

# Die Masse von $^4\text{He}$

Von HEINZ EWALD

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz  
(Z. Naturforsch. 5a, 1–5 [1950]; eingegangen am 15. Juni 1949)

Das Dublett  $\text{D}_2\text{-He}$  wurde mit einem Auflösungsvermögen von etwa 40 000 durch Anwendung unterschiedlicher Magnetfeldstärken an verschiedenen Stellen der 25 cm langen Photoplatte des Massenspektrographen erzeugt. Unter Annahme der exakten Gültigkeit der quadratischen Massenskalen-Formel zeigen die Ergebnisse einen kleinen systematischen Gang in Abhängigkeit von der Lage der Dubletts auf der Photoplatte. Es wird gezeigt, wie diese Fehler, die auf kleine Inhomogenitäten des Magnetfeldes zurückgehen, mittels besonderer Eichaufnahmen von Liniengruppen bekannter Massen (z. B. Kohlenwasserstoffgruppen) korrigiert werden können. Der Massenunterschied der Dublettlinien wird so zu  $25,604 \pm 0,008 \text{ mME}$  gefunden.

In vorangegangenen Arbeiten<sup>1,2</sup> wurde gezeigt, daß bei massenspektrographischen Dublettmessungen unter Verwendung einer Kanalstrahlentladung als Ionenquelle erhebliche systematische Fehler in den Meßergebnissen auftreten können. Sie haben ihre Ursache in der sehr engen Bündelung des Kanalstrahlpinsels, die für die verschiedenen gleichzeitig gelieferten Ionenarten sehr ungleichartig sein kann.

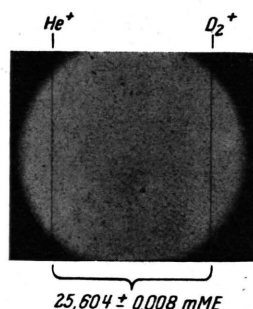


Abb. 1. Mikrophotographie des Dubletts  $\text{D}_2^+ - \text{He}^+$ . Vergrößerung 30-fach. Auflösungsvermögen etwa 40 000.

Diese Fehler können genügend klein gehalten werden, wenn der einige Tausendstel Millimeter weite Eintrittsspalt des Spektrographen möglichst gut, auf  $0,1^\circ$  oder noch genauer, senkrecht zu den Kraftlinien des elektrischen Ablenk-Feldes ausgerichtet und in seiner Länge auf  $0,1\text{--}0,2 \text{ mm}$  begrenzt wird, wenn die Winkeldivergenz der vom Spalt ausgehenden Strahlen  $0,1^\circ$  nicht übersteigt und wenn die beste Einstellung des Erdungspunktes der Ablenkbatte sorgfältig empirisch ermittelt wird<sup>2</sup>.

Unter Beachtung dieser Erfordernisse wurden Aufnahmen des Dubletts  $\text{D}_2\text{-He}$  hergestellt (Abb. 1). Bei ihrer Auswertung zeigten die Meßergebnisse

noch systematische Unterschiede, je nachdem an welcher Stelle der 25 cm langen Photoplatte das Dublett aufgenommen, d. h. welche Magnetfeldstärke angewandt wurde. Diese Schwankungen sind auf kleine Inhomogenitäten des Magnetfeldes, die in der Größenordnung von  $0,1\%$  liegen, zurückzuführen.

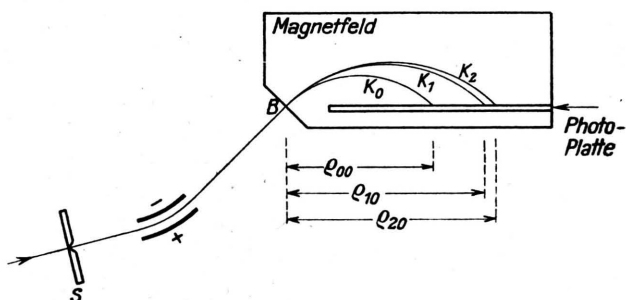


Abb. 2. Die Ionen der Massen  $M_0$  (Dispersionslinie),  $M_1$  und  $M_2$  (Dublettlinien) beschreiben im Magnetfeld die Kreisbahnen  $K_0$  bzw.  $K_1$  und  $K_2$  und treffen in den Entfernungen  $Q_{00}$ ,  $Q_{10}$ ,  $Q_{20}$  (vom Eintrittspunkt B an gerechnet) auf die Photoplatte auf.

Die Auswertung der Platten geht in folgender Weise vor sich<sup>3</sup>: Die Ionen betreten bei B (Abb. 2) mit einheitlicher Energie das Magnetfeld und beschreiben in diesem Viertelkreisbahnen, deren Krümmungsradien bei idealer Homogenität der Feldstärke gegeben ist durch

$$r = k \frac{\sqrt{MV}}{H} \text{ cm} \quad \left( k = c \sqrt{\frac{m_0}{150 e}} = 143,6 \right) \quad (1)$$

<sup>1</sup> H. Ewald, Z. Naturforsch. 2a, 384 [1947].

<sup>2</sup> H. Ewald, Z. Naturforsch. 3a, 114 [1948].

<sup>3</sup> H. Ewald u. H. Hintenberger, Methoden und Anwendungen der Massenspektroskopie, im Druck.



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.

( $c$  = Lichtgeschwindigkeit,  $m_0$  = Masse der physikalischen Atomgewichtseinheit,  $e$  = Elementarladung,  $M$  = Masse in Atomgewichtseinheiten,  $eV$  = Voltgeschwindigkeit). Sie treffen in der Entfernung  $q = r \sqrt{2}$  von B auf die Photoplatte.

Die Dublettlinie  $\text{He}^+$ , deren Masse  $M_1$  zu bestimmen ist, werde bei bestimmtem  $V$  und  $H$ , ideale Homogenität des Magnetfeldes vorausgesetzt, an der Stelle  $q_{10}$  beobachtet, während die Linie  $\text{D}_2^+$ , deren Masse  $M_2$  als bekannt angenommen wird, an der benachbarten Stelle  $q_{20}$  liege. Zur Ermittlung des Massenunterschiedes  $M_2 - M_1$  müssen die Aufnahmen mindestens noch eine weitere Linie bekannter Masse  $M_0$  aufweisen, die bei benachbarten Massenzahlen liegen kann, etwa die Linie  $\text{D}^+$  bei der Massenzahl 2 oder  $\text{HD}^+$  bei 3. Die Lage dieser Linie auf der Platte sei durch  $q_{00}$  gegeben. Die Linienabstände  $\delta q_0 = q_{20} - q_{10}$  und  $\Delta q_0 = q_{20} - q_{00}$  werden mit dem Komparator gemessen. Es gelten dann die Beziehungen

$$\sqrt{M_i} = \frac{H}{k \sqrt{2V}} q_{i0}, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (2)$$

$$\sqrt{M_0/M_2} = q_{00}/q_{20} = 1 - \Delta q_0/q_{20}, \quad (3)$$

$$\sqrt{M_1/M_2} = q_{10}/q_{20} = 1 - \delta q_0/q_{20}. \quad (4)$$

Durch Elimination von  $q_{20}$  folgt hieraus

$$M_1 = M_2 \left( 1 - \frac{\delta q_0}{\Delta q_0} \frac{\sqrt{M_2} - \sqrt{M_0}}{\sqrt{M_2}} \right)^2, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \delta M &= M_2 - M_1 \\ &= M_2 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\delta q_0}{\Delta q_0} \frac{\sqrt{M_2} - \sqrt{M_0}}{\sqrt{M_2}} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Zur Ermittlung des Massenunterschiedes  $\delta M$  braucht also nur der Dublettabstand  $\delta q_0$  und der Abstand  $\Delta q_0$  der Dispersionslinien gemessen zu werden. Die  $q$ -Werte selbst werden nicht benötigt. Da die Platte nicht bis zum Eintrittspunkt B reicht, könnten sie ja auch nur indirekt gemessen werden. Sie ergeben sich aber rechnerisch aus Gl. (3).

$$\begin{aligned} q_{20} &= \Delta q_0 \frac{\sqrt{M_2}}{\sqrt{M_2} - \sqrt{M_0}}, \\ q_{00} &= q_{20} - \Delta q_0, \quad q_{10} = q_{20} - \delta q_0. \end{aligned} \quad (7)$$

Unter Verwendung von Gl. (6) wurden nun mit  $M_0 = \text{D}^+$  als Dispersionslinie für den  $\delta M$ -Wert des Helium-Dubletts bei verschiedenen Magnetfeldstärken  $H$  die in Abb. 3a als Funktion vom jeweiligen

$q_{20}$ -Wert dargestellten Ergebnisse erhalten. Jeder Meßpunkt ist durch Auswertung und Mittelung von meist 7 Aufnahmen, die bei einem bestimmten  $H$  jeweils auf einer Platte untereinander erhalten wurden, entstanden. Die errechneten wahrscheinlichen Fehler für jeden Meßpunkt sind kleiner als die Durchmesser der Kreise. Eine auffallende systematische Abhängigkeit der  $\delta M$ -Werte von  $q_{20}$  ist zu beobachten. Abb. 3b zeigt die Ergebnisse, wenn dieselben Aufnahmen mit  $M_0 = \text{DH}^+$  als Dispersions-

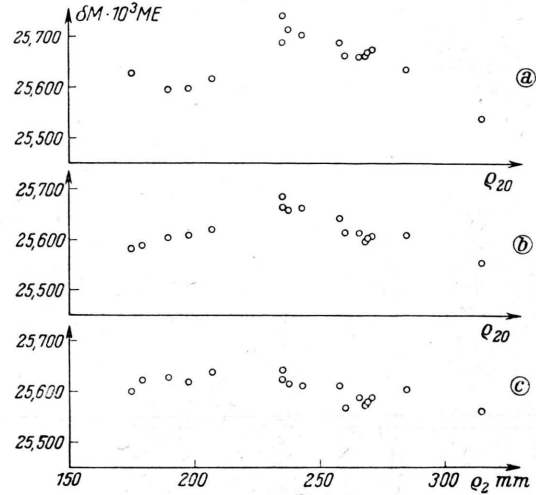


Abb. 3a u. b. Die Meßergebnisse für das Dublett  $\text{D}_2^+ - \text{He}^+$  in Abhängigkeit von seiner Lage auf der Photoplatte. Ausgewertet nach Gl. (6) mit  $M_0 = \text{D}^+$  bzw.  $M_0 = \text{DH}^+$  als Dispersionslinie.

Abb. 3c. Dieselben Aufnahmen mit Hilfe der  $\epsilon'$ -Eichkurven (s. Abb. 5) nach Gl. (21) ausgewertet ( $M_0 = \text{DH}^+$  als Dispersionslinie).

linie ausgewertet wurden. Der systematische Gang der Werte ist beträchtlich geringer geworden, aber immer noch eindeutig vorhanden. Sein Auftreten ist folgendermaßen zu verstehen:

In Wirklichkeit besitzt das Magnetfeld kleine Inhomogenitäten, durch die die Kreisbahnen  $K_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) der Massen  $M_i$  (s. Abb. 2) geringe, im allgemeinen verschiedene Verformungen erleiden. Daher sind die Linien auf der Photoplatte gegenüber ihrer idealen Lage um kleine Beträge  $-q_{i0} \epsilon_i$  verschoben, genau so, als ob die Ionen auf ihren Bahnen die etwas verschiedenen, konstanten Feldstärken  $H(1 + \epsilon_i)$  angetroffen hätten. Die wahren Linienabstände sind dann gegeben durch

$$\begin{aligned} \delta q &= q_{20} (1 - \epsilon_2) - q_{10} (1 - \epsilon_1), \\ \Delta q &= q_{20} (1 - \epsilon_2) - q_{00} (1 - \epsilon_0). \end{aligned} \quad (8)$$

Wenn die Größen  $\varepsilon_i$  merklich verschieden sind, ist auch der Quotient  $\delta q/\Delta q$  der gemessenen Linienabstände im allgemeinen von seinem idealen Wert  $\delta q_0/\Delta q_0$  verschieden.  $\delta q/\Delta q$  an Stelle von  $\delta q_0/\Delta q_0$  in Gl. (6) eingesetzt, muß dann zu einem Wert von  $\delta M$  führen, der mit einem systematischen Fehler behaftet ist.

Derartige Fehler wurden von J. Mattauch und A. Bönnisch<sup>4</sup> bei der Messung des Grunddoublets  $^{12}\text{CH}_4$ - $^{16}\text{O}$  beobachtet. Es wurde der Vorschlag gemacht, die kleinen Abweichungen von der idealen Massenskala durch besondere Eichaufnahmen von Liniengruppen, die eine Anzahl Linien bekannter Massen bei benachbarten Massenzahlen aufweisen, empirisch als Funktion von  $q$  festzustellen und damit die Ergebnisse der Dublettmessungen zu korrigieren<sup>5</sup>. Dafür sollten sich z. B. die Linien der Kohlenwasserstoffgruppen eignen. Auf Grund dieses Gedankens wurde hier folgender Weg beschritten.

Nehmen wir an, wir hätten das He-Dublett und die Dispersionslinie  $M_0 = \text{DH}^+$  bei bestimmten  $V$  und  $H$  in einem bestimmten Bereich der Photoplate aufgenommen. Dieser Aufnahme denken wir uns, ohne daß die Platte verschoben worden wäre, nach passender Verstellung von  $V$  oder  $H$  auf  $V_1$  bzw.  $H_1$  die Liniengruppe der Ionen  $M_a = \text{C}^+$ ,  $M_b = \text{CH}^+$ ,  $M_c = \text{CH}_2^+$ ,  $M_d = \text{CH}_3^+$ ,  $M_e = \text{CH}_4^+$ ,  $M_f = \text{NH}_3^+$  und  $M_g = \text{OH}_2^+$  überlagert (Abb. 4). Wenn wir die Überlagerung allein durch Verstellung von  $H$  bewirken, wollen wir voraussetzen, daß die  $\varepsilon$ -Werte nur von  $q$ , aber nicht von  $H$  selbst abhängen. Dies dürfte zumindest in guter Näherung erfüllt sein. Wenn dagegen nur  $V$  verändert wird, ist eine ähnliche Annahme nicht erforderlich.

Es gelten statt der Gl. (2) jetzt die Beziehungen

$$\sqrt{M_i} = \frac{H(1 + \varepsilon_i)}{k\sqrt{2V}} q_i, \quad q_i = q_{i0}(1 - \varepsilon_i), \quad (i = 0, 1, 2) \quad (9)$$

und entsprechend für die überlagerte Liniengruppe

$$\sqrt{M_i} = \frac{H_1(1 + \varepsilon_i)}{k\sqrt{2V_1}} q_i, \quad q_i = q_{i0}(1 - \varepsilon_i) \quad (i = a, b, \dots, g). \quad (10)$$

Dabei bedeuten die  $q_{i0}$  wiederum die Lagen, die die Linien bei idealer Homogenität der Magnetfeldstärke  $H_1$  einnehmen würden, während die  $q_i$  ihre wirk-

lichen Lagen angeben. Weiter gilt (s. Abb. 4)

$$q_i = q_a + \Delta q_i \quad (i = b, c, \dots, g, 0, 1, 2). \quad (11)$$

Die  $\Delta q_i$ -Werte können mit dem Komparator bestimmt werden.

Zur Ermittlung der Unbekannten  $\varepsilon_a \dots \varepsilon_g$ ,  $q_a$  und  $\frac{H_1}{k\sqrt{2V_1}}$  genügen die Gln. (10) nun scheinbar noch nicht. Es ist aber zu bemerken, daß der Definition der  $\varepsilon$ -Werte noch eine gewisse Unbestimmtheit anhaftet, nach deren geeigneter Normierung die Gleichungen lösbar sind. Durch Einführung zweier Parameter  $\delta$  und  $\sigma$ , die klein gegen 1 bzw. gegen die  $q_i$ , im üb-

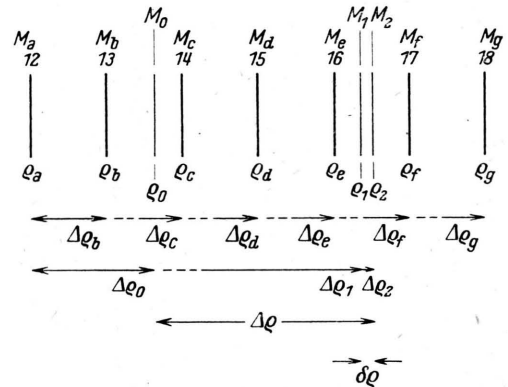


Abb. 4. Angenommene Überlagerung der Meßlinien  $M_0$ ,  $M_1$  und  $M_2$  durch eine Gruppe von Linien bekannter Massen.

rigen aber frei wählbar sein sollen, können die Gln. (10) und (9) umgeformt werden in

$$\sqrt{M_i} = \frac{H_1(1 + \delta)}{k\sqrt{2V_1}} \left(1 + \varepsilon_i - \delta - \frac{\sigma}{q_i}\right) (q_i + \sigma) \quad (i = a, b, \dots, g) \quad (12)$$

bzw.

$$\sqrt{M_i} = \frac{H(1 + \delta)}{k\sqrt{2V}} \left(1 + \varepsilon_i - \delta - \frac{\sigma}{q_i}\right) (q_i + \sigma) \quad (i = 0, 1, 2). \quad (13)$$

Die Parameter sollen willkürlich so gewählt werden, daß die Gleichungen

$$\varepsilon_a - \delta - \sigma/q_a = 0, \quad \varepsilon_g - \delta - \sigma/q_g = 0 \quad (14)$$

erfüllt sind. Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} H(1 + \delta) &= H', & H_1(1 + \delta) &= H'_1, \\ \varepsilon_i - \delta - \sigma/q_i &= \varepsilon'_i, \\ q_i + \sigma &= q'_i \quad (i = a, b, \dots, g, 0, 1, 2) \end{aligned} \quad (15)$$

<sup>4</sup> J. Mattauch, Z. techn. Physik **19**, 578 [1938]; A. Bönnisch, Diss. Wien 1939; J. Mattauch, Physic. Rev. **57**, 1155 [1940].

<sup>5</sup> J. Mattauch u. L. Waldmann, unveröff.

lauten dann die Gln. (12) und (13)

$$\sqrt{M_i} = \frac{H_1'}{k\sqrt{2V_1}} (1 + \varepsilon_i') \varrho_i', \quad \varepsilon_a' = \varepsilon_g' = 0 \quad (i = a, b, \dots g) \quad (16)$$

bzw.

$$\sqrt{M_i} = \frac{H'}{k\sqrt{2V}} (1 + \varepsilon_i') \varrho_i' \quad (i = 0, 1, 2). \quad (17)$$

Aus der ersten und der letzten der Gln. (16) lassen sich jetzt

$$\varrho_a' = \Delta\varrho_g \frac{\sqrt{M_a}}{\sqrt{M_g} - \sqrt{M_a}} \quad (18)$$

und damit auch die anderen  $\varrho_i'$ -Werte

$$\varrho_i' = \varrho_a' + \Delta\varrho_i \quad (i = b, c, \dots g, 0, 1, 2) \quad (19)$$

ermitteln.

Unter deren Verwendung folgen aus den Gln. (16) die Zahlenwerte von  $\varepsilon_b', \varepsilon_c', \dots \varepsilon_f'$

$$\varepsilon_i' = \frac{\varrho_a'}{\varrho_i'} \sqrt{\frac{M_i}{M_a}} - 1 \quad (i = b, c, \dots f) \quad (20)$$

und können als Eichkurve graphisch aufgetragen werden. Abb. 5 gibt ein Beispiel einer solchen Kurve. Die  $\varepsilon_i'$ -Werte sind für den hier verwendeten Apparat von der Größenordnung  $10^{-4}$ .

Wir denken uns dann mittels der für die Massen  $M_0$ ,  $M_1$  und  $M_2$  nach Gln. (19) errechneten Zahlen-

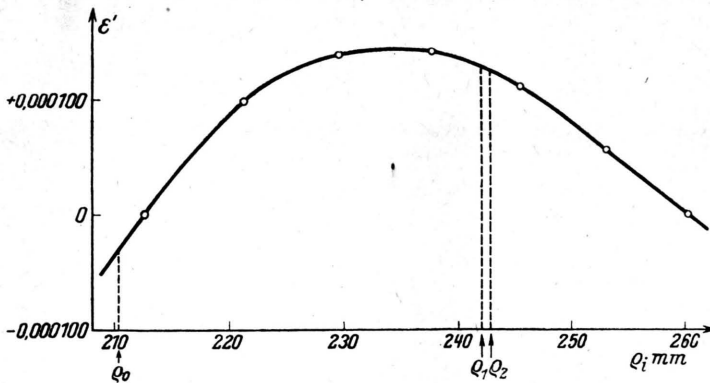


Abb. 5. Beispiel einer Eichkurve.

werte von  $\varrho_0'$ ,  $\varrho_1'$ ,  $\varrho_2'$  aus der Eichkurve die Werte von  $\varepsilon_0'$ ,  $\varepsilon_1'$  und  $\varepsilon_2'$  entnommen. Damit folgt dann aus den Gln. (17)

$$\sqrt{M_1/M_2} = (1 + \varepsilon_1' - \varepsilon_2') \varrho_1' / \varrho_2' = (1 + \varepsilon_1' - \varepsilon_2') (1 - \delta\varrho / \varrho_2'),$$

$$\sqrt{M_0/M_2} = (1 + \varepsilon_0' - \varepsilon_2') \varrho_0' / \varrho_2' = (1 + \varepsilon_0' - \varepsilon_2') (1 - \Delta\varrho / \varrho_2')$$

und nach Elimination von  $\varrho_2'$  die Massendifferenz der beiden Dublettlinien

$$\delta M = M_2 - M_1 = M_2 \left\{ 1 - \left[ (1 + \varepsilon_1' - \varepsilon_2') \left( 1 - \frac{\delta\varrho}{\Delta\varrho} \frac{\sqrt{M_2} - (1 - \varepsilon_0' + \varepsilon_2')\sqrt{M_0}}{\sqrt{M_2}} \right) \right]^2 \right\}. \quad (21)$$

Zur Ermittlung der korrigierten  $\delta M$ -Werte benötigt man also außer den bekannten Zahlenwerten der Massen  $M_0$  und  $M_2$  und den ohne weiteres meßbaren Linienabständen  $\delta\varrho$  und  $\Delta\varrho$  nur die Korrekturgrößen  $\varepsilon_0'$ ,  $\varepsilon_1'$ ,  $\varepsilon_2'$ . Um sie mit hinreichender Genauigkeit aus den Eichkurven zu entnehmen, braucht man nicht unbedingt die genauen Werte von  $\varrho_0'$ ,  $\varrho_1'$ ,  $\varrho_2'$  zu kennen. Es genügt vielmehr, an ihrer Stelle die sehr ähnlichen Werte  $\varrho_0$ ,  $\varrho_1$ ,  $\varrho_2$  zu verwenden, die aus den aus Gln. (17) hervorgehenden Näherungsgleichungen

$$\sqrt{M_i} = \frac{H}{k\sqrt{2V}} \varrho_i \quad (i = 0, 2) \quad (22)$$

folgen:

$$\varrho_2 = \Delta\varrho \frac{\sqrt{M_2}}{\sqrt{M_2} - \sqrt{M_0}}, \quad \varrho_1 = \varrho_2 - \delta\varrho, \quad \varrho_0 = \varrho_2 - \Delta\varrho. \quad (23)$$

Es ist also nicht nötig, die Linienabstände  $\Delta\varrho_0$ ,  $\Delta\varrho_1$ ,  $\Delta\varrho_2$  (s. Abb. 4) durch Messung zu bestimmen. Das bedeutet, daß die Dublett-aufnahmen und die Eichlinien in Wirklichkeit gar nicht unmittelbar übereinander auf ein- und derselben Platte erhalten werden müssen. Es genügt vielmehr, die Gruppen der Eichlinien bei verschiedenen Werten von  $V$  bzw.  $H$  auf besonderen Eichplatten zu erzeugen und daraus die jeweils für bestimmte  $\varrho$ -Bereiche gültigen Eichkurven zu entnehmen. Diese stehen dann zur Korrektur aller mit dem gleichen Apparat erhaltenen Dublettmessungen zur Verfügung.

Auch die Kurve der Abb. 5 ist aus einer solchen besonderen Eichaufnahme erhalten. Die eingetragenen Abszissenwerte  $\varrho_0 = 210,32$ ,  $\varrho_1 = 242,05$  und  $\varrho_2 = 242,82$  mm sind als Beispiel für eine bestimmte Aufnahme des Heliumdubletts nach den Gln. (23) mit den gemessenen Linienabständen  $\delta\varrho = 0,7745$  und  $\Delta\varrho = 32,5054$  mm für  $M_0 = \text{HD} = 3,022852$  ME und  $M_2 = \text{D}_2 = 4,029444$  ME errechnet. Für diesen Fall



wird aus der Kurve  $\varepsilon_0' = -0,000030$ ,  $\varepsilon_1' = +0,000129$  und  $\varepsilon_2' = +0,000126$  entnommen. Damit wird nach Gl. (21) das korrigierte Ergebnis  $\delta M = 25,611 \cdot 10^{-3}$  ME, während sich unkorrigiert nach Gl. (6)  $25,662 \cdot 10^{-3}$  ME ergibt.

Auf diese Weise wurden die Meßergebnisse für sämtliche Aufnahmen des He-Dubletts, die in Abb. 3b dargestellt sind, korrigiert. Die Resultate sind in Abb. 3c enthalten. Der systematische Gang der Meßpunkte mit  $\varrho_2$  ist bis auf einen möglicherweise noch vorhandenen kleinen Rest behoben. Die den 17 Punkten entsprechenden Zahlenwerte wurden daher nun zur Bildung eines ungewichteten Gesamtmittels für die Massendifferenz der Dublettlinien verwendet. Es ist

$$\delta M = (25,604 \pm 0,004_1) \cdot 10^{-3} \text{ ME.}$$

Die unkorrigierte Auswertung nach Gl. (6) mittels der Dispersionslinie  $M_0 = D^+$  (Abb. 3a) oder  $M_0 = DH^+$  (Abb. 3b) hätte die Mittelwerte  $25,651 \pm 0,008_3$  bzw.  $25,618 \pm 0,005_3$  mME ergeben.

Die Streuung der in Abb. 3c eingetragenen einzelnen gemittelten Werte ist absolut genommen recht klein, ihre errechneten wahrscheinlichen Fehler, die durch die Durchmesser der kleinen Kreise angedeutet werden, sind dagegen aber noch etwa 5-mal kleiner. Das deutet darauf hin, daß nach Durchführung der Magnetfeldkorrektur noch geringfügige systematische Fehler anderer Art zurückgeblieben sein können. Sie mögen vielleicht auf kleine Verzerrungen der photographischen Schicht, auf Eichfehler des Komparators, die von der Größenordnung  $10^{-4}$  mm sind, oder auf andere Ursachen zurückzuführen sein. Um dem Rechnung zu tragen, sei das Endergebnis mit einem um den Faktor 2 vergrößerten Fehler angegeben:

$$\delta M = D_2 - \text{He} = (25,604 \pm 0,008) \cdot 10^{-3} \text{ ME.} \quad (24)$$

Für die Masse des  ${}^4\text{He}$ -Atomes folgt dann mit  ${}^2\text{D} = 2,014722 \pm 0,000006_4$  ME<sup>4</sup>

$$\text{He} = 4,003840 \pm 0,000012 \text{ ME.} \quad (25)$$

Noch nicht abgeschlossene Neuaufnahmen der Grunddoublets  $\text{H}_2 - \text{D}$ ,  $\text{D}_3 - \text{C}^{++}$  und  $\text{CH}_4 - \text{O}$  deuten

jedoch darauf hin, daß sich für die Substandardmassen H, D und C wahrscheinlich Werte ergeben, die merklich von den bisher angenommenen<sup>4</sup> abweichen. Mit dem erhaltenen vorläufigen Ergebnis  ${}^2\text{D} = 2,014749$  für die Masse des Deuterons würde  $\text{He} = 4,003894$  ME folgen. Der in Gl. (24) gegebene Massenunterschied der Dublettlinien würde dagegen von solchen kleinen Änderungen der Substandardmassen nicht merklich berührt.

Aston<sup>6</sup> hat für die Massendifferenz des Dubletts  $\text{D}_2 - {}^4\text{He}$   $\delta M = (25,51 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$  ME angegeben, während Bainbridge und Jordan<sup>7</sup>  $(25,61 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$  ME fanden.

Die Masse von  ${}^4\text{He}$  spielt in der Kernphysik eine besondere Rolle, weil sie in alle Kernumwandlungen, bei denen  $\alpha$ -Teilchen als Reaktionspartner oder Reaktionsprodukte vorkommen, mit eingeht. Im Isotopenbericht 1949 von Mattauch und Flammersfeld<sup>8</sup> ist dafür  $4,003887 \pm 0,000021$  angeführt, während Bainbridge<sup>9</sup> bei einer Sichtung der verfügbaren massenspektrographischen und Kernumwandlungsdaten  $4,003880 \pm 0,000030$  ME als den besten Wert angab.

Die — wie hier gezeigt — bei Dublettmessungen erforderlichen Korrekturen des Einflusses von kleinen Magnetfeld-Inhomogenitäten werden meist um so kleiner sein, je kleiner der relative Massenunterschied der verwendeten Dispersionslinien  $M_0$  und  $M_2$  ist, d. h. je näher die Kreisbahnen  $K_0$  und  $K_2$  (s. Abb. 2) nebeneinander verlaufen. Deshalb zeigen die Punkte der Abb. 3b, die mit  $M_0 = DH^+$  erhalten wurden, auch einen geringeren Gang als diejenigen der Abb. 3a mit  $M_0 = D^+$ . Bei unkorrigierter Auswertung nach Gl. (6) ist es daher am günstigsten, die dem Dublett nächstbenachbarte Linie bekannter Masse als Dispersionslinie  $M_0$  zu verwenden. Die Korrekturen werden bei den Dubletts, die bei den leichtesten Massen erhältlich sind, am größten, weil bei diesen die möglichen Dispersionslinien bei benachbarten Massenzahlen relativ am weitesten abliegen. Das sind in erster Linie die Dubletts  $\text{H}_2 - \text{D}$ ,  $\text{D}_2 - \text{He}$ ,  $\text{D}_3 - \text{C}^{++}$ . Bei höheren Massenzahlen werden die Korrekturen besonders bei solchen Dubletts nötig sein, bei denen als Dispersionslinie  $M_0$  nur Linien bei weiter abliegenden Massenzahlen verfügbar sind.

<sup>6</sup> F. W. Aston, Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A 163, 391 [1937].

<sup>7</sup> K. T. Bainbridge u. E. B. Jordan, Physic. Rev. 51, 384 [1937]; M. St. Livingston u. H. A. Bethe, Rev. mod. Physics 9, 245 [1937].

<sup>8</sup> J. Mattauch u. A. Flammersfeld, Isotopenbericht, Verlag der Z. Naturforschg., Tübingen 1949.

<sup>9</sup> K. T. Bainbridge, Preliminary Report No. 1, Nuclear Science Series, National Research Council.