

daß die Schwingungen $\Delta\nu = 657 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $\Delta\nu = 2275 \text{ cm}^{-1}$ höhere Schwingungen des B- bzw. C-Zustandes sein müssen. Die Anregung des sichtbaren und des neuen ultravioletten Spektrums müßte also über hochangeregte H_2O -Zustände erfolgen, wobei das Wassermolekül über seine Ionisierungsspannung hinaus angeregt ist. Dann bleibt aber folgende Beobachtung am sichtbaren Spektrum zunächst unverständlich: regt man Wasserdampf unter höherem Druck (1 cm Hg) mit Hochfrequenz an, so stellt dies nach unserer Erfahrung eine besonders milde Art der Anregung dar; unter diesen Bedingungen erscheint das sichtbare Spektrum bezogen auf den bekannten $\Sigma \rightarrow \Pi$ -Übergang bei 3064 Å um den Faktor 6 bis 8 verstärkt gegenüber der positiven Säule einer normalen Wechselstromentladung. Die milde Anregung zeigt sich darin, daß keine Spektren des H_2 , O , O^+ beobachtet werden.

Deutet man die sichtbaren und die neuen ultravioletten Banden als OH^- -Spektren, so ist es ganz gleichgültig, ob die beobachteten Schwingungen die tiefsten oder höhere Schwingungen sind, da die Besetzung vom Grundzustand des neutralen OH aus durch Einfangen eines Elektrons geeigneter Geschwindigkeit erfolgt. Das Auftreten der sichtbaren Banden erfordert etwa 5,5 eV, das Auftreten der ultravioletten Banden ungefähr 8 eV. Damit ist verständlich, daß beide Spektren in der positiven Säule einer Glimmentladung beobachtet werden können, im Gegensatz zu der anderen Auffassung, bei der nach dem oben Gesagten eine Anregungsenergie größer als die Ionisierungsspannung des Wassers erforderlich wäre.

Die Gegenüberstellung der beiden Auffassungen ergibt gewisse Gesichtspunkte, die bei weiteren Versuchen zu einer endgültigen Klärung führen können.

Massenbestimmung von ^{10}B , ^{11}B , ^{23}Na , ^{39}K und ^{41}K mit Hilfe einer Elektronenstoß-Ionenquelle

Von H. LIEBL * und H. EWALD

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. 11 a, 406–410 [1956]; eingegangen am 19. März 1956)

Es wird eine Elektronenstoß-Ionenquelle beschrieben, die ähnlich dem HEILSchen Prinzip mit pendelnden Elektronen, aber ohne Hilfsmagnetfeld arbeitet. Sie wird am doppelfokussierenden Massenspektrographen zu Massenbestimmungen verwendet, wobei die Beschleunigungs-Hochspannung durch den Ionenstrom selber mittels eines hinter dem elektrischen Felde befindlichen geteilten Auffängers und eines dadurch gesteuerten Differential-Verstärkers automatisch auf dem richtigen Wert konstant gehalten wird. Mit dieser Anordnung wurden folgende Dublettwerte gemessen (in Mikro-Masseneinheiten):

$^{10}\text{BH} - ^{11}\text{B}$	$= 11\ 450 \pm 12 \mu\text{ME}$,
$^{11}\text{BH} - \text{C}$	$= 17\ 139 \pm 7 \mu\text{ME}$,
$^{10}\text{B} \text{ } ^{11}\text{BH}_2 - ^{23}\text{Na}$	$= 48\ 130 \pm 10 \mu\text{ME}$,
$\text{C}_3\text{H}_3 - ^{39}\text{K}$	$= 59\ 762 \pm 20 \mu\text{ME}$,
$\text{C}_3\text{H}_5 - ^{41}\text{K}$	$= 77\ 331 \pm 20 \mu\text{ME}$.

Bei doppelfokussierenden Massenspektrographen wurden als Ionenquellen wegen ihrer relativ großen Intensität früher meist Kanalstrahlröhren verwendet^{1–3}. Mit ihnen kann man ohne Schwierigkeiten aber nur Ionen von gasförmigen und leichter ver-

dampfbaren Substanzen erhalten. Zur Erzeugung von Ionen aus festen Substanzen dienten an verschiedenen Apparaten die von DEMPSTER entwickelten Hochfrequenzfunken-Ionenquellen^{4–7}. In neuerer Zeit haben auch die sowohl für gasförmige wie

* Gekürzte Fassung der Dissertation von H. LIEBL, T. H. München 1955.

¹ F. W. ASTON, Mass Spectra and Isotopes, Edward Arnold & Co., London 1942.

² K. T. BAINBRIDGE u. E. B. JORDAN, Phys. Rev. **50**, 282 [1936]; K. OGATA u. H. MATSUDA, Phys. Rev. **89**, 27 [1953].

³ J. MATTAUH, Ber. Akad. Wiss. Wien, math.-nat. Kl. Abt. IIa **145**, 461 [1936]; H. EWALD, Z. Naturforschg. **1**, 131 [1946]; R. BIERI, F. EVERLING u. J. MATTAUH, Z. Naturforschg. **10 a**, 659 [1955].

⁴ A. J. DEMPSTER, Rev. Sci. Instrum. **7**, 46 [1936]; Proc. Amer. Phil. Soc. **75**, 755 [1935]; Phys. Rev. **50**, 186 [1936]; SHENG-LIN CH'U, Phys. Rev. **50**, 212 [1936].

⁵ J. MATTAUH, H. EWALD, O. HAHN u. F. STRASSMANN, Z. Phys. **120**, 598 [1943]; J. MATTAUH u. H. EWALD, Z. Phys. **122**, 314 [1944].

⁶ A. E. SHAW u. W. RALL, Rev. Sci. Instrum. **18**, 278 [1947].

⁷ H. E. DUCKWORTH, Rev. Sci. Instrum. **21**, 54 [1950].



auch für feste Substanzen verwendbaren Elektronenstoßquellen bei den doppelfokussierenden Apparaten Eingang gefunden⁸⁻¹¹. Die vorliegende Arbeit berichtet über Konstruktion und Betrieb einer solchen Quelle, über die dabei durchgeführte automatische Konstanthaltung der Beschleunigungshochspannung und über die ersten damit erhaltenen Meßergebnisse.

HEIL¹² hat eine Elektronenstoß-Ionenquelle angegeben, bei der zwischen zwei Heizfädern Elektronen längs eines Magnetfeldes von einigen 1000 Gauß pendeln und im dazwischen liegenden Stoßraum ionisieren, wobei sie vom Heizfaden zum Stoßraum mit einigen 100 Volt beschleunigt und an der Raumladung des gegenüberliegenden Heizfadens reflektiert werden. Nach dem gleichen Prinzip arbeitet die vorliegende Ionenquelle, wobei jedoch aus Raumgründen auf das Magnetfeld verzichtet und nur durch geeignete Form der Reflexionselektroden eine mehrmalige Pendelung der Elektronen erstrebzt wurde. Abb. 1 zeigt Schnitte durch die Ionenquelle: Die vom Heizfaden 1 emittierten Elektronen werden durch eine Spannung von 200–300 Volt gegen das Stoßkästchen 2 hin beschleunigt, die meisten fliegen hindurch und werden in der gegenüberliegenden Reflexionselektrode 3, die um etwa 10 Volt negativer ist als

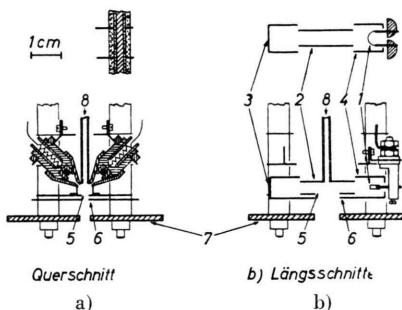


Abb. 1. Die Elektronenstoß-Ionenquelle
(a) Querschnitt, (b) Längsschnitt.

der Heizfaden, reflektiert, fliegen durch den Stoßraum zurück, werden in der heizfadenseitigen Reflexionselektrode 4 reflektiert und so fort, bis sie auf dem Kästchen 2 landen. Ein Teil der im Stoßraum gebildeten Ionen wird durch die durch einen Schlitz 5 hindurchgreifende negative Ziehspannung, die zwischen Stoßkästchen 2 und Ziehelektrode 6 angelegt ist, herausgezogen. Die beiden Reflexionselektroden und die Ziehelektrode bestehen aus einem Stück, haben also gleiches Potential. Nach dem Durchtritt durch die Ziehelektrode werden die Ionen mit etwa 2000 Volt weiter beschleunigt, bevor sie durch den Schlitz der Elektrode 7 in den Hauptbeschleunigungsraum gelangen. Diese Elektrode verstärkt den Durchgriff in den Stoßraum und

verhindert ein zu starkes Auseinanderlaufen der Ionen hinter dem Ziehspannungsschlitz.

Gasförmige Proben werden durch ein Röhrchen 8 in den Stoßraum geleitet. Es sind zwei Verdampfungsöfchen für feste Substanzen beidseitig des Stoßkästchens angeordnet, wie aus Abb. 1 a im Querschnitt zu ersehen. Die Heizwendeln aus 0,4 mm-Molybdändraht sind durch Keramikröhrchen vom Öfchenkörper isoliert. Durch verschiedene starke Beheizung der beiden Öfchen können zwei verschiedene gut verdampfbare Substanzen gleichzeitig in solchen Mengen durch kleine seitliche Öffnungen in das Stoßkästchen hineingedampft werden, daß man intensitätsgleiche Doublets aus den Ionen der beiden Substanzen erhalten kann.

Die Einzelteile der Ionenquelle sind mit Porzellanröhrchen isoliert auf 4 unmagnetischen Stahlstäben aufgereiht, wie in Abb. 1 a oben angedeutet. Diese Stäbe sitzen mit rundgummigedichteten Durchführungen auf einer Keramikplatte 1 (Abb. 2), durch die auch die Gaszuführung 2 und die Spannungsdurchführungen für den Betrieb der Ionenquelle hindurchgehen. Diese sind in der Abbildung der Übersichtlichkeit halber nicht angedeutet. Die Keramikplatte 1 wird von zwei Aluminiumflanschen 3 und 4 gehalten, die miteinander für dauernd verschraubt sind und als Ganzes auf den Messingflansch 5 geschraubt werden. Zum Heizfadenwechsel und zur Öfchenfüllung wird der ganze Block, bestehend aus Keramikplatte mit der Ionenquelle und den Flanschen 3 und 4, vom Flansch 5 abgenommen. Die aus dem Schlitz der Vorbeschleunigungs-Elektrode 7 (Abb. 1) austretenden Ionen werden in einem Anodenzyylinder 7 (Abb. 2) beschleunigt, der dem Kanal in

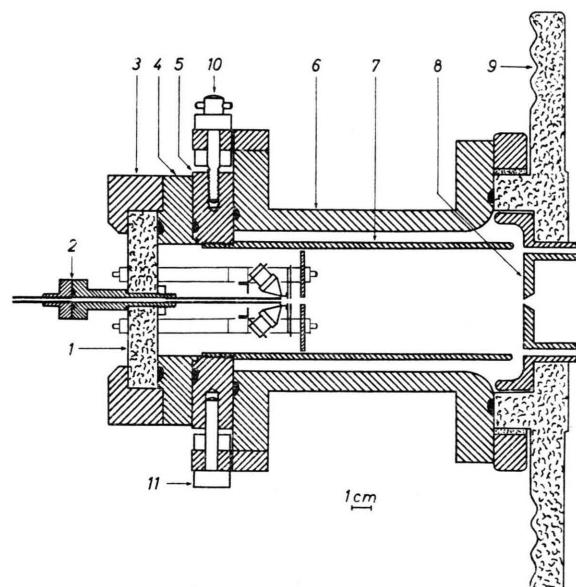


Abb. 2. Einbau der Elektronenstoß-Ionenquelle.

⁸ A. E. SHAW, Phys. Rev. **75**, 1011 [1949].
⁹ A. O. NIER u. T. R. ROBERTS, Phys. Rev. **81**, 507 [1951].

¹⁰ A. HENGLEIN, Z. Naturforschg. **6a**, 745 [1951].

¹¹ A. ENGLER u. H. HINTERBERGER, Helv. Phys. Acta **26**, 657 [1953].

¹² H. HEIL, Z. Phys. **120**, 212 [1943].

der Kathode 8 zentrisch gegenübersteht. Diese Anordnung, deren fokussierende Wirkung von der Kanalstrahlröhre her bekannt ist, wurde schon von HENGLEIN¹⁰ zur Beschleunigung von Ionen aus einer Elektronenstoß-Ionenquelle so getroffen. Der Anodenzyylinder 7 ist in den Flansch 5 geschraubt. Dieser sitzt auf dem Aluminiumtubus 6, der an den am Massenspektrographen sitzenden Flachringisolator 9 angeschraubt ist. Die Justierung erfolgt in zwei zueinander senkrechten Richtungen durch zwei Stellschrauben 10 mit gegenüberliegenden Führungsstiften 11, welche wegen der zwei aufeinander senkrechten Verstellungsrichtungen quer zu ihrer Achse verschiebbar gelagert sind.

Abb. 3 zeigt eine schematische Skizze des Strahlenganges durch den Massenspektrographen. Bei den gewählten Feld- und Magnetfeld-Blendenweiten¹³ von je 0,12 mm beträgt der Öffnungswinkel der in das Magnetfeld eintretenden Strahlen $2\alpha'' = 2\beta = 8 \cdot 10^{-4}$.

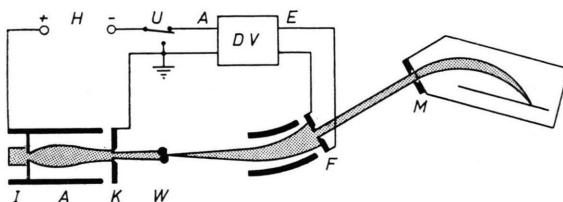


Abb. 3. Die Regelung der Beschleunigungsspannung (I Ionenquelle, A Anodenzyylinder, K Kathode, W Walzenspalt, F Feldblende, M Magnetfeldblende, DV Differential-Verstärker mit Eingang E und Ausgang A, U Umschalter, H Hochspannung).

Dabei unterscheiden sich die Voltenergien der Randstrahlen, die eben noch durch die beiden Blenden hindurchkommen, um $4\beta V_0$. Das sind bei der verwendeten Beschleunigungsspannung V_0 von rund 15 kV etwa 24 V. Die Beschleunigungsspannung, die in ganz bestimmtem Verhältnis zur Ablenkspannung des elektrischen Feldes stehen muß, wird einer mit Glimmröhren stabilisierten Hochspannungsanlage entnommen. Ihre Konstanz von einigen 10^{-3} ist nicht gut genug, um bei Aufnahmen von mehreren Minuten Belichtungsdauer das Maximum des Ionenbündels immer durch die beiden Blenden hindurchgehen zu lassen; es schwankt vielmehr um diese Sollage oder wandert aus. Deswegen wurde eine automatische Regelung der Beschleunigungsspannung angewandt: Die Feldblende F ist als Doppelauffänger mit zwei voneinander isolierten Auffängerbacken ausgebildet. Wenn die Beschleunigungsspannung richtig auf die Ablenkspannung abgestimmt ist, fällt das Bündel symmetrisch auf den Doppelauffänger, d. h. auf beide Auffängerbacken trifft der gleiche Ionenstrom. Ändert sich nun die Hochspannung, dann wandert das Bündel aus und der eine Auffänger bekommt mehr Strom als der andere. Die auftretende Stromdifferenz wird in einem Gleichstrom-Differentialverstärker DV in eine Spannungsdifferenz verwandelt und als solche verstärkt, so daß sie als posi-

tive oder negative Ausgangsspannung auftritt. Mit dem Ausgang A dieses DV ist der negative Pol der Hochspannung verbunden. Die Beschleunigungsspannung setzt sich also zusammen aus der Hochspannung und der Ausgangsspannung des DV. Die Schaltung ist so, daß die auftretende Ausgangsspannung immer das entgegengesetzte Vorzeichen hat wie die Änderung der Hochspannung, so daß die Beschleunigungsspannung praktisch konstant bleibt. Das Ganze ist nichts anderes als ein Gegenkopplungssystem; die Stabilisierung ist um so besser, je größer der Verstärkungsgrad des DV ist. Als besonders praktisch erwies sich der Doppelauffänger zum Justieren des Ionenbündels. Dazu wird der negative Pol der Hochspannung mittels eines Umschalters U geerdet und diese solange verändert, bis an einem am Ausgang des DV liegenden Voltmeter die symmetrische Stellung des Ionenbündels zu sehen ist, d. h. die Ausgangsspannung ist Null. Dann wird durch Umlegung des Schalters U der DV wieder zwischen Erde und Hochspannung gelegt, und die Anordnung ist betriebsfertig.

Die Energiebreite der von der Ionenquelle gelieferten Ionen wurde gelegentlich einer mit dieser Ionenquelle durchgeführten Untersuchung der astigmatischen Abbildung eines Toroidkondensators¹⁴ bestimmt. Sie läßt sich aus der Breite der vertikalen Bildlinie mit Hilfe der dort angegebenen Formel für die Geschwindigkeitsdispersion des Toroidkondensators errechnen und ergab sich zu rund 20 V. Daß trotzdem ein erheblicher Teil der Ionen auf dem Doppelauffänger landet, – die auf die Photoplatte fokussierte Energiebreite ist wie oben gezeigt ja 24 V –, liegt an der zusätzlich vorhandenen Richtungsdivergenz der durch den Walzenspalt kommenden Ionen. Als Anhaltspunkt für die Ergiebigkeit der Ionenquelle sei erwähnt, daß z. B. für das Dublett $H_2^{32}S - ^{34}S$ unter Zuleitung von H_2S und SO_2 in die Stoßkammer die Belichtungsdauer etwa um den Faktor 2 kürzer war als bei Kanalstrahlbetrieb für das gleiche Dublett.

Mit dieser Ionenquelle wurden am MATTAUCH-HERZOGSchen Massenspektrographen mit engen Feld- und Magnetfeldblenden¹³ zwischen den Feldern die in Tab. 1 – 3 aufgeführten Bor-, Natrium- und Kaliumdoublets gemessen. Acetylen C_2H_2 , Propan C_3H_8 , Diboran B_2H_6 und metallisches Natrium und Kalium dienten als Ausgangssubstanzen für die Ionenerzeugung. In den Tabellen sind weiterhin die aus den gemessenen Dublettwerten errechneten Massenüberschüsse $M - A$ (Abweichungen der Massenwerte M von den ganzen Massenzahlen A) für die

¹³ G. v. SCHIERSTEDT, H. EWALD, H. LIEBL u. G. SAUERMANN, Z. Naturforschg. **11a**, 216 [1956].

¹⁴ H. EWALD u. H. LIEBL, Z. Naturforschg. **10a**, 872 [1955].

Isotope ^{10}B , ^{11}B , ^{23}Na , ^{39}K und ^{41}K in μME (Mikro-Masseneinheiten) angegeben. Zu ihrer Berechnung wurden verschiedene Werte für die Standardmassen ^1H und ^{12}C zugrunde gelegt. Die unter a) aufgeführten Ergebnisse wurden mit den von dem einen von uns¹⁵ früher erhaltenen Werten

$$^1\text{H} = 1,008\,141 \pm 0,000\,002 \text{ ME}$$

und

$$^{12}\text{C} = 12,003\,807 \pm 0,000\,011 \text{ ME}$$

errechnet. Die unter b) aufgeführten Resultate folgen aus den Werten

$$^1\text{H} = 1,008\,144 \pm 0,000\,001 \text{ ME}$$

und

$$^{12}\text{C} = 12,003\,819 \pm 0,000\,002 \text{ ME},$$

die durch gewichtete Mittelung aus den neuesten massenspektroskopischen Messungen verschiedener Autoren¹³ gewonnen wurden. Die Tab. 1 und 3 enthalten weiter in den letzten Spalten noch die Unterschiede $\Delta(M - A)$ der Massenüberschüsse für die Isotope ^{10}B und ^{11}B bzw. ^{39}K und ^{41}K . Schließlich sind zum Vergleich in allen 3 Tabellen Messungen bzw. Berechnungen anderer Autoren für dieselben Dublettwerte und Massenüberschüsse aufgeführt. Bei den aus Kernreaktionen erhaltenen Werten sind die Autoren-Namen in Klammern gesetzt.

Die Dublettwerte $^{10}\text{BH} - ^{11}\text{B}$ und $^{11}\text{BH} - \text{C}$ wurden nicht direkt bei den Massenzahlen 11 und 12

gemessen, sondern durch Auswertung des Triplets $^{10}\text{B}^{11}\text{BH}_3 - ^{11}\text{B}_2\text{H}_4 - \text{C}_2\text{H}_2$ bei der Massenzahl 26 (Abb. 4), das dieselben Massendifferenzen aufweist, gewonnen. Die gefundenen Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Berechnungen von LI u. a. und WAPSTRA und mit den Resultaten, die SMITH kürzlich mit sehr kleinen wahrscheinlichen Fehlern mit dem Massensynchronometer erhalten hat.

Das gasförmige Diboran ist ebenso leicht ionisierbar wie die Kohlenwasserstoffe und liefert außer bei den Massenzahlen 10 – 14 (^{10}B bis $^{11}\text{BH}_3$) Linien bei den Massenzahlen 20 – 28 ($^{10}\text{B}_2$ bis $^{11}\text{B}_2\text{H}_6$). Bei den Massenzahlen 22 – 26 treten wegen der beiden Borisotope sogar je 3 solche Linien auf, die je nach den Bildungswahrscheinlichkeiten der betreffenden Ionenarten in verschiedenen Intensitätsverhältnissen zueinander stehen. Zum Beispiel sind es bei der Massenzahl 23 die Kombinationen $^{10}\text{B}_2\text{H}_3$, $^{10}\text{B}^{11}\text{BH}_2$, $^{11}\text{B}_2\text{H}$. Die mittlere dieser Linien ist weitaus die stärkste. Sie wurde als willkommene Bezugslinie für das Na genommen, für das sich anderweitig kaum eine solche angeben lässt (Abb. 5). Der auf diese Weise für ^{23}Na gefundene Massenüberschuß steht in hinlänglicher Übereinstimmung mit den früheren Berechnungen von LI und WAPSTRA aus Kernumwandlungsdaten. Die früher von HENGLEIN nach der von dem einen von uns vorgeschlagenen Doppeldublett-Methode vorgenommene Messung muß offenbar als fehlerhaft verworfen werden.

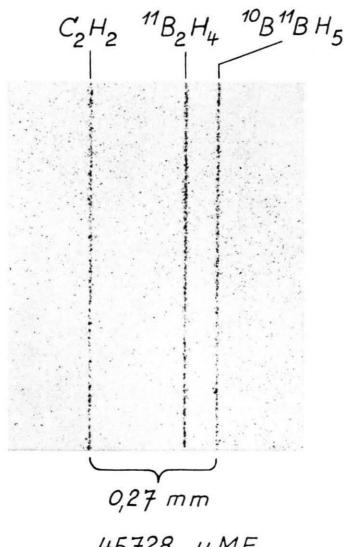


Abb. 4.

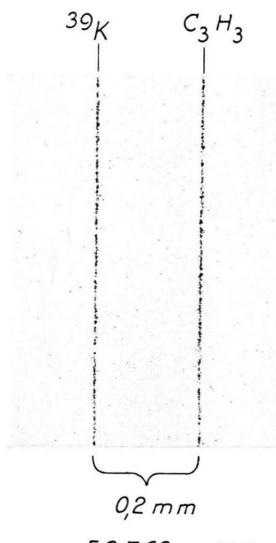


Abb. 5.

¹⁵ H. EWALD, Z. Naturforschg. 6a, 293 [1951].

	δM [μ ME]		Sub-standards	$M-A$ [μ ME]		$\Delta (M-A)$ [μ ME] $^{10}\text{B}+1-^{11}\text{B}$
	$^{10}\text{B}-^{11}\text{B}$	$^{11}\text{B}-\text{C}$		$^{10}\text{B}-10$	$^{11}\text{B}-11$	
Neumessung 55	11450 ± 12	17139 ± 7	{ a) { b)	16114 ± 19 16120 ± 14	12805 ± 14 12814 ± 7	3309 3306
(Li u. a. 51 ¹⁶)	(11466)	(17127)		16114 \pm 28	12789 \pm 23	3325
OGATA 53 ¹⁷	11448 ± 10	17115 ± 6		16110 \pm 10	12811 \pm 9	3299
SMITH 55 ¹⁸	$11460,8 \pm 1,9$	$17134,1 \pm 0,9$		16129,1 \pm 5,1	12811,8 \pm 4,6	3317,3
(WAPSTRA 55 ¹⁹)	11469 ± 5	17137 ± 6		16119 \pm 6	12795 \pm 6	3324

Tab. 1.

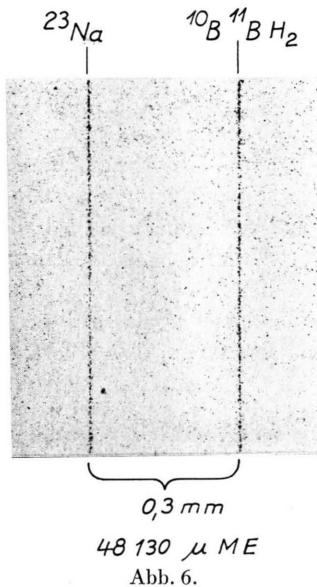


Abb. 6.

Unsere Neumessung für das Dublett $\text{C}_3\text{H}_3-^{39}\text{K}$ (Abb. 6) liegt um $143 \mu\text{ME}$ tiefer als das Ergebnis von COLLINS, NIER und JOHNSON, während beim Dublett $\text{C}_3\text{H}_5-^{41}\text{K}$ hinreichende Übereinstimmung mit dem Wert dieser Autoren vorhanden ist. Hin-

längliche Übereinstimmung besteht ebenfalls mit den von WAPSTRA aus Kernumwandlungsdaten errechneten Massenüberschüssen der Isotope ^{39}K und ^{41}K . Die von HENGLIN gemessenen Werte der Dubletts $\text{C}_2\text{HN}-^{39}\text{K}$ und $\text{C}_2\text{H}_3\text{N}-^{41}\text{K}$ ergeben durch Kombination mit dem Wert des Dubletts $\text{CH}_2-^{14}\text{N}$ Werte für die Dubletts $\text{C}_3\text{H}_3-^{39}\text{K}$ und $\text{C}_3\text{H}_5-^{41}\text{K}$ (in Tab. 3 in Klammern gesetzt), die offenbar nicht richtig sein können.

Herrn Dr. NÖTH vom Anorganisch-chemischen Institut der Universität München danken wir sehr für die Überlassung des Diborans und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für das zur Verfügung stellen von Mitteln.

	δM [μ ME]	Sub-standards	$M-A$ [μ ME]	$\Delta (M-A)$ [μ ME] $^{23}\text{Na}-23$
	$^{10}\text{B}^{11}\text{B}\text{H}_2-^{23}\text{Na}$		$^{23}\text{Na}-23$	
Neumessung 55	48130 ± 10	{ a) { b)	-2929 ± 19 -2908 ± 26	
HENGLIN 51 ¹⁰				-3350 ± 80
(Li 52 ²⁰)				-2945 ± 25
(WAPSTRA 55 ¹⁹)				-2947 ± 11

Tab. 2.

	δM [μ ME]	Sub-standards	$M-A$ [μ ME]		$\Delta (M-A)$ [μ ME] $^{39}\text{K}+2-^{41}\text{K}$
	$\text{C}_3\text{H}_3-^{39}\text{K}$		$\text{C}_3\text{H}_5-^{41}\text{K}$	$^{39}\text{K}-39$	
Neumessung 55	59762 ± 20	{ a) { b)	-23918 ± 28 -23873 ± 20	-25205 ± 28 -25154 ± 20	1287 1281
HENGLIN 51 ¹⁰	(60140 ± 80)		(77690 ± 50)	(-24300 ± 100)	(-25570 ± 70)
COLLINS u. a. 51 ²¹	59905 ± 26		77361 ± 33	-23940 ± 30	-25100 ± 40
(WAPSTRA 55 ¹⁹)				-23963 ± 70	-25240 ± 60

Tab. 3.

¹⁶ C. W. Li, W. WHALING, W. A. FOWLER u. C. C. LAURITSEN, Phys. Rev. **83**, 512 [1951].
¹⁷ K. OGATA u. H. MATSUDA, Phys. Rev. **89**, 27 [1953].
¹⁸ L. G. SMITH, briefliche Mitteilung; Vortrag beim ASTM Mass Spectrometry Meeting, San Francisco, 22.-27. Mai 1955.

¹⁹ A. H. WAPSTRA, Physica **21**, 367, 385 [1955].
²⁰ C. W. Li, Phys. Rev. **88**, 1038 [1952].
²¹ T. L. COLLINS, A. O. NIER u. W. H. JOHNSON, Phys. Rev. **84**, 717 [1951].