

nung aufgebracht wird. Alle weiteren Schritte folgen durch sinngemäße Umkehrung des obigen Versuchs. Bei Anwendung auf die Theorie der Magnetostraktion ergibt sich, daß $-W_{\text{frei}}$ bis auf eine bedeutungslose additive Konstante identisch ist mit dem „magnetostruktiven Teil“ der Kristallenergie.

Eine Erweiterung auf begrenzte elastische Körper ist dadurch möglich, daß man den Körper im Gedankenversuch zunächst in ein unendliches elastisches Medium einbettet und für dieses das Eigenspannungsproblem

löst. Schneidet man dann den Körper wieder heraus, so sind an der freigewordenen Oberfläche Kräfte anzubringen, deren auf reversiblen Weg mögliche Arbeitsleistung bis zur Einstellung des endgültigen Gleichgewichtszustandes zu W_{komp} zu addieren und von W_{ink} abzuziehen ist.

Den Herren Prof. U. DEHLINGER, Dr. A. SEEGER und Dipl.-Phys. E. KRÖNER sei für zahlreiche Diskussionen und wertvolle Anregungen herzlich gedankt.

Ein stigmatisch abbildender doppelfokussierender Massenspektrograph

Von H. EWALD und G. SAUERMANN

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. 11 a, 173–174 [1956]; eingegangen am 30. November 1955)

In einer kürzlichen Arbeit¹ wurden die ionenoptischen Abbildungseigenschaften von Toroidsektor-Kondensatoren angegeben. Wir haben den dort beschriebenen und erprobten Kondensator mit einem nachgeschalteten homogenen Magnetfeld zu einem Massenspektrographen kombiniert, der zusätzlich zur Doppelfokussierung erster Näherung längs einer ausgedehnten Bildgeraden etwa in Plattenmitte stigmatische Abbildung und auf der übrigen Platte beiderseits der Mitte mehr oder weniger angenäherte stigmatische Abbildung ergibt. In Analogie zum MATTAUCH-HERZOGschen Massenspektrographen haben wir $l'_e = g_{re}$ und $l''_{re} = -l'_m = \infty$ gewählt (l'_e = radiale und axiale Gegenstandsweite des Toroidkondensators, g_{re} = radialer Brennpunkt Abstand des Kondensators, l''_{re} = radiale Bildweite des Kondensators, l'_m = Gegenstandsweite des Magnetfeldes). Die Doppelfokussierungsbedingung lautet hierfür

$$2 \sin(\sqrt{2 - a_e/R_e} \Phi_e) / \sqrt{2 - a_e/R_e} = \sin \Phi_m + (1 - \cos \Phi_m) \tan \varepsilon'.$$

Speziell ist in unserem Fall $a_e = 12$ cm, $R_e = 9,6$ cm,

$\Phi_e = 29,7^\circ$, $\Phi_m = 87,5^\circ$, $\varepsilon' = 0$ (Φ_m = mittlerer Ablenkwinkel der Strahlen im Magnetfeld, ε' = Winkel der in das Magnetfeld eintretenden Mittelstrahlen gegen die Normale zu den Polschuhgrenzen an der Eintrittsstelle).

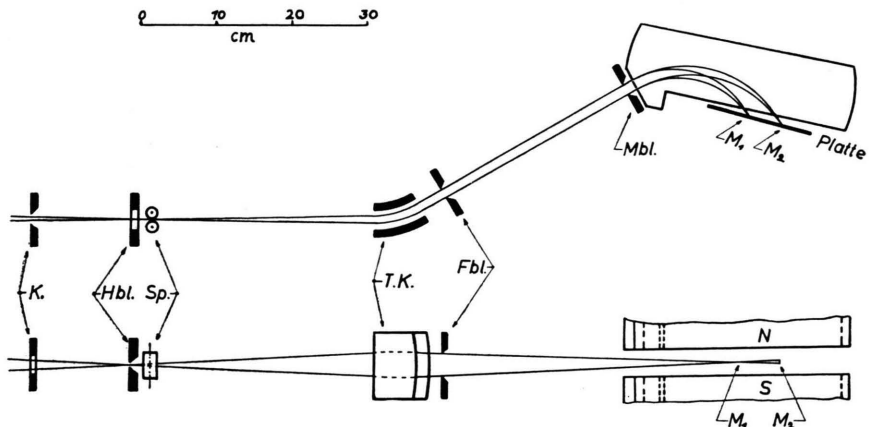
Abb. 1 erläutert in Horizontalschnitt und Seitenansicht den Strahlengang für je zwei Strahlen, die mit kleinen radialen bzw. axialen Winkeldivergenzen von einem Spaltspalt ausgehen. Im Magnetfeld ist die Fokussierung für zwei verschiedene Massen gezeigt. Die eine trifft etwa in Plattenmitte auf, die andere ca. 5 cm daneben.

Die axiale Fokussierung wird bei $\varepsilon' = 0$ allein durch den Toroidkondensator erzielt, nicht wie bei HERZOG² durch Kombination der axial fokussierenden Wirkung eines Kugelkondensators und der axial fokussierenden Wirkung des Streufeldes des Magnetfeldrandes, die auftritt, falls $\varepsilon' \neq 0$ ist. In unserem Falle ist die axiale Bildweite l''_{ze} des Toroidkondensators gleich der Länge des Strahlenganges von der Austrittsgrenze des Kondensators bis zur Photoplatte. Bei HERZOG ist l''_{ze} ebenso wie l'_{re} gleich unendlich. Das Auflösungsvermögen von doppelfokussierenden Apparaten, die mit Toroidkondensator ausgerüstet stigmatische Abbildung liefern, ergibt sich allgemein zu

$$A = M/\Delta M = [a_e/s'_e (2 - a_e/R_e)] [1 + (l'_e - g_{re})/f_{re}],$$

also auch für solche Apparate, die reelle Energiebilder des Eintrittsspalt (Weite s'_e) zwischen beiden Feldern besitzen. Speziell für $l'_e = g_{re}$ ist A um einen Fak-

Abb. 1. Schematische Darstellung der radialen (oben) und axialen (unten) Fokussierung durch den stigmatisch abbildenden Massenspektrographen (K. = Kanal, Hbl. = Horizontalblende, Sp. = enger Eintrittsspalt, T.K. = Toroidkondensator, Fbl. = Feldblende, Mbl. = Magnetfeldblende).



¹ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforsch. 10 a, 872 [1955].

² R. HERZOG, Z. Naturforsch. 8 a, 191 [1953].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

tor $2/(2 - a_e/R_e)$ größer als bei Verwendung eines Zylinderkondensators von gleich großem, mittlerem radialem Ablenkradius a_e . In unserem Falle beträgt dieser Faktor 2,67.

Abb. 2 zeigt eine mit dem neuen Apparat erhaltene Versuchsaufnahme des Triplets $^{12}\text{CH}_4 - ^{14}\text{NH}_2 - ^{16}\text{O}$. Die benützte Eintrittsspaltbreite betrug etwa $s'_e = 0,003$ mm, nach obiger Formel sollte sich daraus ein Auflösungsvermögen etwa der Größe $A = 50\,000$ ergeben. Erzielt wurde bis jetzt nach kurzer Erprobung $A = 20\,000$. Die Justierung verlief ohne besondere Schwierigkeiten in ganz ähnlicher Weise wie bei den mit Zylinderkondensator ausgerüsteten Apparaten. Eine feinere Nachjustierung der Toroidkondensator-Elektroden wurde nach der ersten exakten Montierung vor einigen Monaten bisher nicht vorgenommen.

Die effektive Länge des Eintrittspaltes betrug bei Herstellung der in Abb. 2 gezeigten Aufnahme

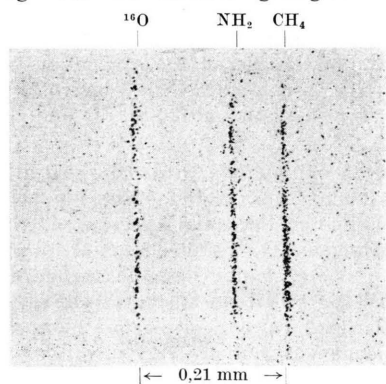


Abb. 2. Das Triplet $\text{CH}_4 - \text{NH}_2 - ^{16}\text{O}$.

$b'_z = 0,2$ mm, sie wurde durch eine vorgeschaltete gekreuzte Horizontalblende entsprechender Weite gewährleistet. Die Länge der photographierten Massenlinien beträgt etwa $b''_z = 0,32$ mm, wie es unter Berücksichtigung eines axialen Vergrößerungsfaktors

$$b''_z/b'_z = f_{ze}/(l'_e - g_{ze}) = 19,6/(28,9 - 16,4) = 1,57$$

bei stigmatischer Abbildung auch etwa zu erwarten ist. Der Polschuhabstand des Magneten würde bei Verwendung eines Zylinderkondensators eine Linienlänge von 5 mm zulassen. Daraus ist ersichtlich, daß die stigmatisch abbildenden doppelfokussierenden Apparate bei photographischem Nachweis der getrennten Massenlinien entsprechend der Verkürzung der Linien bei etwa gleicher Schärfe einen Intensitätsgewinn von mehr als einer Größenordnung ergeben.

Deshalb betragen die Belichtungszeiten z. B. für die Aufnahmen bei der Massenzahl 16 je nach der Weite der beiden Blenden zwischen den Feldern (0,1 bis 0,5 mm) auch nur 1–10 sec, wobei aber auf die Einstellung der Ionenquelle auf größte Stromausbeute noch keine besondere Mühe verwandt wurde. Ein solcher Intensitätsgewinn ist für Massenbestimmungen seltener Isotope von großer Bedeutung. Dabei wird der relative Gewinn umso größer sein, je größer man einen solchen Massenspektrographen baut.

Eine ausführlichere Darlegung der Theorie solcher stigmatisch abbildender Massenspektrographen und eine genaue Beschreibung des neuerbauten Apparates soll später folgen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft möchten wir für die Zurverfügungstellung von Mitteln sehr danken.

Ein einfaches Entwicklungsverfahren für Kernplatten

VON WOLFGANG LOHMANN

Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Brg.
(Z. Naturforsch. 11 a, 174–175 [1956]; eingegangen am 14. Januar 1956)

Die heute wohl üblichste Methode zur homogenen Entwicklung von Kernplatten ist das Temperaturentwicklungsverfahren¹. Bei der dabei durchzuführenden Warmentwicklung, d. h. Änderung der Temperatur von 5°C auf ca. 25°C müssen Temperatursprünge vermieden werden, weil dadurch Verzerrungen oder Zerstörungen der Emulsion auftreten können.

Diese Tatsache veranlaßte YAGODA² dazu, ein neues Entwicklungsverfahren, die sogenannte isothermische Entwicklung, auszuarbeiten, bei dem die Entwicklung bei 5°C durchgeführt wird. Ein Nachteil haftet jedoch auch diesem Verfahren an. Es erfordert ebenfalls verhältnismäßig lange Gesamtentwicklungszeiten und einen größeren Arbeitsaufwand, da mit verschiedenen

pH-Werten gearbeitet wird. Die Variation in den pH-Werten (die letzte Entwicklerlösung wird schließlich durch Wasser ersetzt) soll eine einheitliche Tiefenentwicklung ergeben.

Eine andere Methode haben BERNET und CHASTEL³ vorgeschlagen, die es gestatten soll, auch dickere Kernplatten möglichst rasch und homogen zu entwickeln. Den sich bei der Einwirkung von Entwickler auf die Emulsion bildenden Entwicklungsgradienten versuchen sie durch folgendes Verfahren zu kompensieren: Die reduzierenden Eigenschaften des Entwicklers (Amidol) kommen erst dann zur Geltung, wenn der pH-Wert des Entwicklers höher liegt als ein bestimmter kritischer Wert. Man läßt also den Entwickler mit einem pH-Wert unter diesem kritischen Wert in die Emulsion eindiffundieren. Da die Emulsion einen höheren pH-Wert hat, nimmt der pH-Wert des Entwicklers zu und erreicht schließlich bei einer bestimmten Eindringtiefe den kritischen Wert; die Entwicklung beginnt.

Wir fanden jedoch bei der Durchführung ihres Verfahrens, daß sämtliche untersuchten Kernplatten einen starken Entwicklungsgradienten aufwiesen. Hinzu

¹ C. DILWORTH, G. OCCHIALINI u. R. PAYNE, Nature, Lond. 162, 102 [1948].

² H. YAGODA, Rev. Sci. Instrum. 26, 3, 263 [1955].

³ A. BERNET u. M. CHASTEL, J. Phys. Radium 15, 781 [1954].