

# Ein einfaches Linsensystem für Bandgeneratoren mit veränderlicher Spannung

Von W. DÄHNICK, H. NEUERT und U. TIMM

Aus dem Physikalischen Staatsinstitut Hamburg

(Z. Naturforsch. **10a**, 603—605 [1955]; eingegangen am 11. Juni 1955)

Zur Bündelung und Fokussierung des Ionenstrahls bei Bandgeneratoranlagen mit veränderlicher Spannung wird die bisher meist verwendete ein- oder zweistufige elektrostatische Nachbeschleunigungsline zwischen Ionenquelle und Nachbeschleunigungsrohre, die relativ hohe Spannungen benötigt, ersetzt durch eine Linsenkette aus mehreren Beschleunigungs- und Verzögerungslinsen, die mit einer festen Spannung von 12 kV betrieben werden. Die Anpassung der Fokussierungseigenschaften des gesamten Linsensystems an die jeweilige Generatorenspannung erfolgt durch Änderung der Energie der in das System eintretenden Ionen, im Falle der HF-Ionenquelle durch Änderung der Zieh-Spannung.

Bei Van de Graaff-Generatoren bereitet die Aufgabe, auch bei veränderter Generatorenspannung immer eine Fokussierung des Ionenstrahls auf das Target zu erreichen, einige Schwierigkeiten, weil die Abbildungseigenschaften der Beschleunigungsrohre allein sich stark mit der Generatorenspannung ändern. Es ist üblich, zwischen die Ionenquelle und die Beschleunigungsrohre ein weiteres el. stat. Linsensystem einzuschalten, dessen Abbildungseigenschaften durch Änderung der Linsenspannungen seinerseits den jeweiligen Linsendaten der Beschleunigungsrohre angepaßt werden. Im allgemeinen werden für diese Hilfslinsen vorwiegend Beschleunigungslinsen mit relativ hohen Spannungen (20—60 kV) benutzt<sup>1</sup>. Die Herstellung eines Linsensystems unter Verwendung erheblich niedrigerer Spannungen würde zweierlei Vorteile bieten: Einerseits wäre man nicht gezwungen, auf der Hochspannungsseite hohe Spannungen für die Linsen zu erzeugen, andererseits wären sich kleine Energien der in die Beschleunigungssäule eintretenden Ionen günstig auf deren Abbildungseigenschaften aus. Bei einem hier aufgebauten Bandgenerator mit HF-Ionenquelle wurde eine Zwischenlinse in Form einer mehrfachen Folge von Beschleunigungs- und Verzögerungslinsen gebaut, bei der man z. B. mit einer festen Spannung von 12 kV dieselbe Brechkraft erreicht wie mit den sonst üblichen hohen Spannungen.

Die geometrischen Verhältnisse, die der Ionenoptik eines Van de Graaff-Generators mit Hochfre-

quenz-Ionenquelle zugrundeliegen, sind aus Abb. 1 ersichtlich. Der Ausgangsort der Ionen in der Ionenquelle (Objektpunkt) muß zunächst durch die Zwischenlinse auf einen Bildpunkt  $B_1$  abgebildet werden, der seinerseits durch die Beschleunigungsrohre auf den festliegenden Ort  $B_2$  (Target) abgebildet wird.  $B_1$  kann auch virtuell, d. h.  $A_1$  negativ sein.

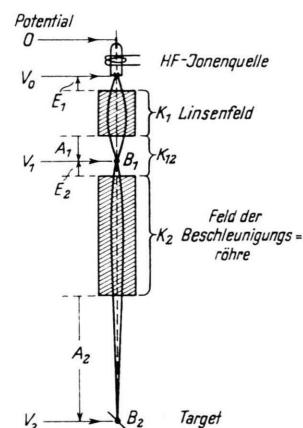


Abb. 1. Fokussierung des Ionenstrahls im Van de Graaff, schematisch und nicht maßstabgerecht. Maße:  $E_1 = 2 \text{ cm}$ ;  $K_{12} = 20 \text{ cm}$ ;  $K_2 = 175 \text{ cm}$ ;  $A_2 = 175 \text{ cm}$ .

Die Abbildungseigenschaften der Beschleunigungsrohre mit der Länge  $K_2$  sind in der Weise von der Generatorenspannung abhängig, daß bei fester Bildweite  $A_2$  die Objektweite  $E_2$  mit wachsender Generatorenspannung kleiner wird. Allerdings ist nicht die Generatorenspannung  $V_2 - V_1$  selbst, sondern allgemein das Verhältnis von Austrittsenergie  $V_2$  zu Eintrittsenergie  $V_1$  der Ionen, also die Energievergrößerung  $N_2 = V_2/V_1$ , maßgebend.



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.

Die Änderung der Objektweite  $E_2$  der Beschleunigungsrohre mit der Energievergrößerung  $N_2$  kann man nach einer Formel von Elkind<sup>2</sup> berechnen, die sich unter Verwendung der hier vorliegenden Maße  $K_2 = A_2 = 175$  cm vereinfacht zu

$$E_2 = \frac{700(7\sqrt{N_2} - 5)}{(N_2 - 1)(7\sqrt{N_2} - 15)}.$$

Diese Abhängigkeit ist in Abb. 2 aufgetragen. Aus dem unteren Teil des Diagramms erkennt man deutlich, wie bei fester Generatorenspannung mit kleinerem  $V_1$  der Wert  $N_2$  rasch größer und damit die Gegenstandsweite  $E_2$  kleiner wird.

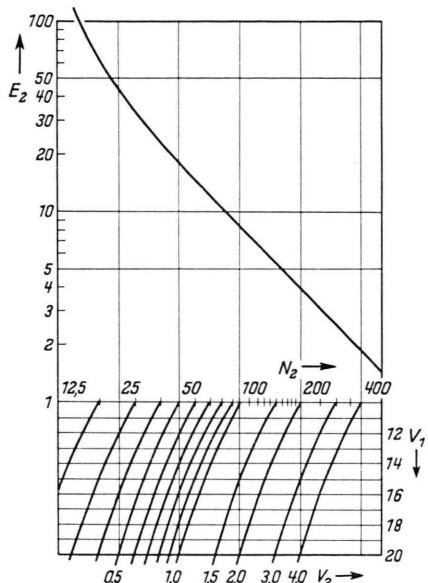


Abb. 2. Abhängigkeit der Objektweite  $E_2$  der Beschleunigungsrohre von  $N_2$ .

Für die Zwischenlinse wurde eine Folge von 3 Beschleunigungs- und 2 Verzögerungslinsen gewählt, die mit der gleichen Spannung von 12 kV betrieben werden. Die Geometrie der Linse ist aus Abb. 3 ersichtlich. Die Objektweite dieser Linse liegt fest, die Bildweite hängt wieder ab vom Energievergrößerungsfaktor  $N_1 = V_1/V_0$ ;  $V_0$  ist die Energie der aus der HF-Ionenquelle austretenden Ionen.  $N_1$  kann durch Änderung der Ziehspannung an der HF-Ionenquelle verändert werden. Wie aus den noch folgenden Kurven ersichtlich ist, kann man durch geeignete Einstellung von  $N_1$  dafür sorgen, daß das Bild bei  $B_1$  dann gerade in den durch die Generatorenspannung geforderten (Abb. 2) Abstand  $E_2$  von der Beschleu-

nigungsrohre gebracht wird, um ein scharfes Bild auf dem Target zu erhalten.

Die ionenoptischen Daten der Zwischenlinse lassen sich nach den im vorhergehenden Aufsatz von Timm<sup>3</sup> dargelegten Berechnungen angeben. Als Grundlage dazu dient die Ausmessung des durch die gewählte Geometrie bestimmten Achsenpotentialverlaufs im elektrolytischen Trog (s. Abb. 4).

In Abb. 4 ist die der Berechnung zugrunde liegende Approximation des Potentialverlaufs eingezeichnet. Man hat also 5 Linsen mit 4 feldfreien Zwischenräumen. Nach Anwendung des beschriebenen Matrixenrechenverfahrens<sup>3</sup> bekommt man die Abhängigkeit der auf die Gesamtlinse bezogenen Brennweiten der Gesamtzwischenlinse von  $N_1$ , wie sie in Abb. 5 dargestellt ist. Zum Vergleich ist die Eingangsbrennweite einer Einzellinse  $F_e/K$  mit eingezeichnet, woraus man die beträchtliche Verkürzung der Brennweiten bei der verwendeten Linsenfolge erkennt. Schließlich zeigt Abb. 6 die Abhängigkeit der Bildweite  $A_1$  von  $N_1$  bzw. der Ziehspannung  $V_0$  (für die

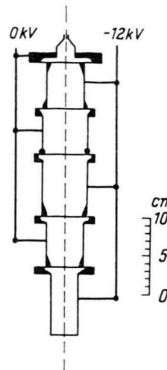


Abb. 3.  
Elektrodensystem  
der Zwischenlinse.

gestellt ist. Zum Vergleich ist die Eingangsbrennweite einer Einzellinse  $F_e/K$  mit eingezeichnet, woraus man die beträchtliche Verkürzung der Brennweiten bei der verwendeten Linsenfolge erkennt. Schließlich zeigt Abb. 6 die Abhängigkeit der Bildweite  $A_1$  von  $N_1$  bzw. der Ziehspannung  $V_0$  (für die

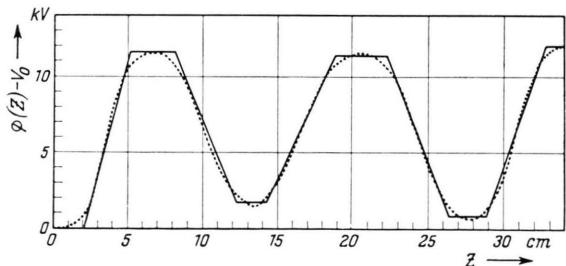


Abb. 4. Verlauf des Achsenpotentials (.....) und dessen Approximation durch Geradenstücke (—). Bei  $Z=0$  liegt der Austrittskanal der Ionenquelle.

feste Linsenspannung von 12 kV und die hier verwendete Objektweite  $E_1$  von 2 cm, also für  $E_1/K_1 = 0,065$ ).  $A_1$  wandert demnach von  $+\infty$  nach  $-\infty$ , während nach Abb. 5  $F_{e1}/K_1$  von 0,065 für  $N_1 = 2,3$  aus mit steigendem  $N_1$  alle Werte über  $-\infty$  und  $+\infty$  bis 0,065 bei  $N_1 = 7,3$  annehmen kann. Man kann auch einsehen, daß  $A_1 = 0$  stets an den Stellen  $N_1^0$  auftritt, wo

$$E_1 = 4 K_1 / (\sqrt{N_1^0} + 1) (\sqrt{N_1^0} - 3)$$

<sup>2</sup> M. Elkind, Rev. Sci. Instrum. 24, 129 [1953].

<sup>3</sup> U. Timm, voranstehende Veröffentlichung.

ist, wie in Teil I gefordert wurde. Mit einer einzelnen Beschleunigungslinse günstiger Länge erhält man vergleichbare Brennweiten bei gleicher Objektweite  $E_1 = 2 \text{ cm}$  erst für höhere Werte von  $N$  ( $N > 15$ ), also höhere Linsenspannungen.

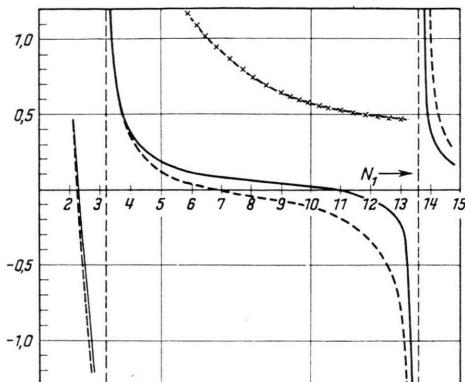


Abb. 5. Errechnete Brennweiten der Linsenkombination nach Abb. 4 in Abhängigkeit von  $N_1$ . Ordinate ——  $F_{e1}/K_1$ , - - -  $F_{a1}/K_1$ , x-x-x  $F_e/K$ , Einzellinse.

Um die Fehler kennenzulernen, die durch die obengenannte Approximation des Potentialverlaufs entstehen könnten, wurde das Achsenpotential für

<sup>4</sup> H. Neupert, H. J. Stuckenberg u. H. P. Weidner, Z. angew. Phys. 6, 303 [1954]; O. Reifenschweiler, Ann. Phys., Lpz. 14, 33 [1954].

einen besonderen Fall ( $N = 3$ ) durch eine größere Zahl (34) Segmente angenähert. Dafür ergab sich eine Bildweite von 13 cm gegenüber 9 cm bei der groben Näherung der Abb. 4.

Die Fokussierungsverhältnisse wurden z. B. für eine Generatorspannung von 450 kV überprüft. Die Fokussierung in  $B_2$  war optimal bei einer Ziehspannung an der HF-Ionenquelle von 2,4 kV. Dabei ist nach Abb. 2 und Abb. 6  $N_2 = 30 \text{ cm}$  und  $A_1 = -5 \text{ cm}$ .

Bei einer Änderung der Ziehspannung um 20% war der Strahl bereits so divergent, daß die untersten Elektroden der Entladungsrohren getroffen wurden. Für eine Generatorspannung von 1,5 MV müßte die Ionenenergie  $V_0$  nach Abb. 2 u. 6 6,0 keV sein. Wie schon bekannt<sup>4</sup>, liegen diese Ziehspannungen durchaus im günstigen Arbeitsbereich der HF-Ionenquellen. Gegebenenfalls kann man die Linsenspannung noch etwas kleiner machen ( $N_1$  kleiner).

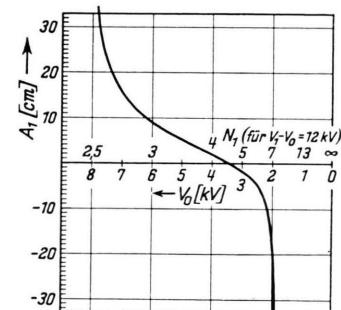


Abb. 6. Abhängigkeit der Bildweite  $A_1$  von  $V_0$  bzw.  $N_1$  für  $V_1 - V_0 = 12 \text{ kV}$  und  $E_1 = 2 \text{ cm}$ .

## Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung\*

Von H. HINTENBERGER, H. WENDE und L. A. KÖNIG

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie, Mainz

(Z. Naturforschg. 10a, 605—612 [1955]; eingegangen am 14. Juni 1955)

Es werden die Bedingungen dafür abgeleitet, unter denen in Massenspektrographen mit Doppelfokussierung erster Ordnung für alle Massen entlang einer geraden Bildkurve (d. h. Richtungs- und Geschwindigkeitsfokussierung erster Ordnung) die Bildfehler korrigiert werden. Es wird gezeigt, daß durch besondere Wahl des Verhältnisses der Bahnradien  $r_e/r_m$  im elektrischen und magnetischen Feld für eine Masse bzw. für einen Punkt auf der Photoplatte Richtungsfokussierung zweiter Ordnung erreicht werden kann. Durch besondere Wahl des Abstandes  $d$  der beiden Ablenfelder kann die von der Geschwindigkeitsabweichung allein herührende Linienverbreiterung und auch die gemischte, durch den Öffnungswinkel und die Geschwindigkeitsabweichung bedingte Linienverbreiterung kompensiert werden. Für Apparate mit gegensinniger Ablenkung im elektrischen und magnetischen Feld ist es nicht möglich, alle drei von diesen Bildfehlern gleichzeitig zu beseitigen, während bei gleichsinniger Ablenkung die gleichzeitige Kompensation dieser Bildfehler möglich ist und damit Doppelfokussierung zweiter Ordnung für einen Punkt der Photoplatte erreicht werden kann. Es wird eine Reihe von Beispielen für Massenspektrographen mit Doppelfokussierung zweiter Ordnung angegeben.

Massenspektrographen werden heute in der Regel als doppelfokussierende Apparate gebaut, bei denen die in verschiedenen Richtungen durch den Ein-

\* Über die Resultate dieser Arbeit wurde bereits auf der Physikertagung am 30. April 1955 in Bad Nauheim berichtet.

gangsschlitz eintretenden Ionen trotz ihrer etwas verschiedenen Geschwindigkeiten am Austrittsschlitz oder auf einer Photoplatte zumindest für eine Massenlinie zu einem scharfen Bild vereinigt werden. Die Bedingungen dafür, daß eine solche Doppelfokussie-