Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: IV

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

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

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

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

Download PDF: 12.12.2025

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

Copyright 1951 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. – Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. – Tous droits réservés. – Printed in Switzerland.

Compte rendu de la réunion de la Société Suisse de Physique

à Berne, le 5 mai 1951.

Président: Prof. Dr. H. MÜGELI (Neuchâtel),
Vice-président: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne),
Secrétaire: Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel).

Partie administrative.

Sont reçus comme membres ordinaires:

Mlle M. EDER (Zurich); MM. R. FAVRE (Lausanne); M. GAILLARD (Lausanne); Dr. A. GENNAOUI (Genève); W. GÜNTHER (Zurich); H. HÄNNI (Neuchâtel); J. SCHAFFHAUSER (Fribourg); P. SCHMID (Aarau); P. STÄHELIN (Gwinden).

La S. S. P. compte actuellement 356 membres.

Le rapport de gestion, les comptes et le rapport des vérificateurs sont présentés et acceptés.

Le rapport de la Commission de rédaction des Helvetica Physica Acta, établi par le professeur M. FIERZ, est approuvé avec remerciements. Une discussion nourrie s'engage au sujet du projet de nouveau contrat avec l'éditeur des H. P. A. nécessité par l'augmentation des frais d'impression.

L'assemblée procède à l'élection du nouveau Comité, qui sera composé de la façon suivante:

Président: Prof. Dr. A. MERCIER (Berne),
Vice-président: Prof. Dr. P. HUBER (Bâle),
Secrétaire: Dr. P. DINICHERT (Neuchâtel).

Le prof. Dr. E. BALDINGER (Bâle) est désigné comme nouveau vérificateur des comptes.

La prochaine réunion de la S. S. P. aura lieu à l'occasion de la 131e réunion annuelle de la Société Helvétique des Sciences Naturelles à Lucerne.

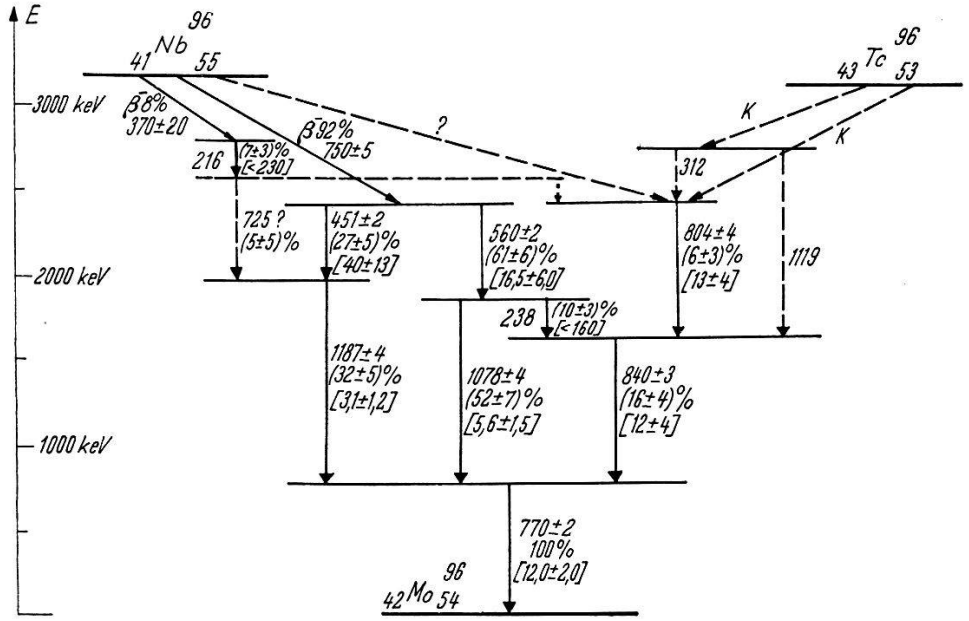
Partie scientifique.

Termschemata einiger Niobisotope

von P. Preiswerk und P. Stähelin (ETH., Zürich).

In einer früheren Arbeit[1]) ist die Umwandlung des Tc^{96} ins Mo^{96} untersucht worden. Mo^{96} entsteht auch durch den β-Zerfall des Nb^{96}, seines andern Nachbarisobares. Durch die Untersuchung des *23 — h — Nb*^{96} liess sich die Kenntnis der angeregten Zustände im Mo^{96} vervollständigen, und es wurden einige allgemeinere Aussagen über die Ausstrahlungswahrscheinlichkeit angeregter Kernzustände gewonnen.

Die β-Strahlung, mit einem Hauptspektrum der Maximalenergie (750 $\pm$ 5) keV und einem schwächeren Teilspektrum der Grenzenergie (370 $\pm$ 20) keV, führt auf angeregte Zustände des Mo^{96}.



Zerfallsschema des Nb^{96} und des Tc^{96}.

Bei der γ-Strahlung lassen sich neun Komponenten deutlich unterscheiden. Ihre Energien haben wir aus dem Spektrum der Konversionselektronen, die relativen Intensitäten aus dem Spektrum der sekundären Photoelektronen bestimmt. Aus den Energien und den Intensitäten ergibt sich das Zerfallsschema, welches in der folgenden Figur dargestellt ist. Einzig eine beobachtete 216-keV-Strahlung lässt sich noch nicht endgültig einordnen.

Im Zerfallsschema sind bei den einzelnen Übergängen die Energien in keV, die relativen Intensitäten in Prozenten und in eckigen

[1]) H. Medicus, P. Preiswerk und P. Scherrer, HPA., **23**, 299 (1950).

Klammern die Konversionskoeffizienten in Einheiten von 10^{-4} angegeben. Beim Vergleich mit den theoretischen Konversionskoeffizienten findet man, dass neben reiner Multipolstrahlung auch Mischungen von elektrischer Dipolstrahlung mit magnetischer Quadrupolstrahlung vorliegen. Die elektrische Dipolstrahlung muss in diesen Fällen wesentlich unwahrscheinlicher sein, als man nach der Formel von WEISSKOPF[1]) für die Ausstrahlungswahrscheinlichkeit bei verschiedener Multipolordnung erwarten würde.

Auf Grund der Multipolordnung der einzelnen Übergänge haben wir versucht, den angeregten Zuständen des Mo^{96} Spin und Parität zuzuordnen. Dabei hat es sich gezeigt, dass zwar zahlreiche verschiedene Termschemata denkbar sind, die die Multipolordnung der beobachteten Strahlung erklären, dass aber kein einziges dieser Termschemata gleichzeitig alle diejenigen Übergänge, welche experimentell nicht gefunden werden konnten, verbietet oder genügend unwahrscheinlich macht. Man muss daraus folgern, dass es für die Abschätzung der Ausstrahlungswahrscheinlichkeit nicht genügt, nur auf Gesamtspin und Parität abzustellen, sondern dass eine weitere Charakterisierung der Kernzustände notwendig ist.

Es war auffallend, dass das $10 - d - Nb^{92}$ in den bisherigen Tabellen nur als β^--Strahler aufgeführt ist, handelt es sich doch um ein neutronenarmes Isotop. Unsere Untersuchungen haben gezeigt, dass sich das Nb^{92} durch Elektroneneinfang mit nachfolgender Emission eines γ-Quantes von 930 keV ins Zr^{92} umwandelt. Höchstens 0,05% aller Umwandlungen erfolgen durch β-Emission.

Bei den isomeren Übergängen des $62 - d - Nb^{91*}$ und des $80 - h - Nb^{95*}$ haben wir das Spektrum der Konversionselektronen ausgemessen und daraus die Übergangsenergien zu (105,0 $\pm$ 1,0) keV, bzw. (232 $\pm$ 2) keV bestimmt. Der Zusammenhang von Energie und Halbwertszeit entspricht so mit guter Übereinstimmung der Formel von WEISSKOPF[1]) für magnetische 2^4Pol-Strahlung. Für das Verhältnis der Konversion in der K-Schale zur Konversion in den übrigen Elektronenschalen fanden wir die Werte (2,1 $\pm$ 0,1) bzw. (3,5 $\pm$ 0,9). Diese sind knapp halb so gross wie die theoretischen (K:L)-Verhältnisse nach LOWEN und TRALLI[2]). Der Quotient dieser beiden Konversionsverhältnisse steht dagegen bei Annahme magnetischer 2^4Polstrahlung im Einklang mit der berechneten Kurve dieser Autoren.

---

[1]) Zitiert durch R. D. HILL, Phys. Rev. **81**, 470 (1951).

[2]) N. TRALLI und J. S. LOWEN, Phys. Rev. **76**, 1541 (1949).

Totale Wirkungsquerschnitte für Be, C, N und Na für schnelle Neutronen von 2 bis 3,7 MeV

von R. Ricamo*) und W. Zünti (ETH., Zürich).

Die Apparatur zur Messung totaler Wirkungsquerschnitte, über welche vor Jahresfrist berichtet wurde[1]), ist verfeinert und rationalisiert worden, so dass das Netz der Messpunkte auf weniger als 20 kV Abstand verengt werden konnte. Aus dem vorhandenen Material wurden als Beispiele die WQ von Beryllium, Kohlenstoff, Stickstoff und Natrium gezeigt.

Be zeigt im betrachteten Bereich von 2 bis 3,7 MeV ein einziges breites, ausgesprochen unsymmetrisches Maximum von 3,3 barn bei 2,75 MeV.

Bei Kohlenstoff wurde ausser den schon bekannten Maxima bei 2,95 und 3,62 MeV[1]) ein weiteres bei 2,08 MeV von nur 50 KeV Halbwertszeit gefunden, es steigt aus einer flachen Region von 1,6 barn zum Wert von 2,4 barn empor.

N zeigt ein deutliches Maximum bei 2,22 MeV, an welcher Stelle sich bekanntlich eine Resonanz für den (nα)- und (np)-Prozess an Stickstoff befindet[2]). Zwei breitere Maxima zeichnen sich bei 3,1 und 3,55 MeV ab, an jenen Stellen also, wo solche nach den Messungen der Anisotropie der elastischen Neutronenstreuung zu erwarten waren[3]). N wurde gemessen als Differenz zwischen NaN_3 und Na.

Bei Natrium finden wir, wie bei allen bisher untersuchten schwereren Elementen, eine ungemein komplizierte Struktur des WQ, mit abrupten Schwankungen zwischen 2,0 und 3,4 barn.

Graphische Darstellung des WQ obiger und anderer Elemente, detaillierte Angaben über die Messtechnik und Versuche zur Interpretation der Ergebnisse sind in Vorbereitung und sollen in Kürze veröffentlicht werden.

(n, α)-Reaktion an O^{16}

von P. Huber, E. Baldinger und W. G. Proctor (Basel).

Die Reaktion wird in einer mit Sauerstoff von 2 ata Druck gefüllten Ionisationskammer ausgelöst. Figur 1 zeigt die mit einem 19 Kanal Impulsspektrographen aufgenommene Impulsgruppe. Die Gruppe lässt sich sehr gut als Gauss'sche Kurve annähern. Zur

*) Vom Physikalischen Institut der Universität Bologna, Italien.

[1]) R. Ricamo et al., HPA. **23**, 508 (1950).

[2]) C. P. Sikkema, Nature **162**, 698 (1948).

[3]) E. Baldinger et al., HPA. **23**, 503 (1950).

Bestimmung der Energietönung (Q-Wert) sind die Energie der Reaktionsprodukte E_R im Grundzustand und die Neutronenenergie E_N zu kennen. Der Q-Wert wird dann $Q = E_R - E_N$.

Zur Bestimmung der Energie der Reaktionsprodukte benützen wir das Maximum der Impulsgruppe. Es wird mit Hilfe von künstlichen Eichimpulsen, die über eine Eichkapazität dem ersten Gitter

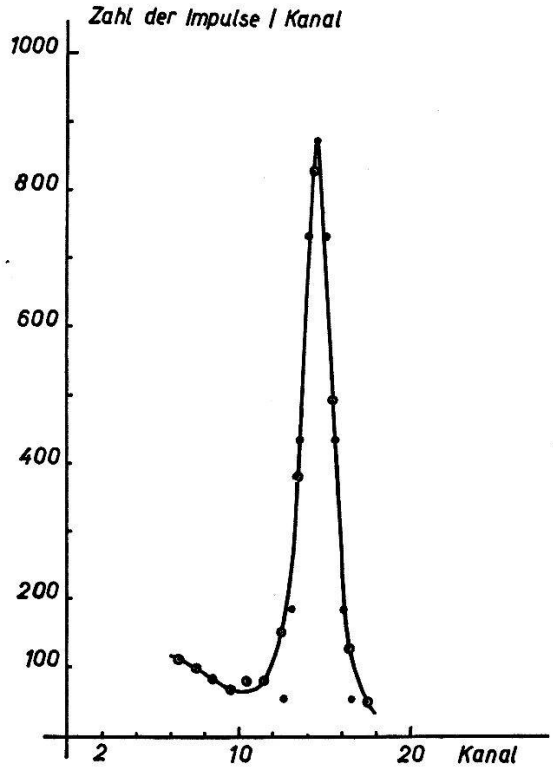


Fig. 1.
Impulsgruppe der (n, α)-Reaktion in O^{16}. ⊙ Messpunkte. • Gauss'sche Kurve. Der Nullpunkt der Energieskala ist 9,5 Kanäle links vom Achsennullpunkt.

zugeführt werden, absolut in Coulomb bestimmt. Wegen des Sättigungsdefizits, das experimentell bestimmt wurde, ist der gemessene Wert in Figur 1 um 1,8% zu erhöhen. Aus der Ladung des Maximums kann die Energie der Reaktionsprodukte berechnet werden, wenn der Energieaufwand pro Ionenpaar bekannt ist. Die Unsicherheit in der Abhängigkeit dieses Wertes von der Teilchenenergie stellt heute das grösste Hindernis dar für absolute Messungen in der Ionisationskammer. Diese Schwierigkeit lässt sich umgehen, wenn in der gleichen Gasmischung bekannte Reaktionen mitgemessen werden. Den vorliegenden Bestimmungen ist der Wert 32,40 eV/Ionenpaar in O_2 zugrunde gelegt, wie er in unserem Institut von Herrn Haeberli mit U-α-Teilchen bestimmt wurde. Damit ergibt sich als Energie der Reaktionsprodukte

$$E_R = 1{,}71 \pm 0{,}02 \text{ MeV}.$$

Die Neutronenenergie berechnet sich aus dem Q-Wert der (d,d)-Reaktion und der Beschleunigungsspannung der Deuteronen. Als Q-Wert benützen wir den Wert $Q = 3{,}256 \pm 0{,}018$ MeV[1]). Die Beschleunigungsspannung wurde mit der 441 kV (p, γ)-Resonanz an Li^7 mit Atom- und Molekülionen geeicht (Fig. 2). Mit diesen

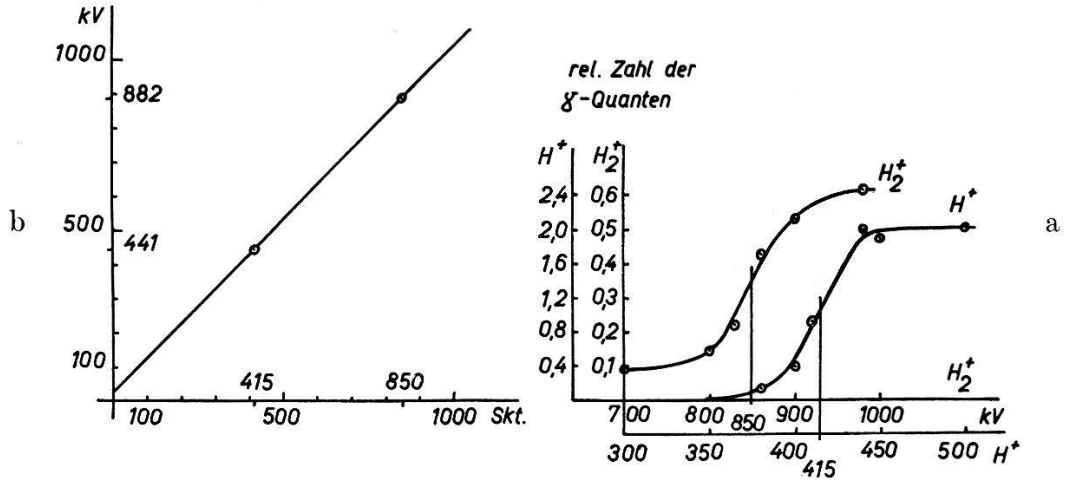


Fig. 2.
a) (p, γ)-Resonanz an Li^7 mit Atom- und Molekülionen.
b) Eichkurve der Spannung in Kilovolt. Der Wert für 0 Skt. entspricht der mittleren Gasentladungsspannung.

Daten erhält man als Neutronenenergie, bei der die Reaktion ausgeführt wurde, $4{,}09 \pm 0{,}06$ MeV. Als Q-Wert der $O^{16}(n, \alpha)C^{13}$-Reaktion finden wir so

$$Q = 2{,}38 \pm 0{,}16 \text{ MeV}.$$

Etude de la résonance magnétique nucléaire dans un champ à air

par G. J. Béné, P. M. Denis, R. C. Extermann
(Institut de Physique, Université de Genève).

L'étude de la résonance magnétique nucléaire a été entreprise à l'Institut de Physique de l'Université de Genève dans les premiers mois de l'année 1948, et a été observée au mois d'août de la même année à l'aide d'un dispositif dérivé de celui de Bloch et appelé par cet auteur induction nucléaire[2]). A l'aide d'un électro-aimant de petites dimensions, nous avons observé la résonance des protons dans une solution décinormale d'alun de chrome à la fréquence de 10 Mc/s environ.

---

[1]) Hornyak, Lauritsen, Morrison and Fowler, Rev. Mod. Phys. **22**, 298 (1950).

[2]) F. Bloch, Phys. Rev. **70**, 460 (1946).

Le but primitif de ces recherches était de comparer les résultats obtenus avec un électroaimant et avec un champ magnétique produit uniquement par des courants. On sait, en effet, que si l'on applique aux particules de DIRAC les équations de la relativité généralisée, on peut être amené à observer une interaction propre entre les spins[1]). Dans ce but, nous avons utilisé un système de bobines d'HELMHOLTZ susceptible de livrer un champ magnétique d'intensité maximum 700 gauss, et que le Prof. PERRIER de l'Université de Lausanne a aimablement mis à notre disposition.

L'emploi d'un tel champ magnétique a entraîné les conséquences suivantes:

1⁰ Dès que le courant d'alimentation atteint ou dépasse 40 ampères, l'échauffement non négligeable des bobines rend difficile leur mise en service permanent. La résonance des protons a été ainsi étudiée dans un champ magnétique de faible intensité: Dès les premiers mois de 1949, elle était observée à la fréquence de 1,4 Mc/s soit dans un champ magnétique d'environ 350 gauss. C'était à l'époque la plus basse fréquence à laquelle cette résonance ait été observée directement sur un oscilloscope.

2⁰ Le petit volume de l'échantillon (environ 1 cm^3) nous a permis de bénéficier de l'excellente homogénéité d'un tel système; nous l'avons estimée expérimentalement à moins de $5 \cdot 10^6$ sur tout le volume de l'échantillon; le calcul de l'influence de l'inhomogénéité sur la largeur de raie a confirmé ce résultat[2]). L'excellente qualité de ce champ magnétique permettait d'observer de très bons signaux de résonance. Ils ont été exploités dans les directions suivantes:

A. *Etude de l'interaction spin-spin.*

Nous avons comparé, à fréquence constante, la grandeur du champ de résonance des protons dans un champ à fer et dans un champ à air. La comparaison des champs a été faite au fluxmètre et les champs ont été trouvés identiques à une approximation supérieure à un pour mille. Nous avons redéterminé, à fréquence constante, dans le champ à air, le rapport gyromagnétique du noyau de fluor en unités de celui du proton. L'échantillon unique contenait une solution saturée de fluorure de béryllium. Le résultat obtenu, à la fréquence de 1,4 Mc/s,

$$0{,}94076 \pm 0{,}00005^{2)}$$

est en excellent accord avec les mesures faites dans un champ à fer.

[1]) E. C. G. STUECKELBERG, Phys. Rev. **73**, 808 (1948).

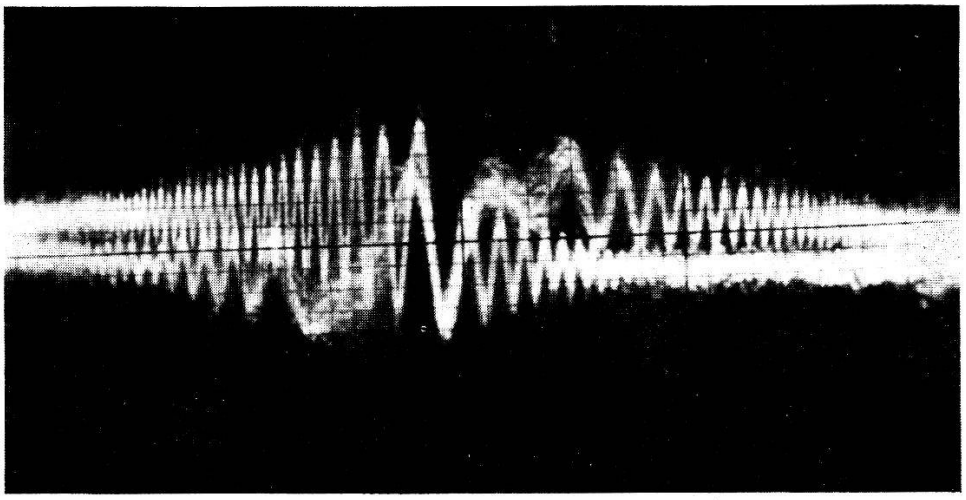
[2]) G. J. BÉNÉ, Thèse Paris, 1951.

B. *Etude de la forme des signaux de résonance.*

Nous avons d'abord, pendant le printemps 1949, vérifié expérimentalement la théorie des battements de JACOBSOHN et WANGSNESS, en faisant varier successivement:

— l'amplitude du balayage superposé au champ Ho,
— la fréquence de ce balayage,
— la concentration d'un sel paramagnétique additionné à l'échantillon,
— la nature de ce paramagnétique[1]).

Tous les résultats obtenus sont en bon accord avec la théorie proposée. L'influence de l'homogénéité du champ sur le décrément



logarithmique des battements comme sur la largeur de la raie de résonance a été étudiée systématiquement dans le champ à air. Nous avons ainsi vérifié le calcul de l'inhomogénéité et proposé une méthode nouvelle de détermination du temps de relaxation $T\,2$.

Une dernière série de mesures se rapporte à l'examen de la forme des signaux lorsque les temps de relaxation sont longs par rapport à la période de balayage. Nous avons observé une forme inédite des signaux de résonance que l'emploi d'un dispositif original permettant d'observer la résonance sans balayage permanent nous a permis d'attribuer à une interaction entre les signaux «aller» et «retour»[2]). Le passage des battements à cette nouvelle forme apparaît lorsque $T\,2$ devient égal à la période de balayage en accord avec la théorie proposée par SALPETER[3]). L'expérience se poursuit avec des fré-

[1]) C. R. EXTERMANN, P. DENIS, G. BÉNÉ, HPA., **22**, 388 (1949).
[2]) P. M. DENIS, Thèse Genève, 1951.
[3]) F. E. SALPETER, Proc. Phys. Soc. A. **63**, 337 (1949).

quances de balayage qui atteignent déjà 4 ou 5 Kc/s, en vue de vérifier les divers cas envisagés par cette théorie.

Les auteurs remercient la Commission Suisse pour les Recherches Atomiques, ainsi que le Centre National de la Recherche Scientifique qui, par leur appui, ont facilité ces recherches.

Thermische Ionenquellen für negative Ionen

von Heinrich Hintenberger (Theodor-Kocher-Institut, Bern).

Thermische Ionenquellen finden in der Massenspektroskopie häufig Anwendung, weil sie einfach gebaut sind und mit sehr kleinen Substanzmengen genügende Ionen zur Aufnahme eines Massenspektrums liefern[1]). Man verwendet dabei entweder Verbindungen, bei denen Ionen aus dem Kristallgitter bei hohen Temperaturen abdampfen oder man lässt die Versuchssubstanz an bestimmten Me-

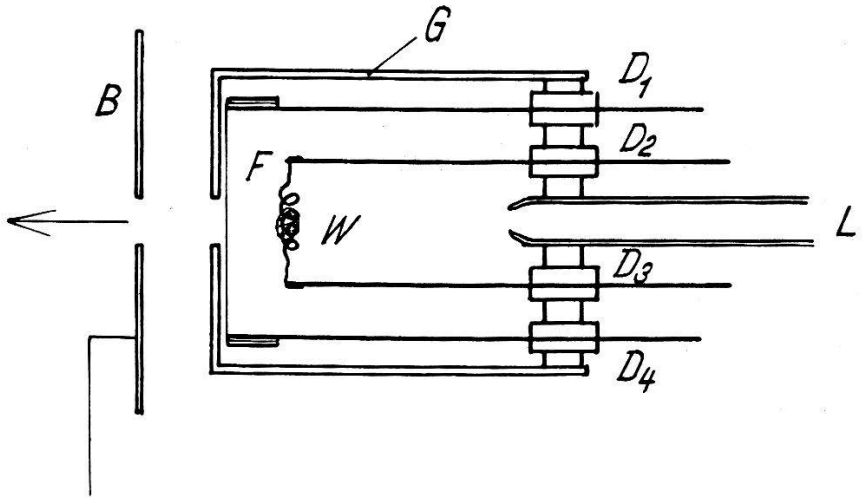


Fig. 1.
Thermische Ionenquelle mit direkt geheizter Wolframfolie F für feste und gasförmige Substanzen. Schwer schmelzbare feste Körper werden in dünner Schicht auf die Folie aufgetragen. Leicht verdampfbare Stoffe aus der Wendel W verdampft. Gase können durch die Zuleitung L über ein regulierbares Ventil in das Gehäuse G eingelassen werden. Von der Versuchssubstanz soll im Gehäuse ein Partialdruck von etwa 10^{-4} mm Hg vorhanden sein. G ist ein zylindrisches Eisen- oder Molybdängehäuse, D_i sind isolierte Durchführungen. Zwischen B und G liegt die Beschleunigungsspannung.

talloberflächen adsorbieren. Dabei kann es vorkommen, dass sie in Form von Ionen adsorbiert wird, die dann beim Erhitzen der Oberfläche im Vakuun verdampfen. Man erhält auf diese Art aber leider nur Ionen von Stoffen, die eine niedrige Ionisierungsarbeit

---

[1]) H. Ewald und H. Hintenberger, „Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie", Verlag-Chemie, Weinheim 1952.

aufweisen, vor allem also von den Alkalimetallen, aber auch von den seltenen Erden und den Erdalkalien.

Um den Anwendungsbereich dieser Ionenquellen zu vergrössern, haben wir versucht, thermische Ionenquellen für negative Ionen zu entwickeln. Thermische negative Ionen wurden an den Glühkathoden in Braun'schen Röhren bereits beobachtet[1]), aber bisher nicht zur Ionenerzeugung in der Massenspektroskopie ausgenutzt. Für Halogene geht das sehr gut. Schon wenn man auf ein Wolframbändchen eine schwer verdampfbare halogenhaltige Substanz aufbringt (z. B. $ZrOCl_2$), so erhält man beim Erhitzen im Vakuum negative thermische Halogenionen. Man kann das Wolframbändchen auch in einer halogenhaltigen Gas- oder Dampfatmosphäre (HJ, CCl_4, SnJ_4, AgBr) glühen lassen, wie das bei der in Figur 1 gezeigten Anordnung der Fall ist.

Da Wolfram eine hohe Elektronen-Austrittsarbeit besitzt (4,55 eV) und Atome mit kleinerer Ionisierungsarbeit als 4,55 eV leicht ein

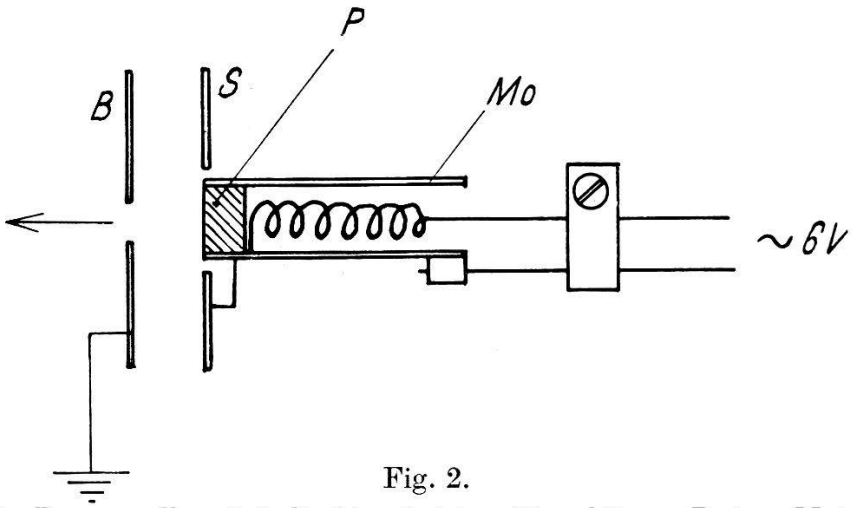


Fig. 2.

Thermische Ionenquelle mit indirekt geheiztem Presskörper *P* eines Metallpulvers. Zur Erzeugung positiver Ionen wird Wolframpulver, für negative Ionen Thoriumpulver verwendet. Die Versuchssubstanz wird entweder dem Pulver beigemischt ($1^0/_{00}$) oder der Pulverkörper wird durch ein kleines Tröpfchen einer wässerigen Lösung davon aktiviert. Mo ist ein Molybdänrohr, P der Presskörper aus Metallpulver, *S* ein Schirm, damit das zwischen *B* und *P* liegende Beschleunigungsfeld für die Ionen möglichst homogen wird.

Elektron an das Wolfram abgeben und als positives Ion adsorbiert werden, ist die Ergiebigkeit dieser Ionenquellen für positive Ionen grösser als für negative. Will man bevorzugt negative Ionen erhalten, so muss man für die Folie ein Material mit möglichst kleiner Austrittsarbeit verwenden. Wenn die Austrittsarbeit kleiner ist als die Elektronenaffinität des adsorbierten Atoms, wird leicht ein

[1]) H. Schäfer und W. Walcher, Z. f. Phys. **121**, 679, (1943); Sloan und Watt, Proc. Phys. Soc. **61**, 217 (1948).

negatives Ion entstehen. Leider haben alle Metalle mit niedriger Elektronen-Austrittsarbeit auch niedrige Schmelzpunkte und sind daher als Folienmaterial ungeeignet. Das günstigste Metall zur negativen Ionenbildung scheint Thorium zu sein, mit einem Schmelzpunkt von 1800° C und einer Elektronen-Austrittsarbeit von 3,29 eV (evl. auch Hafnium). Da man von Thorium keine Folien herstellen kann, sind wir zu den in Figur 2 dargestellten Pulverionenquellen übergegangen[1]). In Figur 3 zeigt das linke Diagramm

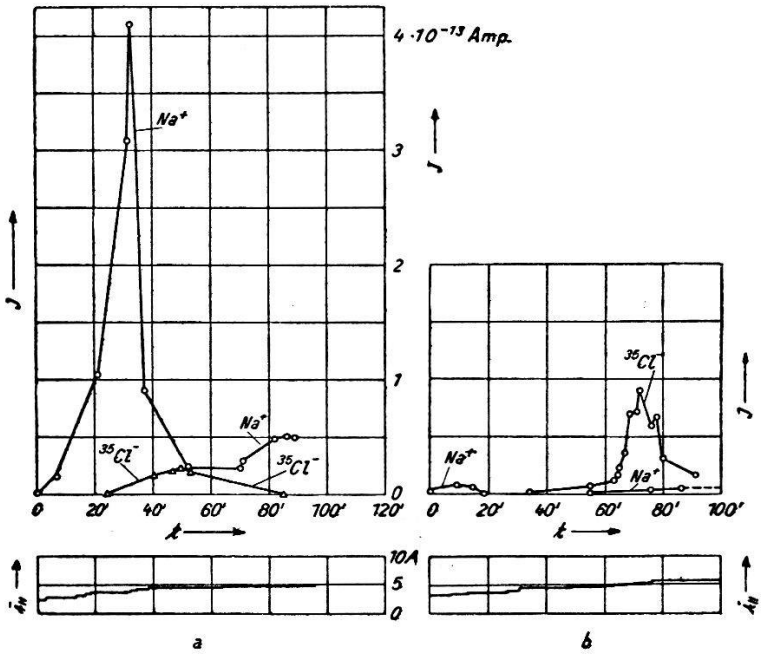


Fig. 3.
Mit dem Massenspektrometer gemessene Ionenemissionsstrom J von Pulverionenquellen als Funktion der Zeit t in Minuten. Der Pulverkörper wurde jeweils mit 5×10^{-6} g NaCl aktiviert und der Heizstrom i_H (unten im Diagramm aufgetragen) während der Messung langsam gesteigert. Zuerst setzt die Na^+-Emission ein, steigt mit zunehmender Temperatur rasch an und erschöpft sich dann. Bei höheren Temperaturen setzt auch die Cl^--Emission ein. Bei Wolframpulver (linkes Diagramm) überwiegt die Na^+-Emission, bei Thoriumpulver (rechtes Diagramm) die Cl^--Emission.

sowohl die positive als auch die negative Ionenemission von Wolframpulver, das mit 5×10^{-6} g NaCl aktiviert wurde. Das rechte Diagramm zeigt die Ionenemission von ebenso aktiviertem Thoriumpulver.

Es wurde auch versucht, von den Elementen der Schwefel-Sauerstoffgruppe negative thermische Ionen zu erhalten. Das geht unter Umständen auch, doch liegen die Dinge etwas komplizierter als bei den Halogenen und es sind noch weitere Versuche darüber im Gange. Herrn C. Lang, der bei dieser Untersuchung mitgeholfen hat, möchte ich für seine Mitarbeit bestens danken.

[1]) J. Koch, Z. f. Phys. **100**, 679 (1936); W. Walcher, Z. f. Phys. **121**, 604 (1943).

Etude par scintillations des halogénures d'alcalins

par J. Bonanomi et J. Rossel (Neuchâtel).

L'emploi en physique nucléaire de compteurs à scintillations a donné une impulsion nouvelle à l'étude des phénomènes de luminescence dans les solides, pour la plupart encore très mal connus.

Au cours d'études visant à la réalisation d'un détecteur de neutrons lents de haute efficacité nous avons été conduits entr'autres à examiner les propriétés luminescentes du iodure de lithium et par la même occasion des iodures de sodium et de potassium. Ces halogénures d'alcalins constituent un matériel de recherche très favorable à cause de leur structure simple. Nous avons choisi en outre les iodures parce que leurs spectres de luminescence connus se trouvent dans le violet et non dans l'ultraviolet comme pour les bromures et les chlorures. Tous les cristaux et les poudres utilisés ont été réalisés à partir des substances les plus pures qu'il nous a été possible d'obtenir. Les cristaux ont été formés sous vide par la méthode de Kyropoulos avec et sans activation par le thallium. Le creuset était en platine, mais une série de tests nous ont montré que cet élément restait totalement inactif pour la luminescence.

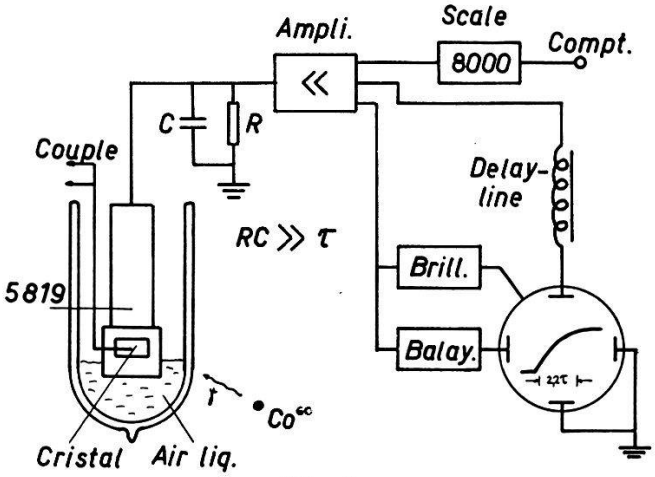


Fig. 1.
Dispositif expérimental.

Dispositif expérimental et méthode de mesure. Figure 1. On mesure d'une part le nombre de scintillations par seconde en fonction de la température après excitation par les γ de 1,2 MeV du Co^{60} (thermoluminescence), d'autre part la forme des impulsions de scintillation («rise-time» = 2,2 τ; et amplitude = Q_{max} de la charge $Q = Q(t)$ à la sortie du multiplicateur).

Types de déclin et «glow-curves». Les deux types généraux de déclin luminescent correspondent aux processus monomoléculaire et bimoléculaire; dans les cas les plus simples ceci conduit à une dé-

croissance exponentielle du type $dn/dt \sim \exp(-t/\tau)$ pour le premier cas ou hyperbolique du type $dn/dt \sim 1/(1 + At)^2$ pour le second. Dans le cas de l'existence de centres luminescents avec état métastable caractérisé par une énergie d'activation E (ou de trappes à électrons) la constante de déclin dépend de la température suivant une expression de la forme

$$\tau = \frac{1}{s} \cdot e^{\frac{E}{kT}}$$

(ou A dans le cas bimoléculaire).

La mesure après excitation à basse température du nombre de scintillations par seconde en fonction de la température croissante fournit une courbe («glow-curve») qui, dans les cas où les centres existent effectivement, présente des maxima pour les températures T_G liées aux grandeurs caractéristiques s et E du centre[1]):

$$T_G = \frac{E}{k} \cdot \frac{1}{\ln s + \ln f(T_G, E)}$$

où $\ln f(T_G, E)$ varie trop lentement pour qu'une distinction entre les deux types de déclin soit possible sans mesure directe de ce déclin.

RÉSULTAT DES MESURES.

1° *Substances activées par le thallium.*

Un contrôle de la décroissance exponentielle a été effectué pour le cristal KJ(Tl), figure 2.

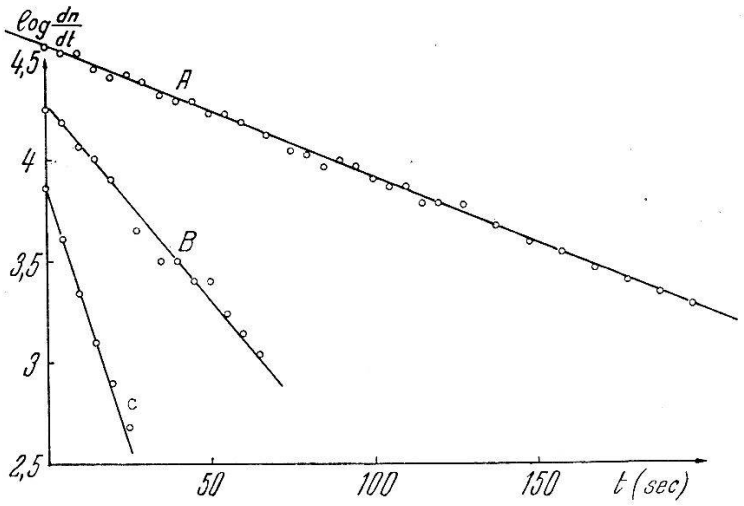


Fig. 2.

Déclin de la luminescence de KJ(Tl): $\frac{dn}{dt} = a_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$

A) $T = 185^0$ K, $\tau = 65''$; *B*) $T = 192^0$ K, $\tau = 23''$;
C) $T = 202^0$ K, $\tau = 8{,}5''$.

[1]) G. F. J. Garlick, Symposium on luminescent materials, Wiley & Sons, New-York 1948.

Les mesures de τ en fonction de T donnent les résultats représentés dans les figures 3 et 4. Les droites obtenues démontrent la réalité du modèle de luminescence par énergie d'activation, analogue aux résultats connus pour KCl(Tl)[1][2]).

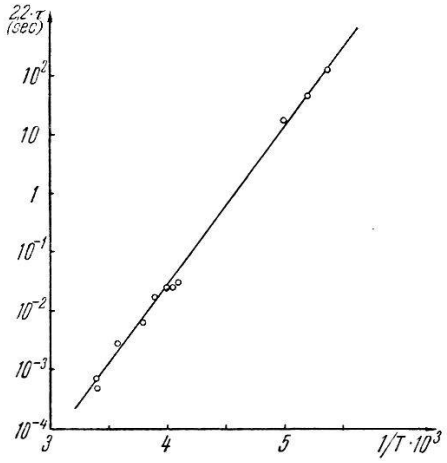


Fig. 3.
Constante de déclin de la luminescence de KJ (Tl). $\tau = \frac{1}{s} \cdot e^{\frac{E}{kT}}$

$E = 0{,}54$ eV $\quad s = 2{,}5\ 10^{12}\ \mathrm{sec}^{-1}$.

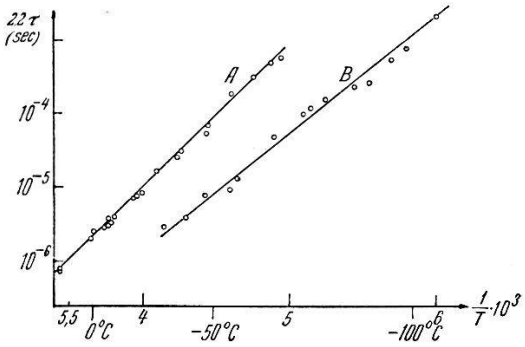


Fig. 4.
Constante de déclin de la luminescence de NaJ(Tl). $\tau = \frac{1}{s} \cdot e^{\frac{E}{kT}}$

A: monocristal ($E = 0{,}38$ eV, $s = 5 \cdot 10^{12}\ \mathrm{sec}^{-1}$).

B: poudre microcrist. ($E = 0{,}30$ eV, $s = 0{,}8 \cdot 10^{12} s^{-1}$).

A partir de s et E ainsi déterminés on calcule T_G qu'on compare à la valeur fournie par les glow-curves, figure 5. On retrouve ainsi les différentes trappes mises en évidence par la mesure de $\tau(T)$.

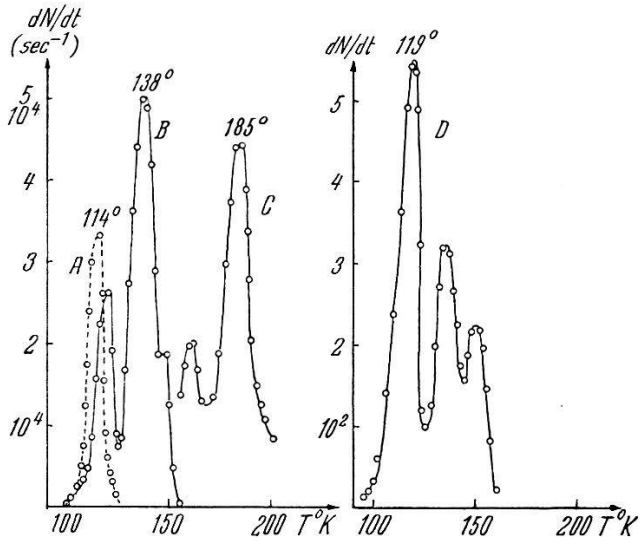


Fig. 5. Glow-Curves.
A) NaJ(Tl); B) NaJ(Tl); C) KJ(Tl). D) NaJ

[1]) W. Bünger et W. Flechsig, Z. f. Phys. **67**, 42 (1931).
[2]) F. Seitz, Journ. Chem. Phys. **6**, 150 (1938).

2° *Substances pures.*

Alors que la luminescence caractéristique du thallium se manifeste aux températures ordinaires et est complètement congelée aux basses températures (—180° C env.), les substances pures deviennent luminescentes au-dessous de — 50° C env. Comme la mesure de $\tau(T)$, figure 6, le montre il s'agit de nouveau d'un processus dont les caractéristiques de température sont semblables à celles des cristaux activés au thallium; SMALLER, MAY et FREEDMAN[1]) ont étudié par une méthode analogue la luminescence de KJ pur sans

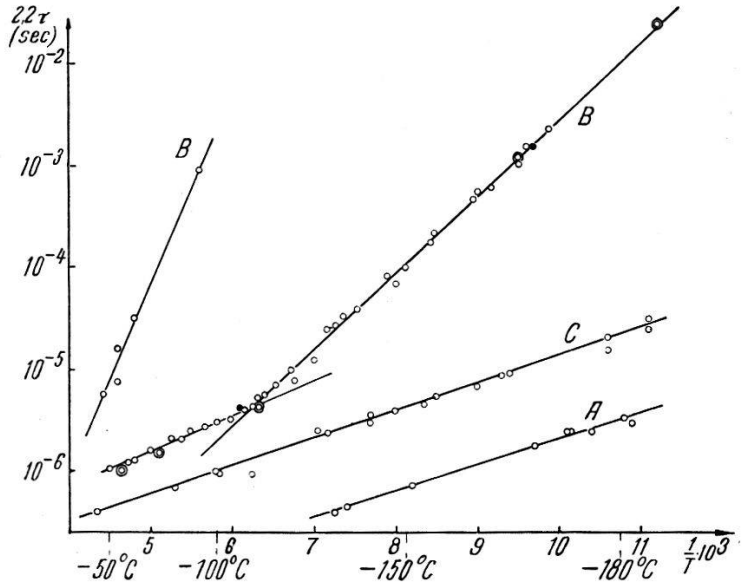


Fig. 6.

Constante de déclin de la luminescence des cristaux purs.

A) KJ; *B*) NaJ; *C*) LiJ.

○ cristal NaJ pur. • cristal NaJ(Tl). ⊙ poudre NaJ fondue.

toutefois préciser les résultats obtenus. Les différentes droites mesurées pour un même cristal (cas *B* de la figure 6 par exemple) indiquent l'existence de centres luminescents de caractéristiques (E, s) différentes. L'énergie d'activation étant faible les maxima correspondants des glow-curves se trouvent au-dessous de 90° K, sauf pour NaJ où nous avons décelé à 119° K un des maxima correspondants.

L'intensité de la luminescence observée dans les trois cristaux était comparable et dépassait même celle des cristaux au thallium à température normale.

---

[1]) B. SMALLER, J. MAY et M. FREEDMAN, Phys. Rev. **79**, 940 (1950).

Tableau I. Tableau des mesures.

$$\tau = \frac{1}{s} \cdot e^{\frac{E}{kT}} \qquad T_G = \frac{E}{k} \cdot \frac{1}{\ln s + \ln \frac{T_G^2 k}{\beta E}}$$

Substance	E (eV)	s (sec^{-1})	T_G (calc.)	T_G (exp.)
1 LiJ pur	0,0536	$4 \cdot 10^7$		
2 LiJ pur	0,0835	$4 \cdot 10^7$		
3 NaJ pur	0,151	$1{,}6 \cdot 10^{10}$		
4 NaJ pur	0,0615	$4 \cdot 10^7$		
5 NaJ pur	0,367	$2{,}5 \cdot 10^{13}$	118,5° K	119° K
6 NaJ(Tl)	0,38	$5 \cdot 10^{12}$	131° K	138° K
7 NaJ(Tl)	0,302	$8 \cdot 10^{11}$	113° K	114° K
8 KJ pur	0,0495	$1{,}6 \cdot 10^8$		
9 KJ(Tl)	0,537	$2{,}6 \cdot 10^{12}$	183,5° K	184° K

Ces centres luminescents sont très probablement liés aux défauts du réseau cristallin de la substance pure et non pas dus à des impuretés incontrollables. En effet, les mêmes centres luminescents se retrouvent dans les cristaux produits en employant des substances de provenance différente. D'autre part la luminescence ne se manifeste que lorsque le cristal est formé à partir de la substance fondue, mais disparaît pour la poudre cristalline obtenue par précipitation de la solution aqueuse. Le traitement thermique semble donc essentiel.

Les résultats numériques sont donnés dans le tableau I; nous remarquons que:

a) E est en général plus petit pour les substances pures que pour celles activées au thallium.

b) La constante s, en relation avec la fréquence de vibration du réseau, varie fortement d'une substance à l'autre.

c) La correspondance entre les valeurs de T_G calculées et mesurées est très satisfaisante.

Nature des centres luminescents des substances pures.

Avant d'avoir déterminé directement le type de déclin, ce qui est rendu difficile par le fait que τ est compris entre 10^{-6} et 10^{-2} sec., nous ne pouvons faire que quelques suppositions sur le mécanisme du phénomène et la nature des centres luminescents. On peut admettre que les électrons arrachés au réseau par les γ et portés dans la bande de conduction n'y demeurent qu'un temps négligeable par rapport à leur durée de vie dans les centres luminescents ou les

trappes où ils sont capturés. La loi de déclin est ainsi gouvernée par la probabilité d'excitation de l'électron à partir d'un état métastable du centre lui-même (déclin exponentiel) ou par celle du dépiégeage (cas du déclin hyperbolique). Quant aux centres luminescents nous pensons qu'il s'agit de défauts cristallins du type SCHOTTKY dans lesquels un électron peut être capturé (éventuellement dans un niveau métastable), processus de capture qui conduirait à la formation de centres F par radiation lumineuse. Le cas où ces trappes seraient déjà des centres F semble exclu pour raisons d'intensité (comme le montrent des mesures préliminaires que nous avons effectuées avec des particules α).

Berechnung der Zählverluste von Untersetzern nach der Theorie von Jost

von E. BALDINGER und K. HALBACH.

Statistisch eintreffende Ereignisse werden mit einem Untersetzer von sehr gutem Auflösungsvermögen (z. B. 10^{-7} sec) gezählt. Es stellt sich nun die Frage: Nach welcher Zahl von guten Stufen darf man auf gebräuchliche Untersetzerschaltungen mit einem entsprechend schlechten Auflösungsvermögen übergehen, ohne wesentliche zusätzliche Zählverluste in Kauf nehmen zu müssen?

Eine Untersetzerstufe stellt in guter Näherung einen Zähler erster Art dar, d. h. einen Zähler, der nach jedem gezählten Ereignis

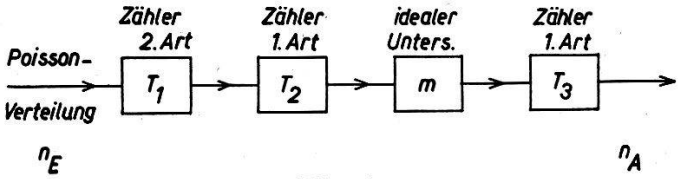


Fig. 1.
Schema der Zählanordnung.

für eine bestimmte Zeit blockiert ist. Vor dem Untersetzer befindet sich meistens ein Verstärker, der das Auflösungsvermögen der Zähleinrichtung ebenfalls begrenzt. Unter Berücksichtigung des festen Ansprechpegels des Untersetzers kann der Verstärker näherungsweise als Zähler zweiter Art aufgefasst werden, d. h. als Zähler, der nach jedem eintreffenden Ereignis für eine bestimmte Zeit gesperrt wird. Die gesamte Zähleinrichtung ist in Figur 1 schematisch dargestellt.

Die einzige Theorie, welche die Behandlung solcher komplizierter Anordnungen auf eine systematische Art und Weise gestattet,

scheint uns diejenige von JOST[1]) zu sein, und sie wurde zur Herleitung der folgenden Ergebnisse verwendet. Treffen am Eingang im Mittel n_E Ereignisse pro sec ein, so werden am Ausgang n_A Ereignisse registriert.

$$n_A = \frac{n_E e^{-n_E T_1}}{m\left[1+n_E e^{-n_E T_1}(T_2-T_1)\right]\left[1+\sum_{\nu=1}^{\nu_0}\sum_{\mu=0}^{\mu_0}\frac{(-1)^\mu\left[n_E e^{-n_E T_1}(T_3-\nu m T_2-\mu T_1)\right]^{\nu m+\mu}}{\mu!\,(\nu m-1)!\,(\nu m+\mu)}\right]} \tag{I}$$

Die oberen Grenzen ν_0 und μ_0 sind dadurch gegeben, dass $T_3 - \nu m\, T_2 - \mu T_1$ gerade noch positiv sein soll. Der erste Klammerausdruck des Nenners beschreibt die Zählverluste durch den zweiten Zähler und der zweite Term die zusätzlichen Zählverluste durch den dritten Zähler. In den meisten praktisch interessierenden Fällen kann die Summe über ν mit dem ersten Glied abgebrochen werden, und die Summe über μ konvergiert so rasch, dass diese Beziehung zur numerischen Berechnung brauchbar ist.

Spezialfall $T_1 = 0$: Dies bedeutet eine so grosse Bandbreite des Verstärkers, dass sein Beitrag zu den Zählverlusten vernachlässigbar klein wird. Natürlich kann in Formel (I) $T_1 = 0$ gesetzt werden, doch ist in diesem Falle die folgende Darstellung zur numerischen Ausrechnung geeigneter.

$$n_A = \frac{n_E}{m(1+n_E T_2)\left(1+\sum_{\nu=1}^{\nu_0}\frac{\Gamma[\nu m;\, n_E(T_3-\nu m T_2)]}{\Gamma(\nu m)}\right)}$$

Die Summe konvergiert ausserordentlich gut, so dass in den meisten Fällen das erste Glied zur Berechnung genügt. Dieser Spezialfall ist von ELMORE[2]) bereits näherungsweise berechnet worden. Es ist indessen zu bemerken, dass die exakte Rechnung nach der Theorie von JOST[3]) keineswegs schwieriger oder umfangreicher ist als das von ELMORE verwendete Näherungsverfahren.

Für die numerische Auswertung sind die folgenden Entwicklungen des Verhältnisses von unvollständiger zu vollständiger Γ-Funktion zweckmässig:

$$\frac{\Gamma(n;x)}{\Gamma(n)} = e^{-x}\frac{x^n}{n!}\left(1+\frac{x}{n+1}+\frac{x^2}{(n+1)(n+2)}+\cdots\right) \qquad \frac{x}{n}<1$$

$$\frac{\Gamma(n;x)}{\Gamma(n)} = 1-e^{-x}\frac{x^{n-1}}{(n-1)!}\left(1+\frac{n-1}{x}+\frac{(n-1)(n-2)}{x^2}+\cdots\right) \qquad \frac{x}{n}>1$$

Unter der Voraussetzung $T_1 = 0$ und $n_E T_2 = 0{,}1$ zeigt Figur 2, um welchen Faktor das Auflösungsvermögen der gewöhnlichen

[1]) R. JOST, HPA. **20**, 173 (1947).
[2]) W. C. ELMORE, Nucleonics, Januar 1950, S. 26.
[3]) R. JOST, HPA. **20**, 173 (1947).

Untersetzerstufen über den Divisionsfaktor m hinaus schlechter gewählt werden darf, falls der zusätzliche Zählverlust nur 1% bzw. 2% betragen soll.

Die Zählverluste lassen sich für $T_1 > 0$ nicht übersichtlich in einer graphischen Darstellung wiedergeben. Um wenigstens ein

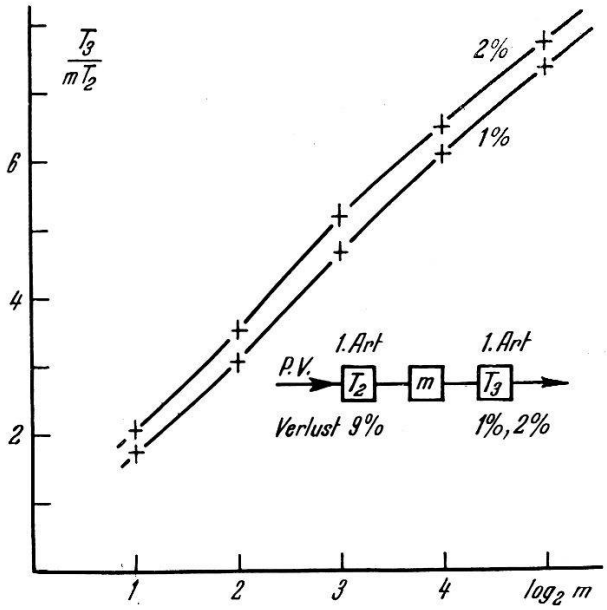


Fig. 2.
Zählverluste ohne Berücksichtigung des Verstärkers.

qualitatives Bild vom Verhalten der Anordnung zu bekommen, seien die Zahlen für einen Spezialfall angegeben: $n_E T_1 = n_E T_2 = 0{,}1$; $m = 4$; $T_3/mT_2 = 3{,}06$. Gesamter Zählverlust = 10,4%. Ein höheres Auflösungsvermögen des Verstärkers würde keine wesentliche Verbesserung bedeuten, da selbst für $T_1 = 0$ der Zählverlust 10% beträgt.

The normalization group in quantum theory

by E. C. G. Stueckelberg and A. Petermann (Genève)*).

In order to discuss complex interactions, we generalize Dyson's method[1]) in the following way:

Consider a given n-th order contribution to the S-matrix

$$S_{nm}[V](u''\varphi''\ldots/u'\ldots)=\text{const.}\prod_i\left(\int V dx_i\right)u''^{\dagger}(x_1)\varphi''^{\dagger}(x_2)\sigma_{M_1}(x_1\ldots x_i\ldots)\cdot$$
$$\cdot\,\Delta(x_i x_k)\ldots u'(x_l)\ldots\sigma_{M_2}\ldots\sigma_{M_n}\,. \qquad (1)$$

corresponding to a definite Feynman graph of n specified points. It is given in terms of the wawe packets $\varphi, u, \ldots$ the causal func-

*) Work supported by the Swiss Atomic Energy Commission.

tions $\Delta(xx')$, $D(xx')$,... and the distributions $\sigma_M(xx'\ldots)$ specifying points MNL... They depend numerically on the *packet normalizations* Z,... their *rest mass* $\varkappa$... and the *coupling constants* ε_M in the following way:

$$(\partial/\partial \log Z)\,(u, \Delta) = (\tfrac{1}{2} u, \Delta); \quad (\partial/\partial \log \varkappa)\,\Delta = -\varkappa \Delta \Delta^{*})$$
$$(\partial/\partial \log \varepsilon_M)\,\sigma_M = \sigma_M; \text{ etc.} \tag{2}$$

The particular distributions $\sigma_0(x\,x') = i\,\varepsilon_0\,\varkappa\,\delta(x-x')$ and $\sigma_1(x\,x') = \varepsilon_1(\gamma\,\partial + \varkappa)\,\delta(x-x')$ contribute only to mass and packet renormalization**).

$$(\partial/\partial\,\varepsilon_0)\,S_n = (\partial/\partial \log \varkappa)\,S_n; \quad (\partial/\partial\,\varepsilon_1)\,S_n = (\partial/\partial \log z)\,S_n\,, \tag{3}$$

S_n is evaluated following the rule given in a previous paper[2]). Therefore it involves a great number of *arbitrary constants* arising from all proper self energy and vertex parts $\Sigma_\alpha(xx'\ldots)$ contained in S_n. Let them be ordered according to their degree of complexity in such a way that Σ_β may need the definition of Σ_α only if $\beta > \alpha$. A change in thear bitrary constants can be expressed in terms of infinitesimal operators.

$$\boldsymbol{P}_{N\beta}\,\Sigma_\beta = \sigma_N; \quad \boldsymbol{P}_{N\beta}\,\Sigma_\alpha = 0 \qquad \text{if } \beta > \alpha\,. \tag{4}$$

Operating upon any S_n, they form a Lie Group:

$$[\boldsymbol{P}_{N\beta}, \boldsymbol{P}_{M\alpha}] = \sum_\gamma (\delta_{M,L}\boldsymbol{P}_{N\gamma} - \delta_{N,L}\boldsymbol{P}_{M\gamma}) \tag{5}$$

γ numbers the vertices Σ_γ arising from overlapping of Σ_α and Σ_β in a single point σ_L.

If $P_{M\alpha}$ operates on the sum $S = \Sigma\,S_n$, the sum being extended over all terms belonging to the same process, the identity

$$\boldsymbol{P}_{M\alpha} S = (\partial/\partial \log \varepsilon_M)\,S\,, \tag{6}$$

holds. Thus, the arbitrariness contained in the evaluation of the $S_n's$ is equivalent to a renormalization of the interaction parameters ε_M.

This method shows that a chosen set of local interactions σ_M cannot be introduced without in general adding interactions up to an infinite order in the derivatives of $\delta(x)$ and involving actions between any number of quanta. We have shown[3]) that the only exceptions are: Actions of zero order involving three and four scalar

*) Matrix multiplication in x-space, for u the same equation holds with Δu.

**) To be shown by partial integration according to (3,3) and (5,17) in[2]) and omitting surface contributions.

fields. Actions of zero resp. first order between a vector field and two spinor resp. two scalar fields, if the corresponding charge satisfies continuity. Thus, a theory of the *Proca particle* or of a *Dirac particle with Pauli terms* introduces all derivatives and therefore describes non-local interactions. One can show, that non local interactions of the type $\sigma(xx')$ between the charge and the vector field are possible without contradicting *macroscopic causality*, if the FOURIER representation $\sigma(p^2)$ has only complex singularities. If this "finite extension" is developped in terms of p^2, we find all multipole actions corresponding to the infinite series formed of (4). This theory should be considered as a phenomenological approach to a true description of spin 1 particles, in which they appear as bound states of an even number of elementary particles of spin ½. If the pseudoscalar meson field should be unable to account simultaneously for the apparent magnetic moment of the nucleon and for the nuclear forces, the nucleon would also be a composite particle formed from an odd number of elementary particles of spin ½ and of particles of spin 0.

References:

[1]) DYSON, Phys. Rev. **78**, 1736 (1949).
[2]) STUECKELBERG and GREEN, HPA. **24**, 153 (1951).
[3]) STUECKELBERG and PETERMANN, Phys. Rev. **82**, 548 (1951).

Über die relativistische Invarianz der kanonischen Grundgleichung.

P. WILKER (Bern).

Die Gleichung

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\partial r}{\partial t} + [r,H] \tag{1}$$

welche bekanntlich die kanonischen Gleichungen der Dynamik zusammenfasst, findet auch in der kanonischen Formulierung der Relativitätsmechanik ihre Verwendung, freilich nur beim Problem des einzelnen Massenpunkts. Es frägt sich, ob die Gleichung in dieser Form als Lorentzvariant gelten kann. Zur Beantwortung dieser Frage wird der homogene kanonische Formalismus verwendet; das ist diejenige Formulierung der analytischen Dynamik, welche die Zeit t als zusätzliche generalisierte Koordinate und ein ihr kanonisch konjugiertes Moment p_t einführt.

Diese Methode drängt sich auf, weil die Lorentz-Transformation zwar als kanonische Transformation aufgefasst werden kann, jedoch, da sie die Zeit mittransformiert, als eine homogen-kanonische.

Es muss daher zuerst die Stellung von Gleichung (1) im Rahmen des homogenen kanonischen Formalismus untersucht werden.

Die homogenen kanonischen Gleichungen lauten bekanntlich

$$q_i' = \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial p_i} \qquad p_i' = -\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial q_i} \qquad \mathfrak{H}(q_i, p_i) = 0\,;\ [i = 1, \ldots f+1] \tag{2}$$

und lassen sich mit Hilfe einer erweiterten Poissonklammer zu

$$r' = \{r, \mathfrak{H}\} \tag{3}$$

zusammenfassen. (Der Strich bedeutet die Ableitung nach dem willkürlichen Parameter τ, die Klammer $\{\}$ ist über alle Koordinaten q_i und die Zeit t zu erstrecken, während die Klammer [] nur die Koordinaten umfasst.) Nun wird die Zeit t dadurch „ausgezeichnet“[1]), dass die Funktion $\mathfrak{H}$ in der Form

$$\mathfrak{H} \equiv t'(\tau)\,(H + p_t)$$

angenommen wird. Gleichung (3) geht dann über in

$$\frac{dr}{d\tau} = t' \frac{\partial r}{\partial t} + t'[r, H] - t' \frac{\partial H}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial p_t}$$

oder

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\partial r}{\partial t} + [r, H] - \frac{\partial H}{\partial t} \frac{\partial r}{\partial p_t} \tag{4}$$

Dies soll für eine beliebige Funktion $r(q_i, t, p_i, p_t)$ gelten. Damit Gleichung (1) erscheint, muss daher $\partial H/\partial t = 0$ vorausgesetzt werden.

(1) bedeutet also im Rahmen des homogenen Formalismus: Grundgleichung (3) bei Auszeichnung der Zeit und zeitunabhängigem H.

Nun wird die Wirkung homogen-kanonischer Transformationen allgemein betrachtet. Eine solche möge die Gleichungen (2), (3) in

$$Q_i' = \frac{\partial \mathfrak{K}}{\partial P_i} \qquad P_i' = -\frac{\partial \mathfrak{K}}{\partial Q_i} \qquad \mathfrak{K} = 0$$

$$r' = \{r, K\}$$

überführen. Bei Auszeichnungen der neuen Zeit T, falls also

$$\mathfrak{K} \equiv T'(K + P_T)$$

angesetzt wird, erhält man analog zu (4):

$$\frac{dr}{dT} = \frac{\partial r}{\partial T} + [r, K] - \frac{\partial K}{\partial T} \frac{\partial r}{\partial P_T}$$

[1]) Vergl. P. Wilker, „Zur Homogenisierung des kanonischen Formalismus“ (erscheint demnächst in der Z. f. Phys.).

und dies ist nur dann gleich

$$\frac{dr}{dT} = \frac{\partial r}{\partial T} + [r, K]$$

falls

$$\frac{\partial K}{\partial T} = 0$$

Resultat: Gleichung (1) bleibt nur dann bei einer homogen-kanonischen Transformation invariant, falls $\partial H/\partial t = 0$ die Gleichung $\partial K/\partial t = 0$ nach sich zieht.

Wendet man dieses Resultat auf die Lorentz-Transformation an, so findet man, dass die genannte Bedingung nur erfüllt sein kann, wenn H nicht nur von t, sondern auch von den Koordinaten x_i unabhängig ist, d. h. falls es sich um das Problem des freien Teilchens handelt. Dagegen ist Gleichung (3) immer als Lorentz-invariant anzusehen.

Herrn Prof. Mercier sei für die Anregung zu diesen Überlegungen der Dank ausgesprochen.

Über die Analogie zwischen der Wellenausbreitung in elastischen Röhren, akustischen Filtern und elektrischen Kettenleitern

von Victor Hardung (Fribourg).

Das Studium der Ausbreitung einer Druckwelle in einem elastischen Rohr ist für den Physiologen, der sich mit dem Blutkreislauf befasst, von grossem Interesse.

Betrachtet man eine Druckwelle, die beispielsweise durch einen mit Flüssigkeit gefüllten Kautschukschlauch läuft, so fällt folgendes auf. Neben einer axialen Bewegung führen die einzelnen Flüssigkeitsteilchen auch eine Radialbewegung aus, deren Geschwindigkeit in der Nähe der Wand ein Maximum hat, in der Achse hingegen verschwindet. Der Radialimpuls eines gefüllten Rohrabschnittes der Länge 1 sei $m \cdot v_r$, wobei mit diesem Ausdruck die Summe der absoluten Beträge aller Teilimpulse gemeint sein soll. v_r ist die Radialgeschwindigkeit eines Punktes der Wandoberfläche. m bedeutet dann eine reduzierte Masse. Auf diese Masse wirkt aber die Rückstellkraft der elastischen Wand, so dass jedes Rohrelement von der beliebig kleinen Längeneinheit einen Resonator und das ganze Rohr eine mechanische Resonatorenkette darstellt. Die Analogie mit einem akustischen Tiefpassfilter liegt auf der Hand. Solche akustische Filter lassen sich wiederum analog wie elektrische Kettenleiter berechnen[1]). Speziell lässt sich die Phasendifferenz

[1]) G. W. Stewart, Acoustics, Van Nostrand, New York (1930).

zwischen den einzelnen Filterelementen und daraus die Ausbreitungsgeschwindigkeit ermitteln.

Führt man die Analogie zwischen akustischem Filter und elastischem Rohr in geeigneter Weise durch, so erhält man für die Phasengeschwindigkeit c die Gleichung

$$c = \sqrt{\frac{E a}{2 r \varrho} - \omega^2 \frac{m}{4 \pi \varrho}} \tag{1}$$

wo E, a, r, ϱ und ω der Reihe nach den Elastizitätsmodul des Wandmaterials, die als klein vorausgesetzte Wanddicke, Rohrradius, Dichte der Füllung und Kreisfrequenz bedeuten. m ist die oben erwähnte reduzierte Masse. Diese Gleichung wurde im Prinzip schon von KORTEWEG[1]) durch Integration der hydrodynamischen Gleichungen in Zylinderkoordinaten gefunden und gestattet eine genaue Bestimmung der Masse m. Für $\omega = 0$ geht die Gleichung (1) in die einfache Beziehung

$$c = \sqrt{\frac{E \cdot a}{2 r \varrho}} \tag{2}$$

über.

Wie Messungen von A. MÜLLER[2]) an Kautschukschläuchen gezeigt haben, stieg bei relativ kleinen Frequenzen bis zu etwa 23 Schwingungen pro sec. die Geschwindigkeit mit steigender Frequenz beträchtlich an, da beim benutzten Kautschuk auch der dynamische Elastizitätsmodul E mit der Frequenz zunahm und das Glied $-\omega^2 m/4 \pi \varrho$ noch keinen wesentlichen Einfluss hatte. Bei höheren Frequenzen liegen bis jetzt noch keine Beobachtungen vor, es ist indessen zu erwarten, dass dann das zweite Glied unter der Wurzel stärker wächst als das erste und die Geschwindigkeit wieder abnimmt, bis sie an der Grenzfrequenz 0 wird.

Die Bedeutung der neuen Pulswellentheorie liegt nicht in einer anderen Ableitung bekannter Formeln, sondern in einer einfacheren und durchsichtigeren Betrachtungsweise, die es gestattet, auch komplizierte Fragen, wie z. B. den Einfluss der Viskosität der Rohrwandung und der Verzweigungen, so wie das Auftreten von Reflexionen und stehenden Wellen einer theoretischen Behandlung zugängig zu machen. Arbeiten in dieser Richtung sind zur Zeit im Gang.

Eine ausführliche Arbeit erscheint voraussichtlich in den „Helv. Physiolog. Acta".

---

[1]) D. J. KORTEWEG, Ann. d. Phys. u. Chemie **165**, 525 (1878).

[2]) A. MÜLLER, Helv. Physiolog. Acta **9**, 162 (1951).

Die Anregungskurve der Reaktion C^{13} (p, n) N^{13}

von C. Eggenberger und P. Marmier (ETH., Zürich).

Die Anregungskurve der Reaktion $C^{13}(p, n)N^{13}$ wurde nach der Methode der hintereinandergereihten Folien[1]) zwischen der Schwelle (3,23 MeV) und 6,8 MeV gemessen, wobei homogenes, 2,25 mg/cm² dickes Polythen (zwei H-Atome auf ein C-Atom) als Träger von C^{13} (Häufigkeit 1,1%) diente.

Das Bremsvermögen von Polythen, das bei der genannten Methode zur Bestimmung der Energie bekannt sein muss, ergab nach Messung 1,80, verglichen mit demjenigen von Aluminium.

Die so erhaltene Anregungskurve zeigt im untersuchten Gebiet drei Resonanzen; zu jeder Resonanz kann die Anregungsenergie des Zwischenkerns N^{14} berechnet werden:

	Protonenenergie (Laboratoriumsystem)	Anregungsenergie des N^{14}
1. Resonanz	4,1 ± 0,1 MeV	11,4 MeV
2. Resonanz	4,9 MeV	12,1 MeV
3. Resonanz	6,3 MeV	13,4 MeV

Eine ungenauere, photographische Methode, einzig für eine grobe Orientierung gebraucht, bestand in folgendem:

Eine Polythenfolie wurde hinter einem 6 mm langen, von 150 μ bis auf 5 μ auslaufenden Messingkeil (Bremsvermögen bekannt) mit Protonen von 6,8 MeV bestrahlt. Jede Stelle des Keils entspricht einer Protonenenergie. Das nach der Bestrahlung aktive $N^{13}(\beta^+$ 1,25 MeV) im Polythen schwärzte nen Röntgenfilm entsprechend der durch die Keilstelle gegebenen Strahlungsintensität. Diese Schwärzung ist ein Mass für den Wirkungsquerschnitt. Deutlich sind auf dem Film die drei erwähnten Resonanzen als abstechende Schwärzungen zu erkennen.

Wirkungsquerschnitte der $N^{14}(n\,\alpha)B^{11}$- und der $N^{14}(n\,p)C^{14}$-Reaktion für Neutronen zwischen 2,0 und 3,75 MeV

von W. Bollmann und W. Zünti (ETH., Zürich).

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in den H.P.A.

---

[1]) Blaser, Boehm, Marmier, Peaslee: HPA. **24**, 3 (1951).

Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für Paarerzeugung mit Ra-γ-Strahlen

von B. HAHN, E. BALDINGER und P. HUBER (Basel).

Die Theorie von BETHE und HEITLER[1]) für Paarerzeugung liefert, unter Anwendung der Born'schen Näherung, für die Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes Φ_{Paar} eine Proportionalität zu Z^2, also $\Phi_{\text{Paar}}/Z^2 = \text{const}$. Exakte Rechnungen von JAEGER und HULME[2]) (ohne Anwendung der Born'schen Näherung) für γ-Energien von $E_\gamma = 1{,}5$ und $2{,}5$ MeV ergeben für kleine Z eine gute Übereinstimmung mit den Werten von BETHE und HEITLER, dagegen beträchtliche Abweichungen für grosse Z. Für $E_\gamma = 1{,}5$ MeV und $Z = 82$ resultiert z. B. ein zweimal grösserer Wirkungsquerschnitt.

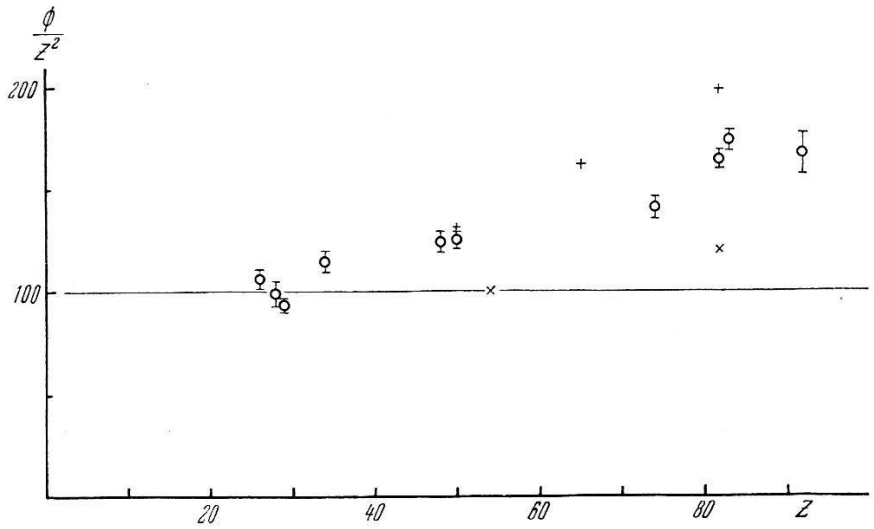


Fig. 1.

○○ Eigene Werte mit der γ-Strahlung von Radium (Fehler = wahrscheinlicher Fehler der Statistik).

++ Theoretische Werte nach JAEGER und HULME $E_\gamma = 1{,}5$ MeV.

×× Theoretische Werte nach JAEGER und HULME $E_\gamma = 2{,}5$ MeV.

Da im γ-Energiebereich von 1 bis 3 MeV nur wenige Messungen vorliegen, untersuchen wir die Z-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes mit der γ-Strahlung von Radium (Hauptlinien: $E_\gamma = 1{,}76$ und $2{,}20$ MeV).

Die Paarerzeugung wird indirekt durch die Annihilationsstrahlen des zerfallenden Positrons gemessen. Der Probekörper mit der Ordnungszahl Z befindet sich im Abstand von 30 cm von der Strahlungsquelle (60 mg Radium). Die erzeugten Positronen zerfallen im

[1]) H. BETHE und W. HEITLER, Proc. Roy. Soc. **146** A, 83 (1934).

[2]) J. C. JAEGER und H. R. HULME, Proc. Roy. Soc. **153** A, 443 (1936).

Versuchskörper selber oder in der ihn umgebenden Aluminiumkassette. Zwei Szintillationszähler[1]) registrieren die beiden Annihilationsquanten in Koinzidenz. Die Zähler sind von den direkten γ-Strahlen durch 25 cm Blei abgeschirmt.

Da die Koinzidenzereignisse selten sind (ca. 1 Impuls pro Minute), sind Dauermessungen über mehrere Monate nötig. Es wird relativ zu einer Vergleichssubstanz (Cadmium) und zum Eliminieren des Nulleffektes mit und ohne Probekörper gemessen.

Wegen der kleinen Zahl von Koinzidenzereignissen war es unerlässlich, sich gegen elektrische Schaltstörungen zuverlässig zu schützen. Die Störimpulse werden darum über eine Antenne auf ein Gerät geleitet, das den Zählkanal während der Störung blockiert.

Bisher wurden 10 Elemente untersucht, wovon Eisen das leichteste und Uran das schwerste ist. Die Messergebnisse sind in Figur 1 dargestellt. Bei Gültigkeit der Born'schen Näherung müssten die Punkte auf der eingezeichneten Geraden liegen. Es ergeben sich jedoch Abweichungen, die mit wachsendem Z grösser werden und bis zu 70% betragen. Zum Vergleich sind die Werte von JAEGER und HULME eingetragen.

An den gemessenen Werten mussten Korrekturen angebracht werden, die sich auf die Absorption der primären γ-Strahlung und der sekundären Annihilationsstrahlung im Probekörper beziehen. Die experimentell und theoretisch bestimmten Korrekturen stimmen gut miteinander überein. 2-Quanten Comptoneffekt, 1-Quanten Annihilationsstrahlung und Tripletbildung können dagegen vernachlässigt werden.

Richtungskorrelation der γ-γ-Kaskade von Cd^{111}

von H. AEPPLI, H. FRAUENFELDER und M. WALTER[2]) (ETH., Zürich).

Am Beispiel des Cd^{111} wird experimentell gezeigt, dass die Richtungskorrelation sukzessiver γ-Quanten durch das Magnetfeld der Elektronenhülle sehr stark beeinflusst werden kann[3])[4]). Beschreiben wir die Winkelverteilung der γ-Quanten von Cd^{111} durch $W(\Theta) = 1 + A_1 \cos^2 \Theta + A_2 \cos^4 \Theta$, so variiert die Koeffizientensumme $A_1 + A_2$ je nach Beschaffenheit der Quelle von 0 bis $-0{,}20$.

---

[1]) K. P. MEYER, E. BALDINGER, B. HAHN und P. HUBER, HPA. **22**, 420 (1949).

[2]) Jetzt am Physikalischen Institut der Universität Zürich, Zürich.

[3]) H. FRAUENFELDER, Phys. Rev. **82**, 549 (1951).

[4]) H. AEPPLI, A. S. BISHOP, H. FRAUENFELDER, M. WALTER und W. ZÜNTI, Phys. Rev. **82**, 550 (1951).

Die Winkelverteilung von Präparaten mit maximaler Anisotropie, also minimaler Beeinflussung durch die Hülle, wird mit dem Zerfallsschema von Cd^{111} verglichen[1]). Es zeigt sich dabei, dass die gemessene Richtungskorrelation durch reine Multipolstrahlung nicht erklärt werden kann. Während der zweite γ-Strahl den Charakter eines rein elektrischen Quadrupols besitzt, muss für den ersten γ-Strahl eine Mischung von magnetischem Dipol (α) und elektrischem Quadrupol (β) angenommen werden. Nach der Theorie von LING und FALKOFF[2]) ergibt sich für das Intensitätsverhältnis $|\beta|^2 : |\alpha|^2 = 0{,}01 \pm 0{,}003$ und für die relative Phase beider Strahlungen folgt[3]) $\delta = 180^0$.

Die ausführliche Arbeit erscheint in der Helv. Phys. Acta.

Unterschied der Dielektrizitätskonstanten zwischen einem freien und einem geklemmten KH_2PO_4)-Kristall

von H. BAUMGARTNER (ETH., Zürich).

Die Messwerte für die Dielektrizitätskonstante von piezoelektrischen Kristallen hängen wegen der Verknüpfung von mechanischen und elektrischen Eigenschaften bei diesen Substanzen völlig von den mechanischen Randbedingungen ab. Wird der untersuchte, mit aufgedampften Silberelektroden versehene Kristall möglichst frei zwischen zwei elastischen Spitzen gehalten, so können sich unter dem Einfluss des elektrischen Feldes die durch den inversen Piezoeffekt bedingten Deformationen ungehindert ausbilden. In diesem Falle misst man die Dielektrizitätskonstante ε_f respektive die Suszeptibilität des freien Kristalls $\varkappa_f$. Werden die Deformationen durch eine völlig starre Einspannung unterdrückt, so entstehen mechanische Spannungen, die ihrerseits wegen dem direkten Piezoeffekt Polarisation des Kristallmaterials erzeugen. Diese Polarisation ist gegenüber dem elektrischen Felde negativ und schwächt also die durch das Feld hervorgerufene dielektrische Polarisation. In diesem Falle wird eine kleinere Dielektrizitätskonstante gemessen. Man bezeichnet die DK für den Extremfall völlig starrer Einspannung mit ε_k. Diese DK ist eine interessante und wichtige Grösse, deren grosse Bedeutung erst richtig klar wird, wenn wir die piezoelektrischen Grundgleichungen betrachten.

---

[1]) C. L. McGINNIS, Phys. Rev. **81**, 734 (1951).
[2]) D. S. LING und D. L. FALKOFF, Phys. Rev. **76**, 1639 (1949).
[3]) S. P. LLOYD, Phys. Rev. **81**, 161 (1951).

Am besten bekannt ist das folgende Gleichungssystem:

$$\left.\begin{aligned} x &= sX + dE \\ P &= dX + \varkappa_f E \end{aligned}\right\} \text{Syst. I}$$

x = Deformation, s = Elastizitätsmodul, X = mechanische Spannung, d = Piezomodul, E = elektrisches Feld, P = Polarisation, $\varkappa_f$ = Suszeptibilität des *freien* Kristalls. (Alle Indices sind der Einfachheit halber weggelassen.)

H. Müller wies darauf hin, dass zu theoretischen Betrachtungen besser das System mit P und x als freien Variablen zu verwenden ist. Dieses lautet:

$$\left.\begin{aligned} X &= cx + eP \\ E &= ex + \frac{1}{\varkappa_k} P \end{aligned}\right\} \text{Syst. II}$$

c = Elastizitätskonstante, e = Piezokonstante, $\varkappa_k$ = Suszeptibilität des *geklemmten* Kristalls.

Die Messungen haben gezeigt, dass die Koeffizienten von System I bei seignette-elektrischen Stoffen sehr stark temperaturabhängig sind. Müller behauptet, in System II sei nur $\varkappa_k$ temperaturabhängig, während Elastizitäts- und Piezokonstante am Curiepunkt keine Anomalie aufweisen. Allein $\varkappa_k$ soll für die anomalen Temperaturabhängigkeiten verantwortlich gemacht werden, und nur die Koeffizienten des System II charakterisiere das elastische, piezoelektrische und dielektrische Verhalten eines Kristalles richtig. Er nennt diese Koeffizienten die *wahren* Koeffizienten.

Wir stellten uns die Aufgabe die Behauptungen Müllers bei KH_2PO_3 anhand des $\varkappa_k$ in Nähe des Curiepunktes zu prüfen. Aus Syst. I und II und dem Curie-Weiss'schen Gesetz: $\varepsilon_f = A/(T - \Theta)$ können wir durch einfache algebraische Umformung die Formel: $\varepsilon_k = A/[T - (\Theta - Ae^2/c)]$ berechnen. Wenn Müller recht hat wird Ae^2/c eine Konstante, da ja e und c temperaturunabhängig sein sollen. $\varkappa_k$ müsste also ebenfalls einem Curie-Weiss'schen Gesetz folgen, wobei aber die Curietemperatur um $Ae^2/c = 4^0$ zu tieferen Temperaturen verschoben sein müsste.

Da eine absolut starre Einspannung nicht möglich ist, mussten wir einen Ausweg suchen um ε_k zu messen. Wir verwendeten eine freie Einspannung, die DK wurde aber mit einer sehr hohen Frequenz des Meßstromes gemessen. Wollte zum Beispiel der Kristall während einer positiven Halbphase eine piezo-elektrische Deformation erreichen wie sie statische Felder erzeugen, müssten die äusseren Materialteile der Kristallplatte einen gewissen Weg zurücklegen. Die Frequenz wurde aber so hoch gewählt, dass bevor sich das Material in einer Richtung wesentlich in Bewegung gesetzt hat, schon wieder die negative Halbwelle des Meßstromes kommt. Die

Masse des Kristallmaterials unterliegt schnellwechselnden, kurzzeitigen Beschleunigungen, und die dabei erreichten Wegamplituden, bzw. Defermationen sind unmerklich klein. Die Massenkräfte übernehmen die Rolle der Einspannung. Es wäre möglich, dass eine Eigenschwingung durch das Wechselfeld angeregt würde. Die Grundfrequenz der langsamen Längsschwingung war ca. 50 Kilohertz, als Messfrequenz wählten wir 10 Megahertz. Es müsste also eine ganz hohe ungerade Harmonische angeregt werden, vielleicht etwa die 201-te Oberschwingung. Es ist bekannt, dass die Anregung der Oberschwingungen im Vergleich zu der Grundschwingung mit

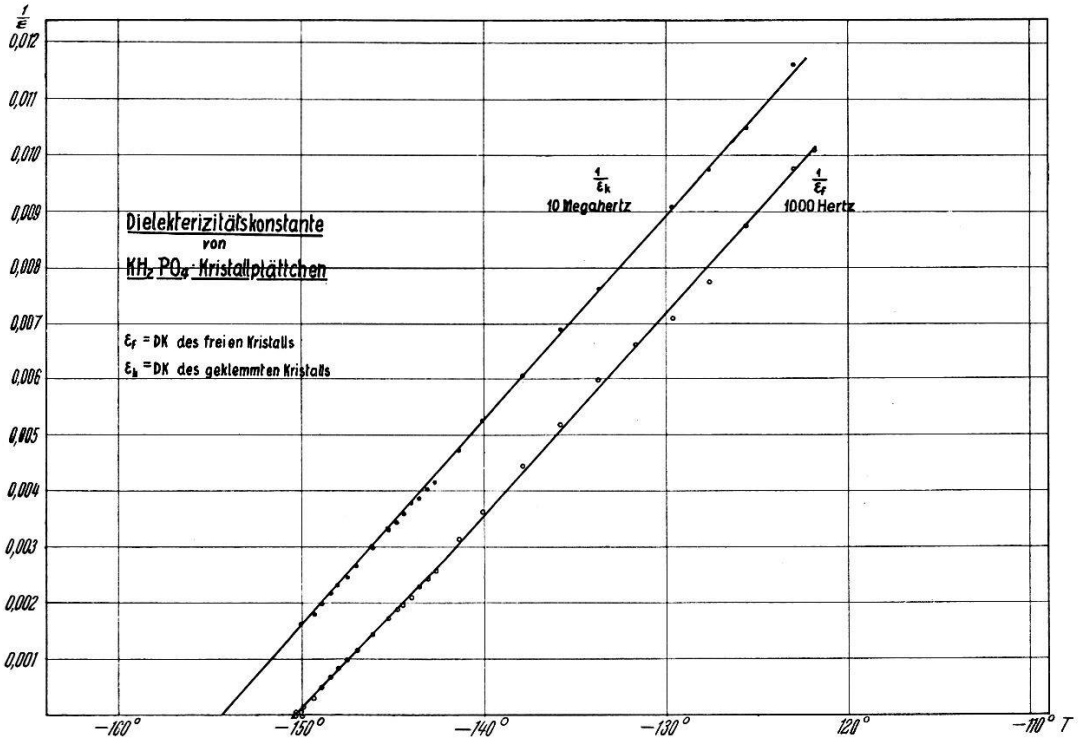


Fig. 1.

$1/n^2$ sinkt, wenn die Zahl der Ordnung der Schwingung angibt. Für die 201-te Oberschwingung in unserem Falle ist nur noch eine sehr schwache Anregung zu erwarten. Allerdings haben mechanische Schwingungssysteme im allgemeinen nur eine geringe Dämpfung und eine grosse Resonanzüberhöhung, so dass eventuell trotz der geringen Anregung bedeutende Deformationen auftreten könnten. Um die Dämpfung möglichst gross zu machen, füllten wir den Messtopf, in dem sich der Kristall befand, mit Pentan, das alle Schwingungsenergie in Form von Ultraschall ableitete. Es konnte festgestellt werden, dass in dieser Messanordnung die Deformationsamplituden der siebenten Oberwelle schon kleiner waren als die Deformationen, die statische Felder von gleicher Grösse wie die Amplituden der Messfelder erzeugen würden. Die Schwingungs-

amplituden der 201-ten Harmonischen waren sicher unbedeutend klein.

Als Vergleichswert zu ε_k wurde an der gleichen Kristallplatte die freie DK ε_f mit einer Frequenz von 1000 Hz gemessen. In Figur 1 sind die Ergebnisse der Messungen dargestellt. In der Abszissenrichtung ist die Temperatur aufgetragen und in der Ordinatenrichtung $1/\varepsilon$. Nach dem Curie-Weiss'schen Gesetz muss $1/\varepsilon_f$ als Funktion der Temperatur eine Gerade ergeben, welche die Abszissenachse bei der Curietemperatur schneidet. Die untere Gerade stellt $1/\varepsilon_f$ dar und die obere $1/\varepsilon_k$. ε_k befolgt also genau das Curie-Weiss'sche Gesetz, nur ist die Curietemperatur um 4^0 C verschoben, genau wie dies die Rechnung verlangt. Unsere Messungen haben also die Müller'sche Theorie völlig bestätigt.

Der Einfluss elektrischer Felder auf das dielektrische Verhalten von Bariumtitanat-Einkristallen

von W. Känzig und N. Maikoff (ETH., Zürich).

Der Einfluss elektrischer Felder auf die Dielektrizitätskonstante ε_c von unverzwillingten $BaTiO_3$-Einkristallen wurde untersucht im Temperaturgebiet von 20^0 C bis 200^0 C. Die Experimente bestätigen die phänomenologische Theorie von Devonshire[1]). Die ausführliche Arbeit erscheint in Helv. Phys. Acta.

Züchtung grosser Eis-Einkristalle

von F. Jona (ETH., Zürich).

Es wurden zwei Methoden entwickelt, womit man glasklare, fehlerfreie Einkristalle des Eises von 10 cm Durchmesser und 8 cm Höhe züchten kann.

Die ausführliche Arbeit erscheint später.

Der Magnetismus freier Ladungsträger in Halbleitern

von G. Busch und E. Moser (ETH., Zürich).

Im Rahmen systematischer Untersuchungen der grauen, halbleitenden Zinnmodifikation wurde deren magnetische Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Der exper men-

[1]) A. F. Devonshire, Phil. Mag. **40**, 1040 (1949).

tell festgestellte Zusammenhang zwischen Suszeptibilität χ und absoluter Temperatur T ist von der Form

$$\chi = \chi_0 + \chi_1 \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{2kT}}$$

mit

$$\chi_0 < 0 \text{ und } \chi_1 < 0$$

Dabei ist ε gleich der Aktivierungsenergie, die BUSCH, WIELAND und ZOLLER[1]) aus Leitfähigkeitsmessungen bestimmt haben, nämlich ca. 0,1 eV.

Der Zuwachs $\chi_1 \cdot e^{-\varepsilon/2kT}$ der Suszeptibilität mit steigender Temperatur ist also proportional der Zahl der freien Ladungsträger im grauen Zinn, die zwischen Zimmertemperatur und ca. -100^0 C dem für Halbleiter typischen $e^{-\varepsilon/2kT}$ — Gesetz gehorcht.

Aus diesem Grunde ist es naheliegend, den temperaturabhängigen Term der Suszeptibilität dem Magnetismus der freien Ladungsträger zuzuschreiben und den konstanten Term χ_0 dem Diamagnetismus der Zinnatome.

In Anlehnung an die Theorien des Bahndiamagnetismus[2]) und des Spinparamagnetismus[3]) freier Metallelektronen konnte eine Formel für den Magnetismus der Löcher und Leitungselektronen in Halbleitern hergeleitet werden.

Unter der Voraussetzung, dass μH, die magnetische Energie eines Elektrons im Magnetfeld H kleiner ist als die Aktivierungsenergie ε, ergibt sich für die Suszeptibilität eines Halbleiters im Falle der Nichtentartung des Elektronen- und Löchergases:

$$\chi = \chi_0 + 2\left\{(1-f_1^2) + (1-f_2^2)\right\} \frac{1}{(f_1 \cdot f_2)^{3/4}} \cdot \left(\frac{2\pi m}{h^2}\right)^{3/2} \cdot \mu^2 (kT)^{3/2} \cdot e^{-\frac{\varepsilon}{2kT}}$$

χ_0 = Anteil der Suszeptibilität herrührend vom Atomdiamagnetismus
f_1 = Freiheitszahl der Löcher
f_2 = Freiheitszahl der Elektronen
m = Elektronenmasse
μ = Bohr'sches Magneton
$h = 6{,}62 \cdot 10^{-27}$ erg sec

Das negative Vorzeichen des temperaturabhängigen Anteils ergibt sich aus der Tatsache, dass die Freiheitszahlen f_1 und f_2 grösser als 1 sind, was mit Messungen des Halleffektes übereinstimmt.

---

[1]) G. BUSCH, J. WIELAND, H. ZOLLER, HPA. **24**, 49 (1951); Proc. of the Conference on the Properties of Semiconducting Materials. University of Reading (1951.)

[2]) L. LANDAU, Z. Physik **64**, 629 (1930).

[3]) W. PAULI, Z. Physik **41**, 81 (1927).

Die Messungen am grauen Zinn sind in bester Übereinstimmung mit diesem Resultat, d. h. es ist dadurch zum ersten Male gelungen, infolge der starken Temperaturabhängigkeit der Zahl der freien Ladungsträger, deren Magnetismus auf eindeutige Weise experimentell vom Atomdiamagnetismus abzuspalten.

Ein neues Bandensystem des NO-Moleküls

von P. Baer und E. Miescher (Basel).

Das kurzwellige Spektrum des NO-Moleküls, welches im Zusammenhang mit den Versuchen, das Sonnenspektrum oberhalb der Ozonschicht in der Atmosphäre aufzunehmen, erneut Interesse gewonnen hat, ist noch recht wenig geklärt. Tanaka[1]) hat in neuerer Zeit versucht, die alten, wenig genauen Absorptionsdaten von Leifson[2]) zu verbessern; seine Resultate stehen aber im Widerspruch zur Deutung, welche Feast[3]) den von ihm kürzlich analysierten Banden von NO im sichtbaren und ultraroten Spektralgebiet gibt, insbesondere in der Frage der Existenz des $D^2\Sigma$-Zustandes. In einer demnächst erscheinenden Arbeit von Rosen und Miescher[4]) wird über neue Ergebnisse berichtet werden, welche Absorptionsaufnahmen des NO-Gases an einem 1 m Vakuumgitterspektrographen (30000 Linien/inch) geliefert haben.

Hier soll über unerwartete Resultate von *Emissions*aufnahmen des NO Spektrums im Schumanngebiet mit dem Vakuumgitter berichtet werden. Die Lichtquelle bildete ein Entladungsrohr, wie es zur Erzeugung des Wasserstoffkontinuums üblich ist, das jedoch mit zirkulierendem Heliumgas von einigen mm Hg-Druck betrieben wurde, dem unmittelbar vor der Entladungsstrecke wenig NO-Gas beigemischt wurde. Im Spektralgebiet oberhalb 1800 AE treten die bekannten β-, γ-, ε- und δ-Banden auf, im kürzerwelligen Teil des Spektrums dagegen werden bisher unbekannte Banden grosser Intensität beobachtet. Sie sind nach Rot abschattiert und haben Dublett-Struktur. Ihre Einordnung in ein Vibrationsschema gibt *Tabelle 1.* Für die Konstanten berechnen sich folgende Werte:

$$\nu_e = 60366 \text{ cm}^{-1} \qquad \omega_e' = 1216 \text{ cm}^{-1} \qquad x_e'\omega_e' = 16{,}4 \text{ cm}^{-1}$$
$$\omega_e'' = 1902 \text{ cm}^{-1} \qquad x_e''\omega_e'' = 13{,}8 \text{ cm}^{-1}$$

Dublettaufspaltung $\Delta\nu = 122 \text{ cm}^{-1}$.

---

[1]) Y. Tanaka, Sci. Pap. I. P. C. R. Tokyo **43**, 160 (1948).
[2]) S. W. Leifson, Astrophys. Journ. **63**, 73 (1926).
[3]) M. W. Feast, Canad. Journ. Res. A. **28**, 488 (1950).
[4]) Erscheint in Physica.

Diese Zahlen zeigen eindeutig, dass das neue Bandensystem, welches β'-System genannt werden soll, auf dem Grundzustand $X^2\Pi$ des NO-Moleküls endet. Der angeregte Zustand hat eine stark gelockerte Bindung, wie aus der Rotabschattierung der Banden und der erheblich verkleinerten Schwingungsfrequenz hervorgeht. Er liegt nur wenig tiefer als der $E^2\Sigma^+$-Term und ist wegen der Analogie mit dem $B^2\Pi$-Term in der Tabelle 1 mit B' bezeichnet. Da die Dublettaufspaltung der Banden übereinstimmt mit der Aufspaltung des Grundterms $X^2\Pi$, ist keine Aufspaltung des B'-Terms messbar.

Tabelle 1.

$B' - X$ System von NO (β'-Banden).

Q-Kanten der kurzwelligen Dublettkomponente (cm^{-1}).

(v = verdeckt)

v'' \ v'	0		1		2		3
0			**61205,9**		**62355,8**		**63474,7**
			1876,7	1149,9	1875,1	1118,9	1876,3
1	**58146,6**		**59329,2**		**60480,7**		**61598,4**
	1847,0	1182,6	1845,7	1151,5	1847,6	1117,7	
2	**56299,6**		**57483,5**		**58633,1**		
	1818,2	1183,9		1149,6	1818,1		
3	**54481,4**		v		**56815,0**		
	1791,9				1792,9		
4	**52689,5**		v		**55022,1**		
	1762,9						
5	**50926,6**		**52109,9**				
		1183,3	1737,6				
6			**50372,3**				
			1707,2				
7			**48665,1**				

Die mit dem tiefsten Schwingungsniveau des Grundzustandes kombinierenden Banden des neuen Systems sind auch im Absorptionsspektrum zu erwarten. Am Ort der (0,0)=Bande des β'-Systems hat Leifson tatsächlich eine starke Bande beobachtet, doch lassen sich weitere Koinzidenzen nicht eindeutig feststellen,

da im Absorptionsspektrum noch andere, bisher nicht eingeordnete Banden auftreten. Die starke und selektive Anregung der β'-Banden in unserer Lichtquelle ist sicherlich einem Überführungsprozess, an dem Heliumatome beteiligt sind, zuzuschreiben, da die Entladung in reinem NO-Gas die β'-Banden nur ganz schwach erzeugt.

Die Berechnung des Kombinationssystems zwischen dem neuen B'-Term und dem $B^2\Pi$-Term ergibt eine auffallende Übereinstimmung mit NO-Emissions-Banden im sichtbaren Gebiet, die TANAKA[1]) kürzlich in wenig einleuchtender Art einzuordnen versucht hat.

Eine ausführliche, später erscheinende Arbeit wird eingehend auch über die Resultate in den andern NO-Systemen berichten.

Mesures des constantes diélectriques et des coefficients d'absorption de gaz et de vapeurs aux hyperfréquences

par A. GENNAOUI (Genève).

Les constantes diélectriques complexes $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ des gaz et vapeurs dans la bande de 3 cm. de longueur d'onde sont peu connues, malgré leur grande importance dans la détermination des

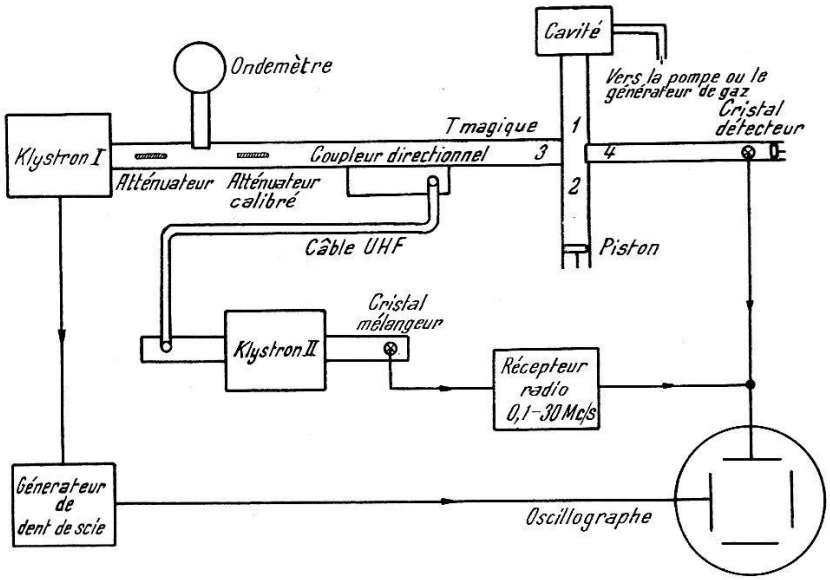


Fig. 1.

structures moléculaires et dans la localisation des fréquences propres des molécules.

Le principe de la méthode que nous avons employée repose sur l'emploi d'une cavité résonnante cylindrique excitée dans le mode TE_{011}. Si une onde de fréquence f se propage dans cette cavité, si

[1]) Y. TANAKA, Journ. Sci. Res. Inst. Tokyo **44**, 1 (1949).

f_0 est la fréquence de résonance de cette cavité, et Q_0 sa surtension intérieure, on démontre que:

$$\varepsilon' - 1 = \frac{2}{f_{0v}} (f_{0v} - f_{0g}) \tag{1}$$

$$\varepsilon'' = \frac{1}{Q_{0g}} - \frac{1}{Q_{0v}} \tag{2}$$

l'indice v étant relatif à la cavité *vide*, et l'indice g à la cavité pleine de *gaz*.

La relation (1) signifie que la mesure de $(\varepsilon' - 1)$ revient à la mesure du déplacement de fréquence $(f_{0v} - f_{0g})$ quand on passe de la cavité vide à la cavité pleine de gaz, tandis que la relation (2)

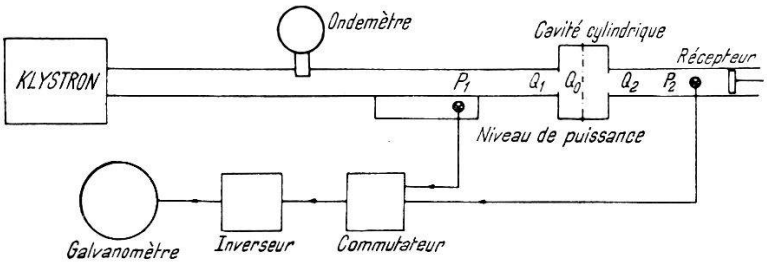


Fig. 2.

montre que la mesure de ε'' consiste à mesurer la variation de $(1/Q_0)$ lorsque la cavité se remplit de gaz.

Pour mesurer ε', nous avons branché la cavité au bout d'un «té magique», pour former sur l'écran d'un oscillographe sa courbe de résonance; et nous avons mesuré le déplacement en fréquence grâce à deux tops dont la différence de fréquence était connue. Ces deux tops sont obtenus en faisant battre l'émetteur de 3,18 cm balayé en dents de scie avec un second émetteur (local), *qui n'est pas modulé.*

Pour mesurer ε'', nous avons appliqué une méthode nouvelle: *la cavité fonctionne en transmission* et les puissances transmises sont relevées au moyen d'un détecteur et d'un *galvanomètre*; ces puissances permettent de calculer Q_{0v} et Q_{0g}.

Cette étude concerne huit gaz et vapeurs et paraîtra en détails dans les Helvetica Physica Acta.