

## Dissoziative Ionisation von Molekülen durch Alpha-Teilchen- und Elektronenstoß bei gleichen Stoßteilchen-Geschwindigkeiten

F. Däublin

Deutsch-Französisches Forschungsinstitut St. Louis,  
(Haut-Rhin) Frankreich

(Z. Naturforsch. **29a**, 531–532 [1974];  
eingegangen am 16. Januar 1974)

*Dissociative Ionization of Molecules by Impact of  $\alpha$ -Particles  
and Electrons at the same Velocities*

The mass spectra of  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$  and  $\text{C}_5\text{H}_4$  produced by bombardment with  $\alpha$ -particles and electrons show near agreement. This is approximately in accordance with the theoretical expectations. In contrast to the observations made by Melton and Rudolph, no essential stabilization by collision of excited ions was established.

Bei Radiolyseprozessen erhebt sich die Frage, ob durch Stöße von Ionen und  $\delta$ -Elektronen (energie-reiche Sekundärelektronen) die gleichen dissoziativen Ionisationsprodukte erzeugt werden<sup>1</sup>. Zur Beantwortung dieser Frage wird von der bekannten Formel für den Ionisationsquerschnitt von Bethe<sup>2</sup> ausgegangen:

$$\Phi_i^{n,l} = \frac{2 \pi e^4 z^2}{m v^2} C_1 \ln \left\{ 2 m v^2 / C_2 \right\};$$

darin bedeuten:

- $\Phi_i^{n,l}$  = Wirkungsquerschnitt für die Ablösung eines Elektrons der Elementarladung  $e$  und Masse  $m$  von einer atomaren Schale mit den Quantenzahlen  $n, l$  im Kontinuum,
- $z$  = Zahl der Ladungen des Stoßteilchens,
- $v$  = Geschwindigkeit des Stoßteilchens,
- $C_1$  = Konstante, enthält im wesentlichen das Matrixelement für den Elektronenübergang im Targetatom,
- $C_2$  = Konstante von der Größenordnung der Ionisationsenergie für ein Elektron der  $n, l$ -Schale des Targetatoms.

Das Stoßteilchen geht nur mit seiner Geschwindigkeit  $v$  und seiner Anzahl Ladungen  $z$  in die Formel ein. Für ein bestimmtes Targetgas und verschiedene Stoßteilchen ist daher der Ionisationsquerschnitt gleich bzw. nur von  $z^2$  abhängig, wenn ihre Geschwindigkeiten gleich und genügend groß sind (Born-Approximation)\*, siehe z. B. auch<sup>3</sup>. Darüber hinaus haben Elektronenstoßuntersuchungen<sup>1</sup> und Bestimmungen von Ionisationsquerschnitten ge-

Sonderdruckanforderungen an Dr. F. Däublin, D-7859 Efringen-Kirchen, Hölzleweg 5.

zeigt, daß die Bethe-Formel, ursprünglich nur für Atome abgeleitet, auch für Moleküle (zumindest für einfache Moleküle) anwendbar ist und Werte liefert, die mit den experimentellen in befriedigender Weise übereinstimmen<sup>4, 5</sup>. Dieser Befund läßt den Schluß zu, daß der Anregungsmechanismus beim Stoß verschiedenartiger Stoßteilchen, aber gleicher und genügend großer Geschwindigkeit (von  $z$  sei zunächst abgesehen), gleich ist und daß diese Stoßteilchen das Molekül in gleicher Weise anregen. Konsequenterweise sollten dann auch der nachfolgende Molekülzerfall und die dissoziativen Ionisationsprodukte, wie sie vom Massenspektrometer registriert werden, gleich sein. Unterschiedliche Ladungen  $z$  der Stoßteilchen liefern lediglich eine um  $z^2$  verschiedene Häufigkeit des Molekülions und seiner Fragmentionen. Die Massenspektren geben jedoch nur Relativwerte, wodurch ihre  $z$ -Abhängigkeit irrelevant ist. Dagegen ist ihre  $v$ -Abhängigkeit relevant, und man muß die Massenspektren bei gleichen Stoßteilchen-geschwindigkeiten vergleichen.

Die Massenspektren der bisherigen Experimente<sup>3, 5–9</sup>, bei denen außer  $\alpha$ -Teilchen auch  $\text{He}^+$  und  $\text{H}^+$  als Stoßteilchen verwandt wurden, zeigen jedoch gegenüber den durch Elektronenstoß erhaltenen Spektren mehr oder weniger große Abweichungen.

Mit unserer  $\alpha$ - und  $e$ -Stoßanordnung, ausführlich in<sup>10</sup> beschrieben, waren wir in der Lage, ähnlich wie Rudolph und Melton<sup>5</sup> (im folgenden mit R. u. M. abgekürzt) die Massenspektren durch  $\alpha$ - und  $e$ -Stoß, jedoch bei höheren Energien, zu erzeugen und zu vergleichen. Außerdem war bei uns der Gasdruck in der Ionenquelle viel höher ( $7 \cdot 10^{-5}$  Torr) als bei R. u. M. (etwa  $10^{-6}$  Torr). Unsere  $\alpha$ -Teilchenenergie betrug nach dem Durchgang durch ein  $3,8\text{-}\mu$ -Nickelfenster 3,5 MeV (R. u. M.: 2,2 MeV) und die Elektronenenergie 475 eV (R. u. M.: 300 eV), d. h. beide Stoßteilchen hatten die gleiche Geschwindigkeit. Nach Kebarle und Godbole bleiben die Massenspektren von einer  $e$ -Stoßenergie ab etwa 500 eV bemerkenswert konstant<sup>1</sup>. Unsere Energie liegt etwa bei diesem Wert. Dagegen ist die Empfindlichkeit unserer Anordnung bei  $\alpha$ -Stoßbetrieb (etwa 200 mCi Polonium-210) wesentlich geringer als bei R. u. M. (2,7 Ci Polonium-210), vergleiche<sup>10</sup>.

Unter den beschriebenen Voraussetzungen haben wir die Massenspektren von Methan, Äthan, Propan und Äthylen abwechselnd durch  $\alpha$ - und  $e$ -Stoß erzeugt und mehrmals gemessen. In Tab. 1 sind die Ergebnisse zusammengestellt; die Häufigkeit des Muttermolekülions wird = 100 gesetzt.

\* Sie verlangt, daß  $v \gg v_0$  ist.  $v$  = Geschwindigkeit des Stoßteilchens,  $v_0$  = Geschwindigkeit des Elektrons auf einer Bohrschen Bahn  $n, l$ .



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.

Tab. 1. Massenspektren von Methan, Äthan, Propan und Äthylen durch 3,5 MeV  $\alpha$ - und 475 eV e-Stoß erzeugt.

	Relative Häufigkeit											
<i>Methan</i>												
<i>M/e</i>	12	13	14	15	16							
$\alpha$ -Stoß	0,8	2,0	5,5	73,0	100							
e-Stoß	1,0	2,5	5,5	72,5	100							
<i>Äthan</i>												
<i>M/e</i>	14	15	25	26	27	28	29	30				
$\alpha$ -Stoß	1,8	4,0	3,4	40,4	77,6	310	76,0	100				
e-Stoß	3,0	6,0	3,6	41,0	77,0	302	76,0	100				
<i>Propan</i>												
<i>M/e</i>	15	26	27	28	29	30	37	38	39	40	41	42
$\alpha$ -Stoß	1,7	4,2	49,0	135	210	3,0	3,4	4,9	21,0	3,2	30,0	11,7
e-Stoß	2,5	5,3	52,0	138	210	3,0	3,2	5,3	21,0	3,2	31,0	11,7
<i>Äthylen</i>												
<i>M/e</i>	14	24	25	26	27	28						
$\alpha$ -Stoß	1,2	1,0	4,5	40,0	53,0	100						
e-Stoß	1,4	1,2	4,0	45,0	58,0	100						

Die angeführten Massenspektren zeigen, daß in qualitativer Übereinstimmung mit den Spektren von Wexler<sup>3</sup> (durch 2,25 MeV Protonen und 1225 eV Elektronen erzeugt) und R. u. M.<sup>5</sup> die Fragmentenhäufigkeiten niedriger Massenzahlen bei  $\alpha$ -Stoß niedriger sind als bei Elektronenstoß. Unsere Abweichungen sind jedoch viel geringer (etwa 20 bis 50%) als bei Wexler sowie R. u. M., bei denen die entsprechenden Unterschiede einige 100% betragen. In unserem Falle könnten unter anderem die im Vergleich zu R. u. M. höheren Stoßteilchenenergien der Grund für die bessere Übereinstimmung sein. Möglicherweise besitzen die durch  $\alpha$ - und e-Stoß erzeugten Fragmentionen unterschiedliche Translationsenergien<sup>3</sup>. In unserem Falle könnten sie z. T. durch das in der Ionenquelle existierende elektrische Gegenfeld (Anm.<sup>10</sup>, Abb. 1) derart abgebremst werden, daß sie einer Diskriminierung durch das Massenspektrometer nicht unterliegen. In Anlehnung an die Interpretation von Wexler (Anm.<sup>3</sup>, Abschn. IV B) führen bei unseren Messungen nahezu alle Stöße (im Durchschnitt 98% für die angegebenen Gase) zur Übereinstimmung der Spektren. Das ist im Einklang mit den Erwartungen nach der eingangs erwähnten Theorie. Vergleichsweise ergibt sich nach Wexler für die gleichen Gase ein Durchschnittswert von 77% (Anm.<sup>3</sup>, Tabelle VII). In Anm.<sup>3</sup>, Abschn.

IV D und E diskutiert Wexler sehr ausführlich mögliche Gründe für die Abweichungen der gemessenen Spektren. Anders interpretieren R. u. M. ihre Ergebnisse: „Die Nichtübereinstimmung der gemessenen Massenspektren zeigt, daß sie nicht vollständig durch die Geschwindigkeit der Stoßteilchen bestimmt sind, wie es die Bethe-Formel erwarten ließe“ (Anm.<sup>5</sup>, Abschn. III B).

In früheren Arbeiten berichten Melton und Rudolph<sup>6</sup> über sehr vereinfachte Massenspektren von Azetylen und Methan, die sie beim Stoß mit 5,3 MeV  $\alpha$ -Teilchen und einem Gasdruck von nahezu  $10^{-4}$  Torr in der Ionenquelle erhielten. Azetylen ergab nur das Mutterion  $C_2H_2^+$  und das Fragmention  $C_2H^+$  mit den entsprechenden Häufigkeiten von 100 und 7,3; Methan lieferte  $CH_4^+$  und  $CH_3^+$  mit den Häufigkeiten entsprechend 100 und 42. Nach Melton<sup>9</sup> kann ein Teil der angeregten Ionen durch Stöße im Gas stabilisiert werden, so daß sie nicht dissoziieren. Unsere gemessenen Spektren (siehe Tab. 1) widerlegen diese Interpretation. Bei einem Gasdruck von  $7 \cdot 10^{-5}$  Torr erhalten wir praktisch vollständige Massenspektren. Die Vermutung von Wexler<sup>3</sup>, daß die extrem vereinfachten Spektren durch die von den  $\alpha$ -Teilchen aus den Wänden herausgeschlagenen Sekundärelektronen erzeugt wurden, wird durch unser Ergebnis gestützt.

<sup>1</sup> P. Kebarle u. E. W. Godbole, J. Chem. Phys. **36**, 302 [1962].

<sup>2</sup> H. Bethe, Ann. Physik **5**, 325 [1930].

<sup>3</sup> S. Wexler, J. Chem. Phys. **41**, 2781 [1964].

<sup>4</sup> D. W. Martin, R. A. Langley, D. S. Harmer, J. W. Hooper u. E. W. McDaniel, Phys. Rev. **136**, A 385 [1964].

<sup>5</sup> P. S. Rudolph u. C. E. Melton, J. Chem. Phys. **45**, 2227 [1966].

<sup>6</sup> C. E. Melton u. P. S. Rudolph, J. Chem. Phys. **30**, 847 [1959].

<sup>7</sup> S. Wexler u. D. C. Hess, J. Chem. Phys. **38**, 2308 [1963].

<sup>8</sup> R. H. Schuler u. F. A. Stuber, J. Chem. Phys. **40**, 2035 [1964].

<sup>9</sup> C. E. Melton, J. Chem. Phys. **37**, 562 [1962].

<sup>10</sup> F. Däublin, Vakuum-Technik **20**, 72 [1971].