. Kühlt man hingegen schnell ab, so entsteht eine grosse Anzahl von sehr feinen Carbid-Lamellen, bei denen zwar die oben erwähnten Richtungen dominieren, aber auch andere Richtungen vertreten sind. Wird ein Einkristallpräparat stärker karburiert, so beobachtet man gleich nach der Karburierung ein polykristallines Oberflächengefüge, welches den auf der Oberfläche entstandenen Molybdäncarbid (Mo_2C)-Plättchen zuzuschreiben ist. Hält man das Präparat längere Zeit bei einer Temperatur von ca. 2200° K, so kann man verfolgen, wie durch Wegdiffusion von Kohlenstoff diese Carbidplättchen aufgebraucht werden und zum Schluss wieder der ursprüngliche Molybdän-Einkristall zum Vorschein kommt. Im Röntgenbild zeigt dieser Einkristall allerdings starke Mosaikbildung. Karburiert man einen Einkristall noch intensiver und rascher (d. h. bei höherer Temperatur, z. B. 2300° K und bei höherem Butan-Druck von ca. 10^{-3} Torr), so ist die Mosaikbildung auch im Emissionsbild gut sichtbar, wie dies Fig. 1 zeigt. Man beachte die Knikkung der Karbid-Lamellen beim Durchqueren von Subkorngrenzen.

Über diese Untersuchungen wird demnächst an anderer Stelle näher berichtet.

Literatur.

[1]) E. B. Baş, Z. angew. Phys. **6**, 404 (1954).
[2]) E. B. Baş, Z. angew. Phys. **7**, 337 (1955).

Kernphotoeffekt unter Emission eines Tritons

von F. Heinrich und H. Wäffler (Universität Zürich).

Kernphotoprozesse, welche unter Emission eines Nukleons verlaufen ((γ, n), (γ, p)), lassen sich – zumindest qualitativ – auf Grund der Vorstellung von *zwei* unabhängig nebeneinander laufenden Prozessen erklären:

1. Verdampfung des Nukleons aus dem hochangeregten Zwischenkern und
2. direkte Wechselwirkung des Quants mit *einem* Nukleon des Kernsystems, analog dem Photoeffekt an der Atomhülle.

Bei der Emission zusammengesetzter Teilchen (Deuton, Triton, Alphateilchen) unter Einwirkung energiereicher elektromagnetischer Strahlung sollte man erwarten, dass der Direktprozess 2. fortfällt. Überraschenderweise erfolgt jedoch der (γ, D)-Prozess an

einigen Elementen (beispielsweise Cu) mit einer Häufigkeit, welche um über einen Faktor 100 grösser ist, als man auf Grund des Prozesses 1. erwarten würde. Eine befriedigende Erklärung dieses Effektes konnte bis jetzt nicht gefunden werden.

In der vorliegenden Arbeit haben wir uns zum Ziel gesetzt, auch den (γ, T)-Prozess auf seine Häufigkeit hin zu untersuchen, um eine allfällige, der (γ, D)-Reaktion analoge Anomalie feststellen zu können. Der (γ, T)-Prozess ist bis jetzt an Kernen der Massenzahl $A > 16$ noch nicht beobachtet worden. Die Bestrahlung erfolgte mit dem 31 MeV-Bremsspektrum des Betatrons[1]). Es liegen gegenwärtig die Resultate der Messung an den Elementen Al, Co, Cu vor. Der Nachweis der Reaktion erfolgte durch Ausheizen der bestrahlten Präparate in einer Trägergasatmosphäre von Wasserstoff, Adsorption des freigesetzten Tritiums zusammen mit dem Trägergas an Zirkon und anschliessende Überführung des Gases in ein Zählrohr, in dem der radioaktive Zerfall des Tritiums nachgewiesen wurde. Tabelle I zeigt das Resultat der Messungen zusammen mit den nach der statistischen Kerntheorie (Prozess 1.) abgeschätzten Werten. Angegeben ist die (γ, T)-Ausbeute *pro Kern* der bestrahlten Substanz, bezogen auf die entsprechende (γ, n)-Ausbeute:

$$\eta = \int_0^{31\,\mathrm{MeV}} \sigma(\gamma, T) N(E_\gamma) dE_\gamma \Big/ \int_0^{31\,\mathrm{MeV}} \sigma(\gamma, n)\, N(E_\gamma)\, dE_\gamma$$

$\sigma(\gamma, x)$ Wirkungsquerschnitt der bzw. Reaktion, $N(E_\gamma)\, dE_\gamma$ Anzahl der Quanten im Energieintervall $E_\gamma \ldots E_\gamma + dE_\gamma$

Tabelle 1.

Experimentelle und theoretische nukleare Ausbeute der (γ, T)-Prozesse.

Element	$\eta_{\mathrm{exp}} \times 10^5$	$\eta_{\mathrm{theor}} \times 10^5$
Al	240 ± 14	200
Co	$6 \pm 1{,}7$	4
Cu	$4{,}5 \pm 1{,}5$	3

Diese vorläufigen Ergebnisse weisen darauf hin, dass die (γ, T)-Prozesse, ebenso wie die (γ, α)-Prozesse[2]), sich in das Bild des rein statistischen Reaktionsablaufs (Prozess 1.) gut einfügen.

Literatur.

[1]) Wir möchten dem Leiter der Radiologischen Klinik der Universität, Herrn Prof. Dr. H. R. Schinz, auch an dieser Stelle für die Überlassung des Betatrons für unsere Versuche herzlich danken.

[2]) F. Heinrich, H. Wäffler und M. Walter, Helv. Phys. Acta **29**, 3 (1956).

Eine direkte Bestimmung der Resonanzbreite von $Al^{27}(p, \gamma)Si^{28}$ bei 991 keV

von F. Bumiller, J. Müller und H. H. Staub (Universität Zürich).

Die Anregungsfunktion der Al^{27} (p, γ)-Reaktion zeigt verschiedene ausserordentlich scharfe Resonanzen[1]), deren genaue Vermessung schwierig ist. Bei den vorliegenden Versuchen diente als Impulsanalysator der im elektrostatischen Generator beschleunigten Protonen ein homogener 180° Magnet von 50 cm Radius[2]). Zur Vermeidung von Korrekturen für Energieverlust und straggling wurden — im Gegensatz zu früheren Messungen von Bender et al.[3]) — ausschliesslich dicke Targets verwendet. Die Energieänderung der Protonen erfolgte nicht durch Verstellen des Magnetfeldes, sondern durch Variation des Targetpotentials (um $\pm$ 500 V gegen Erde), so dass man eine praktisch fehlerfreie relative Energieskala erhielt. Bei der Berechnung der Ausbeutekurven wurden folgende drei verbreiternde Einflüsse berücksichtigt:

1. Dreieckförmiges Energiespektrum des Magneten (Schlitzbreite = 0,005 cm).
2. Dopplerverbreiterung infolge thermischer Bewegung der Targetatome (170° C).
3. Begrenzte Stabilisierung des Magnetfeldes (1 in 30000).

Ein Vergleich der experimentellen Werte mit den für verschiedene Halbwertsbreiten Γ berechneten Resonanzkurven ergibt als vorläufiges Ergebnis

$$\Gamma = (50 \pm 30) \text{ eV}.$$

Eine Neubestimmung der Resonanzenergie ergab

$$E_{res} = 990{,}8 \text{ keV}$$

in vollständiger Übereinstimmung mit unserem früheren Wert [2]).

Eine ausführlichere Beschreibung dieser Arbeit erfolgt demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Literatur.

[1]) Broström, Huus and Tangen, Phys. Rev. **71**, 661 (1947).
[2]) Bumiller, Staub und Weaver, Helv. Phys. Acta **29**, 83 (1956).
[3]) Bender et al., Phys. Rev. **71**, 905 (1947) und Phys. Rev. **76**, 273 (1949).

Der Zerfall des W^{181}

von P. Debrunner, E. Heer, W. Kündig und R. Rüetschi
(Physikalisches Institut der ETH., Zürich)

Cork et al.[1]) fanden bei Untersuchungen an W^{181}, das durch Elektroneneinfang in Ta^{181} übergeht, zwei γ-Linien von 152 und 136 keV. Diese Übergänge wurden hingegen von Bisi et al.[2]) in einer neueren Arbeit nicht festgestellt und sollten nach der von ihnen bestimmten Zerfallsenergie des W^{181} (92 ± 10 keV) überhaupt nicht auftreten.

Unsere Absicht bestand nun darin, das genaue Zerfallschema des W^{181} zu studieren, um durch eventuelle Koinzidenzexperimente das vom Hf^{181}-Zerfall bekannte Niveauschema des Ta^{181} zu ergänzen.

Das durch $(d, 2\,n)$-Prozess hergestellte W^{181}*) wurde über einen organischen Komplex[3]) von Ta und anderen Verunreinigungen getrennt. Die Fig. 1 und 2 zeigen das γ-Szintillations-Spektrum und das Konversionselektronen-Spektrum. In beiden erscheinen deutlich

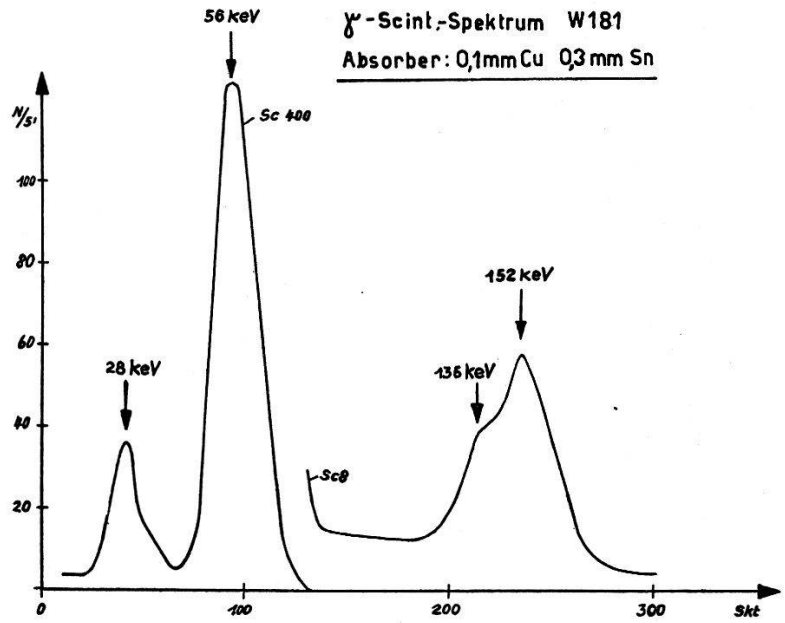


Fig. 1.

die von Cork[1]) beobachteten Übergänge. Zwischen den K-Röntgenlinien und den beiden γ-Linien wurden keine prompten Koinzidenzen gefunden. Ebenso sind die beiden γ-Linien unter sich nicht in Koinzidenz.

Bei der 136 keV-Linie handelt es sich offenbar um den vom Hf-Zerfall und von der Coulombanregung bekannten Übergang des ersten Rotationsniveaus in den Grundzustand. Ihr K-Konversions-

*) Für die Herstellung des W^{181} sind wir Prof. A. H. W. Aten-Junior (Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam) zu Dank verpflichtet.

*

koeffizient beträgt: $\alpha_K = 1{,}2$[4]). Durch Intensitätsvergleich der K-Konversionslinien und der γ-Linien erhält man daraus leicht

$$\alpha_{K\,(152\,\mathrm{keV})} = 1{,}0 \pm 0{,}2.$$

Vergleicht man diesen Wert mit den theoretischen Konversionskoeffizienten, so ergibt sich, dass es sich beim 152 keV-Übergang

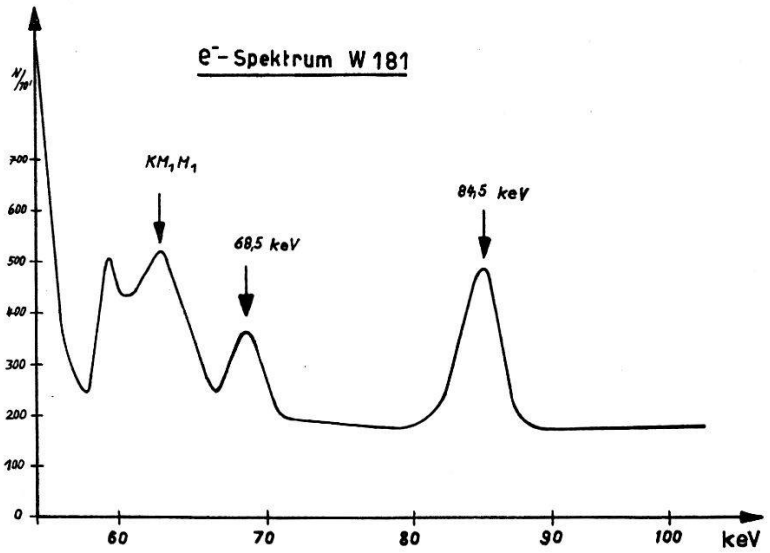


Fig. 2.

entweder um reine magnetische Dipolstrahlung oder um eine Mischung aus elektrischer Dipol- und magnetischer Quadrupolstrahlung handeln muss. Diese beiden Möglichkeiten stehen auch in Einklang mit dem von Cork[1]) angegebenen α_K/α_L-Verhältnis von 8 ± 2.

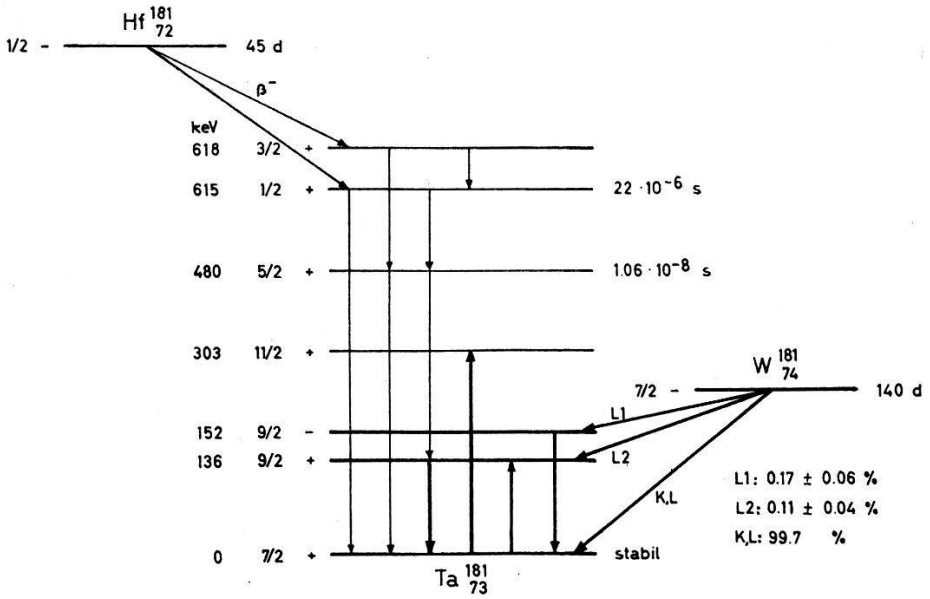


Fig. 3.

In Fig. 3 ist das von uns vorgeschlagene Zerfallschema des W^{181} dargestellt. Bei der sehr kurzen Lebensdauer des 136 keV-Niveaus

darf aus dem Fehlen von γ-γ-Koinzidenzen geschlossen werden, dass auch die 152 keV-Linie direkt in den Grundzustand führt. Ein 152-keV-Niveau, das beim Hf-Zerfall nicht angeregt wird, muss $I \geqslant 9/2$ besitzen. Nach der Konversion kommt nur $I = 9/2$ in Frage. Sowohl die γ-Übergangswahrscheinlichkeit wie auch das Nilsson-Modell legen negative Parität nahe. Daraus folgt für den 152 keV-Übergang ein Mischungsverhältnis von ca. 85% $E_1 + 15\%$ M_2 und eine Lebensdauer des 152-keV-Niveaus nach WEISSKOPF von $\sim 10^{-4}$ sec. Der E_1-Übergang wäre also $\sim 10^9$fach verboten!

Wir bestimmten ferner die Verzweigungsverhältnisse der Elektroneneinfänge nach den verschiedenen Niveaus auf 2 Arten:

1. Aus den Intensitätsverhältnissen der γ- zu den Röntgen-K-Linien.

2. Aus den Intensitätsverhältnissen der K-Konversionslinien zu den Auger-Linien.

Unter Benützung der Konversionskoeffizienten, einer K-Fluoreszenzausbeute von 94% und des Intensitätsverhältnisses von K-Einfang zu L-Einfang $I_K/I_L = 2{,}6$ nach BISI[2]), ergeben die beiden Methoden übereinstimmend die in Fig. 3 angegebenen Verzweigungsverhältnisse.

Das Fehlen direkter Koinzidenzen zwischen 136 keV γ-Strahlung und Röntgen K-Strahlung lässt sich durch die Annahme verstehen, dass aus Energiegründen nur L-Einfang in dieses Niveau erlaubt ist. Die Zerfallsenergie des W^{181} liegt somit zwischen 160 und 200 keV. Nimmt man für den Grundzustand des W^{181} einen Spin von $I = 7/2$ und negative Parität an — was nach dem Nilsson-Modell plausibel ist — so lassen sich die experimentell gefundenen Verzweigungsverhältnisse zwangslos verstehen: Der erlaubte Übergang L_1 ist aus Energiegründen nicht häufiger als der einfach verbotene L_2. Die einfach verbotenen Elektroneneinfänge in den Grundzustand sind ebenfalls aus Energiegründen einige hundertmal stärker.

Literatur.

1) J. M. CORK, W. H. NESTER, J. M. LEBLANC und K. W. RICE, Phys. Rev. **92**, 119 (1953).
2) A. BISI, S. TERRANI und L. ZAPPA, Nuovo Cimento **10**, I, 651 (1955).
3) S. H. ALLAN und M. G. HAMILTON, Anal. Chem. Acta **7**, 483 (1952).
4) F. BOEHM und P. MARMIER, Phys. Rev. (im Druck).

Die Konversionsspektren hoher Energie von Hg^{195} und Hg^{193}

von J. Brunner, J. Halter und H. J. Leisi (ETH., Zürich).

Wir haben bereits in früheren Arbeiten über die Zerfälle von Hg^{195} und Hg^{193} berichtet [1][2][3]. Zur Abklärung der komplizierten Zerfallsschemata erwies es sich als notwendig, die Energien der auftretenden γ-Übergänge mit möglichst grosser Genauigkeit zu bestimmen. Die Konversionselektronen der γ-Linien mit über 500 keV Energie, die bisher nur aus Messungen am Linsenspektrometer von W. Zünti bekannt waren, wurden inzwischen in einem Halbkreisspektrographen mit Permanentmagnet an unserem Institut sowie in den doppelfokussierenden Spektrometern des Nobelinstitutes in Stockholm[4][5] und des Gustaf-Werner-Institutes in Uppsala[6] gemessen. Ferner konnte im doppelfokussierenden Spektrometer des Nobelinstitutes zum ersten Mal im Hg^{193} eindeutig ein Positronenspektrum festgestellt werden.

Die Quellen für die Messungen in Zürich wurden aus Au-Bestrahlungen im Synchrocyclotron von Harwell, für die Messungen in Schweden aus Bestrahlungen im Synchrocyclotron des Gustaf-Werner-Institutes hergestellt.

Die Resultate für die in Au^{195} konvertierten Linien sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Intensitätsangaben stammen aus-

Tabelle 1.

Au^{195}

γ-Energie	β-Energie		Halbwertszeit	Intensität HWZ 40 h	Intensität HWZ zusammengesetzt
525,6	K L_I	444,8 510,1	40 h	0,08 0,015	
560,5	K L_I M_I	479,9 546,1 557,4	40 h	1 0,21 0,05	
584,8	K L_I	504,1 570,5		0,11 0,022	0,11 0,028
599,5	K L_I M_I	518,8 584,7 596,5	40 h + 9,5 h		0,36 0,08 0,01
780,4	K L_I	699,7 766,2	40 h + 9,5 h		1 0,21
821,0	K	740,3		0,022	0,046
930,4	K	849,7	40 h + 9,5 h		
1110	K L_I	1029,2 1095,2	40 h + 9,5 h		0,153 0,036
1172	K L_I	1091,1 1157,8	40 h + 9,5 h		0,069
1242	K	1161,0	40 h		

Tabelle 2.

Au^{193}.

γ-Energie	β-Energie		Intensität	Bemerkungen
499,7	K	419,0		nur H. K.-Spektrograph
	L_I	485,5	0,98	
510,2	K	429,5		nur H. K.-Spektrograph
	L_I	495,1		
535,4	K	454,7		nur H. K.-Spektrograph
	L_I	520,8		
537,3	K	426,6		nur H. K.-Spektrograph
	L_I	523,0	0,35	
573,6	K	492,9	28,8	
	L_I	559,3	6,22	
	M_I	570,1	1,79	
	N ?	574,2	0,3	
601,0	K	520,2	5,54	mit Au^{195} gemischt
	L_I	586,2	0,97	mit Au^{195} gemischt
675,1	K	594,4	1,11	
	L_I	660,2	0,59	eventuell doppelt
701,3	K	620,6	0,55	γ-Linie eventuell doppelt
	L_I	687,2	0,27	
761,8	K	681,1		HWZ zusammengesetzt
	L_I	747,1		
861,2	K	780,5	0,70	
870,8	K	790,2	0,80	
878,7	K	798,0	1,45	
	L_I	864,5	0,18	
913,8	K	833,1	1,02	
	L_I	900,7	0,19	
933,1	K	852,4	4,29	
	L_I	918,9	0,67	
996,9	K	916,2	0,63	
	L_I	982,4	0,13	
1113	K	1031,8	0,35	
	L_I	1098,3	0,39	eventuell doppelt
1175	K	1094,3	0,48	
1243	K	1162,3	0,83	
	L_I	1229,0		schwach

Tabelle 2 (Fortsetzung)

γ-Energie	β-Energie		Intensität	Bemerkungen
1328	K L_I	1247,6 1315,0	0,50 0,18	γ-Linie eventuell doppelt
1343	K L_I	1262,2 1329,6	0,34 0,18	γ-Linie eventuell doppelt
1489	K	1407,8	0,32	
1646	K	1585	0,14	

schliesslich von den Messungen in den doppelfokussierenden Spektrometern, während die Energien den bisher zuverlässigsten Messreihen in Halbkreisspektrograph oder doppelfokussierendem Spektrometer entnommen sind. Bei einigen Linien lässt sich eine Beimischung der 9,5-h-Aktivität zum 40-h-Zerfall nicht ausschliessen, so dass die Intensitäten auf die beiden Zerfallsmöglichkeiten bezogen wurden.

In Tabelle 2 sind die Resultate für die in Au^{193} konvertierten γ-Linien aufgeführt. Die Intensitäten sind berechnet unter der Annahme, dass die Linien eine reine Halbwertszeit von 11 h besitzen.

Die Energieangaben besitzen eine Genauigkeit von $2^0/_{00}$. In unseren Messungen treten noch eine Anzahl unzugeordneter Konversionslinien auf. Die Aufstellung von Zerfallsschemata soll nun mit Hilfe von Koinzidenzmessungen versucht werden.

Wir möchten den Herren Prof. M. Siegbahn und Prof. H. Slätis für die Gastfreundschaft, die zwei von uns am Nobelinstitut geniessen durften, herzlich danken. Herrn Prof. T. Svedberg und Herrn Dr. Å. Svanheden sind wir für die Ausführung mehrerer Bestrahlungen im Cyclotron des Gustaf-Werner-Institutes sehr zu Dank verpflichtet. Herrn Prof. P. Scherrer danken wir für die fördernde Unterstützung unserer Arbeiten.

Literatur.

[1]) R. Joly, J. Brunner, J. Halter und O. Huber, Helv. Phys. Acta **28**, 403 (1955).
[2]) J. Brunner, H. Guhl, J. Halter und O. Huber, Helv. Phys. Acta **28**, 85 (1955).
[3]) J. Brunner, H. Guhl, J. Halter und H. J. Leisi, Helv. Phys. Acta **28**, 475 (1955).
[4]) A. Hedgran, K. Siegbahn und N. Svartholm, Proc. Phys. Soc. **63**, 960 (1950).
[5]) A. Hedgran, Ark. f. Fysik **5**, Nr. 1 (1952).
[6]) E. Arbman und N. Svartholm, Ark. f. Fysik **10**, Nr. 1 (1955).

Quellstärke-Messungen radioaktiver Präparate mit Hilfe der Koinzidenzmethode

von K. P. Meyer, P. Schmid und P. Huber
(Physikalisches Institut der Universität Basel).

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Cäsiumjodid als Szintillations-Phosphor

von H. Knöpfel, E. Loepfe und P. Stoll (ETH., Zürich).

Für die Energiespektroskopie von Korpuskularstrahlen kleiner Eindringtiefe erweisen sich die üblicherweise benützten Einkristalle aus thalliumaktiviertem Natriumjodid infolge ihrer starken Hygroskopizität als sehr umständlich in der Handhabung. Schon die kleinste Trübung der Oberfläche kann eine monoenergetische Linie

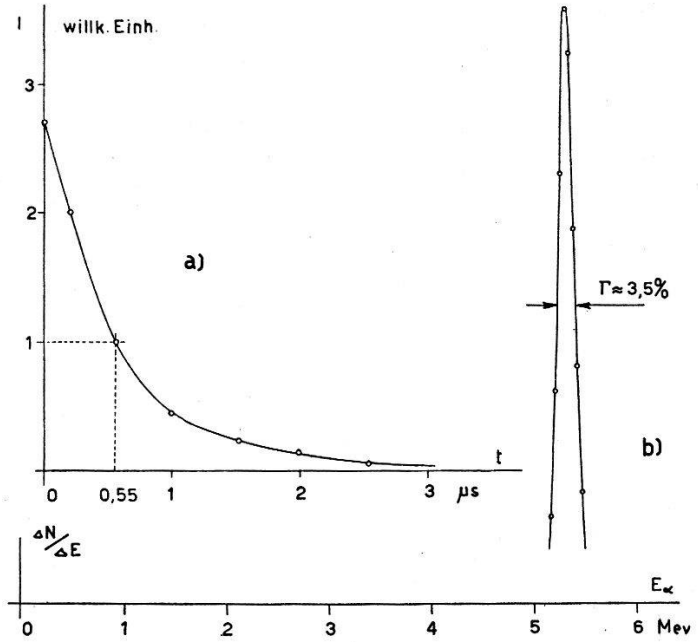


Fig. 1.
a) Abklingverlauf bei Anregung mit Alphateilchen;
b) Auflösung der 5,3 MeV Polonium-α-Linie.

vollständig ausschmieren. Das Anbringen absolut dichter, beständiger und genügend homogener Schutzschichten in der Dicke von einigen μ hat sich bisher als erfolglos erwiesen.

Es schien daher nützlich, nach einem nichthygroskopischen anorganischen Phosphor zu suchen, der dieselbe hohe Energieausbeute wie NaJ(Tl*), eine genügend kurze Abklingzeit und eine für die

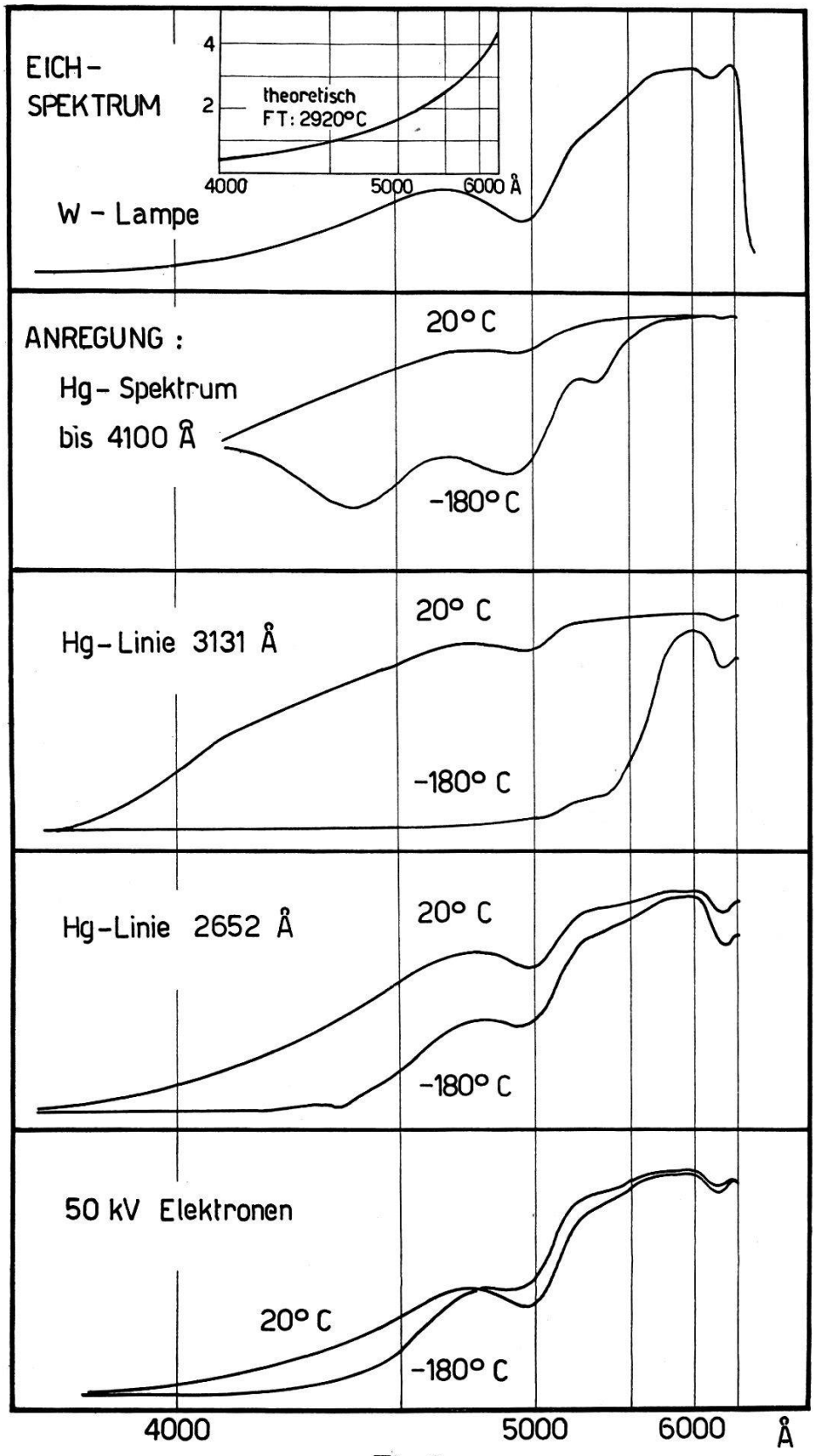


Fig. 2.
Emissionsspektren bei UV- und Elektronen-Anregung.

Photo-Sekundärvervielfachung geeignete Spektralverteilung des emittierten Lichtes aufweist; ausserdem sollten sich leicht genügend grosse Einkristalle züchten lassen. Arbeiten von ROSSEL und Mitarbeitern[1–3]) deuteten auf Cäsiumjodid, doch sollte nach Möglichkeit die hohe Quantenausbeute schon bei Zimmertemperatur erreicht werden. Eine Aktivierung mit Thallium führte auf die in den Fig. 1 und 2 dargestellten Ergebnisse.

Fig. 1a zeigt den oszillographisch ermittelten zeitlichen Verlauf der Lichtemission nach Anregung mit Alphateilchen von 5,3 MeV; die ausgezogene Kurve stellt die Exponentialfunktion für $\tau = 0{,}55$ μs dar (analoger Wert von NaJ(Tl*): 0,3 μs). Fig. 1b gibt eine Anschauung des erreichten energetischen Auflösungsvermögens für die 5,3 MeV Polonium-α-Linie. Die Kristallgrösse betrug $5 \times 5 \times 0{,}5$ mm, und als Multiplier diente eine RCA 6655-Röhre. Die Impulshöhe ist in Verbindung mit der 6655 dieselbe wie bei NaJ(Tl*), mit einer 6292 von DUMONT 10% höher.

Fig. 2 zeigt die mit einem Fuess-Prismenspektrographen aufgenommenen und ausphotometrierten spektralen Emissionsverteilungen bei verschiedener Anregung und verschiedenen Temperaturen. Ein grosser Teil der sehr breiten Emissionsbande liegt im Roten, so dass in Anbetracht der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Multiplier (blau-grün) die absolute Lichtausbeute dieselbe Grösse wie bei Zinksulfid-Phosphoren erreicht. Damit ist das Material von Interesse als monokristalliner Elektronen-Indikator.

Durch Überhitzen der Schmelze lassen sich (ohne Schwermetallzusatz) Energieausbeuten von zweimal derjenigen von NaJ(Tl*) erreichen. Die Natur der Zentren dürfte in einem durch thermische Dissoziation herbeigeführten Cs-Überschuss zu suchen sein. Bemerkenswert ist, dass die Abklingkonstante innerhalb der Messgenauigkeit dieselbe bleibt wie bei thalliumaktivierten Kristallen.

Cäsiumjodid wird für Prismen in Infrarot-Spektrographen verwendet[4]); die Einkristalle sind demzufolge bereits im Handel erhältlich*).

Literatur.

[1]) J. BONANOMI und J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **25**, 725 (1952).
[2]) B. HAHN und J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **26**, 271 (1953).
[3]) B. HAHN und J. ROSSEL, Helv. Phys. Acta **26**, 803 (1953).
[4]) N. ACQUISTA und E. K. PLYLER, J. opt. Soc. Am. **43**, 977 (1953).

*) Harshaw Chemical Company, Cleveland, Dr. KARL KORTH, Kiel.

Doppeltfokussierendes Beta-Spektrometer neuer Bauart

H. Wild und O. Huber (Physik. Institut der Universität Fribourg).

Unter den gebräuchlichen β-Spektrometern weist der doppeltfokussierende Typ mit dem Feld

$$H(r) = H_0 \cdot \left[1 - \alpha\left(\frac{r-a}{a}\right) + \beta\left(\frac{r-a}{a}\right)^2 \cdots\right]$$

mit $\alpha = 1/2$, $\beta = 3/8$[1]) die grösste Lichtstärke auf. Dabei verschwindet die achsiale sphärische Aberration, d. h. die Poldistanz des Magneten wird sehr gross. Die hierdurch bedingten Randeffekte verunmöglichen Messungen bei sehr hohen Auflösungsvermögen.

Die Störungen durch die Randeffekte sollen durch die folgende Magnetkonstruktion eliminiert werden:

Erregerspulen befinden sich sowohl innen wie auch aussen und sind unterteilt in je 6 einzelne unabhängige Spulen. Zwischen je zwei Einzelspulen liegt ein Leitblech, das mit dem Eisenkern innen

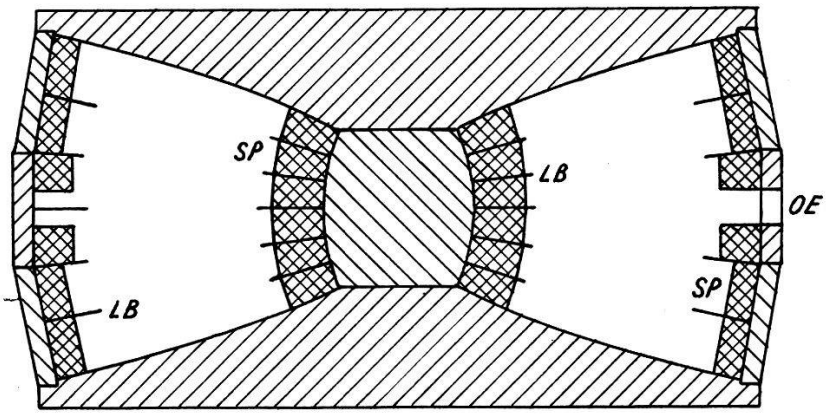


Fig. 1.
Magnetquerschnitt; SP Erregerspulen; LB Leitbleche; OE Oeffnung für Quelle.

oder mit dem Eisenmantel aussen verbunden ist. Durch eine Steuerung des Stromes durch die einzelnen Spulen kann den Leitblechen ein beliebiges magnetisches Potential aufgezwungen werden, wodurch sich die Koeffizienten α und β der Feldentwicklung innerhalb weiter Grenzen einstellen lassen. Durch ein System von drei rotierenden Pic-up-Spulen und einer elektronischen Steuerung werden diese Werte stabilisiert. Mit dieser Konstruktion beabsichtigen wir bei hohen Auflösungsvermögen den theoretisch maximalen Raumwinkel zu erreichen.

Zur Bestimmung der optimalen Anfangsbedingungen wurden die Aberrationen dritter Ordnung für eine flache ausgedehnte Quelle

berechnet. Es ergibt sich daraus, dass die Lichtstärke bei hohen Auflösungsvermögen mit dem dritten Feldkoeffizienten $0{,}298 \leqslant \gamma \leqslant 0{,}312$ maximal wird.

Die Berechnung der Elektronenbahnen für beliebige Impulse und Anfangsbedingungen bis dritter Ordnung hat auf folgende Ergebnisse geführt:

Mit dem Feld

$$H(r) = H_0 \cdot \left[1 - \frac{1}{2}\frac{r-a}{a} + \frac{3}{8}\left(\frac{r-a}{a}\right)^2 - \frac{5}{16}\left(\frac{r-a}{a}\right)^3 \cdots\right]$$

lassen sich gleichzeitig Elektronen verschiedener Impulse fokussieren und auf Filmen registrieren, wie es bisher nur beim Halbkreisspektrographen möglich war. Die doppelte Fokussierung bleibt dabei über den ganzen Messbereich erhalten, wodurch sich eine Verkürzung der Belichtungszeiten gegenüber dem Halbkreisspektrographen um einen Faktor ca. 50 ergibt. Die Fokussierungsfläche ist schwach gekrümmt und ihre Form ist vom Winkel zwischen der Quelle und der Austrittsblende abhängig.

Ein solches doppeltfokussierendes Spektrometer befindet sich gegenwärtig bei uns im Bau und weist die folgenden Charakteristiken auf:

Normalradius	30 cm
Austrittswinkel	$\operatorname{tg} \varphi_z = 0{,}4$ maximal, in achsialer Richtung
	$\operatorname{tg} \varphi_r = 0{,}28$ maximal, in radialer Richtung
Raumwinkel	3,6% maximal, bei ca. 2% Auflösung
	2,2% bei 1% Auflösung
	0,2% bei 0,01% Auflösung
Filmlänge	18 ... 24 cm
Impulsbereich	$p_0 \pm 8\%$ bei 18 cm Film
	$p_0 \pm 11\%$ bei 24 cm Film

Wahlweise kann mit Zählrohr oder mit Filmen gemessen werden. Der Einbau von Scintillationszählern für β-γ-Koinzidenzmessungen ist möglich.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Literatur.

[1]) A. Hedgran, K. Siegbahn und N. Svartholm, Proc. Phys. Soc. **63** A, 960 (1950); F. B. Shull und D. M. Dennison, Phys. Rev. **71**, 681 (1947); Phys. Rev. **72**, 256 (1947); E. Persico und C. Geoffrion, Rev. Scient. Instr. **21**, 945 (1950).

Kernrelaxationszeit in Edelgasen

von H. Staub (Universität Zürich).

In einem einatomigen, idealen diamagnetischen Gas ist die Wechselwirkung der Kernmomente der einzige mögliche Relaxationsmechanismus. Die sich daraus ergebende Relaxationszeit ist umgekehrt proportional dem Druck und gewöhnlich ausserordentlich lang[1]).

$$\frac{1}{T_1} = \frac{2\,\gamma^4\,\hbar^2\,n}{R_0^4\,\overline{v^2}}$$

γ = gyromagnetisches Verhältnis des Kerns.
n = Zahl der atomaren Zusammenstösse pro Zeiteinheit.
R_0 = Atomdurchmesser.
$\overline{v^2}$ = mittlere quadratische Molekulargeschwindigkeit.

Xenon enthält die ungeraden Isotopen Xe^{129} (Häufigkeit 26,2%, $I = 1/2$, $\mu = -0{,}7726\ \mu_n$) und Xe^{131} (Häufigkeit 21,2%, $I = 3/2$, $\mu = +0{,}6868\ \mu_n$). Damit würde die Relaxationszeit von Xe^{131} bei 80 Ata Gesamtdruck nach dem obigen Prozess 10^7 sec betragen.

Da Xenon ziemlich grosse van der Waalskonstanten aufweist und Xe^{131} ein elektrisches Kernquadrupolmoment

$$(Q = -0{,}15 \times 10^{-24}\ \mathrm{cm}^2)$$

besitzt, so wurde vermutet, dass durch die von den attraktiven van der Waalskräften bewirkten Deformationen der Elektronenhüllen die Kernrelaxationszeit sehr viel kürzer ist, als die obige Beziehung ergibt. In der Tat zeigte sich schon bei der Messung des magnetischen Momentes von Xe^{131}, dass bei 80 Ata T_1 nur etwa 10^{-2} sec betrug[2]).

Die van der Waals-Quadrupolrelaxation kann auf folgende Weise abgeschätzt werden. Der Hamiltonoperator für die Anziehung zweier Atome im Abstand R ohne Berücksichtigung von Spineffekten ist in 1. Näherung[3]):

$$\mathfrak{H}_w = e^2/R^3[X_1 X_2 + Y_1 Y_2 - 2\,Z_1 Z_2];\ X_1 = \sum_i x_{i1},\ \text{usw.}$$

x_{i1} ist die x-Koordinate des iten-Elektrons des 1. Atomes. Die Annäherung der beiden Atome erfolgt in einer Zeit von der Grössenordnung 10^{-12} sec, d. h. langsam im Vergleich zur Umlaufzeit der Elektronen. Entwickelt man gemäss der zeitunabhängigen Störungsrechnung die gestörte Eigenfunktion

$$\Psi = \sum_{n\,n'} a_{n\,n'}\,\psi_n^0(1)\cdot\psi_{n'}^0(2)\,, \tag{2}$$

so sind die Koeffizienten a in 1. Ordnung:

$$a_{n\,n'} = \frac{(n\,n' \,|\, \mathfrak{H}_w \,|\, n_0\, n_0)}{2\,E_0 - E_n - E_{n'}},$$

wenn die beiden ungestörten Atome mit der Energie E_0 im Zustand n_0 sind. Die Störungsenergie W ergibt sich in 2. Ordnung zu:

$$W = \sum_{\substack{n\,n' \\ \neq n_0}} a_{n\,n'} (n_0\, n_0 \,|\mathfrak{H}_w|\, n\, n') = \sum_{\substack{n\,n' \\ \neq n_0}} |a_{n\,n'}|^2 \cdot (2\,E_0 - E_n - E_{n'}) = -C_w/R^6.$$

C_w hängt mit den van der Waalskonstanten α und β und der Avogadroschen Zahl zusammen:

$$\alpha = \frac{2\,\pi}{3} N^2\, C_w/R_0^3; \quad \beta = \frac{2\,\pi}{3} N R_0^3,$$

wobei R_0 den „Atomdurchmesser" darstellt. Entsprechend hängen C_w und R_0 mit den Konstanten ε und σ des van der Waals Potentials zusammen:

$$V = 4\,\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{R}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{R}\right)^{6}\right].$$

Beschränkt man sich auf die langreichweitigen attraktiven Kräfte des zweiten Terms und nimmt als Minimalabstand der beiden Atome den Wert beim Potentialnullpunkt so ist:

$$R_0 = \sigma; \quad C_w/R_0^6 = 4\,\varepsilon\,.$$

Der Grundzustand des Xe ist ein $^1S_0[5\,s^2\,5\,p^6]$-Zustand, der erste angeregte Zustand $P[5\,s^2\,5\,p^5\,6\,s]$[4]). Sieht man von Spineffekten, insbesondere Austausch u. dgl. ab und vernachlässigt die Beiträge aller höheren Zustände, so beschränkt man sich also auf den Zustand $^1P_1$ und nur die Kombinationen m_{l_1}, $m_{l_2} = (+1, -1)$, $(0,0)$ und $(1, -1)$ ergeben von Null verschiedene Koeffizienten, so dass

$$W = 2\,(E_0 - E_1)\,(|a_{1-1}|^2 + |a_{00}|^2 + |a_{-11}|^2) = -C_w/R^6$$

wird, wobei $E_1 - E_0$ die Anregungsenergie des $^1P_1$-Zustandes bedeutet.

Die Deformation der Elektronenhülle erzeugt am Ort des Kerns ein inhomogenes, in bezug auf die Stosszentrale axialsymmetrisches elektrisches Feld, dessen Gradient durch die Ladungsverteilung gegeben ist:

$$\varphi_{zz} = \int \varrho(\vec{r}) \cdot \frac{3\cos^2\vartheta - 1}{r^3}\, d\tau\,.$$

Der Beitrag des zweiten stossenden Atoms am Kernort des ersten kann als klein vernachlässigt werden, so dass:

$$\varphi_{zz} = \varphi_{zz}^0 \left(|a_{1-1}|^2 - 2\,|a_{00}|^2 + |a_{-11}|^2\right)$$

wird, wobei φ_{zz}^0 der Gradient des elektrischen Feldes am Kernort für $m_J = J = 1$ bedeutet und aus dem spektroskopischen Wert der Quadrupolkoppelungskonstanten oder aus den von CASIMIR[5]) angegebenen Formeln (in unserem Falle für L-S-Koppelung) berechnet werden kann. Damit wird:

$$\varphi_{zz}(t) = \frac{\varphi_{zz}^0}{2\,(E_0 - E_1)}\, C_w / R^6(t)\,.$$

Die Wechselwirkung des atomaren Feldes mit dem Kernquadrupolmoment Q und Spin I ist für das in bezug auf die Stosszentrale Z axialsymmetrische Feld:

$$\mathfrak{H}_Q = \frac{e\,Q\,\varphi_{zz}(t)}{4\,I\,(2\,I-1)}\,(3\,I_z^2 - I^2)\,.$$

Sie gibt Anlass zu Übergängen zwischen den ungestörten Zeemanniveaus des Kerns im statischen Magnetfeld, dessen Richtung, die Z_0-Achse, den Winkel Θ mit der Stosszentrale einschliessen möge. Die Zeitabhängigkeit von $\mathfrak{H}_Q$ ist infolge der Stösse statistisch mit einem uniformen Frequenzspektrum bis zu Frequenzen von der Grössenordnung $\omega \approx 1/\tau \gg \omega_L$, wenn τ die Korrelationszeit und ω_L die Larmorfrequenz des Kerns bedeutet. Die Übergangswahrscheinlichkeit des Kerns zwischen den Zeemanniveaus m und m' wird, da bei der Quadrupolwechselwirkung $\Delta m = \pm 2$ und ± 1 erlaubt ist:

$$\mathfrak{W}_{m \to m \pm 2} = \frac{9}{32}\,\tau \left(\frac{\varphi_{zz}^0\, e\, Q}{\hbar}\right)^2 \overline{\left(\frac{C_w}{R^6\,(E_1 - E_0)}\right)^2} \cdot \overline{\sin^4 \Theta} \cdot \frac{(m\,|I_{x0}^2|\,m \pm 2)^2}{I^2 (2\,I-1)^2}$$

$$\mathfrak{W}_{m \to m \pm 1} = \frac{9}{32}\,\tau \left(\frac{\varphi_{zz}^0\, e\, Q}{\hbar}\right)^2 \overline{\left(\frac{C_w}{R^6\,(E_1 - E_0)}\right)^2} \cdot \overline{\sin^2 \Theta \cos^2 \Theta} \cdot$$

$$\cdot \frac{(m\,|I_{x0}\,I_{z0} + I_{z0}\,I_{x0}|\,m \pm 1)^2}{I^2 (2\,I-1)^2}\,.$$

Die von WANGSNESS und BLOCH[6]) angegebenen Bedingungen für das Auftreten einer definierten Relaxationszeit, d. h. einer zeitlich exponentiell verlaufenden Reorientierung des gestörten Spinsystems in den thermischen Gleichgewichtszustand sind erfüllt. Die Berechnung von T_1 erfolgt analog derjenigen von BLOEMBERGEN, PURCELL und POUND[7]) für eine Flüssigkeit, wobei für die Korrelationszeit eines Stosses im Abstand R: $\tau = R/\bar{v}$ angenommen wird. Damit ergibt sich:

$$\frac{1}{T_1} \approx \frac{1}{T_2} = \frac{3\,\pi}{80}\,\frac{N_0\,R_0^4}{\bar{v}} \left(\frac{\varphi_{zz}^0\, e\, Q}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{C_w / R_0^6}{E_1 - E_0}\right)^2 \cdot \frac{I^2 + I - 3/4}{I^2 (2\,I-1)^2}\,,$$

wobei R_0 den Minimalabstand zweier Atome, N_0 die Zahl der Atome pro cm^3 bedeutet. Für $I = 3/2$, $R_0 = \sigma$ und $C_w/R_0^6 = 4\,\varepsilon$ ergibt sich damit

$$\frac{1}{T_1} = \frac{\pi}{5}\,\frac{N_0\,\sigma^4}{\bar{v}}\left(\frac{\varphi^0_{zz}\,e\,Q}{\hbar}\right)^2 \cdot \frac{\varepsilon^2}{(E_1 - E_0)^2}\,.$$

Für die Berechnung wurden folgende Werte zugrunde gelegt: $\varepsilon = 2{,}937 \times 10^{-14}$ erg[8]); $\sigma = 4{,}22 \times 10^{-8}$ cm[8]); $\bar{v} = 2{,}2 \times 10^4$ cm/sec; $(E_1 - E_0)/hc = 77186$ cm^{-1}[4]); $\varphi^0_{zz}/e = -0{,}64 \times 10^{26}$ cm^{-3}. Für die Dichte N_0 wurden die Werte von [8]) benützt. Bei $p = 58$ Ata, $N_0 = 2{,}69 \times 10^{21}$ cm^{-3}, bei $p = 76$ Ata; $N_0 = 7{,}04 \times 10^{21}$ cm^{-3}. Damit ergibt sich bei diesen Drucken: $T_1 = 25{,}7 \times 10^{-2}$ sec, bzw. $T_1 = 9{,}6 \times 10^{-2}$ sec. Vorläufige, der experimentellen Schwierigkeiten wegen nur sehr grobe Werte von T_1, die bei diesen Drucken durch Vergleich mit Protonensignalen in paramagnetischen, wässerigen Lösungen gemessen wurden, ergaben $T_1 = 2{,}4$ bzw. $2{,}0 \times 10^{-2}$ sec. Die grössenordnungsmässige Übereinstimmung scheint in Anbetracht der sehr vereinfachenden Annahmen recht befriedigend.

Literatur.

1) N. Bloembergen: Dissertation, Leiden 1948.
2) E. Brun, J. Oeser, H. Staub und C. G. Telschow, Phys. Rev. **93**, 904 (1954).
3) H. Margenau, Rev. Mod. Phys. **11**, 1 (1939).
4) W. F. Meggers, Th. de Bruin und C. J. Humphrey, Bureau of Stand. Journ. of Res. **3**, 731 (1920).
5) H. B. G. Casimir, Preisschrift Teylers Tweede Genootshap (1936).
6) R. K. Wangsness und F. Bloch, Phys. Rev. **89**, 728 (1953).
7) N. Bloembergen, E. M. Purcell und R. V. Pound, Phys. Rev. **73**, 679 (1948).
8) H. Michels, T. Wassenaar und P. Louwerse, Physica **20**, 99 (1954).

Effet Overhauser*)

par Claude Manus et Jean-Pierre Borel (Laboratoire de Physique, E.P.U.L., Lausanne).

Considérations générales.

Notre but est de présenter ici un appareil de grande sensibilité destiné à étudier l'effet Overhauser [1])[2]). Il nous a permis déjà de procéder à quelques observations préliminaires signalées plus loin, qui constituent plutôt pour l'instant un critère de son fonctionnement.

---

*) Subside du Fonds National Suisse pour la recherche scientifique (FN 528).

Les points sur lesquels ont été axées les caractéristiques d'ensemble de l'installation sont les suivants:

1° Sensibilité considérablement accrue de la réception du signal de résonance nucléaire. Les conditions de sensibilité sont telles qu'il est possible d'observer directement le signal de résonance du lithium 7 sous forme métallique à l'oscillographe. L'observation sur enregistreur se fait par conséquent avec un rapport signal sur bruit très élevé.

2° Puissance considérable — 400 W — du générateur de haute fréquence produisant le champ magnétique d'excitation de la résonance électronique. Ceci dans le but de saturer d'une façon plus complète les niveaux électroniques.

3° Fabrication de colloïdes sur un principe nouveau[3]) qui nous a permis d'obtenir des colloïdes dont la dimension moyenne des grains est très nettement inférieure à celle obtenue par le procédé classique du brassage à grande vitesse.

D'autre part, l'installation est prévue pour fonctionner sur enregistreur.

Spectrographe pour l'observation de la résonance nucléaire.

Certaines raies de résonance dans les métaux sont étroites. Les observations doivent pouvoir être faites par conséquent avec une résolution suffisante de l'ordre de quelques milligauss. Notons par exemple que la raie de résonance du lithium à une température de 200° C présente une largeur de 3 milligauss[4]). Ceci implique de plus que le dispositif soit très stable. Remarquons enfin que pour que l'installation s'adapte bien à l'investigation d'un certain nombre de métaux, elle doit pouvoir fonctionner dans une bande de fréquence assez large. Ces considérations nous ont amenés à la réalisation d'un spectrographe fonctionnant entre 25 Kc/sec et 200 Kc/sec[5])[6]).

Ses particularités sont les suivantes:

L'oscillateur de haute stabilité en amplitude et en fréquence peut être réglé facilement à un cycle près sur 100 Kc/sec. Sa dérive est de l'ordre de 10^{-5} en une heure. En ce qui concerne la réception, les principes exposés dans [7]) ont été repris. Signalons brièvement les points suivants:

1. 1er étage d'amplification sans résistance de plaque, de façon à supprimer tout effet de scintillation produit par des résistances de carbone.

2. 2e étage, sélectif. Les deux étages précédant la détection permettent une amplification globale de 400. La scintillation de la diode de détection apporte ainsi une faible contribution aux différentes sources de bruit de l'installation[8]).

3. La détection est suivie d'un filtre passe-bas à fréquence de coupure variable comprise entre 30 c/sec et 10 Kc/sec.

4. L'amplificateur B. F. à cascode d'entrée est muni à sa sortie d'un filtre variable analogue au précédent (voir[3])). Il est possible de ne laisser passer ainsi qu'une bande de fréquence adaptée à la fréquence de balayage et à la forme du signal étudié.

Tête de résonance.

Elle est du type Bloch. Les bobines de haute fréquence ont un diamètre de 11 cm. Deux bobines de réception permettent de couvrir toute la bande de fréquence. Le Q n'est jamais inférieur à 120. En basse fréquence, le volume des échantillons est de 25 cm^3. En plus haute fréquence, de 13 cm^3.

Générateur de haute fréquence à puissance élevée.

Le champ H. F. est produit par un système de fils de Lécher demi-onde dont le plan est parallèle au plan des bobines d'émission du dispositif de résonance nucléaire. L'écartement entre fils a été choisi de façon à obtenir un champ suffisamment homogène sur tout le volume de l'échantillon. Le générateur permet de délivrer une puissance de 400 W dans une bande de fréquence comprise entre 80 Mc/sec et 160 Mc/sec .Pour des raisons de découplage entre les installations électronique d'une part et nucléaire de l'autre, des dispositifs ont été prévus de façon à ce que la tension de sortie soit presque totalement dénuée de modulation parasite.

Signalons qu'un système assez complexe de filtres a été posé sur le récepteur de résonance nucléaire, afin de supprimer les couplages parasites entre les deux installations.

L'oscillateur pilote à fréquence variable comprise entre 3 Mc/sec et 6 Mc/sec est un transitron dont la stabilité est comparable à l'oscillateur commandant la résonance nucléaire, à savoir 10^{-5}. Trois étages tripleurs de fréquence précédent l'étage final monté en «push-pull».

Toute l'alimentation des différents étages se fait au moyen de stabilisateurs de tension. Un stabilisateur spécial à 10^{-4} de taux de stabilisation alimente exclusivement le pilote et son buffer.

*

Champ magnétique.

Il est produit par une paire de bobines de HELMHOLTZ de 50 cm de diamètre étudiées de façon à ce qu'elles n'introduisent pas une inhomogénéité supérieure à 2 milligauss sur le volume total de l'échantillon (25 cm^3).

La stabilité du champ magnétique est contrôlée au moyen d'un potentiomètre. Les bobines sont alimentées à travers un jeu de résistances réglables (à plots) de haute stabilité (de l'ordre de 10^{-6}).

Premiers résultats.

L'échantillon est constitué par une suspension de lithium 7 à 40% en volume dans une paraffine chimiquement pure. Dimension moyenne des grains: 15 μ. Le signal de résonance nucléaire a été observé directement sur l'oscillographe dans un champ de 41,33 oerstedt.

L'enclanchement de la haute fréquence produit une augmentation du signal en même temps qu'une élévation de température assez rapide.

A 70° C, on note un accroissement du signal d'un facteur 8 dû à l'effet de température et un effet OVERHAUSER correspondant à un facteur 5. Les deux valeurs sont obtenues par enclanchement et déclanchement de la haute fréquence et repérées en un temps suffisamment petit pour que l'élévation de température puisse être négligée[9]).

Cette assez faible augmentation du taux de polarisation nucléaire est attribuable:

1° à la dimension des grains (15 μ) nettement supérieure à l'épaisseur de peau. Ainsi, seule une faible portion de la suspension a été atteinte par le champ de haute fréquence.

2° à la saturation incomplète de la résonance électronique en raison de la pureté insuffisante du lithium avec lequel a été préparé l'échantillon.

Des dispositifs de purification du lithium sont actuellement à l'étude. Les observations sont poursuivies sur des colloïdes préparés par évaporation[3]) avec un métal hautement purifié.

Nous remercions Monsieur le Professeur R. MERCIER qui a dirigé ces recherches. Nos remerciements s'adressent également au Fonds National qui a financé ces travaux.

Références.

[1]) A. W. OVERHAUSER, P. R. **92**, 411 (1953).
[2]) A. W. OVERHAUSER, P. R. **89**, 689 (1953).
[3]) J. P. BOREL et C. MANUS, Helv. Phys. Acta (à paraître).

[4]) D. F. Holcomb et R. E. Norberg, P. R. **98**, 1074 (1955).
[5]) J. Winter, C. Manus, G. Béné, P. Denis et R. Extermann, Arch. des Sc. **7**, 231 (1954).
[6]) J. Winter, J. Salmon, C. Manus, G. Béné, P. Denis et R. Extermann, C. R. **239**, 803 (1954).
[7]) C. Manus, G. Béné, R. Extermann et R. Mercier, Helv. Phys. Acta **28**, 617 (1955).
[8]) J. P. Borel, C. Manus et R. Mercier, Helv. Phys. Acta **28**, 454 (1955).
[9]) T. R. Carver et C. P. Slichter, P. R. **92**, 212 (1953).

Production de Colloïdes métalliques*)

J. P. Borel et C. Manus (Laboratoire de Physique, E.P.U.L, Lausanne).

Dans une précédente communication[1]), nous avons signalé la possibilité de réaliser des colloïdes de différents métaux par évaporation sous vide poussé et condensation des vapeurs métalliques à la surface d'un liquide. Nous ne reviendrons pas sur les considérations qui nous ont conduit à cette méthode, mais nous décrirons un appareil qui a été mis au point au laboratoire de physique de l'E.P.U.L. Nous donnerons ensuite les quelques résultats qui ont été obtenus.

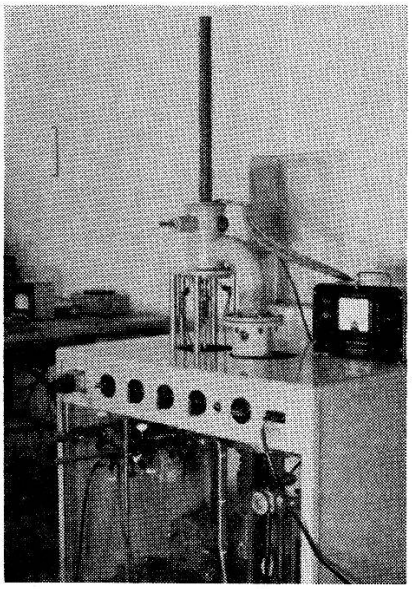


Fig. 1.

Une vue d'ensemble du dispositif est reproduite à la fig. 1. Les parties essentielles en sont:

1° Un groupe de pompage comportant une pompe rotative, une pompe à diffusion d'huile, un condenseur à glace carbonique.

2° Un récipient cylindrique muni de deux fenêtres, d'un manipulateur, et d'une jauge à vide.

3° Ce récipient est surmonté d'un tube en acier inoxydable qui peut être porté à une température de 1100° C par un four électrique (non visible sur la photo). L'évaporateur proprement dit se place à l'intérieur de ce tube.

4° Le récipient cylindrique est fermé à sa partie inférieure par une platine en acier munie d'un joint en caoutchouc.

*) Subside du Fonds National Suisse pour la recherche scientifique (FN 528).

Le liquide dispersant est placé dans un récipient spécial solidaire de la platine. Dans de nombreux cas, ce liquide était de la paraffine fondue ce qui a nécessité un dispositif supplémentaire de chauffage et de contrôle de la température. Finalement, la platine est munie d'un joint à huile permettant de faire tourner depuis l'extérieur une hélice dans le liquide. Cette opération est indispensable si l'on veut avoir des particules assez petites et un colloïde homogène.

Nous n'insisterons pas davantage sur cette construction qui fera l'objet d'une publication plus détaillée.

Des essais ont été faits avec les corps suivants:

Cd, Zn, In, Na, Li.

Dans ce dernier cas nous avons obtenu 40 cm^3 de colloïde dont la concentration était de 25 g de Li pour 100 cm^3. Les particules avaient une dimension moyenne de l'ordre du micron.

La vitesse de condensation était relativement grande: *0,15 g/min sur une surface de 60 cm^2*, la vitesse de rotation de l'hélice étant de 120 t/min.

On peut obtenir des particules plus petites encore en diminuant la vitesse de condensation et en augmentant la vitesse de rotation.

Les colloïdes préparés par cette méthode sont destinés à remplacer les suspensions métalliques réalisées par les procédés classiques (vibrations sonores, ultrasonores ou rotation très rapide d'une hélice) afin de poursuivre les recherches commencées dans notre laboratoire sur l'effet OVERHAUSER[2]).

Pour conclure, nous dirons à titre de comparaison que les particules obtenues par les procédés classiques ont une dimension moyenne de 15 microns environ. On voit que la méthode décrite ici produit des particules beaucoup plus petites.

Références.

[1]) J. P. BOREL, Helv. Phys. Acta **27**, 485 (1954).
[2]) C. MANUS, J. P. BOREL, Helv. Phys. Acta (à paraître).

Differentieller Wirkungsquerschnitt und Polarisation elastisch gestreuter schneller Neutronen

von A. E. REMUND (ETH., Zürich).

Die ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Totaler Wirkungsquerschnitt von N^{15} für Neutronen im Energiebereich von 2,8—3,3 MeV

E. Baumgartner, W. Franzen, P. Huber, L. Schellenberg und F. Seiler
(Physikalisches Institut der Universität Basel).

Zur Messung des totalen Wirkungsquerschnittes von N^{15} steht uns ein Gasgemisch von 63% N^{15} mit 37% N^{14} zur Verfügung[1]). Das Gas befindet sich in einem dünnwandigen Stahlzylinder mit dem Durchmesser 1,3 cm und der Länge 30 cm unter einem Druck von ca. 190 atü. Ein zweites identisches Gefäss enthält dieselbe Anzahl N^{14}-Atome wie der erste Zylinder. Dies gestattet uns den totalen Wirkungsquerschnitt durch eine Differenzmessung zu bestimmen. Die Neutronen werden durch die (d,d)-Reaktion in einer

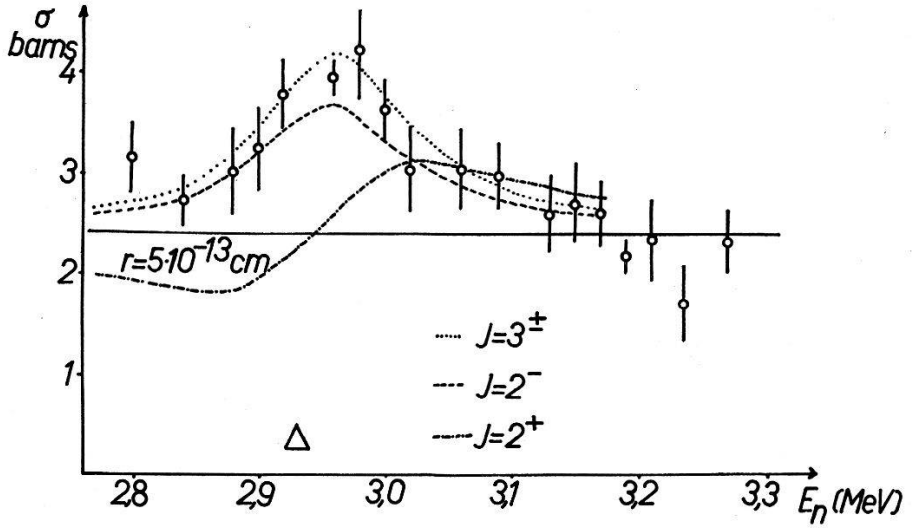


Fig. 1.
Totaler Wirkungsquerschnitt von N^{15}. $\triangle$ = Energiebreite der Neutronen.

D_2-Gastarget erzeugt und durch Szintillationszähler in Koinzidenz mit den gleichzeitig entstehenden He^3-Kernen nachgewiesen[2]). Mit Hilfe eines vollen Plexiglasstabes gleicher Geometrie wie die Transmissionsgefässe, kann der Neutronenzähler von den Targetneutronen abgeschirmt werden. Dies erlaubt die zufälligen Koinzidenzen zu messen. Die dadurch hervorgerufene Korrektur der Stosszahlen beim Transmissionsexperiment beträgt nur 3 bis 10%.

Die Hauptungenauigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnittes rührt von den statistischen Fehlern der Stosszahlen her. Die Bedingung, in der kürzesten Messzeit den kleinsten statistischen Fehler für σ_t zu erreichen, ergibt eine Transmission von 0,35 bis 0,70. Um diese Bedingung mit nur 5 g N^{15} zu erfüllen, sind die oben angegebenen geometrischen Masse der Stahlzylinder gewählt worden.

Fig. 1 zeigt den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt von 2,8—3,1 MeV. Die angegebenen Fehler sind die statistischen. Es

wurde keine Korrektur für Vorwärtsstreuung angebracht, weil der Raumwinkel zwischen Transmissionsgefäss und Neutronenzähler nur 0,006 steradian beträgt.

Die ausgezogene Kurve gibt die harte Kugelstreuung für einen Radius von $5 \cdot 10^{-13}$ cm wieder. Weil das erste angeregte Niveau von N^{15} erst bei 5,28 MeV liegt, ist inelastische Streuung energetisch unmöglich. Deshalb wird der totale Querschnitt in sehr guter Näherung nur durch elastische Streuung zustande kommen. In

Tabelle 1.

J	$\Delta\sigma_r \cdot 10^{24}$ cm^2	$\gamma^2 \cdot 10^{12}$ MeV cm	γ^2/γ_w^2
0^-	,25	,020	,012
0^+		,026	,016
1^-	,77	,020	,012
1^+		,026	,016
2^-	1,28	,058	,035
2^+		,026	,016
3^-	1,8	,058	,035
3^+		,31	,19
4^-	2,3	2,4	1,5
4^+		,31	,19

Tabelle 1 ist $\Delta\sigma_r$ angegeben, d. h. die Differenz zwischen dem maximalen und minimalen Wert des Wirkungsquerschnittes beim Durchlaufen der Resonanz unter der Annahme eines isolierten Niveaus mit dem Spin J. Der experimentelle $\Delta\sigma_r$-Wert beträgt unter Berücksichtigung der Unsicherheit der harten Kugelstreuung 1,1 bis 2,1 b und die Halbwertsbreite $\Gamma = 140 \pm 40$ keV. In der dritten Kolonne ist die reduzierte Breite γ^2 angegeben, ausgerechnet mit $R = 5 \cdot 10^{-13}$ cm und unter der Annahme, dass nur der kleinstmögliche Bahndrehimpuls eine Rolle spielt. In der letzten Kolonne befindet sich deren Verhältnis zur Wigner Limite γ_w^2[3]), wobei $\gamma^2/\gamma_w^2 \leqslant 1$ sein sollte. Aus dieser Tabelle sieht man, dass nur $J = 2$ oder 3 in Frage kommen. In Fig. 1 ist der entsprechende Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes eingetragen, und man bemerkt, dass eine 2^+-Resonanz wegen der starken Interferenz mit der $l = 1$ Partialwelle der Kugelstreuung ebenfalls ausgeschlossen werden kann.

Literatur.

[1]) Wir sind Herrn Prof. Dr. K. Clusius für die Herstellung des Gasgemisches sehr zu Dank verpflichtet. Das Gemisch N^{15} und N^{14} wurde aus der NH_4-Gruppe von NH_4NO_3 gewonnen.

[2]) W. Franzen, P. Huber und L. Schellenberg, Z. f. Natf. **10**a, 820 (1955).

[3]) E. P. Wigner, Am. J. Phys. **17**, 99 (1949).

Kernladungsverteilung von Isotopen und Isotonen

von B. Hahn und R. Hofstadter (Universität Fribourg und Stanford).

Erscheint im Physical Review.

Eine graphische Darstellung der Energieniveaus der ungeraden schweren Kerne

von Ch. Terreaux (Theoretisch-Physikalisches Seminar der Universität Zürich).

Es wurde versucht, einen möglichst allgemeinen Vergleich zwischen den experimentellen Tatsachen und den Voraussagen einer Schalentheorie für schwere Kerne durchzuführen. Zu diesem Zweck wurden die folgenden experimentellen Grössen verwendet (für N ungerade, Z gerade und A von 40 bis 240): Die genauen Werte der Bindungsenergien nach Wapstra[1]), Spin und Parität der Grundzustände und die Energien der angeregten Zustände, soweit deren Zuordnungen bekannt sind.

Die Schalenstruktur legt nun nahe, diese Grössen in folgender Weise graphisch zusammenzustellen: Zunächst bilde man mit Hilfe der Bindungsenergien die „Ablösungsenergie" des letzten Neutrons, indem man die halbe Differenz der Bindungsenergien zweier aufeinanderfolgender ungerader Kerne bildet. (Es hat sich gezeigt, dass man hier unbedingt nur ungerade Kerne unter sich vergleichen soll; die Bindungsenergien der geraden Kerne verlaufen recht unregelmässig). Diese Ablösungsenergien werden nun als „Funktion" von N (nach „unten") aufgetragen und die Punkte, welche gleichen Zuordnungen und gleichen Z entsprechen, werden durch Kurvenstücke miteinander verbunden; diese Kurven verlaufen nun sehr gleichmässig und sind für verschiedene Werte von Z (Protonenpaare hinzugefügt) fast parallel, während für verschiedene Zuordnungen typische Unterschiede vorkommen.

Die Kurven können sehr erweitert werden durch Verwendung der Anregungsenergien und deren Zuordnungen: Von den soeben konstruierten Punkten, welche den Grundzuständen entsprechen, trage man die Anregungsenergien (nach „oben") auf und erhält damit neue Punkte mit bestimmten Z-Werten und Zuordnungen: Diese bilden jetzt die natürlichen Fortsetzungen der entsprechenden, bereits konstruierten Kurvenstücke.

Auf diese Weise wird ein ineinandergreifendes System von Kurven erhalten (kleine Partien davon ohne Verwendung der Bindungsenergien wurden schon oft betrachtet), welches ein sehr grosses empirisches Material (einige hundert Messpunkte) übersichtlich zusammenfasst: Der Verlauf der Kurven ist so regelmässig, dass z. B. die Zuordnung eines Kernniveaus heuristisch durch Extrapolation

des entsprechenden Bogens bestimmt werden kann. Es ist also zunächst ein nützliches, praktisches Prinzip für eine Einordnung von Kerndaten gewonnen.

Die Konstruktion entspricht[2]) natürlich einer Einpartikelvorstellung des Kernaufbaues, wobei aber massive „Beimischungen" nicht ausgeschlossen sind. Da man nun ein grosses Stück des periodischen Systems mit der „absoluten" Lage (Ablösungsenergien) der Kurven überblickt, ergibt sich eine recht eindrückliche empirische Bestätigung für viele charakteristische Eigenschaften der Schalenstruktur:

1. Man erhält in der Tat die berechneten Energiesprünge bei den magischen Zahlen $N = 20$, 28, 50, 82 und 126 von ca. 4 MeV und kleinere Sprünge bei den halbmagischen Zahlen $N = 38$, 40 und 64 von 1 bis 1,5 MeV. (Es ist dabei wesentlich, dass man die Kurven extrapolieren kann, da die Kerne in den tiefen Mulden vor den magischen Zahlen vielfach fehlen, d. h. β-instabil sind, wie zu erwarten ist.)

2. Die Niveaukurven werden bei den magischen Zahlen unterbrochen, während diese zwischen den magischen Zahlen im allgemeinen den zu erwartenden Einpartikelzuständen entsprechen.

3. Einige charakteristische Werte der Schalenstruktur können bestimmt werden: Das Radiusgesetz (als Funktion von A) wird in Übereinstimmung mit den Messungen über die Ladungsverteilungen gefunden; die Art und Grösse der Spin-Bahn-Kopplung wird in der nachfolgenden Mitteilung näher diskutiert werden.

Dem Forschungsrat des schweizerischen Nationalfonds möchte ich meinen besten Dank für die weitere Gewährung eines Forschungsstipendiums aussprechen.

Literatur.

[1]) A. H. Wapstra, Physica **21**, 367, 385 (1955) und J. R. Huizenga, Physica **21**, 410 (1955).

[2]) Vgl. K. Bleuler und Ch. Terreaux, Helv. Phys. Acta **28**, 245 (1955).

Die Spin-Bahn-Kopplung in der Schalenstruktur der Atomkerne

von K. Bleuler und A. Schröder
(Theoretisch-physikalisches Seminar der Universität Zürich).

Mit Hilfe der experimentellen Werte für die mittleren Abtrennenergien und für die elektromagnetischen Radien kann man die Dimensionen der mittleren Kernpotentiale $V(r)$, welche für die Schalenstruktur der Kerne charakteristisch sind, in eindeutiger Weise bestimmen. Die erhaltenen Werte sind in guter Übereinstimmung mit der Analyse der Streuexperimente mit Neutronen[1]) und er-

füllen auch allgemeine Bedingungen über die Konsistenz des Modells (Konstante Potentialtiefe als Funktion von A, entsprechend der konstanten Nukleonendichte). Es wurde auch gezeigt[2]), dass die *Form* der Ladungsverteilung gut mit den experimentellen Befunden übereinstimmt, wenn die Abschrägung der Wände der Potentialmulden geeignet gewählt wird.

Bei diesen Betrachtungen spielt der *numerische Wert* der Spin-Bahn-Kopplung praktisch keine Rolle. Dies ändert sich jedoch, sobald man die theoretischen Werte mit den experimentellen Tatsachen über die Einteilchenzustände der ungeraden Kerne vergleicht (vgl. die Mitteilung von Dr. Ch. Terreaux). Insbesondere ist die Grösse der Energiestufen bei den magischen Zahlen sehr empfindlich auf die Wahl des numerischen Wertes der Spin-Bahn-Kopplung. Durch explizite Konstruktion der Termschemata für verschiedene Werte der Spin-Bahn-Kopplung und durch Vergleiche über das ganze periodische System konnte der richtige Wert verhältnismässig genau bestimmt werden. Eine eingehende Analyse hat auch gezeigt, dass man unbedingt den „Gradientansatz" (entsprechend dem elektromagnetischen Fall) zu verwenden hat.

Damit erhalten wir für die Spin-Bahn-Wechselwirkung den folgenden Term im Hamiltonoperator eines Nukleons:

$$H' = -0{,}38 \frac{\hbar^2}{m_\pi^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \frac{(\vec{l} \cdot \vec{S})}{\hbar^2},$$

wobei $V(r)$ das entsprechende zentralsymmetrische skalare Potential darstellt. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den folgenden Tatsachen:

1. Mittelwert der Spin-Bahn-Aufspaltung bei den leichten Kernen: He^5, C^{13}, N^{13}, O^{17}, F^{17}, deren Struktur weitgehend den Alkalien entspricht.

2. Wert der Spinbahnaufspaltung bei den „idealen" Einpartikelzuständen (abgeschlossene Schale $\pm$ ein Partikel) bei Pb^{207}, Ca^{41}, Ca^{49}, Sc^{41} und Sc^{49}.

3. Wert aus den Polarisationsmessungen bei Protonstreuung an verschiedenen Kernen und bei verschiedenen Energien[3]).

Einer von uns (Sch.) möchte sich bei der Martha-Selve-Gerdzen-Stiftung für die Gewährung eines Stipendiums bedanken.

Literatur.

[1]) H. Feshbach, C. E. Porter und V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **95**, 448 (1954).
[2]) K. Bleuler und Ch. Terreaux, Helv. Phys. Acta **28**, 245 (1955).
[3]) Vgl. z. B. S. Köhler, Nuovo Cimento, Nov. (1955); T. Erikson, Nuovo Cimento, Nov. (1955).

Mesonenerzeugung bei der Wechselwirkung hochenergetischer α-Teilchen

von F. Hänni (Physikalisches Institut der Universität Bern).

Erscheint demnächst in den Helv. Phys. Acta.

Über die Masse des negativen K-Mesons

von F. Hänni, C. Lang, E. Lohrmann, M. Teucher und H. Winzeler (Physikalisches Institut der Universität Bern).

Erscheint demnächst im Nuovo Cimento.

Ionisationsmessungen bei sehr hohen Energien in Kernemulsionen

von H. Winzeler (Physikalisches Institut der Universität Bern).

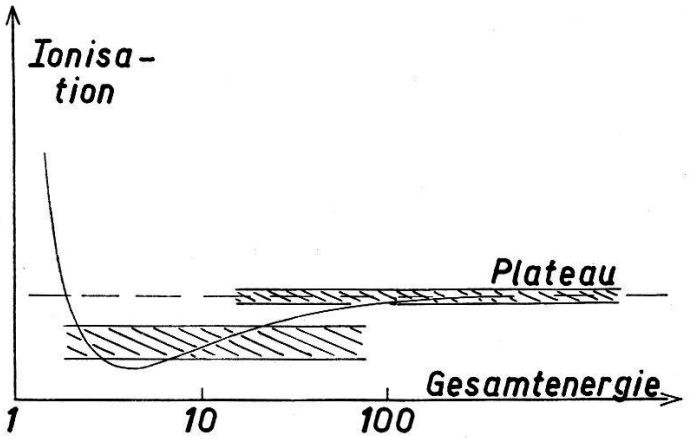
Es ist für die Physik mit Kernemulsionen von Wichtigkeit, die Bewegungsparameter von Teilchen, deren Spuren man sieht, zu ermitteln. Bei den an Maschinen exponierten Platten, wo man heute Energien von 6 BeV erreicht, ist die Energie von vornherein angebbar. Bei Emulsionen, die der kosmischen Strahlung ausgesetzt waren hingegen, muss man dieselbe erst bestimmen. Des weiteren handelt es sich oft um bedeutend höhere Energien, als sie die Maschinen liefern.

Es stehen grundsätzlich 2 voneinander unabhängige Messmethoden zur Verfügung. Die eine besteht darin, dass man die durch die coulombsche Vielfachstreuung hervorgerufene Ablenkung des Teilchens von der geraden Bahn misst, die andere verwendet die Abhängigkeit der Ionisation von der Teilchengeschwindigkeit. Der Anwendbarkeitsbereich der ersten Methode wurde in der letzten Zeit von verschiedenen Autoren untersucht. Es stellte sich heraus, dass Teilchen mit einem $p\beta$ von 4 BeV/c nur noch in seltenen Fällen erfassbar sind. Das kommt im wesentlichen daher, dass die Kernemulsionen, wie wir sie heute benutzen, kleine, nach Betrag und Richtung verschieden verzerrte Gebiete enthalten, die einen Streuuntergrund liefern ('spurious scattering')[1–4]) und somit die Möglichkeit einer Streumessung bei grösseren Energien praktisch ausschalten.

Was für Aussichten hat die Ionisationsmessung in diesem Falle? Die Theorie liefert für die Abhängigkeit der Ionisation von der Teilchengeschwindigkeit einen Wiederanstieg ('relativistic rise')[5–8]) im Gebiete 4—100 (E/E_0) (siehe Figur). Oberhalb 200 BeV ist das

sogenannte Plateau der Ionisation bei Protonen praktisch erreicht. Über die Grösse des Wiederanstieges gibt es einige schlecht miteinander übereinstimmende Messungen, welche die sogenannte 'blob'-Dichte als Mass für die Ionisation verwendet haben. Deren Angaben liegen zwischen 7 und 14% Wiederanstieg[9–11]). Das dürfte von der Variation der Entwicklung sowie von den Schwankungen der auf Grund von Streumessungen angegebenen Energien herrühren.

Wir haben ebenfalls versucht, den Betrag des Wiederanstieges in Ilford G5-Platten zu ermitteln, unter Anwendung grösstmöglicher Vorsicht, um daraufhin die Frage beantworten zu können, ob es möglich ist, den 'relativistic-rise' zur Energiemessung zu verwenden. Um den Einfluss verschiedener Entwicklung möglichst klein zu halten, wurde die mittlere Lückenlänge $\bar{G}$ als Parameter für die



Ionisation verwendet[12]). Des weiteren wurde immer durch die ganze Schichtdicke hindurch gemessen, um über Entwicklungsänderungen mit der Tiefe in der Schicht zu intergrieren. Ausserdem wurden nur Spuren verwendet, von denen man die Energie gut angeben konnte. In der Tabelle sind die Messergebnisse zu sehen.

Wie man anhand der 10 samples erkennen kann, liegen die Schwankungen in vernünftigen Grenzen. Für 3000 Lücken benötigt man eine Spurlänge von etwa 20 mm. Das entspricht einer Messdauer von 3 Stunden. Setzt man voraus, dass das Plateau mit 1% Genauigkeit festgelegt worden ist, so ergibt sich damit die in der Figur schraffiert angedeutete Situation, und man erkennt, dass sich noch Energien abschätzen lassen, die höher liegen, als sie durch Streumessung erreichbar sind, für Protonen unter normalem Messaufwand etwa 30 BeV. Der Fehler beträgt in dem Fall $^{+40}_{-10}$ BeV.

Abschliessend sei darauf hingewiesen, dass weder b noch $1/\bar{G}$ direkt proportional zur Ionisation zu sein brauchen. Darauf deutet

auch unser Messergebnis hin. b wurde bestimmt, unter Verwendung aller Lücken $\geqslant 0{,}2\ \mu$. Für so kleine Lückenlängen gilt kein exponentielles Verteilungsgesetz, wie die Ausgleichsrechnung zur Ermittlung von $\overline{G}$ gezeigt hat.

Ereignis	N_1	N_7	N_0	ΔR (mm)	$\overline{G}$ (μ)	b $(100\mu)^{-1}$	Identität	Platte Nr.	$\gamma_{(E/E_0)}$	N_7/N_1
S_6	2282		2550		3,88		e	32c	> 200	
S_6	1460	39	1568		3,74		e	32c	> 200	0,027
S_4	1985	52	2195	10,77	4,13	18,4	π	32a	> 400	0,026
S_2	1430	39	1613	7,53	3,90	19,0	e	32b	> 400	0,027
S_2	1556	50	1768	8,49	4,16	18,3	e	31b	> 400	0,032
S_2	1361	38	1520	7,29	4,08	18,7	e	33b	> 400	0,028
S_9	2567	85	2808	13,68	4,13	18,5	e	32b	$> 10^4$	0,033
	10359	303	9905	47,95	4,00	18,6				0,0292
S_5	4384	194	4710	24,80	4,47	17,0	π	32b	$4{,}3 \pm 0{,}4$	0,044
S_3	2888	122	3133	16,73	4,50	17,3	π	31–32a	$6{,}7 \pm 1{,}6$	0,042
S_5	4806	193	5208	26,98	4,41	17,8	π	33b-d	$4{,}3 \pm 0{,}4$	0,040
	12078	509	13051	68,51	4,45	17,6				0,0423

$$\overline{G}_{\min}/\overline{G}_{pl} = 1{,}115 \pm 0{,}015$$

$$b_{pl}/b_{\min} = 1{,}060$$

Zur Tabelle: N_i ist die Anzahl von Lücken $\geqslant G_i$, N_0 wurde extrapolatorisch ermittelt als Anzahl von Lücken > 0.

Literatur.

1) S. Biswas, B. Peters and Rama: Proc. Ind. Acad. **A 41**, 154 (1955).
2) H. Fay, Z. f. Natf. **10**a, 572 (1955).
3) E. Lohrmann and M. Teucher, Nuovo Cim. **30**, 59 (1956).
4) F. A. Brisbout, C. Dahanayake, A. Engler, P. H. Fowler, and P. B. Jones, Preprint (1956).
5) Bethe, Bloch, Williams, siehe z. B.: B. Rossi, 'High Energy Particles'.
6) E. Fermi, Phys. Rev. **57**, 485 (1940).
7) G. C. Wick, Nuovo Cim. **1**, 302 (1943).
8) O. Halpern and H. Hall, Phys. Rev. **73**, 477 (1948).
9) J. Crussard, V. Fouché, J. Hennessy, G. Kayas, L. Leprince-Ringuet, D. Morellet et F. Renard, Nuovo Cim. **3**, 746 (1956).
10) A. Husain and E. Pickup, Phys. Rev. **98**, 136 (1955).
11) M. M. Shapiro and B. Stiller, Phys. Rev. **87**, 682 (1952).
12) C. O'Ceallaigh, B. S. 11 (1954).

Ein einfaches Dekaden-Zählgerät mit umschaltbaren Kanal- und Untersetzungszahlen

von W. Beusch und D. Maeder (ETH., Zürich).

Das hier beschriebene Gerät erfüllt die in der Kernphysik häufige Aufgabe, Zählimpulse aus verschiedenen Kanälen separat, aber gleichzeitig zu summieren. Die elektronischen Untersetzerstufen vor dem elektro-mechanischen Zählwerk können so kombiniert werden, dass zehn 20-fache oder fünf 200-fache Untersetzer zur Verfügung stehen. Weiter erlaubt das Gerät Ablesung und Nullstellung in 5 Zählkanälen ohne Unterbrechung des Zählvorgangs.

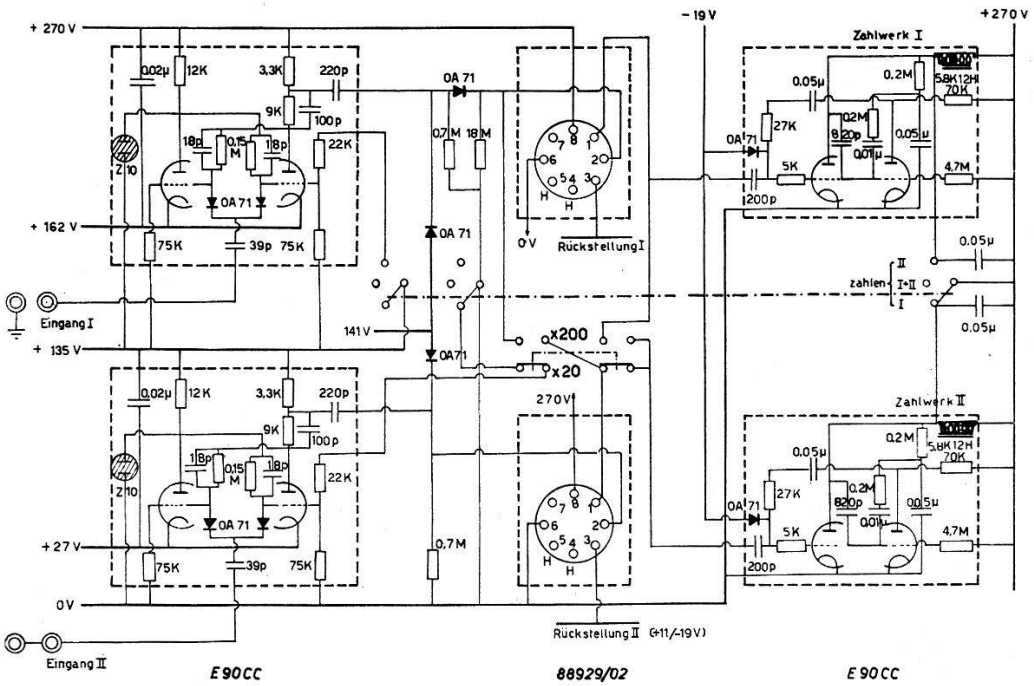


Fig. 1.
Schema von zwei benachbarten Zählkanälen.
Widerstandswerte in $k\Omega$ bzw. $M\Omega$, Kapazitätswerte in pF bzw. μF.

Dies wird in einem relativ kleinen und leichten Gerät (16 kg) mit folgenden Mitteln ermöglicht:

1. Verwendung von 10 dekadischen Untersetzereinheiten[1]) und 10 elektro-mechanischen Zählwerken.

2. Jede Dekadenstufe kann a) einzeln betrieben, b) mit einer benachbarten Stufe zu einem hundertfachen Untersetzer kombiniert werden.

3. Jeder der 10 Eingänge enthält einen relativ hochauflösenden zweifachen Untersetzer (Totzeit $\tau = 1{,}5\ \mu s$, Totzeit der Dekade $\tau_0 = 27\ \mu s$, ergibt 1,5% Verluste bei 5000 Impulsen/sec).

[1]) Der Firma Philips-Electronica danken wir für die anlässlich des ETH-Jubiläums erfolgte Schenkung der betriebsfertigen Steckeinheiten des Typs 88929/02 mit E1T-Dekadenröhren.

4. Ein gemeinsamer Schalter erlaubt a) alle Zählwerke dauernd, b) wahlweise je eine Gruppe von 5 Zählwerken in Betrieb zu setzen und von der andern Gruppe im Fall 2a) den ganzen Zählkanal, im Fall 2b) das Zählwerk stillzulegen.

5. Die Eingänge sollen auf kurze (Anstieg $\lesssim 0{,}5\ \mu s$, Abfall $\gtrsim 1\ \mu s$) negative Impulse von $\geqslant 15$ V Amplitude ansprechen. Auf eine Diskriminatorstufe wird verzichtet; für die Zweifachuntersetzung und Erzeugung spezieller Impulse zur Auslösung der dekadischen Untersetzer genügt eine Doppeltriode.

6. Die Zählwerke haben einen Widerstand von 5800 Ω, so dass man sie mit Doppeltrioden E 90 CC betreiben kann. Sie sprechen 25 Mal/sec sicher an.

Einzelheiten der Schaltung, insbesondere die für die Umschaltungen notwendigen Schalter sind aus dem Schema Fig. 1 ersichtlich, das eine von den 5 identischen Gruppen zu je 2 Kanälen darstellt.

Eine ausführliche Beschreibung erscheint in der ZAMP.

Laufzeitketten mit Ferritspulen

D. Maeder (ETH., Zürich).

Anwendungsbeispiele von Laufzeitketten (LZK) zur Umformung der von Strahlungsdetektoren der Kernphysik gelieferten Impulse sind in Fig. 1 dargestellt. Bei Übertragung durch kapazitiv gekoppelte Verstärker ergeben sich für die Impulsformen I, II, III abnehmende Nullpunktsverschiebungen (z. B. für $RC = 10\ T$: um -18% bzw. $+0{,}9\%$ bzw. $-0{,}02\%$).

Die technische Ausführung solcher Netzwerke [(a) Koaxialkabel, (b) Verzögerungsleitungen mit verteilten L und C, (c) LZK mit konzentrierten L und C] richtet sich nach Laufzeit T und Anstiegszeit T_a. Für $T \gtrsim 1\ \mu$sec ist (c) durch geringere Baulänge bevorzugt, wobei T_a annähernd durch

$$T/T_a = \text{Güteziffer} \approx 0{,}9\ N^{2/3} \quad (N = \text{Gliederzahl})$$

gegeben ist[1]). Mit LZK sind nicht so hohe Güteziffern wie mit (a) und (b) erreichbar, dafür kann der Wellenwiderstand $Z = \sqrt{L/C}$ unterhalb

$$Z_{\max} = \frac{T}{NC_{\min}} \approx \frac{0{,}85\ T_a}{C_{\min}} \sqrt{\frac{T_a}{T}} \quad (C_{\min} \gg \text{Wicklungskapazität von } L)$$

frei gewählt werden. Bei vielgliedrigen LZK sind induktive Kopplungen zur Korrektur des Phasenganges erforderlich[2]).

Die Verwendung der in den letzten Jahren entwickelten Ferritmaterialien hoher Permeabilität[3]) in LZK verspricht grosse Vorteile:

1. Verkleinerte Abmessungen, Einfluss der Umgebung auf Selbstinduktionen und induktive Kopplungen geringer.

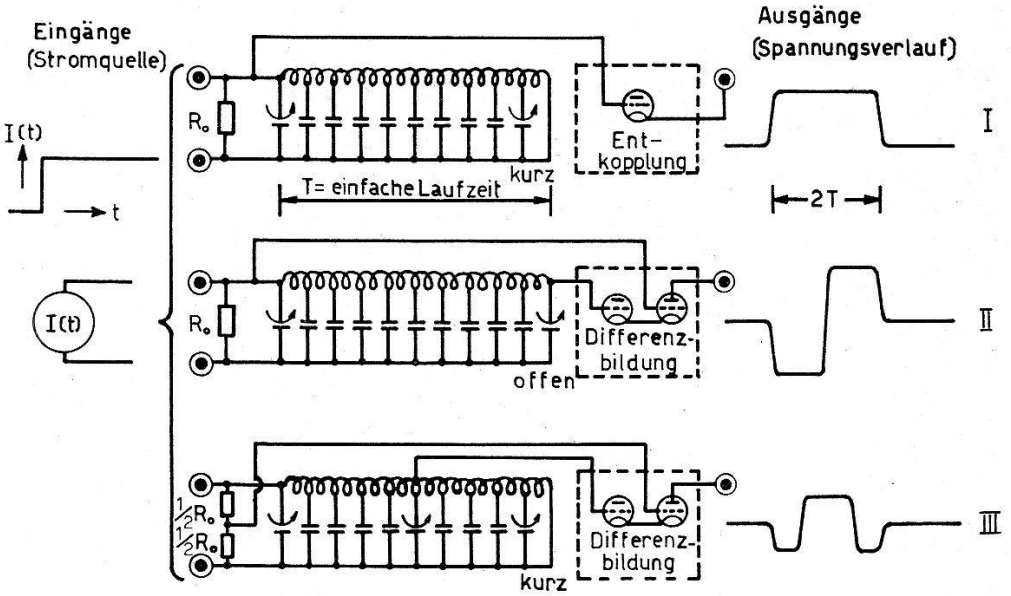


Fig. 1.
Verschiedene Impulsumformungen mittels Laufzeitketten.

2. Infolge kleinerer Windungszahlen werden die Wicklungskapazitäten kleiner, so dass Z höher gewählt werden kann.

3. Auch extrem lange Laufzeiten sind realisierbar.

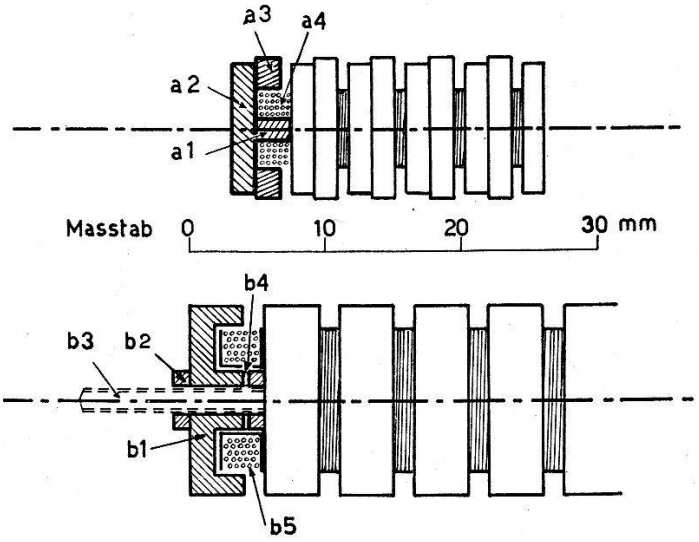


Fig. 2.
Schnitt durch Laufzeitketten mit Ferrit-Kernen.

4. Verstärkte Kopplung zwischen entfernten Gliedern, wodurch eine Phasenkorrektur hoher Ordnung[4]) ermöglicht wird.

Bei einer ersten Ausführungsform (Fig. 2, oben) wurden möglichst kleine Abmessungen angestrebt, wobei die Bestandteile a1, a2, a3 von längeren FXC-Stäbchen und -Röhrchen abgeschnitten werden mussten. Bei der in Fig. 2 unten gezeigten Konstruktion werden normale FXC-D14-8-Bestandteile verwendet*), wobei sich die passende Kopplung mit Hilfe des Isolierscheibchens b4 einstellen lässt.

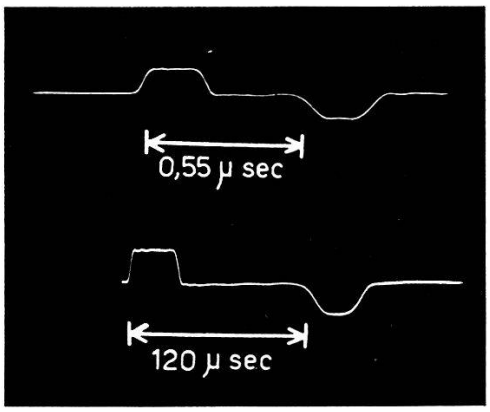


Fig. 3.
Impulsverläufe an den Eingängen je einer am entfernten Ende kurzgeschlossenen Laufzeitkette von 25 Ferrit-Spulen nach Fig. 2b.
Oben: $Z = 800\,\Omega$, $2\,T = 0{,}55$ μsec, $T_a = 0{,}06$ μsec
Unten: $Z = 6\,\mathrm{k}\Omega$, $2\,T = 120$ μsec, $T_a = 10$ μsec

Die in Fig. 3 abgebildeten gemessenen Impulsverläufe veranschaulichen den weiten Anwendungsbereich solcher LZK. Auf die mit Phasenkorrekturen nach [4]) erreichten Verbesserungen (welche in Fig. 3 noch nicht berücksichtigt sind) werden wir in einer ausführlichen Arbeit eingehen.

---

*) Der Fa. Philips-Electronica danken wir für die bereitwillige Unterstützung durch Materiallieferungen.

Literatur.

[1]) Elmore and Sands, Electronics, Experimental Techniques (Mac Graw-Hill, New York 1949).
[2]) Siehe z. B. Lewis and Wells, Millimicrosecond Pulse Techniques (Pergamon Press, London 1954): $k_{\mathrm{opt}} \approx 22\%$ zwischen Spulenhälften, bzw. 11% zwischen ganzen Spulen.
[3]) J. L. Snoek, Philips Techn. Rundschau **8**, 353 (Dez. 1946).
[4]) M. J. E. Golay, Proc. I. R. E. **34**, 138 P (1946).