

drei modernen massenspektrographischen Messungen<sup>24</sup> ergibt sich mit einem Packungsanteil<sup>9</sup> von — 6,43 im Mittel der Wert 95,91 für das chemische Atomgewicht von Molybdän, von dem die drei Einzelwerte um höchstens eine Einheit der zweiten Dezimalstelle abweichen; dagegen liefert die anscheinend sehr genaue chemische Bestimmung von

<sup>24</sup> G. E. Valley, Physic. Rev. **57**, 945 (abs. 22) [1940]; H. Lichtblau u. J. Mattauch, Z. Physik **117**, 502 [1941]; D. Williams u. P. Yuster, Physic. Rev. **69**, 556 [1946].

Hönigschmid und Wittmann<sup>25</sup> den um 4‰ höher liegenden Mittelwert 95,95, von dem die chemischen Einzelbestimmungen nur in Einheiten der dritten Dezimale abweichen. Möglicherweise ist also sowohl beim Wolfram wie beim Molybdän eine ähnliche geringfügige Fehlerquelle bei der chemischen Messung des Atomgewichts die Ursache der Diskrepanz.

<sup>25</sup> O. Hönigschmid u. G. Wittmann, Z. anorg. allg. Chem. **229**, 65 [1936].

## Fehlermöglichkeiten bei massenspektrographischen Dublettmessungen II

Von HEINZ EWALD

Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie, Tailfingen

(Z. Naturforschg. **3a**, 114—124 [1947]; eingegangen am 15. November 1947)

Kürzlich wurde gezeigt, daß bei Verwendung der Kanalstrahlröhre als Ionenquelle eine für die verschiedenen Ionensorten sehr ungleichartige Ausleuchtung des Spektrographenspaltes ernste Fehler bei der Bestimmung von Dublettabständen im Gefolge haben kann. Diese Fehler können durch Verkürzung des möglichst gut justierten Spaltes von 4 mm auf 0,2 mm genügend klein gemacht werden. Zugleich werden damit die bisherigen Schwierigkeiten, jederzeit Linien der theoretisch zu erwartenden Schärfe zu erhalten, behoben. Weiter wird aber an Hand von Aufnahmeergebnissen gezeigt, daß die Ionenstrahlen nach Durchtritt durch den Präzisionsspalt für die verschiedenen Ionensorten sehr verschiedene, enge Öffnungswinkel erfüllen. Damit nehmen die Fehler zweiter Ordnung — die Linienbreite ist in zweiter Näherung von dem Öffnungswinkel abhängig — für die verschiedenen Linien verschiedene Größe an. Diese Verbreiterungen sind im allgemeinen unsymmetrisch. Die daraus folgenden neuen Fehlermöglichkeiten bei Bestimmungen von Dublettabständen werden im einzelnen untersucht. Es wird abgeschätzt, daß der Öffnungswinkel der Strahlen in der Ablenkebene der Apparatur etwa die Größe 0,05° nicht übersteigen darf.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit<sup>1</sup> wurde gezeigt, daß die von der Kanalstrahlröhre gleichzeitig gelieferten Ionensorten den Präzisionsspalt des Massenspektrographen teilweise unvollkommen und sehr ungleichartig ausleuchteten. Dadurch können bei nicht exakter Senkrechtleistung des Spaltes zu den Feldlinien des elektrischen Ablenfeldes für verschiedene Ionensorten verschiedenartige Linienverbreiterungen auftreten, die schon bei Spaltdejustierungen von nur 0,1° zu beträchtlichen Fehlern in der Bestimmung der Dublettabstände Anlaß geben können.

Dieses Ergebnis lieferte zugleich auch eine Erklärung für bisher nicht recht verständliche und scheinbar regellose Schwankungen der auf ver-

<sup>1</sup> H. Ewald, Z. Naturforsch. **2a**, 384 [1947]; Berichtigung hierzu: Die Abb. 3 (S. 388) wurde verkehrt im Sinne des Uhrzeigers um 90° verdreht wiedergegeben.

schiedenen Platten erhaltenen Linienbreiten, die das Arbeiten auch mit der Neukonstruktion des Mattauch-Herzogschen Apparates anfangs noch erschwert haben. Man muß dazu die Beobachtung berücksichtigen, daß die Ausleuchtungsverhältnisse des Spaltes wiederum von den Entladungsbedingungen in der Kanalstrahlröhre abhängen, also zeitlichen Änderungen unterworfen sind. Auf diese Weise können sich von Aufnahme zu Aufnahme unterschiedliche Linienbreiten ergeben, auch wenn in der Zwischenzeit nicht die geringsten Änderungen an der mechanischen Justierung des Apparates und anderen, die Linien schärfe beeinflussenden Bedingungen eingetreten sind.

### Verkürzung des Spaltes

Nun konnte man aber auch nach Mitteln suchen, um jederzeit reproduzierbar Linien gleichblei-



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 digitized 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.

bender und optimaler Schärfe zu erhalten und damit zugleich auch die erwähnten Fehlernmöglichkeiten auf ein tragbares Maß herabzudrücken. Die eine Möglichkeit, nämlich den Spalt genauer als auf  $0,1^\circ$  auszurichten, wurde nicht ernsthaft in Erwägung gezogen, einmal weil das bei der vorhandenen Anlage wohl nicht ohne beträchtliche zusätzliche Hilfsmittel durchführbar wäre, zum andern weil selbst bei exakter mechanischer Ausrichtung der Erfolg solcher Bemühungen nicht unbedingt gewährleistet erschien. Der bekannte Polarisationseffekt der Platten des elektrischen Ablenfeldes<sup>2</sup> wird nämlich zu geringen, zeitlich wechselnden Verbiegungen der Kraftlinien führen, die in ihrer Wirkung wohl Spaltdejustierungen von der Größenordnung  $0,1^\circ$  gleichkommen könnten.

Es blieb die andere Möglichkeit, den möglichst gut ausgerichteten, vertikalen Präzisionsspalt radikal zu verkürzen. Dies geschah durch Vorschaltung einer horizontalen, in vertikaler Richtung verschiebbaren Blende von 0,2 mm Weite. Von dem ursprünglich 4 mm langen Spalt kommt also nur ein Stück von 0,2 mm Länge zur Wirkung.

Der damit zu befürchtende Intensitätsverlust trat überraschenderweise nur in geringem Maße ein; es erwies sich höchstens eine Verdopplung der Belichtungszeiten als notwendig. Diese betragen für das Dublett bzw. Triplet bei der Massenzahl 16 etwa 1 sec. Man könnte annehmen, daß bei längeren Spalten die größere hindurchgelassene Gesamtintensität im allgemeinen nur zu einer breiteren Linie Anlaß gibt. Es mag aber auch sein, daß auf noch nicht geklärte Weise, vielleicht durch starke Aufladungen an der Vorderseite der Blendenbacken, eine unerwartete Konzentrierung der Strahlen durch die Horizontalblende hindurch stattfindet. Die V2A-Stahlwalzen, die die Backen des Präzisionsspaltes bilden und die bisher von den Strahlen nicht angegriffen wurden, werden nämlich nun nach Vorschaltung der Horizontalblende (Abstand etwa 1 cm) in dem 0,2 mm-Bereich, der von den Ionen getroffen wird, erheblich zerschossen.

Seit Einbau dieser engen Horizontalblende wurden Linien idealer Schärfe in gleichbleibender Güte erhalten. Dadurch ist es jetzt möglich, systematische Untersuchungen der Kanalstrahlentladung einerseits und der Abbildungseigenschaften des Massenspektrographen andererseits durchzuführen.

<sup>2</sup> F. W. Aston, Mass Spectra and Isotopes, London 1942, S. 75.

Nach wie vor blieb die Notwendigkeit, den Präzisionsspalt von vornherein so gut wie möglich senkrecht zu den Feldlinien des elektrischen Ablenfeldes einzustellen. Zu dem Zweck wurde die horizontale, zum Spalt gekreuzte Blende durch eine solche ersetzt, die zwei Spalte von 0,2 mm Weite in 1,2 mm vertikalem Abstand aufweist, von denen der eine durch eine kleine Klappe leicht verdeckt werden kann. Entsprechend den Ausführungen und der Abb. 2 der vorangegangenen Arbeit<sup>1</sup> wirkt der um einen kleinen Winkel  $\gamma$  schiefstehende Präzisionsspalt in Verbindung mit dieser zu ihm gekreuzten Doppelblende in erster Näherung wie ein Doppelspalt, der sich in der horizontalen Mittelebene, d. i. in der Ablenkebene der Apparatur, befindet und dessen Spaltweiten etwa  $0,2 \sin \gamma$  mm betragen und dessen horizontale Spaltdistanz etwa  $1,2 \sin \gamma$  mm beträgt. Ein solcher Doppelspalt gibt — gleichmäßige Ausleuchtung durch eine Ionensorte vorausgesetzt — zu einer Verdopplung der betreffenden Linie Anlaß, zu einem künstlichen Dublett, dessen Abstand entsprechend der früher zitierten Linienbreitenformel erster Näherung<sup>1</sup> durch

$$d = \frac{1,2 \sin \gamma \cdot a}{a_e \cos w} \text{ mm}$$

gegeben ist. Dabei wird der Teilspalt, der, in Richtung der Ionenstrahlen gesehen, nach der Seite der äußeren Ablenplatte des elektrischen Feldes verschoben erscheint, als die nach den größeren Massenzahlen hin gelegene Dublett-komponente abgebildet.

Wenn man nun wieder Aufnahmeserien herstellt, bei denen der Spalt von Aufnahme zu Aufnahme um einen kleinen Winkelbetrag verdreht wird, dann ändert sich die Weite dieser künstlichen Dubletts systematisch. Bei einer günstigsten Einstellung der Schlitzverdrehung sollten die beiden Linien zur Deckung kommen. Genauer findet man diesen besten Einstellungswert, wenn man Aufnahmen mit beiderseits benachbarten Einstellungen auswählt, auf denen die Linien schon sauber getrennt erscheinen und ihre Abstände unter dem Komparator bestimmt. Man hat dann nur auf den Linienabstand Null zu interpolieren. Die damit erreichbare Genauigkeit dürfte etwa bei  $\pm 0,05^\circ$  liegen; sie wird u. a. durch die im folgenden beschriebene Erscheinung begrenzt. Für die Erzielung der eigentlichen Meß-

aufnahmen wird der eine Spalt der Doppelblende zugedeckt. Die Verkürzung des Spalts im Verein mit dieser guten Ausrichtung wird dann die fraglichen systematischen Fehler unter  $0,1 \cdot 10^{-4}$  ME halten.

Bei der Herstellung solcher künstlichen Dubletts zur genauen Spaltausrichtung konnte die interessante Beobachtung gemacht werden, daß die beiden Linien nicht ganz genau parallel zueinander verlaufen, sie sind um einen kleinen Winkel von Größenordnungsmäßig einem Zehntelgrad gegeneinander geneigt. Ihre Abstände zeigen dementsprechend in verschiedenen Höhen der Linien Unterschiede von einigen Tausendstel-Millimetern, das entspricht etwa einer Linienbreite. Daher gibt es auch im allgemeinen keine Spaltstellung, bei der die beiden Linien ideal zur Deckung kommen. Vielmehr überschneiden sie sich für eine optimale Spaltstellung, so daß die resultierende Linie an den Enden verbreitert erscheint. Die Ursache dieser etwas verschiedenen Richtung ist in folgendem zu vermuten. Die Strahlen, die den beiden Komponenten des künstlichen Dubletts entsprechen und die je von einer Öffnung der horizontalen Doppelblende ausgehen, passieren das elektrische Feld in etwas verschiedener Höhe und unterliegen damit verschiedener Einwirkung der örtlich schnell variierenden Störung der Feldhomogenität durch den Polarisationseffekt. Dieser kommt in der Hauptsache dadurch zustande, daß Ionen, die vor Eintritt in das elektrische Feld ihre Ladung verloren haben, unabgelenkt gegen die äußere Feldplatte laufen und dort einen recht scharf definierten und schlechter leitenden Fleck erzeugen. Dieser kann sich in unkontrollierbarer Weise aufladen und so ein Störpotential erzeugen. Die Berechtigung dieser Annahme müßte durch eine genauere Untersuchung erwiesen werden. Wie eine Überschlagsrechnung ergab, dürfte die in der ebenen Theorie erster Näherung enthaltene Vernachlässigung der zur Mittelebene unter geringem Winkel geneigt verlaufenden Strahlen einen Effekt in der beobachteten Größe nicht erklären können. Nicht ganz von der Hand zu weisen ist aber die Möglichkeit, in der fraglichen Erscheinung eine störende Wirkung der Streufelder zu sehen. Hier sei noch angemerkt, daß auf den untersuchten Platten durchweg die Dublettkomponenten, die vom oberen Teilspalt herrühren, mit ihren oberen Enden nach der Seite größerer Massenzahlen zu geneigt sind, während die Kompo-

nenten, die vom unteren Teilspalt erzeugt werden, mit ihren oberen Enden etwas nach kleineren Massenzahlen zu verdreht erscheinen.

In der hier geschilderten Beobachtung erkennen wir ein weiteres Argument, das bei der Herstellung von Meßaufnahmen für die Verwendung der (einfachen) horizontalen Blende von Größenordnungsmäßig nur Zehntelmillimeter Weite spricht, die also den Präzisionsspalt auf solch eine kurze effektive Länge beschränkt. Denn denken wir uns dagegen den Spalt in seiner vollen Länge von 4 mm zur Wirkung, kommen, dann erzeugen die Strahlen, die von den verschiedenen Spaltlängen-Elementen ausgehen, alle Linien etwas unterschiedlicher Richtung, die sich auch bei bester Spaltjustierung nur zu einer unschärfieren Summationslinie überlagern können. Wenn wir noch die Tatsache berücksichtigen, daß die Ausleuchtung des langen Spaltes für die verschiedenen Ionensorten sehr ungleichartig ist, dann erkennen wir wieder die Möglichkeit, daß diese so entstehenden Verbreiterungen der Linien für die verschiedenen Ionenlinien verschieden sind. Hierdurch könnten wieder, auch bei bestmöglichlicher Spalteinstellung, ungleiche Verschiebungen der Linienzentren erzeugt werden, die zu Fehlern bei der Auswertung von Meßdubletts führen müssen.

#### Untersuchung weiterer Fehlerquellen

*Unterschiedliche Öffnungswinkel der Ionenbündel für verschiedene Ionensorten.* Der Präzisionsspalt mit vorgeschalteter horizontaler Blende befindet sich in etwa 12 cm Abstand hinter dem Strömungskanal der Gasentladung. Dieser Strömungskanal bestand bisher normalerweise aus einem etwa 0,4 mm weiten Schlitz von etwa 7 mm vertikaler Länge in der etwa 5 mm dicken Aluminiumkathode und wurde als Schnitt einer kleinen Kreissäge erzeugt. Kanal und Spalt sind also parallel gerichtet. Entgegen dieser üblichen Anordnung wurde nun versuchsweise ein Kanal von 0,8 mm Weite und 5 mm Länge in horizontaler Richtung, also gekreuzt zum Spalt, eingebaut. Die damit erhaltenen Linien sind entsprechend der nun vorhandenen großen horizontalen Winkeldivergenz der in das elektrische Feld eintretenden Strahlen viel breiter, als sie mit dem engen vertikalen Kanal erhalten werden. Sie zeigen daneben aber eine andere auffallende Erscheinung. In

Abb. 1 sind vier in einer Serie unmittelbar hintereinander gewonnene Aufnahmen wiedergegeben, zwischen denen die erwähnte horizontale (einfache) Blende vor dem Präzisionsspalt jeweils um 0,1 mm gesenkt wurde. Die Vergrößerung ist dabei so gewählt, daß in jedem Falle ein Ausschnitt der Originalplatten von 3 mm Durchmesser im Blickfeld wiedergegeben wird, so daß die üblicherweise 3 mm langen Linien — ihre Länge ist durch die Polschuhdistanz und eingebaute Messingblenden begrenzt — gerade ganz wiedergegeben werden könnten. Hier beobachten wir nun, daß die Linien nicht in der ganzen mög-

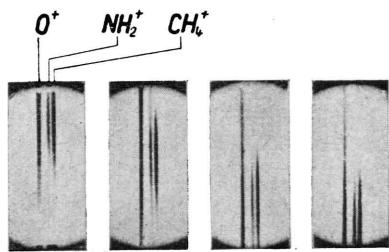


Abb. 1. Das Triplett  $^{12}\text{CH}_4 - ^{14}\text{NH}_2 - ^{16}\text{O}$ , aufgenommen mit vertikalem Spalt von 0,2 mm Länge und einigen Tausendstelmillimeter Weite (vertikaler Spalt mit vorgeschalteter horizontaler Blende) und dazu gekreuztem, horizontalem Strömungskanal (0,8 mm Weite und 5 mm horizontale Länge). Von Aufnahme zu Aufnahme ist die horizontale Blende um 0,1 mm gesenkt worden. Die unterschiedlichen vertikalen Öffnungswinkel der vom Spalt ausgehenden Strahlenbündel der verschiedenen Ionensorten.

lichen Länge ausgeleuchtet sind; wiederum verhalten sie sich in dieser Hinsicht sehr unterschiedlich. Die  $\text{CH}_4^+$ - und  $\text{NH}_2^+$ -Linien sind nur in einer Länge von etwa 1 mm belichtet, der mittlere Ort dieser Belichtung wandert zugleich mit der schrittweisen Senkung der horizontalen Blende von Aufnahme zu Aufnahme weiter nach unten. Die  $\text{O}^+$ -Linie ist dagegen in jedem Falle in einer beträchtlich größeren Länge ausgeleuchtet, bei den mittleren Aufnahmen über die ganze verfügbare Länge, wenn auch nicht sehr gleichmäßig. Diese Tatsachen sind in der Weise zu verstehen, daß die zur Photoplatte gelangenden Ionen den hier horizontalen Kanal in einem Schlauch durchsetzen, dessen vertikale Ausdehnung wesentlich kleiner sein kann, als die vertikale Öffnung des Kanals zulassen würde. Und wieder ist die Weite dieses Ionenschlauches für die verschiedenen Ionensorten sehr verschieden. Die Erschei-

nung ist um so ausgesprochener, d. h. die Linien sind um so kürzer, je größer die Beschleunigungsspannung am Kanalstrahlrohr bei konstant gehaltener Ablenkungsspannung gewählt wird.

Wir wollen nun näher untersuchen, ob diese von Ionensorte zu Ionensorte sehr verschiedenen und z. Tl. überraschend kleinen Winkeldivergenzen der Strahlen nach ihrem Durchtritt durch den Spalt für unsere Präzisionsmessungen Fehlermöglichkeiten im Gefolge haben. Dazu drehen wir in Gedanken den hier horizontalen Kanal in seine gewöhnliche vertikale Lage zurück. Die im Versuch aus den verschiedenen Linienlängen abgeleitete Aussage über die *vertikalen* Öffnungswinkel der Strahlen geht dann über in eine gleiche Aussage über die *horizontalen* Öffnungswinkel für die verschiedenen Ionensorten. Das bedeutet, daß die horizontale Eintrittsbreite der verschiedenen Ionenbündel in das elektrische Feld bei gewöhnlicher, senkrechter Kanalanordnung durchaus verschieden ist. Es handelt sich um Winkeldivergenzen von weniger als  $0,1^\circ$  bis zu etwa  $0,5^\circ$ , und entsprechend um Eintrittsbreiten ins elektrische Feld, die zwischen einigen Zehntelmillimetern und 1–2 mm liegen.

*Fehler zweiter Ordnung.* Dies kann auf zweierlei Weise zu Meßfehlern führen. Die dem Apparat zugrunde liegende ebene Theorie erster Näherung der doppelfokussierenden Massenspektrographen von Herzog, Mattauch und Herzog, Herzog und Hauk<sup>3</sup> betrachtet den Fall, daß die Strahlen das elektrische Feld in der Nähe der Null-Potentialfläche passieren. Wenn daher bei sonst gut justiertem Apparat die Strahlen nicht genau mitten zwischen den Ablenkplatten in das Feld eintreten, sind sofort deutlich unschärfere Linien zu beobachten, wenn dabei die Ablenk batterie etwa in ihrer Mitte geerdet ist und bleibt. Wenn man andererseits bei gut zentriertem Eintritt der Strahlen ins elektrische Feld den Erdungspunkt der Ablenk batterie verschiebt, z. B. von Aufnahme zu Aufnahme um 60 Volt und in einem geeigneten Bereich, dann ist ebenfalls eine systematische Veränderung der Linienschärfe zu erhalten. Die Praxis hat ergeben, daß nach einer anfänglichen, einigermaßen genauen Zentrierung des eintretenden Strahles mittels eines vor dem elektrischen Felde einschiebbaren Kontrollauf-

<sup>3</sup> R. Herzog, Z. Physik **89**, 447 [1934]; J. Mattauch u. R. Herzog, Z. Physik **89**, 786 [1934]; R. Herzog u. V. Hauk, Ann. Physik **33**, 89 [1938]; s. a. A. Klemm, Z. Naturforschg. **1**, 137 [1946].

fängers auf eine noch feinere Zentrierung verzichtet werden kann, wenn man dann aus einer solchen Aufnahmeserie mit systematisch verschiedenem Batterie-Nullpunkt die Nullpunktseinstellung entnimmt, die die schärfsten Linien ergibt. Die praktisch auftretende Abweichung von der symmetrischen Erdung beträgt 120 bis 180 Volt (gesamte Ablenkspannung bei diesen Versuchen

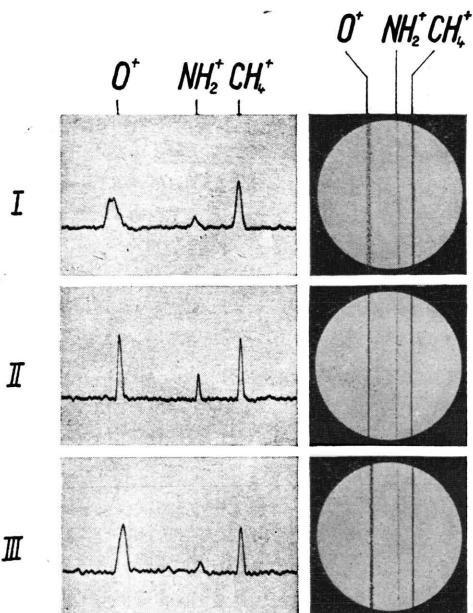


Abb. 2. Ungleiche Linienverbreiterungen als Folge der für die verschiedenen Ionensorten verschiedenen Eintrittsbreiten ins elektrische Feld bei extrem falscher Erdung der Ablenk batterie. I: Innere Platte des Zylinderkondensators, d. h. negatives Ende der Ablenk batterie geerdet. II: Batteriemitte geerdet. III: Äußere Platte geerdet. Vertikaler Kanal (0,8 mm weit, 5 mm lang) parallel zum Spalt.

1200 Volt), und zwar nach dem negativen Batterieende hin. Der Ursache dieser Unsymmetrie wurde noch nicht nachgegangen.

Es ist nun anzunehmen, daß die bei schlechter Zentrierung der Strahlen bzw. bei ungenauer Einstellung des Nullpunktes der Ablenk batterie auftretenden, im allgemeinen wohl unsymmetrischen Linienverbreiterungen in ihrer Größe wesentlich von der Eintrittsbreite der Strahlen ins Feld abhängen. Die erwähnte Theorie kann hierüber keine näheren Aussagen machen, im Experiment sind diese Erwartungen aber leicht zu bestätigen. In Abb. 2 sind drei Mikrophotographien des Triplets bei der Massenzahl 16 nebst Photometerkurven wiedergegeben. Die mittlere Aufnahme

wurde erhalten bei einer in der beschriebenen Weise annähernd in ihrer Mitte optimal geerdeten Ablenk batterie; bei der Aufnahme I war dagegen die negative, innere Platte geerdet, bei der Aufnahme III war es die äußere. Verwendet wurde dabei ein vertikaler Kanal von 5 mm Länge und 0,8 mm Breite. Bei der mittleren Aufnahme sind die Linien trotz der Verwendung des relativ weiten Kanals ideal scharf, wenn auch teilweise etwas überbelichtet. Die Verbreiterungen der Linien bei den Aufnahmen I und III infolge der extrem falschen Einstellungen des Nullpunktes sind bei den  $O^+$ -Linien sehr viel größer als bei den  $CH_4^+$ -Linien. Das ist gerade das, was infolge der größeren horizontalen Eintrittsbreite der  $O^+$ -Bündel ins elektrische Feld zu erwarten ist.

Um weiter zu prüfen, ob durch diese verschiedenen Verbreiterungen und ihre vermutliche Unsymmetrie auch schon bei geringen Falscheinstellungen des Nullpunktes der Ablenk batterie wesentliche Fehler in der Bestimmung von Dublettabständen hervorgerufen werden können, wurden bei Verwendung verschiedener Kanalweiten Aufnahmeserien hergestellt mit jeweils den gleichen systematischen, aber kleineren Verschiebungen des Batterie-Nullpunktes zu beiden Seiten seiner besten Einstellung. Die Aufnahmen jeder Platte wurden ausgemessen, so gut es ihre verschiedenen Linienschärfe zuließen, indem nach Möglichkeit der Meßfaden des Komparator-Okulaires immer auf die Linienmitten eingestellt wurde. Die Resultate zeigen einen starken systematischen Gang mit der Nullpunktsverstellung, der um so größer ist, je weiter der Kanal ist. In Abb. 3 sind die erhaltenen Dublettabstände dargestellt in Zehntausendstel Masseneinheiten in Abhängigkeit von der Nullpunktseinstellung und der verwendeten Kanalweite. Die Kurven sind um so steiler, je weiter der Kanal ist. Da die Beurteilung der Linienschärfe die Auffindung der optimalen Nullpunktseinstellung aus Aufnahmeserien mit systematischer Verstellung des Nullpunktes praktisch nur mit einer Genauigkeit von etwa  $\pm 60$  Volt gestattet, kann man umgekehrt aus den Kurven der Abb. 3 entnehmen, wie eng man notwendigerweise bei Verwendung der sonst in vieler Beziehung sehr bequemen Kanalstrahlröhre den Kanal machen muß, um die bei einer solchen kleinen Fehleinstellung des Nullpunktes zu erwartenden Fehler genügend gering zu halten, und zwar kleiner als  $0,1 \cdot 10^{-4}$  Masseneinheiten. Diese Forde-

rung wird erfüllt bei Kanalweiten von etwa  $1/10$  mm; bei 0,2—0,3 mm Kanalweite verlaufen die Kurven dagegen schon zu steil. Die Aufnahmen, denen die Punkte in der Nähe der Überschneidungsstelle der Kurven entsprechen, zeigen die größte Linienschärfe.

Weiterhin müssen wir die Frage prüfen, ob nicht auch bei idealer Zentrierung des ins elektrische Feld eintretenden Strahles bzw. bei idealer Einstellung des Erdungspunktes der Ablenkbatte-  
terie durch die verschiedenen Eintrittsbreiten der

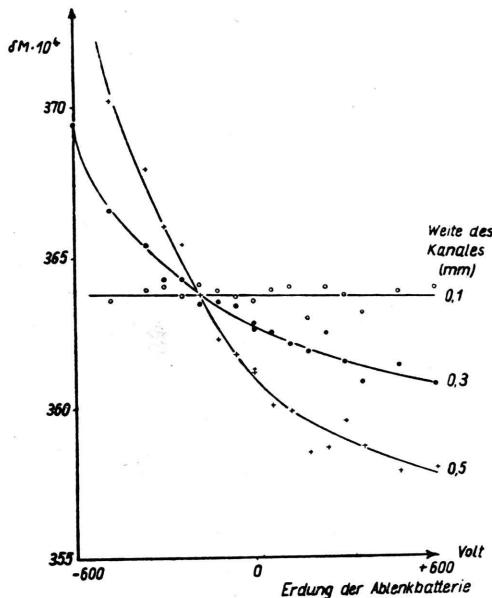


Abb. 3. Meßergebnisse für das Dublett  $^{12}\text{CH}_4-^{16}\text{O}$  in Abhängigkeit von der Kanalweite und der Erdung der Ablenkbatte-  
terie.

verschiedenen Ionensorten ins elektrische Feld noch Verfälschungen der wahren Dublettabstände entstehen können. Wir fragen uns, wie weit die in der allgemeinen Theorie enthaltenen Vernachlässigungen von höheren Gliedern der Reihenentwicklungen unter den vorliegenden Umständen noch unberücksichtigt bleiben dürfen. In erster Näherung ist die Linienbreite außer von festliegenden Apparaturkonstanten nur von der gewählten Spaltbreite abhängig, bei Berücksichtigung quadratischer Glieder werden aber auch die Winkel- und Geschwindigkeitsdivergenz der zur Verwendung gelangenden Strahlenbündel von Bedeutung. Eine in dieser höheren Näherung durch-

geführte Berechnung des Strahlenganges in doppelfokussierenden Massenspektrographen, die auf unseren Spezialfall übertragbar ist, liegt aber noch nicht vor.

Hughes und Rojansky<sup>4</sup> haben 1929 die Fokussierung im elektrischen Zylinderfeld berechnet für den Spezialfall, daß Strahlenquelle und Ort der Fokussierung innerhalb des Feldes liegen. Fokussierung erster Näherung tritt hier für einen Ablenk-  
winkel der Strahlen von  $127^\circ 17'$  ein; bei Berücksichtigung der quadratischen Glieder tritt aber an dieser Stelle für den Mittelstrahl und die beiden Seitenstrahlen eines von einem Punkte ausgehenden divergenten Strahlenbündels von der Öffnung  $2\alpha$  keine genaue Überschneidung in einem Punkte ein. Die drei Strahlen bilden hier vielmehr ein kleines Dreieck, dessen eine stumpfe Ecke als Überschneidung der beiden Seitenstrahlen im Abstande  $s_e = 4\alpha^2 r_0/3$  vom Mittelstrahl zum Zentrum der Ablenkung hingelegt ist. Die Bündelbreite bleibt damit auch bei vernachlässigbarer Spaltweite von endlicher Größe. Für den allgemeiner interessierenden Fall, daß Quelle und Fokussierungsort außerhalb des elektrischen Sektorfeldes liegen, ist die entsprechende Rechnung infolge der vorhandenen Schwierigkeiten bisher noch nicht durchgeführt. Für den Fall des magnetischen Sektorfeldes wurde eine solche Rechnung in zweiter Näherung dagegen 1934 von Stephens<sup>5</sup> gegeben, allerdings noch spezialisiert für einen Eintritt und Austritt der Strahlen senkrecht zu den Begrenzungen des Magnetfeldes. Cartan<sup>6</sup> hat dann 1937 auch für schrägen Strahleintritt auf rein geometrischem Wege in sehr allgemeiner Weise die Glieder zweiter Ord-  
nung für die Linienbreite angegeben. 1944 hat Marschall<sup>7</sup> eine allgemeine, dreidimensionale Theorie eines Massenspektrographen für bestimmte inhomogene Felder entwickelt und für einen Spezialfall auch die Abbildungsfehler berechnet. Neuerdings gibt Hutter<sup>8</sup> nochmals eine einfache Ableitung der ebenen Bahngleichungen der doppelfokussierenden Massenspektrographen, ebenso wie Marschall vom Fermatschen Prinzip ausgehend. Er behält in diesen Gleichungen Glieder zweiten Grades bei, kann dann aber die Lösung für die Linienbreiten auch nur für die einfachsten, schon in den vorangehenden Arbeiten enthaltenen Spezialfälle geben.

Infolge dieses Fehlens einer allgemeinen, in zweiter Näherung durchgeföhrten Theorie für den Strahlengang in einem elektrischen Sektorfeld, müssen wir uns hier mit einigen Überlegungen begnügen, die uns eine Vorstellung davon geben sollen, in welcher Größe die höheren Glieder der Reihenentwicklungen in unserem Falle etwa in die zu erwartende Linienbreite eingehen werden.

<sup>4</sup> A. L. Hughes u. V. Rojansky, Physic. Rev. **34**, 284 [1929].

<sup>5</sup> H. Marschall, Physik. Z. **45**, 1 [1944].

<sup>6</sup> R. G. E. Hutter, Physic. Rev. **67**, 248 [1945].

<sup>7</sup> L. Cartan, J. Physique Radium **8**, 453 [1937].

Betrachten wir z. B. die Richtungsfokussierung für den von Bainbridge und Jordan<sup>9</sup> und von Cartan<sup>6</sup> diskutierten Fall der Kombination eines elektrischen Zylinderfeldes mit einer Strahlablenkung von  $127^\circ 17'$  und anschließend eines homogenen  $180^\circ$ -Magnetfeldes. Der Spektrographenspalt befindet sich hier am Eintrittsrand des elektrischen Feldes. Doppelfokussierung tritt am Austrittsrand des Magnetfeldes ein für den Fall, daß der Krümmungsradius  $r_0$  der Bahnen in beiden Feldern gleich ist. Wenn wir nur Strahlen gleicher Energie betrachten und uns einen beliebig schmalen Spalt denken, hat das Zwischenbild zwischen beiden Feldern nach Hughes und Rojansky die Breite  $4\alpha^2 r_0/3$ . Ein  $180^\circ$ -Magnetfeld allein würde unter den gleichen Voraussetzungen die Breite  $\alpha^2 r_0$  ergeben. Bei der betrachteten Kombination beider Felder wirken beide Verbreiterungen in entgegengesetzter Richtung; sie kompensieren sich zum Teil. Es bleibt ein restlicher, von der Richtungsdivergenz der Strahlen herrührender Anteil der Linienbreite der Größe  $\alpha^2 r_0/3$ . Wie oben angegeben, kommen praktisch Winkeldivergenzen bis  $0,5^\circ$  vor. Durch Nachrechnung erkennen wir, daß schon für eine Winkeldivergenz von  $0,2^\circ$  dieser Anteil zur Linienbreite Tausendstelmillimeter überschreitet, bei einer Spaltbreite von einigen Tausendstelmillimetern und einer entsprechend gleich großen Linienbreite erster Näherung also durchaus mit dieser vergleichbar wird. Zur Vermeidung von Meßfehlern durch die Einwirkung der für die verschiedenen Ionensorten verschiedenen Winkeldivergenzen müssen diese wiederum durch die Verwendung eines hinreichend engen Kanals genügend klein gehalten werden. Die Rechnung zeigt, daß ein etwa 0,1 mm weiter Kanal diese Forderung erfüllen wird. Hierbei ist die Distanz Kanal—Spalt wieder zu 12 cm angenommen.

Bei diesen Überlegungen ist die Beobachtung maßgebend, daß sich der Abstand zweier Dublettenlinien bei Linienbreiten von einigen Tausendstelmillimetern praktisch auf einige Zehntausendstelmillimeter, also etwa auf ein Zehntel Linienbreite, genau bestimmen läßt, die Möglichkeit der Vermeidung systematischer Meßfehler vorausgesetzt. Das wird sehr schön durch die geringe Streuung der Meßpunkte für 0,1 mm Kanalweite in Abb. 3 illustriert. Bei einer Weite des Dubletts auf der

Photoplatte von etwa 0,26 mm entsprechen  $1 \cdot 10^{-4}$  Masseneinheiten etwa  $7 \cdot 10^{-4}$  mm. Die Streuung der Punkte ist bei der besten Schärfe der Linien — in der Nähe der Überschneidungsstelle der drei Kurven — geringer als  $1 \cdot 10^{-4}$  Masseneinheiten. Daraus geht hervor, daß Verbreiterungen, die um eine Größenordnung unter der Linienbreite liegen und die visuell natürlich noch nicht feststellbar sind, schon beachtet werden müssen.

Ahnlich wie bei dem obigen Beispiel werden die Verhältnisse vermutlich auch beim Mattauch-Herzogischen Apparat liegen. Für diesen wollen wir hier weiter noch eine Betrachtung anstellen, die uns ebenfalls eine Vorstellung von der zu erwartenden Größenordnung der von den Reihengliedern zweiten Grades abgeleiteten Linienbreite geben kann. Die Abb. 4 und 5 dienen unter Zugrundelegung der geometrischen Verhältnisse der Mattauch-Herzogschen Apparatur zur rein geometrischen Berechnung der Bündelbreiten  $b$  am Ort der Photoplatte, getrennt für den Fall der Richtungsfokussierung und der Geschwindigkeitsfokussierung. Hierbei konnte aber für das elektrische Feld der Strahlengang jeweils in der nur bekannten ersten Näherung berücksichtigt werden, während für das Magnetfeld entsprechend den Ableitungen von Cartan<sup>6</sup> auch die Glieder zweiten Grades mitgenommen wurden. Die Ergebnisse sollten unter der Annahme, daß die durch das elektrische Feld und das Magnetfeld bewirkten Effekte von vergleichbarer Größe sind — dafür spricht das vorher angeführte Beispiel — zur Abschätzung der Größenordnung der Fehler zweiter Ordnung wohl von Nutzen sein. Für die Richtungsfokussierung (Abb. 4) findet sich eine Bündelbreite  $b = d^2/2a$ , wobei unter  $2d$  die Öffnung der vor dem Magnetfeld befindlichen Magnetfeldblende verstanden sei;  $a$  bedeutet den Krümmungsradius im Magnetfeld. Wenn man nun die Forderung stellt, daß der daraus folgende Anteil zur Linienbreite höchstens ein Zehntel der in erster Näherung zu erwartenden Linienbreite, also vielleicht  $4 \cdot 10^{-4}$  mm betragen darf, so ergibt sich, wenn wir  $a = 150$  mm annehmen, daß die Magnetfeldblende bis zu 0,6 mm geöffnet werden dürfte. Beim Übergang von der Bündelbreite  $b$  auf die Linienbreite ist wegen des unter  $45^\circ$  geneigten Auftreffens der Strahlen auf die Photoplatte der Faktor  $\sqrt{2}$  zu berücksichtigen.

Für die Abschätzung der gleichen Größe  $b$  für die Geschwindigkeitsfokussierung (Abb. 5) den-

<sup>9</sup> K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Physic. Rev. **50**, 282 [1936].

ken wir uns ein Teilchen solcher Geschwindigkeit, daß es auf dem Mittelstrahl gerade die Mitte der Magnetfeldblende passiert. Ein anderes Teilchen gleicher Masse trete an gleicher Stelle und mit gleicher Richtung ins elektrische Feld ein, habe aber eine etwas geringere Geschwindigkeit,

$$y = a_e \beta [1 - \cos (\sqrt{2} \Phi_e)],$$

$$\delta = \sqrt{2} \beta \sin (\sqrt{2} \Phi_e).$$

Hierbei ist  $a_e$  der Krümmungsradius der Bahnen im elektrischen Feld,  $\beta$  der relative Geschwindigkeitsunterschied der beiden betrachteten Teilchen

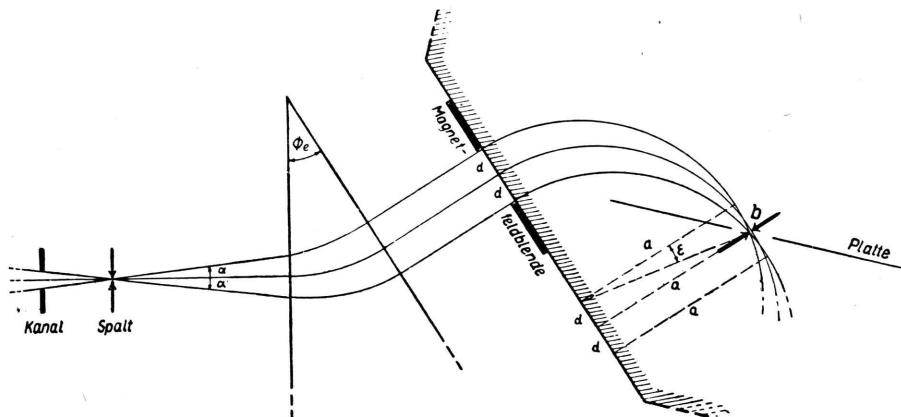


Abb. 4. Zur Abschätzung der Größenordnung der Bündelbreite  $b$  am Ort der Photoplatte für die Richtungsfokussierung. Berücksichtigung des Strahlenganges im elektrischen Feld in erster Näherung, für das Magnetfeld in zweiter Näherung.

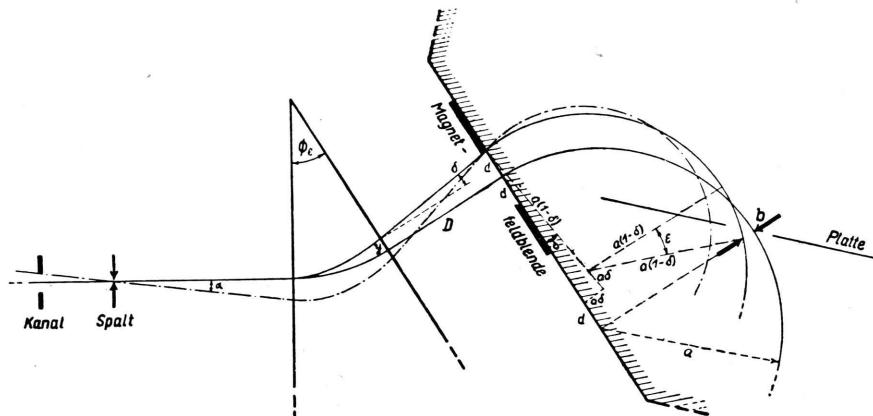


Abb. 5. Abschätzung der Bündelbreite  $b$  am Ort der Photoplatte für den Fall der Geschwindigkeitsfokussierung.

derart, daß es gerade an der linken Schneide der Magnetfeldblende vorbeifliege. Geschwindigkeit und Ablenkung dieses Teilchens im Verhältnis zum Mittelstrahl lassen sich in Abhängigkeit von der Öffnung  $2d$  der Magnetfeldblende und dem Abstande  $D$  beider Felder berechnen. Dazu verwenden wir die Formeln für den seitlichen Abstand  $y$  und den Richtungsunterschied  $\delta$  zweier solcher Strahlen bei ihrem Austritt aus dem elektrischen Feld<sup>3</sup>:

und  $\Phi_e$  der Ablenkwinkel des elektrischen Feldes.

Für unsere spezielle Anordnung mit  $\Phi_e = \frac{\pi}{4\sqrt{2}} = 31^\circ 50'$  folgt:

$$y = 0,2929 a_e \beta,$$

$$\delta = \beta.$$

Nach Abb. 5 gilt weiter

$$\delta = \frac{d - y}{D} = \frac{d - 0,2929 a_e \delta}{D},$$

$$\delta = \frac{d}{D + 0,2929 a_e},$$

und

$$\begin{aligned} b &= a - a(1 - \delta)[\sin \delta + \cos \varepsilon] \\ &= a - a(1 - \delta) \\ &\quad \cdot \left[ \sin \delta + \sqrt{1 - \left( \frac{a + d - a(1 - \delta) \cos \delta}{a(1 - \delta)} \right)^2} \right]. \end{aligned}$$

Wenn man  $d/a$  und  $\delta$  als kleine Größen behandelt, ergibt sich

$$\begin{aligned} b &= \frac{a}{2} \left[ 3\delta^2 + 2\delta \frac{d}{a} + \left( \frac{d}{a} \right)^2 \right] \\ &= \frac{d^2}{2a} \left[ 3 \left( \frac{a}{D + 0,2929 a_e} \right)^2 + 2 \frac{a}{D + 0,2929 a_e} + 1 \right], \end{aligned}$$

und unter Verwendung der Zahlenwerte  $a = 150$  mm,  $a_e = 280$  mm,  $D = 200$  mm:

$$b = 2,91 \frac{d^2}{2a}.$$

Wenn wir wiederum annehmen, daß der entsprechende Linienbreitenanteil die Größe  $4 \cdot 10^{-4}$  mm nicht übersteigen soll, errechnen wir eine maximal zulässige Öffnung der Magnetfeldblende von 0,34 mm. In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse noch ungünstiger, weil wir ein vom Spalt divergent ausgehendes Bündel mit dem endlichen Öffnungswinkel  $2\alpha$  verwenden. In der Abb. 5 ist strichpunktiert eine Bahn eines Seitenstrahles eines solchen Bündels eingezeichnet; sie gibt zu einer noch größeren Bündelbreite am Ort der Platte Anlaß. Aus diesem Grunde ist es erforderlich, die Eintrittsbreite ins elektrische Feld genügend zu begrenzen, und zwar sollte sie wesentlich kleiner sein als die Öffnung der Magnetfeldblende, andernfalls muß die Verschiedenheit der Eintrittsbreiten für die verschiedenen Ionensorten und die dadurch bedingte verschieden große einseitige Verbreiterung der betreffenden Linien zu Meßfehlern führen. Diese Überlegungen führen wieder dahin, daß die Weite des Kanales nicht mehr als etwa 0,1 mm betragen darf. Dem entspricht ein horizontaler Divergenzwinkel der Strahlen nach Durchtritt durch den Spalt von etwa  $0,05^\circ$  und eine Eintrittsbreite des Bündels ins elektrische Feld von 0,2 mm. Angemerkt sei hier noch die Beobachtung aus der Praxis, daß beim Öffnen der Magnetfeldblende über 0,5 mm hinaus die Linien auch visuell erkennbar schnell

unscharf werden, allerdings wurden die entsprechenden Versuchsaufnahmen noch mit einer Kanalweite von 0,4 mm gemacht.

Die probeweise Verwendung einer vertikalen engen Blende (0,2 mm) vor dem Eintritt ins elektrische Feld zu der als notwendig erkannten Begrenzung der horizontalen Winkeldivergenz der Strahlen, unter gleichzeitiger Beibehaltung des 0,4 mm weiten Kanales, schien sich nicht zu bewähren. Es waren dabei erheblich größere Belichtungszeiten erforderlich. Offenbar liefert der engere Kanal (0,1 mm), auf den gleichen kleinen Öffnungswinkel bezogen, eine größere Ionenstromdichte. Weiter wurden bei diesen Versuchen auf einigen Aufnahmen geringe Verwaschungen der Linien nach der einen oder anderen Seite beobachtet, die als geringe Ablenkungen (Größenordnung 0,01 bis  $0,1^\circ$ ) der vor dem elektrischen Felde noch sehr konzentrierten Strahlen beim nahen Vorbeigang an den Blendenkanten aufzufassen sind.

#### Die Schwankungen bei den bisherigen Messungen

Wir haben in dieser und der vorangegangenen Arbeit zwei merkwürdige Eigenschaften der Kanalstrahlentladung untersucht. Einmal können die Ionenbündel für verschiedene gleichzeitig gelieferte Ionensorten sehr unterschiedliche Durchmesser besitzen, von mehreren Millimetern bis herunter zu Zehntelmillimetern. Zum anderen kann die Winkeldivergenz der Strahlen nach Durchtritt durch den Spalt beträchtlich kleiner sein, als sie geometrisch durch die Weite des Strömungskanales der Gasentladung und durch die Distanz Kanal—Spalt gegeben ist, und zwar wieder für die verschiedenen Ionensorten in sehr verschiedenem Maße.

Diese Eigenheiten können in Verbindung mit gewissen Unvollkommenheiten der Justierung des Apparates und selbst bei vollkommener Justierung durch verschieden starkes Hervortreten von Abbildungsfehlern zu systematischen Fehlern bei der Bestimmung von Dublettabständen führen. Damit finden, wie schon in der ersten Untersuchung angeführt wurde, eine Reihe von Unstimmigkeiten bei den bisherigen Präzisionsmessungen ihre Erklärung. Darauf soll hier an Hand einer Tabelle der bisher veröffentlichten Bestimmungen der Dubletts  $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$  und  $^{12}\text{CH}_2 - ^{14}\text{N}$  nochmals eingegangen werden (Tab.).

| A u t o r   | Massendifferenz<br>$\delta M \cdot 10^4$ ME von |                                    | Differenz $\Delta$ (in<br>$10^{-4}$ ME) gegen<br>über den als „richtig“ angenomme-<br>nen Werten beim<br>Dublett bei |          | Auflösungs-<br>vermögen<br>$M/dM^{22}$ | Halbwerts-<br>breite der<br>Linien<br>$dM \cdot 10^4$ ME <sup>20</sup> ,<br>bezogen auf<br>$M = 15$ | Zeile |
|---|---|------------------------------------|--|----------|--|---|-------|
|   | $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$              | $^{12}\text{CH}_2 - ^{14}\text{N}$ | $A = 16$   | $A = 14$ |  |   |       |
| F. W. Aston <sup>10</sup> , vorläufiger Wert  | 374   |                                    |  |          |  |   | 1     |
| F. W. Aston <sup>11</sup> , endgültige Werte<br>1937 . . . . .  | $360,1 \pm 1,6$                                 | $124,5 \pm 0,7$                    | $-3,8$   | $-1,2$   | $2000^{23}$                            | 75  | 2     |
| K. T. Bainbridge und<br>E. B. Jordan <sup>12</sup> , vorl. Werte,<br>1936 . . . . .                         | $369 \pm 2$                                     | $130 \pm 2$                        | $+5,1$   | $+4,3$   | $13000^{24}$                           | 11,5  | 3     |
| K. T. Bainbridge und<br>E. B. Jordan <sup>13</sup> , endgültige<br>Werte, 1937 . . . . .                    | $364,9 \pm 0,8$                                 | $127,4 \pm 0,8$                    | $+1,0$   | $+1,7$   |  |   | 4     |
| J. Mattauch u. R. Herzog <sup>14</sup> ,<br>vorl. Werte, 1937 { Serie I u. III<br>Serie II . . . . .        | $366,9 \pm 0,6$                                 | $128,0 \pm 0,6$                    | $+3,0$   | $+2,3$   | $3600^{25}$                            | 42  | 5     |
|   |   | $124,3 \pm 0,3$                    |  |          |  |   | 6     |
| J. Mattauch u. A. Bönisch <sup>15</sup> ,<br>endgültige Werte, 1938 . . . . .                               | $364,06 \pm 0,40$                               | $125,81 \pm 0,23$                  |  |          |  |   | 7     |
| J. Mattauch u. A. Bönisch <sup>16</sup> ,<br>Ausgleichswerte 1939 (mit Be-<br>nutzung von Kontrolldoublets) | $363,81 \pm 0,28$                               | $125,87 \pm 0,21$                  |  |          |  |   | 8     |
| T. Asada, T. Okuda,<br>K. Ogata u. S. Yoshimoto <sup>17</sup> ,<br>1939/1940 . . . . .                      | $364,2 \pm 0,9$                                 | $125,7 \pm 0,6$                    |  |          | $(17000)^{27}$                         | 8,8   | 9     |
| E. B. Jordan <sup>18</sup> , 1941 . . . . .   | $363,2 \pm 0,35$                                | $125,60 \pm 0,15$                  |  |          | $20000^{28}$                           | 7,5   | 10    |
| E. B. Jordan, Neuberechnung<br>nach J. Mattauch und<br>L. Waldmann <sup>19</sup> . . . . .                  | $363,7 \pm 0,35$                                | $125,66 \pm 0,15$                  |  |          |  |   | 11    |
| H. Ewald <sup>20</sup> , vorläufiger Wert,<br>1946 . . . . .  |   | $125,23 \pm 0,12$                  |  |          | $26000^{29}$                           | 5,8   | 12    |
| Als „richtig“ angenommene<br>Werte <sup>21</sup> . . . . .  | 363,9   | 125,7                              |  |          |  |   | 13    |

Tab. Die bisherigen Bestimmungen der Doublets  $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$  und  $^{12}\text{CH}_2 - ^{14}\text{N}$ .<sup>10</sup> F. W. Aston, Nature [London] **135**, 541 [1935].<sup>11</sup> F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. [London] A **163**, 391 [1937].<sup>12</sup> E. B. Jordan u. K. T. Bainbridge, Phys. Rev. **49**, 883 [1936]; **51**, 385 [1937].<sup>13</sup> s. M. S. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. mod. Physics **9**, 368 [1937].<sup>14</sup> J. Mattauch u. R. Herzog, Naturwiss. **25**, 747 [1937].<sup>15</sup> J. Mattauch, Z. techn. Physik **19**, 578 [1938] oder Physik. Z. **39**, 892 [1938].<sup>16</sup> A. Bönisch, Diss. Wien 1939; S. Flügge u. J. Mattauch, Physik. Z. **44**, 184 [1943].<sup>17</sup> T. Asada, T. Okuda, K. Ogata u. S. Yoshimoto, Nature [London] **143**, 797 [1939] u. Proc. physico-math. Soc. Japan (3) **22**, 41 [1940].<sup>18</sup> E. B. Jordan, Physic. Rev. **60**, 710 [1941].<sup>19</sup> Nach J. Mattauch u. L. Waldmann, noch nicht veröffentlicht: Berücksichtigung eines von Jordan nicht beachteten Korrektionsgliedes bei der Berechnung von  $\delta M$ .<sup>20</sup> H. Ewald, Z. Naturforschg. **1**, 131 [1946]; wegen eines Vorzeichenfehlers bei der Anwendung der Dispersionsformel wurden kleine Korrekturen an den Ergebnissen dieser Arbeit angebracht.<sup>21</sup> Hier sind ungefähre Mittel der zuverlässigsten Messungen (Zeilen 8, 9 u. 11) gegeben.<sup>22</sup> Nach einer kritischen Zusammenstellung in der unter <sup>19</sup> zitierten Arbeit. Der letzte Wert entstammt der Arbeit <sup>20</sup>.<sup>23</sup> Aus F. W. Aston<sup>11</sup>, Angabe des Autors, gestützt durch Plate 17, Aufn. I und VIII.<sup>24</sup> Aus K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Physic. Rev. **50**, 282 [1936], Fig. 14 ( $^2\text{D} - ^1\text{H}_2$ ).<sup>25</sup> Schlitzweite  $s = 0,02$  mm nach <sup>14</sup>,  $M/dM$  zurückgerechnet aus <sup>26</sup> im umgekehrten Verhältnis der Schlitzweite.<sup>26</sup> Aus Arbeit <sup>15</sup>: Abb. 1 ( $^{12}\text{C}^1\text{H}_4 - ^{14}\text{N}^1\text{H}_2 - ^{16}\text{O}$ ), Schlitzweite  $s = 0,008$  mm (s. dazu J. Mattauch, Physic. Rev. **57**, 1155 [1940]).<sup>27</sup> Eigene Angaben der Autoren; eingeklammert, da durch kein Photometerdiagramm gestützt.<sup>28</sup> Aus Arbeit <sup>18</sup>: Abb. 4 ( $^{12}\text{C}^1\text{H}_3 - ^{14}\text{N}^1\text{H}$ ), dort angegebener Wert 30000 ist zu hoch.<sup>29</sup> Aus Arbeit <sup>20</sup>: Abb. 8 ( $^{12}\text{C}^1\text{H} - ^{13}\text{C}$ ).<sup>30</sup> Aus den Photometerdiagrammen entnommen bzw. aus dem Auflösungsvermögen zurückgerechnet und auf  $M = 15$  bezogen.

Zu bemerken ist, daß die oben wiedergegebenen Beobachtungen am Dublett  $^{12}\text{CH}_4 - ^{16}\text{O}$  qualitativ in ähnlicher, aber bisher nicht näher untersuchter Weise auch bei anderen Dubletts gemacht werden.

Wir machen nun die vereinfachenden Annahmen — hier folge ich einem von Hrn. Prof. Mattauch gegebenen Gedankengang, der z. Tl. und in vagerer Form auch schon von Aston vorgebracht wurde —, daß erstens für die beiden Atomionen der genannten Dubletts ähnliche, vielleicht auch quantitativ gleiche Verhältnisse vorliegen — das Entsprechende soll dann auch für die beiden Molekülionen gelten —, und daß zweitens die Meßergebnisse ein und derselben Veröffentlichung vermutlich meist mit einer bestimmten Justierung des betreffenden Apparates gewonnen wurden. Dann müssen wir folgern, daß die nach dem Vorstehenden zu erwartenden systematischen Fehler der Ergebnisse einer bestimmten Veröffentlichung bei beiden Dubletts jeweils in der gleichen Richtung liegen und vielleicht auch die gleiche Größe haben. In der 4. Spalte der Tabelle sind daher für einen Teil der Ergebnisse die Abweichungen von den als „richtig“ angenommenen Werten<sup>21</sup> 363,9 bzw. 125,7 für die Dublett-abstände (in  $10^{-4}$ -Masseneinheiten) angeführt (s. a. Zeile 13 der Tab.). Wir sehen in der Tat, daß nebeneinander stehende Zahlen dieser Spalte das gleiche Vorzeichen haben und vorwiegend auch etwa die gleiche Größe. In Spalte 5 ist das Auflösungsvermögen der verschiedenen Apparaturen nach einer noch nicht veröffentlichten kritischen Zusammenstellung von J. Mattauch und L. Waldmann angegeben, wobei nach Möglichkeit die Linien-Halbwertsbreiten aus den von den einzelnen Autoren veröffentlichten Photometerdiagrammen zugrunde gelegt sind. Spalte 6 gibt schließlich diese Halbwertsbreiten. Im Vergleich mit den Zahlen der Spalte 4 erkennen wir, daß die systematischen Fehler in den angeführten Fällen

größenordnungsmäßig  $^{1/10}$  der zugehörigen Linienbreiten betragen.

Eine auffällige Diskrepanz beobachteten Mattauch und Herzog<sup>14</sup> 1937 bei der Bestimmung des Dubletts bei der Massenzahl 14. Sie verwendeten Aufnahmen von drei verschiedenen Plattenserien. Die Serien I und III ergaben übereinstimmend  $(128,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$  ME (Zeile 5 der Tab.), während aus der Serie II weit außerhalb der Grenzen der statistischen Fehler  $(124,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$  ME folgte (Zeile 6). Die Autoren schrieben damals: „Als Fehler sind durchweg die wahrscheinlichen Fehler angegeben, ohne Rücksicht auf eventuelle systematische Fehler, deren Diskussion wir verschieben wollen, bis durch weitere Versuche, wie wir hoffen, das abweichende Resultat der Serie II aufgeklärt sein wird.“ Die gesuchte Erklärung ist nun die, daß, entgegen der oben der Einfachheit halber gemachten Annahme, zwischen der Herstellung der drei Plattenserien doch wesentliche Änderungen an der Justierung des Apparates vorgenommen wurden. Zufällig waren diese Änderungen derart, daß sie bei den Serien I und III zu gleich großen Fehlern Anlaß gaben. Hier sei auch angemerkt, daß die von Mattauch<sup>15</sup> 1938 gegebene Photometerkurve des Triplets bei der Massenzahl 16 deutlich eine etwas größere Linienbreite der  $\text{O}^+$ -Linie erkennen läßt, womit also für die damaligen Messungen die Möglichkeit von systematischen Fehlern nicht von der Hand zu weisen ist.

Das nächste Ziel ist nunmehr, mit dem kurzen Spalt und dem engen Kanal Neumessungen der Grunddoubletts durchzuführen und zu prüfen, ob die Ergebnisse nun keine Schwankungen mehr aufweisen.

Abschließend möchte ich Hrn. Prof. Mattauch für wertvolle Diskussionen und Literaturhinweise meinen herzlichen Dank sagen. Fr. W. T alk o w s k y hatte wiederum am guten Gelingen der Aufnahmen hervorragenden Anteil.

## NOTIZEN

### Das magnetische Moment des Elektrons

Von Heinz Koppé

Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen  
(Z. Naturforschg. 3a, 121—125 (1948); eingeg. am 12. April 1948)

Nach der Diracschen Theorie kommt einem Teilchen der Masse  $m$  und des Spins 1/2 ein magnetisches Mo-

ment  $\mu = \frac{1}{2} \frac{e \hbar}{m c}$  zu. Das magnetische Moment des

Protons steht bekanntlich im Widerspruch mit dieser Forderung, was durch einen Beitrag des umgebenden Mesonenfeldes zu diesem Moment erklärt werden kann. Neue Messungen von Rabi scheinen zu zeigen, daß auch beim Elektron kleine Abweichungen vom Dirac-