

# Ein abgewandeltes Schattenverfahren zur genaueren Bestimmung der geometrisch-optischen Daten von Elektronenstrahl-Erzeugern und Elektronenlinsen

Von KARL-JOSEPH HANSZEN

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

(Z. Naturforsch. **19 a**, 896—905 [1964]; eingegangen am 16. April 1964)

Es wurde eine Anordnung gebaut, bei der die Verschiebung einer in Anodennähe befindlichen Feinstblende in  $y$ -Richtung mit der Verschiebung einer Photoplatte, auf der das Schattenbild der Feinstblende aufgefangen wird, in  $x$ -Richtung gekoppelt ist. Die so gewonnenen Bildkurven geben quantitative Aussagen über Achsenschnittpunkte und Neigung der ausgeblendeten Strahlen und über die Kaustikverhältnisse im gesamten Strahlenbündel. An Hand einiger Anwendungsbeispiele werden neue Aussagen über die Charakteristik von Elektronenstrahl-Erzeugern und verbesserte Messungen an Elektronenlinsen mitgeteilt.

## Problemstellung

Elektronenstrahlbündel, die von den üblichen Strahlquellen in elektronenoptischen Anordnungen ausgehen und anschließend Elektronenlinsen durchsetzen, haben nach ihrem Austritt in den feldfreien Raum im allgemeinen eine komplizierte geometrische Struktur. In einfacheren Fällen, insbesondere bei Bündeln aus punktförmigen Strahlquellen, die dem Einfluß fehlerhafter Einzellinsen unterworfen werden, hat sich das *Schattenverfahren* hervorragend zur Bestimmung der Daten des Strahlenbündels bewährt. Da die geometrische Strahlcharakteristik dieser Bündel eindeutige Rückschlüsse auf die Eigenschaften der eingebrachten elektronenoptischen Elemente zuläßt, konnten mit dieser Methode sehr genaue Meßwerte für die Kardinalelemente<sup>1</sup> und Bildfehler<sup>2</sup> von Einzellinsen erzielt werden.

Im folgenden soll diese Methode so abgewandelt werden, daß sie zur Ausmessung komplizierterer Strahlenbündel benutzt werden kann. Solche liegen z. B. bei Strahlquellen vor, deren Strahlbündel wegen der Krümmung der Kathodenfläche und der elektronenoptischen Wirkung des durch Anoden- und WEHNELT-Elektrodenanordnung hervorgerufenen Potentialverlaufs (der sogen. „Kathodenlinse“) keine Zentralprojektion von einem punktförmigen Brennfleck aus darstellen. Ziel dieser Verbesserung ist es, die Charakteristik der Elektronenstrahl-Erzeuger und die Bildfehler der Elektronenlinsen genauer zu vermessen.

<sup>1</sup> F. HEISE u. O. RANG, Optik **5**, 201 [1949]. — C. W. EVERITT u. K.-J. HANSZEN, Optik **13**, 385 [1956]; dort weitere Literatur.

## Experimentelle Anordnung

Üblicherweise arbeitet das Schattenverfahren mit senkrecht zur optischen Achse im Strahlengang angeordneten Netzen oder anderen ausgedehnten Objekten. Die Vergrößerung der zugehörigen Schattenbilder auf einem Bildschirm oder einer Photoplatte gibt dann Auskunft über die gesuchten Daten. Aber bereits bei der Bestimmung des Öffnungsfehlers von Elektronenlinsen können Mehrfachabbildungen von einzelnen Objektbereichen auftreten, welche die Auswertung dieser Aufnahmen sehr erschweren oder gar unmöglich machen. Bei ausgedehnten Strahlquellen stören weiterhin Halbschatteneffekte. Daher erscheint es ratsam, die bisher benutzten ausgedehnten Schattenobjekte durch ein „punktiformes“ Blendenloch zu ersetzen. In der Praxis genügt ein Loch von  $d = 5 \mu\text{m}$  Durchmesser. Zur Vermessung der gesamten Strahlcharakteristik muß dieses Loch an jeden Ort des Bündelquerschnitts in der Blendenebene gebracht werden können. Bei rotationssymmetrischen Strahlenbündeln — auf solche wollen wir uns fast ausschließlich beschränken — genügt die Verschiebemöglichkeit längs eines einzigen Durchmessers des Strahlenbündels, dessen Koordinatenrichtung wir  $y$  nennen. Das zunächst als punktförmig gedachte Schattenbild der Blende bewegt sich dann auf der Bildebene in derselben Koordinatenrichtung. Zur Unterscheidung bezeichnen wir die Blendenebene mit dem Index 1, die Bildebene mit dem Index 2.

Für die Auswertung der Meßergebnisse benötigt man den funktionellen Zusammenhang zwischen der Koordinate  $y_2$  des Schattenbildes und der Blendenkoordinate  $y_1$ , also

$$y_2 = y_2(y_1). \quad (1)$$

Dieser kann aus einem Kurvenzug ermittelt werden, den man experimentell gewinnt, indem man die Blen-

<sup>2</sup> F. HEISE, Optik **5**, 479 [1949]. — K.-J. HANSZEN, Z. Naturforsch. **13 a**, 409 [1958].



denverschiebung in  $y$ -Richtung mit der Verschiebung einer Photoplatte in der Bildebene in  $x$ -Richtung linear koppelt. Wegen der unterschiedlichen Größenverhältnisse des Strahlenbündels in beiden Ebenen ist eine Übertragung der Blendenbewegung im Verhältnis  $1:1$  unzweckmäßig. Die Kopplung der Bewegungen wird daher im allgemeinen durch die Gleichung

$$x_2 = m y_1; \quad m = \text{Übersetzungsverhältnis} \quad (2)$$

beschrieben. Auf diese Weise erscheint auf der Photoplatte eine Bildkurve

$$y_2 = y_2(x_2), \quad (3)$$

die sofort mit Hilfe von (2) den gesuchten Zusammenhang (1) liefert.

Die praktische Ausführung der beschriebenen Anordnung ist in Abb. 1 wiedergegeben. Nicht eingezeichnet ist ein in seiner Breite verstellbarer Spalt in  $y$ -Richtung dicht über der Photoplatte (bzw. einem Leuchtschirm vor der Platte). Dieser begrenzt die endliche Ausdehnung der Schattenbilder in  $x$ -Richtung auf einen für die Aufzeichnung der Bildkurve tragbaren Wert<sup>3</sup>.

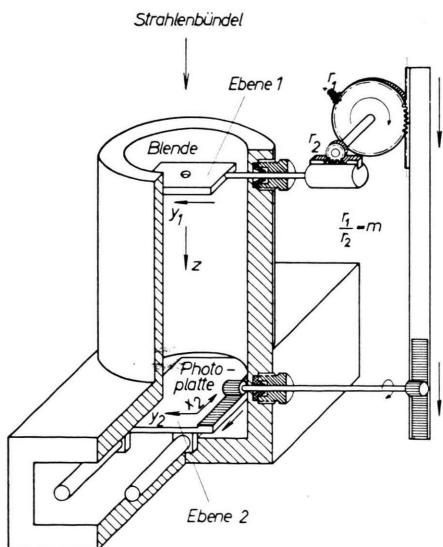


Abb. 1. Kopplung der Blendenverschiebung in  $y$ -Richtung mit der Verschiebung der Photoplatte, die das Schattenbild des Blendenlochs auffängt, in  $x$ -Richtung.  $r_1/r_2 = m$ .

Die theoretischen Grundlagen für die Auswertung der aufgenommenen Bildkurven (3) werden im folgenden Abschnitt gegeben.

<sup>3</sup> Besonders störend kann die Ausdehnung des Schattenbildes in  $x$ -Richtung werden, wenn die Verhältnisse von Abb. 3 bei  $x_2=0$  vorliegen. In diesem Fall, der nach HANSZEN l. c.<sup>4</sup> häufig auftritt, besteht das Schattenbild aus einem Fleck auf der Achse, der wegen der vorausgesetzten Rotationssymmetrie von einem konzentrischen Kreis vom Radius A-G umgeben ist. Ohne die genannte Ausblendung würde die Darstellung der Bildkurve erheblich verschlechtert.

## Bestimmung der Strahldaten aus dem Schattenbild

### a) Neigung und Achsenschnittpunkt der Strahlen

Wir sehen zunächst von der Querschnittsausdehnung des ausgeblendeten Teilstrahlbündels ab. Ähnlich wie bei einer früheren Gelegenheit<sup>4</sup> wollen

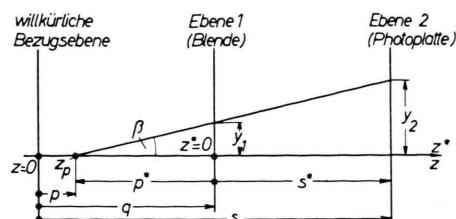


Abb. 2. Kennzeichnung des ausgeblendeten Strahls. Die Strecken zählen positiv, wenn sie von der jeweiligen Bezugsebene nach rechts weisen und im anderen Falle negativ.

wir seine Lage im Raum durch den Achsenschnittpunkt  $z_p$  kennzeichnen und durch den Winkel  $\beta$ , den es mit der Achse bildet. Nach Abb. 2 beziehen wir die Achsenkoordinate auf eine willkürliche Bezugsebene  $z=0$ . Die Entfernung des Achsenschnittpunktes von dieser Ebene bezeichnen wir mit  $z_p = p$ , die Entfernung der Blende mit  $q$  und die der Photoplatte mit  $s$ . Dann lautet die Gleichung für den ausgeblendeten Strahl

$$y(z) = y_1 + (z - q) \tan \beta. \quad (4)$$

Speziell für den Auftreffpunkt auf der Platte gilt

$$y_2 = y_1 + (s - q) \tan \beta. \quad (5)$$

Die Gleichungen für die beiden gesuchten Größen<sup>5</sup>, Neigung und Achsenschnittpunkt, lauten dann:

$$\tan \beta = (y_2 - y_1) / (s - q); \quad (6)$$

$$p = \frac{q y_2 - s y_1}{y_2 - y_1} = q - \frac{(s - q) y_1}{y_2 - y_1}. \quad (7)$$

In manchen Fällen ist es günstig, die Bezugsebene in die Blende-Ebene zu legen. Bezeichnen wir die auf diese Ebene bezogenen Achsenkoordinaten mit

<sup>4</sup> Vgl. K.-J. HANSZEN<sup>2</sup>.

<sup>5</sup> Es handelt sich im Sinne von W. GLASER, Grundlagen der Elektronenoptik, Wien 1952, S. 147 ff., um „virtuelle“ Größen.

gesterten Buchstaben, so nehmen die letzten Gleichungen folgende Form an:

$$y(z^*) = y_1 + z^* \operatorname{tg} \beta; \quad (4 \text{ a})$$

$$y_2 = y_1 + s^* \operatorname{tg} \beta; \quad (5 \text{ a})$$

$$\operatorname{tg} \beta = (y_2 - y_1) / s^*; \quad (6 \text{ a})$$

$$p^* = -s^* y_1 / (y_2 - y_1) = -y_1 / \operatorname{tg} \beta. \quad (7 \text{ a})$$

Hierin können wir nach (2)  $y_1$  durch  $x_2/m$  ersetzen und haben damit für die gesuchten Größen folgende Gleichungen, in welche nur die Daten  $x_2$ ,  $y_2$  des Schattenbildes, der Abstand  $s^*$  Blende – Photoplatte und das Übersetzungsverhältnis  $m$  eingehen:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{y_2 - (x_2/m)}{s^*}; \quad (6 \text{ b})$$

$$p^* = -\frac{s^* x_2/m}{y_2 - (x_2/m)} = -\frac{x_2}{m \operatorname{tg} \beta}. \quad (7 \text{ b})$$

Diese Gleichungen bilden, wie später an einem Beispiel gezeigt wird, die Grundlage für die numerische Auswertung (vgl. hierzu Abb. 12 und 13) der photographierten Schattenbilder.

Der Hauptnutzen der Beziehungen (6 b) und (7 b) liegt aber darin, daß sie die charakteristischen geometrischen Daten des Strahlenbündels unmittelbar aus der Bildkurve (3) auf der Photoplatte abzulesen gestatten.

Das soll mit Hilfe von Abb. 3 erläutert werden. Die ausgezogene Kurve stelle eine Bildkurve  $y_2(x_2)$  dar, die wegen der vorausgesetzten Rotationssymmetrie des Strahlenbündels eine ungerade Funktion sein muß. Außerdem tragen wir in die Abbildung die Gerade (2) gestrichelt ein. Nach (6 b) gibt dann die jeweilige Differenz der Ordinatenwerte beider

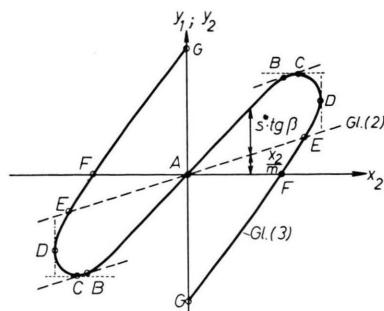


Abb. 3. Zur Auswertung der Bildkurve auf der Photoplatte.

Kurven sofort ein Maß für die Neigung des ausgebendeten Strahls an, und der Quotient aus Ordinatenwert der gestrichelten Kurve und Differenz beider

Ordinatenwerte ein Maß für die Entfernung des Achsenschnittpunkts des Strahls von der Blendenebene. Der generelle Verlauf beider Größen ist damit unmittelbar zu überschauen.

Für die folgenden, besonders interessierenden Punkte der Bildkurve können nach (6 b) und (7 b) nachstehende Aussagen gemacht werden:

*Punkt A:* Mit  $y_2 = 0$  und  $\operatorname{tg} \beta = 0$  liegt hier ein Axialstrahl vor.

*Punkte E:* Mit  $p^* = -\infty$  und  $\operatorname{tg} \beta = 0$  liegen hier achsenparallele Strahlen mit dem Achsenabstand  $y_2$  vor.

*Punkte F:* Mit  $p^* = s^*$  und  $\operatorname{tg} \beta = -x_2/m \cdot s^* = -y_1/s^*$  liegt ein Strahl vor, dessen Achsenschnittpunkt in der Photoplatte liegt.

*Punkte G:* Mit  $p^* = 0$  und  $\operatorname{tg} \beta = y_2/s^*$  liegt ein Strahl vor, dessen Achsenschnittpunkt im Blendenehloch liegt.

Ganz allgemein gelangen wir zu folgender Feststellung: Entscheidend für die Daten des ausgeblendeten Strahls ist die Lage seines Bildpunktes auf der Photoplatte in bezug auf Ordinatenachse, Abszissenachse und die zusätzlich eingetragene Gerade (2). Diese Verhältnisse werden in Abb. 5 veranschaulicht. Bildpunkte auf der Ordinatenachse bezeichnen Strahlen, welche die optische Achse in der Blendenebene schneiden. Im ersten und dritten Quadranten des Koordinatensystems bezeichnen Bildpunkte zwischen Ordinatenachse und Gerade (2) Strahlen, welche die Achse bereits vor der Blendenebene geschnitten haben. Bildpunkte auf (2) achsenparallele Strahlen und Bildpunkte zwischen Gerade (2) und Abszissenachse solche Strahlen, welche die Achse erst hinter der Photoplatte schneiden. Bildpunkte auf der Abszissenachse bezeichnen Strahlen mit einem Achsenschnittpunkt auf der Photoplatte, und Bildpunkte im zweiten und vierten Quadranten des Koordinatensystems solche mit einem Achsenschnittpunkt zwischen Photoplatte und Blende.

### b) Der Verlauf der Kaustikflächen

Weitere Aussagen sind aus den Tangenten an jeden Punkt der Bildkurve zu gewinnen. Zum leichteren Verständnis betrachten wir zunächst ein geradliniges Stück der Bildkurve, das durch den Koordinatenursprung geht. Für alle Bildpunkte dieses Stücks sind wegen (2) die Strahlkoordinaten  $y_1$  und  $y_2$  zueinander proportional. Nach Abb. 2 stellt das Geradenstück also eine Strahlenschar mit einem gemeinsamen Projektionszentrum auf der Achse

dar<sup>6</sup>, dessen Lage  $p^*$  nach den früheren Feststellungen durch die Neigung des Geradenstücks gegen die Gerade (2) gekennzeichnet ist.

Wenn wir unsere Aussagen auf nicht durch den Ursprung gehende Geraden erweitern wollen, werden wir diese zweckmäßig durch den Ordinatenabschnitt  $s^* a$  und ihre Neigung  $s^* b$  gegen die Gerade (2) kennzeichnen. Ein solches Kurvenstück in Abb. 4 gehorcht dann der Gleichung

$$y_2(x_2) = (x_2/m) + s^* (a + b(x_2/m)). \quad (8)$$

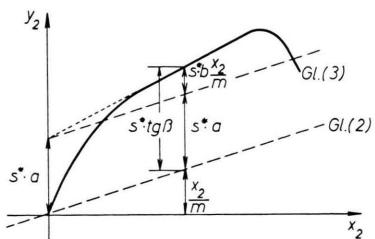


Abb. 4. Zur Auswertung geradliniger Bereiche der Bildkurve;  
Bestimmung der Konstanten  $a$  und  $b$ .

Die Gleichung der hierdurch festgelegten Strahleschar lautet dann nach (4 a)

$$y(z^*) = y_1 + z^* (a + b y_1) = (1 + z^* b) y_1 + z^* a. \quad (9)$$

Hierbei ist die Blendenkoordinate  $y_1$  Scharparameter. Wir erkennen, daß alle Strahlen der Schar den Punkt  $(y_k; z_k^*)$  mit

$$z_k^* = -1/b; \quad y_k = -a/b \quad (10)$$

gemeinsam haben. Er liegt, vom Achsenschnittpunkt der Blendenebene aus gesehen, in der Richtung

$$\operatorname{tg} \gamma = y_k / z_k^* = a \quad (11)$$

zur optischen Achse. Ein gerades Kurvenstück auf der Photoplatte ist also einem Strahlenbündel zugeordnet, das vom Projektionspunkt (10) ausgeht.

Die gewonnenen Aussagen können auf *gekrümmte Bereiche des Kurvenzugs* ausgedehnt werden, indem man die Konstanten  $a$  und  $b$  auf die Tangenten eines jeden Punktes der Bildkurve bezieht. Gl. (10) gibt dann die Raumpunkte an, in denen sich infinitesimal benachbarte Strahlen schneiden. *Die Gesamtheit dieser Punkte stellt gerade die Kaustikfläche dar.* Die

6 Ein ideales Strahlsystem mit idealem Brennfleck in Kathoden Nähe würde z. B. in Abb. 5 durch die *Gerade*  $\times - \times - \times$  wiedergegeben. Flachere Geraden würden sich auf Brennflecke beziehen, die weiter rückwärts wandern, eine *Gerade* in (2) auf ein Parallelstrahlenbündel und die *Gerade*  $\circ - \circ - \circ$  auf ein *ideales Fernfokus system*.

Kenntnis des Verlaufs der Bildkurve ermöglicht also direkte Aussagen über die Lage der Kaustik. Hierbei sind die Punkte B, C und D der in Abb. 3 dargestellten Bildkurve von besonderem Interesse:

*Punkte B:* Die Tangenten liegen parallel zur Geraden  $y_1 = x_2/m$ ; hier ist also  $b = 0$ , damit gilt nach (10):  $z_k^* = -\infty$ ;  $y_k = -\infty$ . Die Kaustik liegt im Unendlichen; und zwar von der Blendenebene aus gesehen in der nach (11) gegebenen Richtung zur Achse.

*Punkte C:* Die Tangenten liegen horizontal, damit wird  $s^* b(x_2/m) = -x_2/m$ , also  $b = -1/s^*$  und gerade gleich  $y_2$ . Die Kaustik liegt also hier im Fußpunkt des Strahls auf der Photoplatte.

*Punkte D:* Die Tangente liegt vertikal, damit wird  $a = \pm \infty$ ;  $b = \mp \infty$ ; also  $z_k^* = 0$ ; die Kaustik liegt also in der Blendenebene, und zwar am Ort  $y_1$  des Blendenlochs<sup>7</sup>.

Ähnlich wie aus der *Lage* jedes Bildpunktes in bezug auf Ordinatenachse, Abszissenachse und Gerade (2) der Verlauf des ausgeblendeten Strahls ermittelt wurde, kann also nun aus der *Richtung der Tangente* an jeden Punkt der Bildkurve eine entsprechende Aussage über die Lage der Kaustik des ausgeblendeten infinitesimalen Strahlenbündels gemacht werden. Zur Veranschaulichung dieser Verhältnisse ist für einen willkürlich herausgegriffenen Punkt im 4. Quadranten von Abb. 5 die Abhängig-

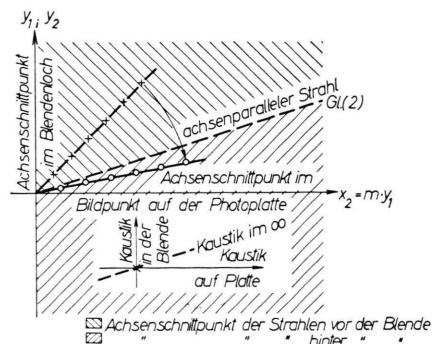


Abb. 5. Zur Auswertung der Bildkurve; Bedeutung von Bildpunktlage und Tangentenrichtung für die Strahl- und Kaustikdaten. Wiedergegeben sind der 1. und 4. Quadrant des Koordinatensystems. Für Bildpunkte im 3. Quadranten liegen die Verhältnisse wie im 1., für solche im 2. wie im 4. Quadranten.

7 Die  $y$ -Koordinate der Kaustik ist nach dem vorliegenden Rechenmechanismus unbestimmt. Da für den Punkt D in der Blendenebene nur die Koordinate  $y_1$  für die Strahlung freigegeben wird, ist aber schon rein anschaulich klar, daß diese die Koordinate der Kaustik sein muß.

keit der Kaustiklage von der Tangentenrichtung angegeben.

Speziell für das Strahlenbündel, dem die Bildkurve von Abb. 3 zuzuordnen ist, können ohne numerischen Rechenaufwand folgende in Abb. 6 niedergelegten Aussagen gemacht werden:

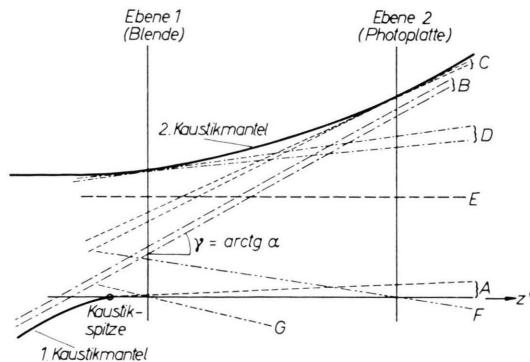


Abb. 6. Genereller Strahlverlauf des Bündels, mit dem die Bildkurve Abb. 3 entworfen wurde.

In Abb. 3 beschreibt die Strecke  $ABCDE$  der Bildkurve einen Bündelanteil, der die Blendenebene *divergent* zur Achse verläßt. Die Kästik beginnt (für Bildpunkt A) in einer Kästikspitze, die auf der Achse vor der Blendenebene liegt. Der von dort ausgehende erste Kästikmantel verläuft weiter in Richtung zur Strahlquelle und über diese hinaus bis  $-\infty$  (Bildpunkt B). Der Teilbereich BE beschreibt den zweiten Kästikmantel, der bei  $+\infty$  beginnt, von dort zur Photoplatte (Punkt C) und zur Blendenebene (Punkt D) und über diese hinaus in Richtung Strahlquelle weiterverläuft. Die Strecke EFG beschreibt einen Bündelanteil, der die Blendenebene *konvergent* zur Achse verläßt. Die zugehörige Kästik ist die Fortsetzung des oben beschriebenen zweiten Mantels. Da bis zum Abbrechen der Bildkurve bei Punkt G keine weitere Paralleltangente zur Geraden (2) auftritt, erreicht der Kästikmantel nicht  $-\infty$ . Ein dritter Kästikmantel tritt also nicht auf.

### c) Die endliche Ausdehnung der Bildpunkte

Die Bildpunkte haben im allgemeinen eine endliche Ausdehnung, die Bildkurve auf der Photoplatte also im allgemeinen eine endliche Breite  $2\varrho(y_1)$ . Von der Platte kann also außer den früher bestimmten Größen noch die am Blendenort  $y_1$  vorliegende Bestrahlungssapertur  $\operatorname{tg} \omega = \varrho/s^*$  in  $y$ -Richtung abgelesen werden. Ob die endliche Ausdehnung  $d$  des Blendenlochs eine Verfälschung der Aperturbestimmung bewirkt, wird am besten experimentell durch

<sup>8</sup> Es wird also angenommen, daß die Kästikfläche in einen einzigen Punkt entartet.

Vergleichsmessungen mit verschiedenen großen Lochdurchmessern festgestellt: Bei hinreichend kleinem Lochdurchmesser darf dieser keinen Einfluß auf die Strichbreite besitzen.

Die zu vermessenden Aperturen lagen im allgemeinen bei  $\varrho/s^* = 10^{-3}$ , das Verhältnis  $d/2\varrho/s^*$  von Lochradius zu Abstand Blende – Photoplatte unter  $10^{-5}$ . Bei den meisten Messungen störte daher die endliche Lochgröße die Aperturbestimmung nicht.

## Anwendungsbeispiele

### a) Die geometrisch-optischen Daten von Elektronenstrahl-Erzeugern

Meistens werden bei der Diskussion der Strahlenbündel aus den in der Elektronenoptik benutzten Elektronenstrahlsystemen eine ebene Kathodenfläche und flache, achsennahe Elektronenstrahlen vorausgesetzt. Die durch Kathode, Steuerelektrode („WEHNELT“-Elektrode) und Anode gebildete Kathodenlinse vereinigt unter diesen Umständen die gesamte emittierte Strahlung zu einem engsten Querschnitt (Pupille) in Kathodennähe, dem sogen. Brennfleck, der das Projektionszentrum<sup>8</sup> für den weiteren Strahlverlauf darstellt.

Offensichtlich stellen die gemachten Annahmen nur eine grobe Näherung dar. So lassen sich bereits die bei niedrigen Steuerspannungen häufig auftretenden „Hohlstrahlen“ durch das beschriebene Modell nicht mehr darstellen.

In einer früheren Arbeit<sup>9</sup> wurde daher damit begonnen, durch Schattenprojektion eines Netzhens in Anodennähe nähere Aussagen über den tatsächlichen Verlauf der Strahlenbündel in Abhängigkeit von Steuerspannung und Lage der Kathodenspitze zu gewinnen. Wegen der zu Anfang dieser Mitteilung erläuterten Schwierigkeiten blieb die Auswertung dieser Schattenbilder im Qualitativen stecken. Die gewonnenen Ergebnisse waren aber z. Tl. so überraschend, daß eine genauere Bestimmung der Elektronenstrahldaten angezeigt erschien. Diese ist mit der verbesserten Methode im gewünschten Umfang möglich geworden.

Abb. 7 zeigt die Bildkurven eines Elektronenstrahlsystems, das in einer ähnlichen Ausführung in den Siemens-Elektronenmikroskopen benutzt wird, bei sehr niedrigen Steuerspannungen  $U_{St}$ . Zur Ver-

<sup>9</sup> K.-J. HANSZEN, 5th Intern. Congr. for Electron Microscopy, Philadelphia 1962, Paper KK 11.

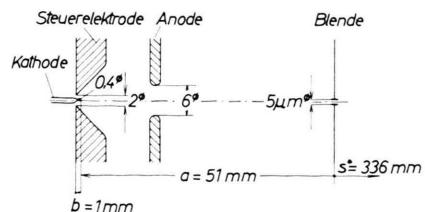
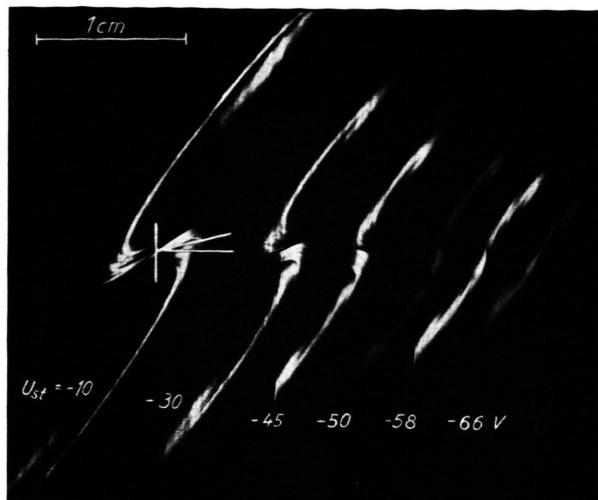


Abb. 7. Bildkurven eines Elektronenstrahl-  
Erzeugers mit kegelförmiger Steuerelek-  
trode.  $U_{\text{Sperr}} \approx -88 \text{ V}$ ;  $U_B = 10 \text{ kV}$ .  
 $U_{\text{st}}$  Steuerspannung (im Text mit  $U_{\text{st}}$   
bezeichnet).

meidung des Astigmatismus wurde an die Spitze des haarnadelförmigen Glühdrahts mit Hilfe der Bogenlampe eine kleine Kugel angeschmolzen. Vor dem Pol dieser Kathodenkugel ist bei den gewählten Betriebsdaten praktisch kein Raumladungseinfluß vorhanden.

Wir erkennen in der Bildkurve für  $U_{\text{st}} = -10 \text{ V}$  den charakteristischen Kurvenzug von Abb. 3 mit nochmaliger Umbiegung der Enden wieder. Es tritt also noch ein dritter Kaustikmantel<sup>10</sup> auf.

Wir wollen uns an dieser Stelle nur für das mittlere Kurvenstück interessieren. Es beschreibt den „Kern“ des Strahlenbündels, der von einem Projek-

tionszentrum auf der Achse ausgeht und bei den gewählten Betriebsdaten divergent in den Raum hinter die Blende eintritt. Bei Erhöhung der Steuerspannung ändern sich die Außenteile der Bildkurve nur in ihrer Ausdehnung, der mittlere Teil erleidet darüber hinaus noch eine Drehung. Bei etwa  $U_{\text{st}} = -30 \text{ V}$ <sup>11</sup> lässt er auf ein Parallelstrahlenbündel, von da ab bis etwa  $U_{\text{st}} = -45 \text{ V}$  auf ein konvergentes Bündel schließen. Bei  $U_{\text{st}} = -66 \text{ V}$  vereinigt er sich schließlich mit den benachbarten Kurvenstücken und beschreibt ein divergentes Kernbündel. Oberhalb dieser Steuerspannung bleibt die Form der Bildkurve im wesentlichen erhalten, bis kurz vor der

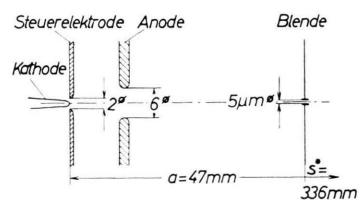


Abb. 8. Bildkurven eines Elektronenstrahl-  
Erzeugers mit einer Lochblende als Steuerelek-  
trode.  $U_{\text{Sperr}} = -164,5 \text{ V}$ ,  $U_B = 10 \text{ kV}$ .

<sup>10</sup> Bei HANSZEN I. c. <sup>9</sup>, Abb. 1 b, ist dieser dritte Kaustikmantel als „innerer Kaustikmantel“ bezeichnet, der zweite Kaustikmantel als „äußerer“. Der erste ist dort nicht eingezeichnet. Er würde von der Kaustikspitze, die etwa am Ort der Kathoden spitze liegt, nach rechts oben verlaufen.

<sup>11</sup> Hier vereinigen sich also erster und zweiter Kaustikmantel zu einem einzigen.

Sperrspannung bei  $U_{St} = -88$  V durch Raumladungsverwaschung die Einzelheiten des Kurvenzugs verloren gehen.

Die in der früheren Veröffentlichung<sup>9</sup>, Abb. 2, 3. Spalte von links, mitgeteilten Ergebnisse werden also durch die jetzigen Untersuchungen bestätigt und durch viele Einzelheiten ergänzt. Dasselbe gilt für alle anderen früher untersuchten Systeme. Eine spätere ausführliche Veröffentlichung wird diesen Untersuchungen gewidmet sein.

An dieser Stelle sollen nur noch an Hand von Abb. 8 die Verhältnisse in der Nähe des Sperrpunktes demonstriert werden. Wir wählen hierzu ein System, dessen Steuerelektrode eine normale Lochblende ist. Da der astigmatische Fehler dieses Systems dicht vor der Sperrspannung sehr klein wird, konnte eine normale Haarnadelkathode benutzt werden.

Für  $U_{St} = -144$  V erkennen wir wieder einen S-förmigen Kurvenzug. Das plötzliche Abknicken der Schleifen ist für dieses System charakteristisch. Die Bildkurve beschreibt einen bekannten Hohlstrahl<sup>12</sup>. Nach den üblichen Anschauungen müßte sich der Übergang zum Vollstrahl mit negativer werdender Steuerspannung so vollziehen, daß die Haken der S-Kurve allmählich abgebaut werden und als Bildkurve eine Gerade entsteht. Nur in diesem Falle würde sich ein Projektionszentrum ausbilden, in dem die Kaustikfläche in einen einzigen Punkt entartet.

Nach Abb. 8 ist das Umgekehrte der Fall: Die Haken der Bildkurve werden immer länger und bei  $U_{St} = -146$  V ist wieder der Fall von Abb. 3 erreicht: Das Schattenbild besteht selbst bei der Lage des Blendeneichs auf der Achse aus getrennten Bereichen. Dieser Zustand besteht so lange, bis die Raumladung unmittelbar vor der Sperrspannung den Kurvenzug so verbreitert, daß eine Unterscheidung der Äste nicht mehr möglich wird. Im strengen Sinn bildet sich also kein Brennfleck aus.

Interessant ist die unterschiedliche Bestrahlungsapertur beider Systeme in der Blendenebene. Sie lag beim System nach Abb. 7 für das Kernbündel bei  $\omega = 1,5 \cdot 10^{-3}$  rad. Beim System nach Abb. 8 war sie etwa viermal kleiner.

<sup>12</sup> Die Projektion der Bildkurve auf die Ordinatenachse gibt Auskunft über die Elektronenstrahlldichte in der Bildebene, die Projektion der Bildkurve auf die Abszissenachse unter Beachtung von (2) die gleiche Auskunft für die Blendenebene.

### b) Bestimmung der Kardinalelemente und des Öffnungsfehlers von Linsen

Wie eingangs berichtet, kann man aus dem Strahlverlauf hinter einer Elektronenlinse ihre elektronenoptischen Daten ermitteln. Nach der früher beschriebenen Methode<sup>4</sup> verlegt man dazu die Bezugsebene von Abb. 2, wie in Abb. 9 dargestellt, in die Linsenmitte und bestimmt mit Hilfe eines Objekts am Ort  $(q^h, y_1^h)$  hinter der Linse und dessen Schattenbild am Ort  $(s, y_2)$  die Entfernung  $p^h$  der Achsen schnittpunkte von dieser Ebene und die Neigungen  $\operatorname{tg} \beta$  der Strahlen in bezug auf die Achse aus den entsprechend indizierten Gln. (6) und (7). Damit ist die räumliche Lage der aus der Linse tretenden Strahlen festgelegt.

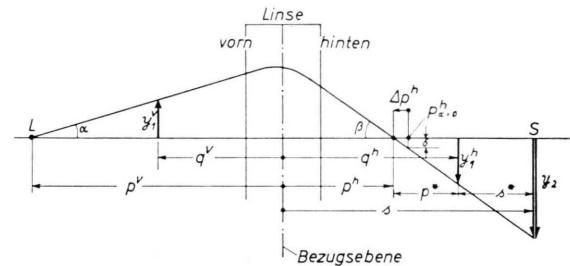


Abb. 9. Strahlengang zur Bestimmung von Linsendaten.

Zur Bestimmung der Linsendaten muß man aber auch die *Herkunft* der austretenden Strahlen kennen, d. h. man muß die Daten des einfallenden Strahlenbündels vermessen und die Zuordnung je eines ein- und austretenden Strahls ermitteln. In der Praxis benutzt man Eintrittsbündel, die von einer hinreichend punktförmigen, auf der Achse im festen Abstand  $p^v$  angeordneten Strahlquelle ausgehen. Ihre Neigung sei durch den Tangens des Winkels  $\alpha$  gegeben. Sie kann mit Hilfe eines weiteren, *vor der Linse* am Ort  $(q^v, y_1^v)$  angebrachten Objekts nach der Gleichung

$$\operatorname{tg} \alpha = y_1^v / (p^v - q^v) \quad (12)$$

festgelegt werden<sup>13</sup>.

Gesucht sind dann die Abhängigkeiten

$$\operatorname{tg} \beta = \operatorname{tg} \beta (\operatorname{tg} \alpha) \quad \text{und} \quad p^h = p^h (\operatorname{tg} \alpha). \quad (13, 14)$$

<sup>13</sup> Bei Anwendung dieses Verfahrens auf Magnetlinsen muß die Drehung der Meridionalebene durch eine entsprechende Drehung des Koordinatensystems im Raum vor der Linse berücksichtigt werden. Über die Berücksichtigung der anisotropen Verzeichnung vgl. <sup>14</sup>.

Aus diesen Beziehungen kann man nach dem frühen Vorgang<sup>4</sup> für  $p^v \rightarrow \infty$  die Brennweite

$$f = \lim_{y_1^v \rightarrow \infty} \{y_1^v / \tan \beta(y_1^v)\}; \quad (15)$$

die Brennpunktlage  $p_{x=0}^h$ , die sphärische Längsaberration  $p_{x=0}^h - p_x^h = \Delta p^h$  und den Radius des bildbezogenen Öffnungsfehlerscheibchens  $\delta = \Delta p^h \cdot \tan \beta$  bestimmen. Die angegebenen Daten sind nicht an die Einschränkungen einer Fehlertheorie dritter oder fünfter Ordnung gebunden.

Zur Ermittlung der Zusammenhänge (13, 14) benötigen wir neben (12) und (2; 3) die Zuordnungen

$$y_2 = y_2(y_1^v) \quad \text{und} \quad y_1^h = y_1^h(y_1^v). \quad (16, 17)$$

In den früheren Versuchen waren die schattengebenden Objekte zwei Zahnreihen, deren Schattenbilder simultan in einer einzigen Aufnahme photographisch registriert wurden. Die Zuordnungen (16, 17) ergaben sich dabei unmittelbar durch die Koinzidenzen der Zahnbilder auf der Platte.

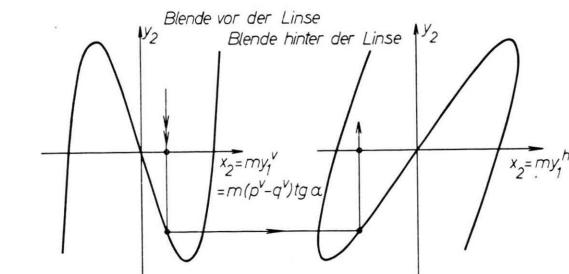
Bei Verwendung von zwei Blendenlöchern als Schattenobjekte müssen die beiden zugehörigen Bildkurven getrennt aufgenommen werden. Die Zu-

ordnung zusammengehöriger Bildpunkte geschieht dann nach Abb. 10 a: zu einem vorgegebenen  $x_2 = m y_1^v$  wird aus der Bildkurve des vorderen Blendenlochs das zugehörige  $y_2$  ermittelt. Damit ist die Zuordnung (16) bestimmt. In der Bildkurve des hinteren Objekts wird dann zu dem oben bestimmten  $y_2$ -Wert das zugehörige  $x_2 = m y_1^h$  ermittelt. Damit ist die Zuordnung (17) festgelegt, unter Berücksichtigung von (12), (6) und (7) können hieraus die gesuchten Funktionen (13, 14) berechnet werden.

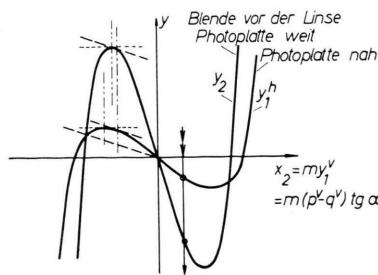
Zur Bestimmung der Linsendaten muß man also Messungen in drei Ebenen vornehmen. Es muß bemerkt werden, daß man mit einem einzigen Schattenobjekt vor der Linse auskommt, wenn man die Bildkurve dieses Objekts in zwei verschiedenen Ebenen hinter der Linse aufnimmt. Der Einfachheit halber nehmen wir an, die erste Bildebene sei die alte und die neue liege am früheren Ort des hinteren Objekts. Zur Auswertung denkt man sich die beiden Bildkurven in das gleiche Diagramm eingetragen. Die Zuordnungen (16) und (17) sind dann nach Abb. 10 b leicht zu treffen.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Meßwerte für  $\tan \beta$  und  $p^h$  nach (6) und (7) bei Anwendung des ersten Verfahrens aus einer einzigen Bildkurve gewonnen werden. Die zweite Bildkurve wird nur für die Zuordnung dieser Werte zu  $\tan \alpha$  benötigt. Beim zweiten Verfahren dagegen müssen zur Auswertung von (6) und (7) bereits beide Platten herangezogen werden. Kleine Unterschiede der elektrischen Betriebsdaten bei beiden Aufnahmen machen sich daher im ersten Verfahren lediglich in Zuordnungsfehlern von Ordinaten- und Abszissenwerten der Meßkurven bemerkbar. Im zweiten Verfahren haben sie dagegen einen Einfluß auf die Ordinatenwerte selbst. Eine genauere Fehlerbetrachtung an (7) zeigt, daß hier insbesondere in der Nähe der Nulldurchgänge der beiden Bildkurven die Meßwerte für  $p^h$  sehr ungenau werden.

Theoretisch müßte der ausgebündelte Strahl auf der *feststehenden* Photoplatte eine Spurgerade in  $y$ -Richtung hinterlassen. Praktisch ist das auch bei bester Justierung wegen des axialen Astigmatismus der Linse und äußerer Magnetfeldeinflüsse nicht zu erreichen. Nach einem Vorschlag meines Mitarbeiters LAUER können die hierdurch bedingten Fehler eliminiert werden, indem man das Schattenbild der bewegten Blende einmal bei feststehender, das andere Mal bei bewegter Photoplatte aufnimmt (vgl. Abb. 11) und die störende  $x$ -Abweichung der ersten Kurve von den  $x$ -Werten der



a)



b)

Abb. 10. Zuordnung der beiden Schattenbilder. a) Erstes Verfahren: mit einer Blende vor der Linse, einer Blende hinter der Linse, beide Aufnahmen auf Photoplatten in der gleichen Bildebene. b) Zweites Verfahren: mit einer Blende vor der Linse und zwei Photoplatten in zwei verschiedenen Bildebenen.



Abb. 11. Rechts: Originalaufnahme der Kurve  $y_2$  ( $x_2 = m y_1^h$ ). Links: Schattenaufnahme der gleichen Blendenverschiebung bei ruhender Photoplatte (Korrekturkurve). Mit Hilfe der abgebildeten Kurve wurden die Meßwerte für  $R = -0,039$  in Abb. 12 und 13 berechnet. Man beachte die außerordentliche Feinheit der Kurvenzüge.

zweiten Kurve subtrahiert<sup>14</sup>. Diese Korrektur hat sich in der Praxis gut bewährt. Nach ihrer Anwendung konnte die Bildkurve, wie es bei ungestörter Rotationsymmetrie verlangt wird, durch  $180^\circ$ -Drehung um den Koordinatenursprung in sich selbst übergeführt werden.

Einige Meßergebnisse an einer ähnlichen Linse wie der in den Abb. 3 und 4 der früheren Arbeit<sup>4</sup> angegebenen symmetrischen Linse sind in Abb. 12 und 13 dargestellt. Um ein breiteres Austrittsbündel erfassen zu können, wurde die Bohrung der hinteren Linsenelektrode auf 2,4 mm vergrößert. So konnte praktisch das ganze in das vordere Linsenloch von 1,5 mm Durchmesser fallende Strahlenbündel hinter der Linse erfaßt werden.  $R = (U_i - U_0)/(U_a - U_0)$  gibt das Verhältnis der auf Kathodenpotential  $U_0$  bezogenen Potentiale  $U_i$  und  $U_a$  der inneren bzw. äußeren Linsenelektroden an,  $R_{tel}$  den Arbeitspunkt mit telezentrischem Strahlengang. Die Entfernung  $p^v = 242$  mm der Strahlquelle von der Linse ist so groß, daß sie für die Auswertung als unendlich groß angesehen werden kann. Nach (15) berechnet sich dann aus Abb. 12 die Brennweite für  $R = -0,029$  zu  $f \approx 7,1$  mm und für  $R = -0,039$  zu  $f = \approx 11,7$  mm. Die Meßpunkte für  $\operatorname{tg} \beta$  liegen so glatt, daß

<sup>14</sup> Auf diese Weise kann bei der Vermessung des Öffnungsfehlers von *Magnetlinsen* auch der Störeinfluß der anisotropen Verzeichnung eliminiert werden.

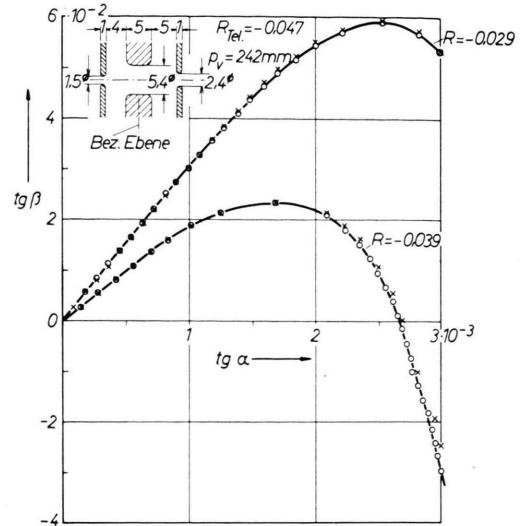


Abb. 12. Die Neigung  $\operatorname{tg} \beta$  des Austrittsstrahls einer elektrostatischen Linse in Abhängigkeit von der Neigung  $\operatorname{tg} \alpha$  des Eintrittsstrahls bei zwei verschiedenen Erregungen.  $\circ - \circ - \circ$  Meßwerte nach dem Verfahren mit 2 Blenden,  $\times - \times - \times$  Meßwerte nach dem Verfahren mit 1 Blende.

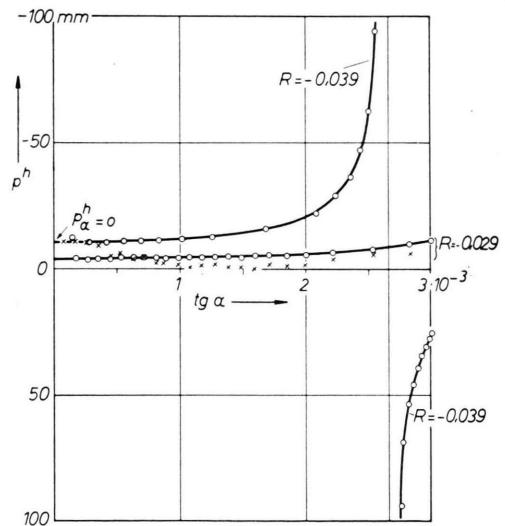


Abb. 13. Achsenschnittpunkt  $p^h$  des Austrittsstrahls der gleichen Linse wie in Abb. 12 in Abhängigkeit von der Neigung des Eingangsstrahls bei zwei verschiedenen Linsenerregungen. Bezeichnungen wie in Abb. 12.

die Schwankungen in der endlichen Strichbreite des Diagramms verschwinden. Die früher bereits diskutierte gegenseitige *systematische* Abweichung der nach beiden Verfahren gewonnenen Meßpunkte ist nur sehr gering. Bemerkenswert ist es, daß erstmalig der Nulldurchgang der unteren Kurve im rechten Teil des Diagramms mit großer Genauigkeit vermessen werden konnte.

In Abb. 13 sind die Werte für die Achsenschnittpunkte der Strahlen wiedergegeben. Der Wert für  $\operatorname{tg} \alpha = 0$  gibt die Brennpunktlage  $p_{z=0}^h$  an. Leider sind in der Umgebung dieser Stelle die Messungen mit dem neuen Verfahren zur Bestimmung der Öffnungsfehlerkonstante dritter Ordnung noch nicht genau genug. Bei größeren  $\operatorname{tg} \alpha$  liefert es aber für die Brennpunktlage sehr zuverlässige Werte. Insbesondere ist der Sprung von  $p^h$  durchs Unendliche gut festzulegen. Die Bedeutung des Verfahrens liegt also im wesentlichen in der Vermessung achsenferner Gebiete. Die Meßwerte nach beiden Verfahren weichen in diesem Diagramm stärker voneinander ab. Aus den besprochenen Gründen können die Werte des zweiten Verfahrens an der Sprungstelle keine hohe Genauigkeit beanspruchen. Die zu diesem Verfahren gehörigen Meßpunkte wurden daher für die Kurve mit  $R = -0,039$  weggelassen.

*c) Vergleich der geometrisch-optischen Daten von Elektronenstrahl-Erzeugern und Elektronenlinsen*

Aus dem Vergleich von Abb. 7, 8 und 11 geht hervor, daß die Bildkurven von Elektronenstrahl-Erzeugern und Elektronenlinsen, insbesondere in

ihrem zentralen Teil, den gleichen charakteristischen Verlauf besitzen. Das Strahlbündel eines Elektronenstrahl-Erzeugers hat also weitgehende Ähnlichkeit mit dem von einem axialen Projektionszentrum ausgehenden Bündel, das von einer starken Einzellinse gebrochen wird, wobei der Einfluß des Öffnungsfehlers dieser Linse ausschlaggebend ist. Damit ist es möglich geworden, die Eigenschaften der „Kathodenlinsen“ (als spezieller Immersionslinien) in engster Anlehnung an die Eigenschaften der besser bekannten Einzellinsen zu behandeln. Besonderheiten, die den Kathodenlinsen eigen sind, werden in der angekündigten Veröffentlichung behandelt.

Als Grundausrüstung der Versuchsanordnung diente eine elektronenoptische Bank von BOERSCH<sup>15</sup>, die sich sehr gut bewährt hat. Die Aufnahmen für die mitgeteilten Anwendungsbeispiele wurden von Herrn Dipl.-Phys. LAUER angefertigt. Ich habe ihm hierfür und für zahlreiche anregende Diskussionen zu danken. Ebenfalls gebührt mein Dank Herrn BOKELMANN für die sorgfältige Auswertung der Messungen. Auf ihn und Herrn STRUPPEK geht die Konstruktion der sauber funktionierenden mechanischen Anordnung zurück.

<sup>15</sup> H. BOERSCH, Z. Phys. **130**, 513 u. 517 [1951].