

Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. I

Von M. Knoll und E. Ruska

(Mitteilung aus dem Hochspannungslaboratorium
der Technischen Hochschule Berlin¹⁾)

(Mit 26 Figuren)

Übersicht: I. Struktur von Elektronenstrahlbündeln. — II. Abbildung durch Lochblenden und Elektronenlinsen: 1. Versuchsanordnung; 2. Lochkameraabbildung; 3. Die magnetische Sammellinse; 4. Die elektrische Linse; 5. Zusammengesetzte Systeme; 6. Abbildungsfehler. — III. Anwendung der geometrischen Elektronenoptik bei Elektronenröhren: 1. Strahlengang beim Kathodenstrahloszillographen; 2. Erzeugung großer Elektronenbilder (Elektronenmikroskop); 3. Erzeugung von Elektronenbildern rasch veränderlicher Intensität. — IV. Elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik (von E. Ruska): 1. Die optische Wirkung elektrischer Feldschichten auf Elektronen; 2. Optische Fehler elektrischer Feldschichten; 3. Optische Beziehungen für die elektrischen Spiegel, Prismen und Linsen. — V. Elektronenbrennfleck. — VI. Zusammenfassung.

Wenn in den letzten Jahren weitgehende Analogien im Verhalten von Elektronenstrahlen und Lichtstrahlen nachgewiesen worden sind, so handelt es sich im wesentlichen um Gebiete, die der *physikalischen* Optik der Lichtstrahlen entsprechen (Beugung, Reflexion an Kristallgitterflächen, Interferenz u. a.). Das Gebiet der *geometrischen* Elektronenoptik ist dagegen unseres Wissens noch nicht systematisch untersucht worden. Obwohl Erscheinungen, die auf geometrisch-optische Gesetzmäßigkeiten zurückführbar sind, schon verhältnismäßig früh an Crookeschen und Hittorfschen Röhren beobachtet wurden²⁾, liegen unseres Wissens hierüber nur zwei Arbeiten von Busch³⁾

1) Vorstand: Prof. A. Matthias.

2) Kr. Birkeland, Bibl. universelle, Arch. des sciences phys. et nat. IV. Per. 1. S. 497. 1896.

3) H. Busch, Ann. d. Phys. 81. S. 974. 1926; Arch. f. El. 18. S. 583. 1927; vgl. auch F. Wolf, Ann. d. Phys. 83. S. 864. 1927.

vor, die sich auf die Theorie der magnetischen Sammelspule beziehen. In der folgenden Arbeit soll über die Erzeugung definierbarer Elektronenbilder mit bekannten und neuen Abbildungssystemen und über Anwendungen der geometrischen Elektronenoptik berichtet werden.

I. Struktur von Elektronenstrahlbündeln

Blendet man aus einem Strahl schneller Elektronen, der in üblicher Weise durch eine Ionenröhre mit kalter Kathode oder durch eine Glühkathodenröhre erzeugt wird, ein feines Bündel aus und beobachtet dessen Querschnitt bei relativ niedrigem Druck ($\sim 10^{-3}$ mm Hg, Luft) in verschiedener Entfernung von der Blende, so beobachtet man eine stetige Zunahme dieses Querschnitts. So beträgt z. B. für eine Gasentladungsröhre mit einer Blende von 0,5 mm Durchmesser und der relativ großen Elektronenstromdichte in der Blende von $10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ bei einer Strahlspannung von 50 kV der auf einem Leuchtschirm in 1 m Entfernung von der Blende beobachtete Strahldurchmesser etwa 0,5 cm, die relative Vergrößerung des Strahldurchmessers also etwa 10. Eine derartige Querschnittsvergrößerung kann offenbar bedingt sein durch drei verschiedene Ursachen:

1. Durch Abstoßungskräfte zwischen den einzelnen Elektronen des Strahls,
2. durch Richtungsänderung der Elektronen an noch vorhandenen Gasmolekeln (Diffusion) oder
3. durch geneigtes Austreten geradliniger Einzelstrahlen des Bündels aus der Blende, wobei je nach Größe und Abstand der Strahlenquelle sich Einzelstrahlen unter verschiedenen starken Winkeln kreuzen können (geometrisch-optische Strahlstruktur). Hierbei kann wegen der unbekanntenen Verteilung des elektrischen Feldes in der Entladungsröhre über die Größe der Strahlenquelle zunächst nichts ausgesagt werden.

Die Abstoßungskräfte zwischen den einzelnen Elektronen des Strahls resultieren bekanntlich aus der Differenz der elektrostatischen Abstoßungskräfte zwischen den gleichnamigen Ladungen der Elektronen und den elektromagnetischen Anziehungskräften zwischen den gleichgerichteten Stromfäden der Elektronenkonvektionsströme. Da erst bei Lichtgeschwindig-

keit der Strahlelektronen die Anziehungskräfte gleich den Abstoßungskräften werden, überwiegen stets die elektrostatischen Abstoßungskräfte, so daß durch diese in allen Fällen eine Strahlverbreiterung eintritt.

Untersucht man die Größe dieser Strahlverbreiterung quantitativ für parallel aus der Blende austretende Einzelstrahlen, bei denen sich die Abstoßungskräfte am stärksten bemerkbar machen müssen, so ergeben sich die durch die Kurvenscharen der Fig. 1 dargestellten Zusammenhänge. Die Kurven wurden berechnet auf Grund der von E. E. Watson¹⁾ abgeleiteten Beziehung:

$$(1) \quad x = \sqrt{\frac{m_0 r^2}{4 n e^2}} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-3/4} \frac{v^{3/2}}{c} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}.$$

Dabei bedeutet x die Entfernung eines Strahlquerschnittes von der Blende, e die Ladung und m_0 die Ruhemasse eines Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit und v die Elektronengeschwindigkeit, E die Beschleunigungsspannung der Elektronen, j die Stromdichte über der Blende, n die Zahl der in der Sekunde durch die Blende tretenden Elektronen und endlich r den Blendenradius und R das Verhältnis von Strahldurchmesser zu Blendenradius an der Stelle x .

Durch Einführung von

$$(2) \quad j = \frac{e n}{r^2 \pi}$$

und

$$(3) \quad v = c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{e}{m_0 c^2} E\right)^2}}$$

erhält man aus (1)

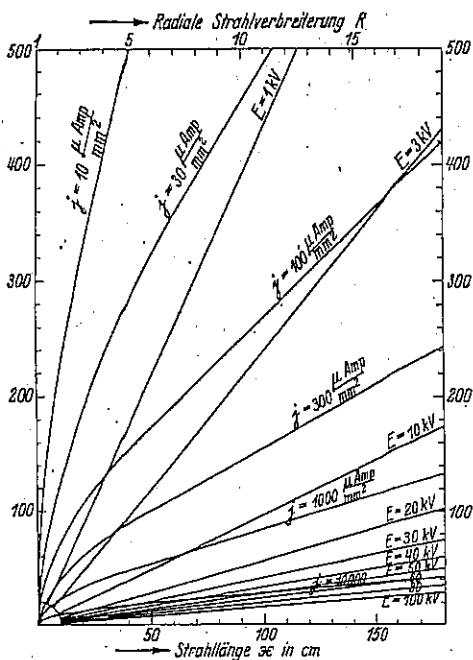
$$(4) \quad x = \sqrt{\frac{m_0 c}{4 \pi e}} \left[\frac{2}{c^2} \frac{e}{m_0} E + \left(\frac{1}{c^2} \frac{e}{m_0} E \right)^2 \right]^{3/4} j^{-1/2} \int_1^R \frac{dR}{\sqrt{\ln R}}.$$

Um aus der Kurventafel (Fig. 1) die auf den Blenden-durchmesser bezogene Vergrößerung R des Strahldurchmessers infolge der Abstoßungskräfte in beliebiger Entfernung x von der Blende zu ermitteln, geht man von der auf der Abszissen-

1) E. E. Watson, Phil. Mag. (S. 7) 3. S. 849. 1927.

2) P. Lenard u. A. Becker, Handb. d. Exp.-Phys. 14. S. 403. 1927.

achse aufgetragenen Länge x des Strahls aus und sucht den Schnittpunkt der zugehörigen Ordinate mit der zur Beschleunigungsspannung E gehörigen Geraden auf. Die durch



Kurventafel zur Bestimmung der radialen Strahlverbreiterung eines Parallelstrahls von Elektronen

Fig. 1

diesen Schnittpunktgelegte Parallele zur Abszissenachse ergibt einen zweiten Schnittpunkt mit der Kurve der gemessenen Stromdichte j . Die Abszisse dieses zweiten Schnittpunktes gibt die auf den Blendendurchmesser bezogene Vergrößerung R des Strahldurchmessers in der Entfernung x von der Blende an.

Für das erwähnte Beispiel ergibt sich aus der Kurventafel bei einer Strahlänge $x = 100$ cm, einer Elektronengeschwindigkeit $E = 50$ kV und

einer Stromdichte $j = 10 \mu\text{A}/\text{mm}^2$ eine Strahlverbreiterung um das 0,1 fache. Die Abstoßungskräfte zwischen den Strahlelektronen können also in diesem Fall die beobachtete Strahlverbreiterung auf etwa das 10 fache nicht verursacht haben.

Eine beobachtbare Vergrößerung des Strahldurchmessers aus der zweiten Ursache (Diffusion) kann nur dann eintreten, wenn ein größerer Bruchteil der Elektronen eine Richtungsänderung durch Zusammenstöße mit den Gasmolekeln erleidet.

Da die freie Weglänge in dem eingangs gegebenen Beobachtungsbeispiel (Luft, $p = 10^{-8}$ mm Hg) schon für die thermische Geschwindigkeit der Elektronen ($\sim 0,4$ Volt) in der Größenordnung der Gefäßdimensionen liegt und der elektronenabsorbierende Querschnitt für die zugrundegelegte hohe Elektronengeschwindigkeit (50 kV) 10^{-5} mal kleiner ist als der gaskinetische, so kann auch diese zweite Ursache für die beobachteten weitgehenden Vergrößerungen der Strahldurchmesser nicht in Betracht kommen. Da nun keinerlei Ursachen mehr vorhanden sind, die die Bahnen der Elektronen krümmen könnten, bleibt zur Erklärung der beobachteten Querschnittszunahme des Elektronenstrahlbündels nur die Annahme einer geometrisch-optischen Strahlstruktur übrig.

Die experimentelle Bestätigung dafür, daß bei Elektronenstrahlbündeln, die in einer Ionenröhre mit kalter Kathode erzeugt werden¹⁾, diese Struktur ungestört durch Abstoßung und Streuung wirklich vorhanden ist, lieferten Versuche, über die schon an anderer Stelle berichtet wurde.²⁾ Bei diesen Versuchen wurde die von Busch³⁾ theoretisch abgeleitete Eigenschaft einer zum Kathodenstrahlbündel koaxialen kurzen Magnetspule, auf den Strahl wie eine Sammellinse auf Lichtstrahlen zu wirken, also Bilder der Strahlenquelle liefern zu können, quantitativ untersucht, wobei das durch die Theorie geforderte Gesetz über den Abbildungsmaßstab (Bildabmessung: Gegenstandsabmessung wie Bildweite b : Gegenstandsweite a) mit großer Annäherung bestätigt gefunden wurde. Da diese optische Theorie der magnetischen Sammelspule eine geometrisch-optische Struktur des abbildenden Kathodenstrahlbündels voraussetzt, konnte nach ihrer quantitativ experimentellen Bestätigung diese Strahlstruktur angenommen werden. Damit war grundsätzlich die Möglichkeit gegeben, bei geeigneter Wahl der

1) Über Druck und Spannung der Versucheröhre vgl. Abschn. II, 1; später durchgeführte Versuche haben gezeigt, daß auch für Elektronenstrahlbündel, die mit Glühkathode erzeugt werden, im allgemeinen die gleiche Strahlstruktur vorausgesetzt werden kann.

2) E. Ruska u. M. Knoll, Ztschr. f. techn. Phys. 12. S. 389. 1931.

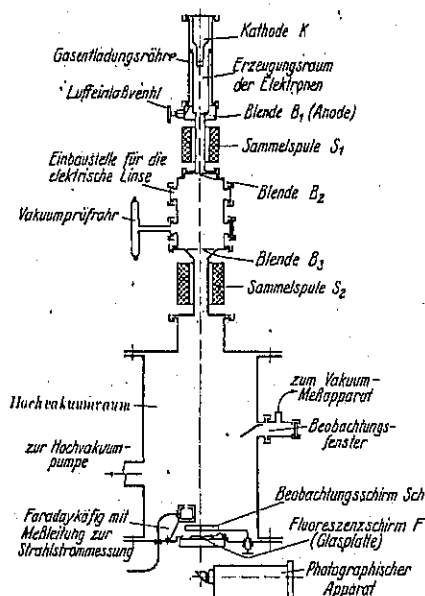
3) H. Busch, Ann. d. Phys. 81. S. 974. 1926; Arch. f. El. 18. S. 583. 1927.

Versuchsbedingungen eine Reihe von Versuchen der geometrischen Optik mit Elektronenstrahlen durchzuführen. Die Ergebnisse dieser Versuche werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

II. Abbildung durch Lochblenden und Elektronenlinsen

1. Versuchsanordnung¹⁾

Fig. 2 zeigt einen schematischen Schnitt durch die Versuchsanordnung. Die Elektronen wurden erzeugt und beschleunigt in einer



Schnitt durch die Versuchsanordnung

Fig. 2

Gasentladungsröhre mit kalter Kathode, einer verbesserten Ausführungsform der früher²⁾ beschriebenen Metallentladungsröhre. Der Druck in der Gasentladungsröhre wurde nach dem Wienschen Strömungsverfahren³⁾ dadurch konstant gehalten, daß durch das regelbare Einlaßventil *V* ständig eine kleine Luftmenge eingelassen und über eine Gasdrossel parallel zur Anodenblende *B*₁ durch die Hochvakuumpumpe wieder abgesaugt wurde. Auf diese

1) Die Versuchsanordnung entsprach im wesentlichen der in einer früheren Arbeit (E. Ruska u. M. Knoll, *Ztschr. f. techn. Phys.* 12. S. 389. 1931), zur Kontrolle des Abbildungsmaßstabs von Sammelspulen benutzten und dort näher beschriebenen Apparatur.

2) M. Knoll, H. Knoblauch u. B. v. Borries, *Elektrot. Ztschr.* 51. S. 966. 1930.

3) W. Wien, *Ann. d. Phys.* 76. S. 117. 1925.

Weise war es möglich, den Druck nahezu auf der ganzen Länge des Strahlbündels um etwa eine Größenordnung niedriger (10^{-3} mm Hg) zu halten als im Erzeugungsraum der Elektronen.

K ist die Kathode (Lichtquelle), B_1, B_2, B_3 sind Blenden oder Netze, die sich sämtlich auf Anodenpotential befinden; der Abstand Anode-Kathodenoberfläche (Emissionsfläche) betrug etwa 10 cm. B_1 ist die eigentliche Anode. S_1 und S_2 sind kardanisich aufgehängte Sammelspulen (magnetische Sammellinsen). Der Wicklungsquerschnitt betrug bei S_1 2 cm · 6,6 cm, bei S_2 3 cm · 7,6 cm, der mittlere Spulendurchmesser bei S_1 4,4 cm, bei S_2 7,0 cm. Sch ist ein zur Einstellung dienender beweglicher Zinksulfidschirm. Die Gesamtlänge der Apparatur von der Kathode bis zum Schirm betrug 111 cm. Die Bilder entstanden auf einer fluoreszierenden Glasplatte F und wurden in natürlicher Größe von außen durch einen photographischen Apparat (Aplanat 1:6,8; $f = 10,5$ cm) aufgenommen. Von Innenaufnahmen wurde zunächst abgesehen, da keine entsprechende Apparatur zur Verfügung stand.

Glasoberflächen an Stelle der üblichen Leuchtsubstanzen wurden zur Fluoreszenzerregung deswegen benützt, weil bei dieser Aufnahmemethode der Kontrastreichtum größer ist und nicht wie bei den gebräuchlichen Phosphoren durch die beträchtliche Korngröße Bildfeinheiten verloren gehen. Zur photographischen Fixierung der Bilder waren einige Schwierigkeiten zu überwinden. Zunächst war die Helligkeit der Glasfluoreszenzbilder wegen der kleinen Stromdichte gering, besonders bei größeren Bildern. Außerdem machten sich Leuchtsubstanzteilchen, die von dem Zinnsulfidschirm Sch auf das Fluoreszenzglas gefallen waren, durch ihr intensives Aufleuchten in den Bildern störend bemerkbar. Endlich waren die Bilder auf dem Glasschirm wegen der Aufladung der Glasoberfläche durch die Elektronen unruhig und verzerrt. Alle diese Übelstände konnten vermieden werden, indem die Glasplatten durch Kathodenzerstäubung mit einem sehr dünnen (~ 100 m μ) Metallüberzug versehen und mittels einer Blattfeder geerdet bzw. mit der Anode verbunden wurden. Durch Reflexion an der dem Glas zugekehrten Metallfläche wurde nun auch der früher verloren gegangene Teil des Fluoreszenz-

lichtes nach außen geworfen und so die Belichtungszeit für die Aufnahmen herabgesetzt. Zur Verwendung gelangte zunächst Uranglas, doch wurde bald festgestellt, daß auch gewöhnliche Glasplatten (z. B. von der Schicht befreite photographische Platten) genügend stark fluoreszieren. Für die Verspiegelung wurden Gold-, Silber- und Kupferschichten verwendet, ohne daß ein wesentlicher Unterschied in der photographischen Wirksamkeit der Fluoreszenzbilder bemerkt wurde. Mit Ausnahme der Figg. 15 und 16 wurden sämtliche Aufnahmen bei einer Beschleunigungsspannung der Elektronen von 50 kV gemacht. Bei diesen letzteren betrug die Spannung 30 kV. Die Spannung wurde durch Transformator, Glühventil und einen Kondensator von $0,01 \mu\text{F}$ in Halbwellengleichrichtung erzeugt. Die Strahlströme waren von der Größenordnung $10\text{--}100 \mu\text{A}$ bei einem Gesamtstrom der Entladungsröhre von $0,2\text{--}4 \text{ mA}$. Die Belichtungszeiten betragen zwischen einer Sekunde und mehreren Minuten. Zur Aufnahme wurden Herzog-Ortho-Isoduxplatten verwendet.

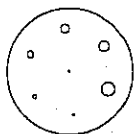
2. Lochkameraabbildung

Die einfachste Möglichkeit einer optischen Abbildung bietet die Lochkammermethode. Wenn die angenommene Strahlstruktur vorhanden war, mußte es gelingen, die Elektronenquelle auf der Kathode als Strahlenquelle mittels einer Lochblende auf dem Leuchtschirm abzubilden. Für das Zustandekommen einer hinreichend scharfen Lochblendenabbildung müssen die Abmessungen der Lochblende klein sein gegenüber den Abmessungen des abzubildenden Gegenstandes, hier also der Elektronenquelle. Unterhalb dieser Grenze müssen dann die Bildabmessungen unabhängig von den Abmessungen der Lochblende sein.

Für den Versuch diente als Strahlenquelle die Emissionsfläche auf der ebenen Kathodenoberfläche der Gasentladungsröhre und als Lochblende eine zwischen dieser und dem Beobachtungsraum in der Ebene B_1 angebrachte durchbohrte Metallscheibe von $0,4 \text{ mm}$ Dicke. Da die Verteilung der Emissionsdichte auf der Kathodenoberfläche unbekannt war, bestand zunächst keine Gewißheit darüber, ob der auf dem

Schirm entstehende Leuchtfleck ein Bild der Emissionsverteilung auf der Kathode sein würde. Um dies festzustellen, wurden innerhalb des Emissionsgebietes auf der Kathodenoberfläche Marken in Form von Nadelstichen angebracht. Aus früheren Arbeiten mit dem Kathodenstrahloszillographen war nämlich bekannt, daß Vertiefungen auf der Kathodenoberfläche entsprechende Unstetigkeiten in der Emission und damit auch im Leuchtfleck zur Folge haben. Falls also diese Marken in ihrer richtigen gegenseitigen Lage (seitenverkehrt zu ihrer Anordnung auf der Kathode) im Leuchtfleck auf dem Schirm erschienen, war der Beweis für das Vorhandensein einer Lochkameraabbildung der Emissionsfläche auf der Kathode geliefert. Die Größe der Emissionsfläche auf der Kathode war durch die Betriebsbedingungen der Gasentladungsröhre gegeben und konnte schwer über 2 mm gesteigert werden. Daher wurde der Durchmesser der Lochblenden um etwa eine Größenordnung kleiner, praktisch kleiner als 0,3 mm gewählt, um noch eine einigermaßen befriedigende Schärfe der entstehenden Lochkamerabilder zu erhalten. Zur Feststellung der Abhängigkeit der Leuchtfleckabmessungen von den Abmessungen der Blendendurchmesser wurde eine Blende benutzt, die sieben runde Blendenlöcher mit Durchmessern von 0,3—0,03 mm aufwies, so daß also sieben verschiedene Lochkamerabilder gleichzeitig beobachtet und photographiert werden konnten.

Fig. 3 zeigt schematisch die Anordnung der Löcher auf der Blende, Fig. 4 das erhaltene Leuchtschirmbild. Man sieht, daß trotz der Unterschiede in den Lochdurchmessern von



Lochblende
mit kreisförmiger Anordnung
verschieden großer Löcher

Fig. 3



Lochkamerabilder der Kathode
durch die Mehrlochblende Fig. 3

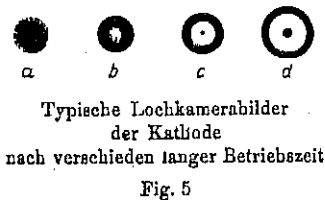
$$\left(\frac{b}{a'} = 12\right)$$

Fig. 4

etwa einer Größenordnung die Leuchtflecke in erster Annäherung gleich groß sind. Man sieht ferner in den Leuchtflecken die auf der Kathodenoberfläche angebrachten Marken (1 und 2). Weitere typische Eigenschaften von Lochkamerabildern, nämlich die mit größer werdendem Lochdurchmesser zunehmende Helligkeit und abnehmende Schärfe, sind ebenfalls zu beobachten. Wir haben also wirklich Lochkamerabilder der emittierenden Kathodenoberfläche vor uns. Das noch vorhandene geringe Anwachsen der Bildgröße mit dem Lochdurchmesser erklärt sich durch die geringere Bildschärfe bei größeren Blenden-durchmessern.

In diesen und den folgenden Abschnitten sind bei den Abbildungen von Strahlquerschnitten, die im feldfreien Raum liegen, die Vergrößerungen angegeben, wie sie aus Gegenstandsweite a und Bildweite b folgen. Bei Abbildungen solcher Querschnitte, die im felderfüllten Raum liegen (Kathode), ist ein durchweg geradliniger Verlauf der Strahlen zwischen Gegenstand und abbildendem System nicht zu erwarten. In diesem Fall wird also eine Differenz zwischen der optischen Gegenstandsweite a und der tatsächlichen Gegenstandsentsfernung a' auftreten; es hat also hier keinen Sinn, die Vergrößerungen aus den geometrischen Abständen zu bestimmen und anzugeben.

Die außer den Marken in Fig. 4 sichtbaren Kreisringe deuten auf eine starke Inhomogenität der Elektronenemission innerhalb der emittierenden Kathodenoberfläche hin. Sie treten in einigen der folgenden Figuren (Figg. 6 und 8) noch deutlicher hervor. Der Durchmesser dieser kreisringförmigen Gebilde wächst mit zunehmender Bremsdauer der Kathode. In Fig. 5 a—d sind



Typische Lochkamerabilder
der Kathode
nach verschieden langer Betriebszeit

Fig. 5

die typischen Lochkamerabilder nach verschieden langer Brenndauer der Kathode schematisch dargestellt. Schaltet man eine neue, blank polierte Kathode zum erstenmal ein, so zeigt das Lochkamerabild zunächst eine relativ kleine Kreisfläche mit radial abnehmender Intensität (Fig. 5 a). Nach kurzer Zeit bildet sich dann ein Kreisring kleinen Durchmessers und relativ

großer Ringdicke aus (Fig. 5b), bei dem in ausgesprochenem Gegensatz zum ersten Stadium die Mitte die geringste Intensität aufweist. Bei noch längerem Brennen der Kathode vergrößert der Ring seinen Durchmesser bei gleichzeitiger Verringerung der Ringdicke und es erscheint in der Mitte ein kleiner heller Punkt, der durch eine intensitätsarme Ringzone von dem äußeren hellen Ring getrennt ist (Fig. 5c). Von nun an bleibt das Bild grundsätzlich dasselbe, nur wächst seine Größe langsam weiter an, wobei insbesondere die Helligkeit des Kernpunktes noch weiter zunimmt (Fig. 5d). Die Ursache der zeitlich sich ändernden Emissionsverteilung auf der Kathodenoberfläche ist in der Ausbildung des Zerstäubungskraters zu suchen, der durch den Aufprall der positiven Ionen auf der anfangs ebenen Kathodenoberfläche allmählich entsteht.

Daß die beobachteten Kreisringe nicht etwa durch Reflexion der Elektronen des Strahlbündels an den Rändern der einzelnen Blendenlöcher entstanden sein können, geht schon aus der beschriebenen zeitlichen Veränderung der Lochkamerabilder hervor. Um diese Möglichkeit, mit Sicherheit auszuschließen, wurde ein Lochkamerabild durch eine Rechteckblende bei B_1 von $0,22 \cdot 0,07$ mm entworfen (Fig. 6). In dieser Figur ist die Kreisringscheibe trotz der rechteckigen Begrenzung der Blendenöffnung erhalten geblieben. Auch die Fig. 6 zeigt wieder alle wesentlichen Merkmale eines Lochkamerabildes, insbesondere verschiedene Abbildungsschärfen in den beiden Hauptachsen des Blendenrechtecks.

Aus den Beobachtungen (Fig. 5) war zu entnehmen, daß die Emissionsfläche auf der Kathode unmittelbar nach dem ersten Einschalten sehr klein ist. Wiederholt man mit einer solchen neu eingesetzten Kathode die Aufnahme (Fig. 4), so entsteht ein völlig anderes Leuchtbild (Fig. 7). Hier haben die einzelnen Leuchtflecke nicht mehr dieselben, sondern mit zunehmender Lochgröße wachsende Durchmesser. Die Emissions-



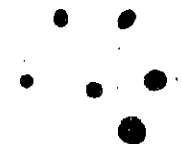
Lochkamerabild
der Kathode
durch Rechteckblende

$$\left(\frac{b}{a'} = 12\right)$$

Fig. 6

fläche war also hier nicht mehr groß gegen die Blendenöffnung; wir haben keine Lochkamerabilder mehr vor uns, sondern die Figuren werden durch annähernd punktförmige Projektion der Blendenlöcher auf den Schirm hervorgerufen. Eine entsprechende Projektionsabbildung lag schon in Fig. 6 vor, bei der der stark emittierende kleine Innenfleck der Kathodenemission ein annähernd rechteckiges Projektionsbild der rechteckigen Blende entwarf.

Um festzustellen, in welchen Raumwinkel die Strahlung sich erstreckt, wurden Lochkamerabilder von der Kathoden-

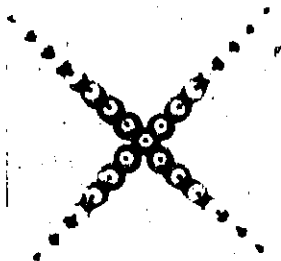


Projektionsbild
der Mehrlochblende

Fig. 3

$$\left(\frac{b+a'}{a'} = 13\right)$$

Fig. 7



Lochkamerabilder
der Kathode
durch Kreuzlochblende

$$\left(\frac{b}{a'} = 8\right)$$

Fig. 8

emissionsfläche durch eine Blende in der Ebene B_1 mit kreuzförmiger Anordnung der Löcher bei relativ großem Abstand der äußeren Löcher von der Strahlachse (3,5 mm bei 0,1 mm Lochdurchmesser) erzeugt (Fig. 8). Da in dieser Figur auch noch durch die äußersten Löcher hindurch entworfenen Lochkamerabilder sichtbar sind¹⁾, ist zu schließen, daß der Durch-

1) Der inmitten des Kreisringbildes der Kathode liegende Punkt rückt mit zunehmendem Achsenabstand der Einzelbilder immer weiter nach außen; auf diese Erscheinung, die mit der elektrischen Feldverteilung unmittelbar vor der Kathode der Entladungsröhre zusammenhängt, soll hier nicht näher eingegangen werden.

messer des intensiven Strahlenbündels an der Stelle der Blende (etwa 10 cm von der Kathode) mindestens 7 mm (nach späteren Beobachtungen sogar 35 mm) betrug. Es war daher zu erwarten, daß sich mit einer solchen Gasentladungsröhre auch größere Gegenstände durch das Kathodenstrahlbündel abbilden lassen würden.

3. Die magnetische Sammellinse

Abbildungsmaßstab

Wie in einer früheren Arbeit¹⁾ experimentell bestätigt werden konnte, bildet die Sammelspule einen Querschnitt des Kathodenstrahlbündels annähernd in dem aus Gegenstands- und Bildweite sich ergebenden optischen Abbildungsmaßstab ab. In der genannten Arbeit wurden für die Abbildung bei kleinen Gegenstandsweiten kleinere Abbildungsmaßstäbe gefunden, als sie der Beziehung der geometrischen Optik entsprechen. Es wurde damals ein rundes Blendenloch von 0,3 mm Durchmesser durch die Spule auf einem Fluoreszenzschirm abgebildet, eine Methode, bei der es für kleine Gegenstandsweiten schwierig war, das Blendenbild von dem ebenfalls runden Kathodenbild zu unterscheiden. Um zunächst die Abweichung des Abbildungsmaßstabes bei kleinen Gegenstandsweiten genauer zu prüfen, wurden statt der früher verwendeten Blende mit einem runden Loch in der Mitte bei B_1 größere Blendenöffnungen benützt, deren Form von der der Kathodenemissionsfläche charakteristisch verschieden war (T-Blenden, Mehrlochblenden, Netzblenden). Durch die in Abschn. II, 1 beschriebene, verbesserte Aufnahmemethode war es weiterhin möglich, auf die gewünschten Gegenstandsebenen durch Beobachtung der maximalen Randschärfe der Bilder einzustellen, während früher diese Einstellung durch eine derartige Wahl des Blendenlochdurchmessers erfolgen mußte, daß das Blendenbild mit dem kleinsten auf dem Schirm einstellbaren Fleck zusammenfiel.

Mit dieser Methode der Bildeinstellung wurden Messungen des Abbildungsmaßstabes für relative Spulenstellungen bis zum Wert Bildweite : Gegenstandsweite = 13 gemacht. Es wurde

1) E. Ruska u. M. Knoll, Ztschr. f. techn. Phys. 12. S. 389. 1931.

jetzt festgestellt, daß die Abweichungen der gemessenen von den durch die Theorie geforderten Werten für den Abbildungsmaßstab höchstens 5 Proz. betragen. Diese restlichen Abweichungen liegen innerhalb der Genauigkeitsgrenzen der Versuchsmethode. Die erreichbare Randschärfe der Bilder geht aus den Figg. 12, 17, 18, 19 und besonders aus Fig. 9 hervor, die das Bild einer runden Blende von 0,8 mm Durchmesser bei B_1 zeigt, das in 13 facher Vergrößerung durch die Sammelspule S_1 erzeugt wurde.

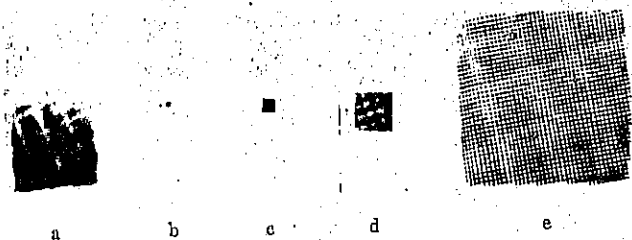
Randscharfes
Blendenbild durch
magnetische Linse
(Vergrößer. 13 fach)
Fig. 9

Abbildung verschiedener Strahlquerschnitte

Da die magnetische Sammelspule einer Sammellinse mit beliebig einstellbarer Brennweite entspricht, mußte es möglich sein, alle Strahlquerschnitte zwischen Strahlenquelle und Sammelspule bei konstanter Bildweite auf dem Leuchtschirm abzubilden. Von diesen Querschnitten war der Ausgangsquerschnitt auf der Kathodenoberfläche schon durch die Lochkamerabilder bekannt. Drei weitere Strahlquerschnitte B_1 , B_2 und B_3 zwischen Kathode und Sammelspule wurden durch Blenden und Netze kenntlich gemacht, die sich sämtlich auf Anodenpotential befanden. Die erste Blende (B_1) hinter der Kathode war eine Netzblende, die zweite Blende (B_2) war ohne Netz und hatte quadratische Form, die dritte Blende war wieder eine Netzblende.

Die Versuche zeigten tatsächlich, daß durch Steigern des Spulenstromes (Verkleinern der Brennweite) nacheinander alle vier ausgezeichneten Querschnitte von der Kathode angefangen bis zu dem der Spule S_2 am nächsten liegenden Querschnitt als Spulenbilder (Linsenbilder) auf dem Schirm erhalten werden konnten (Figg. 10b—e). Fig. 10a zeigt das Leuchtschirmbild ohne Einschalten der Sammelspule. Man sieht die unscharfen Konturen der Netze bei B_1 und B_3 , unscharf begrenzt durch die quadratische Blende bei B_2 . Fig. 10b zeigt das Spulenbild der Kathode, Fig. 10c das Spulenbild des ersten Netzes bei B_1 . Die Begrenzung des Bildes durch die den Strahl ausblendende

quadratische Blende (B_2) erscheint hier noch unscharf gegenüber den Netzfäden (B_1), auf die die Sammelspule eingestellt



Bilder verschiedener Strahlquerschnitte durch eine magnetische Linse
a) Projektionsbild ohne magnetische Linse

- b) Kathodenbild ($\frac{b}{a'} = 1$)
- c) Bild des Netzes bei B_1 (Vergrößerung 1,2fach)
- d) Bild der Quadratblende bei B_2 (Vergrößerung 2fach)
- e) Bild des Netzes bei B_3 (Vergrößerung 4,8fach)

Fig. 10

war. In dem nächsten Bild (Fig. 10d) wird die Begrenzung scharf, da jetzt der Spulenstrom auf die Quadratblende selbst eingestellt war. Unscharfe Netzkonturen sind in dem Bild außerdem noch zu sehen. Fig. 10e zeigt endlich das zweite Netz (B_3) als Spulenbild, wobei wieder die Bildbegrenzung (B_2) und das erste Netz (B_1) unscharf erscheinen. Fig. 11 zeigt ein stärker vergrößertes Bild (Spule S_1) der Kathode, deren Emissionsebene durch drei symmetrische Marken 1, 2, 3 kenntlich gemacht war. Es läßt sich also jeder beliebige Strahlquerschnitt zwischen Strahlenquelle und Sammelspule durch die Spule abbilden.



Kathodenbild durch magnetische Sammellinse mit Marken

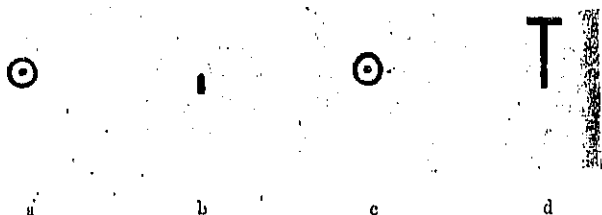
$$\left(\frac{b}{a'} = 6\right)$$

Fig. 11

Vergleich mit Lochkameraabbildung

Um einen Vergleich der Schärfe eines Spulenbildes mit einem Lochkamerabild zu erhalten, wurden auch Spulenbilder der Kathode stark vergrößert (Sammelspule S_1) aufgenommen (Fig. 12a—d). Dabei wurden die Bedingungen für ein scharfes

Spulenbild dadurch erschwert, daß durch eine T-Blende bzw. eine Rechteckblende, also durch relativ zum lichten Querschnitt achsenferne Blenden, abgebildet wurde. Trotzdem ist bei gleicher Intensität der Fluoreszenz das Bild durch die magnetische Spule dem Lochkamerabild an Schärfe weit überlegen. Die



Bilder von Kathode und Blenden bei B_1 durch magnetische Linse

- a) Kathodenbild ($\frac{b}{a'} = 6$)
 b) Blendenbild der zu a) gehörigen Rechteckblende (Vergr. 13fach)
 c) Kathodenbild ($\frac{b}{a'} = 6$)
 d) Blendenbild der zu c) gehörigen T-Blende (Vergr. 13fach)

Fig. 12

Abbildungen zeigen jeweils neben dem Kathodenbild das Spulenbild der zugehörigen Blenden bei B_1 .

4. Die elektrische Linse

Allgemeines

Die Möglichkeit einer Abbildung durch Elektronenstrahlen und elektrische Felder ist unseres Wissens noch nicht untersucht worden; dagegen wurde schon öfter eine Verkleinerung des Querschnitts eines Elektronenstrahlbündels durch elektrische Felder versucht, z. B. bei Röntgenröhren und Kathodenstrahloszillographen. Als Konzentrieremittel diente dabei fast immer der bekannte Wehneltzylinder in verschiedenen Ausführungsformen¹⁾ oder eine der Glühkathode in geringem Ab-

1) H. Samson, *Ann. d. Phys.* 55. S. 608. 1918; R. H. George, *Journ. Am. Inst. El. Eng.* 48. S. 534. 1929; A. Matthias, M. Knoll u. H. Knoblauch, *Ztschr. f. techn. Phys.* 11. S. 270. 1930; L. Binder, H. Förster u. G. Frühauf, *Ztschr. f. techn. Phys.* 11. S. 379. 1930.

stand gegenüberstehende durchbohrte Anodenspitze.¹⁾ Alle diese Anordnungen laufen in ihrer Wirkung darauf hinaus, die Elektronen auf ihrem Beschleunigungsweg in der Röhre einem gegen die Anode hin konvergierenden elektrischen Feld auszusetzen. Andere elektrostatische Konzentrationsanordnungen beruhen auf der Anwendung von zur Strahlachse coaxialen radialen Feldern, wie sie z. B. durch einen Zylinderkondensator mit innerhalb des Strahlbündels liegender Innenelektrode²⁾ oder durch die vom Strahl selbst hervorgerufene Raumladung³⁾ erzeugt werden.

Offenbar genügt es für die Konzentrierung eines Elektronenstrahls zu einem möglichst geringen Querschnitt, das elektrische Feld so auszubilden, daß die Strahlen in der Nähe der Bündelachse weniger nach innen abgelenkt werden als die Außenstrahlen des Bündels. Zu einer Abbildung durch ein elektrisches Feld ist es außerdem erforderlich, daß die Richtungsänderung der Einzelstrahlen dem Abstand von der Bündelachse proportional ist.

Am einfachsten lassen sich senkrecht zur Strahlachse gerichtete elektrische Feldkräfte durch eine Zylinderkondensatoranordnung mit im Strahlvolumen liegender Innenelektrode erzeugen, deren Achse mit der Strahlachse zusammenfällt. Man sieht jedoch sofort, daß bei dieser Anordnung die radialen Feldkräfte in der Nähe der Achse stärker sind als in größerer Entfernung von ihr, so daß die achsennahen Strahlen stärker abgelenkt werden als die achsenfernen Strahlen. Diese Anordnung ist daher für eine Abbildung schlecht brauchbar.

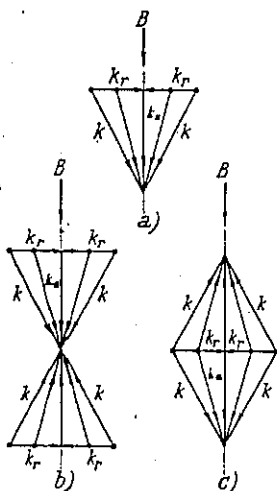
Dagegen ergibt sich eine Lösung für die Forderung nach stärkerer Abbiegung der achsenfernen Strahlen, wenn die radial zur Strahlachse gerichteten Feldkräfte (k_r) als Komponenten von geneigten und symmetrisch zur Achse liegenden Feldkräften (k) erzeugt werden (Fig. 13a). Die zu den Komponenten k_r senkrechten übrigbleibenden Komponenten k_a verlaufen dann in Richtung der Strahlachse, können also nur beschleunigend oder verzögernd auf die Strahlelektronen

1) W. Rogowski u. W. Grösser, Arch. f. El. 15. S. 377. 1925.

2) Mc. Gregor Morris & Mines, Journ. Inst. El. Eng. 63. S. 1056. 1925.

3) W. Westphal, Ann. d. Phys. 27. S. 586. 1908; B. Johnson, Journ. Opt. Soc. Am. 6. S. 701. 1922; E. Brüche, Ztschr. f. Phys. 64. S. 186. 1930.

wirken. Tritt ein Elektronenstrahlbündel B mit relativ zur Komponente k_a großer Geschwindigkeit in ein elektrisches Kraftlinienfeld nach Fig. 13a ein, so sind die achsenfernen



Elektrische Feldbilder
für mit dem Achsenabstand
wachsende Radialkomponenten

Fig. 13

Strahlen stärkeren radialen Feldkräften k_r ausgesetzt als die achsennahen Strahlen, werden also im richtigen Sinne abgebogen. Gelingt es weiterhin (durch geeignete Form der das Feld erzeugenden Elektroden), den Feldverlauf so auszubilden, daß jedem Elektron während seines Laufs durch das Kraftfeld ein dem Achsenabstand proportionaler radialer Impuls erteilt wird, so ist damit prinzipiell die Möglichkeit der Abbildung durch ein elektrisches Feld gegeben.

Wirken die durch das Feld auf die Elektronen ausgeübten Kräfte im Sinn der Pfeilrichtung in Fig. 13 a, so entsteht die Wirkung einer Sammellinse; bei Feldkräften entgegengesetzter Pfeilrichtung erhält man dagegen die Wirkung einer Zer-

streuungslinse. Die positive Richtung der elektrischen Feldkräfte ist immer der Krafrichtung auf die Elektronen entgegengesetzt. Ob das Elektronenstrahlbündel von oben oder von unten in das Kraftlinienfeld eintritt, ist für den Sinn der Abbiegung gleichgültig, nicht aber für die Geschwindigkeit der Elektronen, die sich entsprechend Vorzeichen und Größe der Feldkraftkomponente k_a nach dem Durchtritt durch diese „vordere Linsenfläche“ erhöht oder vermindert hat. Setzt man zwei derartige Feldbildanordnungen spiegelbildlich zusammen (Figg. 13 b und c), so heben sich die entgegengesetzt gerichteten Komponenten k_a gerade auf; die Elektronen verändern dann nur innerhalb der so entstandenen „elektrischen Linse“ ihre Geschwindigkeit, ihre Austrittsgeschwindigkeit bleibt also genau

gleich der Eintrittsgeschwindigkeit. Eine derartige Feldanordnung bietet zugleich den praktischen Vorteil, daß mit derselben Spannung eine Verdoppelung der Komponenten k , erreicht wird.

In Abschnitt IV ist gezeigt, daß eine den Gesetzen der Lichtoptik gehorchende elektrische Linse mit einem Kraftlinienfeld nach Figg. 13a bzw. 13b und c streng durch zwei unendlich dünne gekrümmte elektrische Feldschichten verwirklicht werden kann. Experimentell einfache, aber nicht streng optisch wirkende elektrische Linsen erhält man durch koaxial zum Elektronenstrahl angebrachte aufgeladene Lochblendenelektroden verschiedener Form, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden soll.¹⁾

Annähernd in der geforderten Weise und leichter übersehbar verläuft auch, wie eine hier nicht wiedergegebene Rechnung zeigt, das Feld eines Kugelkondensators. Die Achse des Elektronenstrahlbündels muß dabei durch den gemeinsamen Mittelpunkt der beiden konzentrischen Kugeln gehen, wobei der Durchmesser des Bündels klein sein muß gegen den Durchmesser der inneren Kondensatorkugel. Wegen der leichteren experimentellen Ausführbarkeit wurde daher versucht, zunächst mit einem derartigen Kugelkondensator eine Abbildung durch elektrische Feldkräfte zu erzeugen.

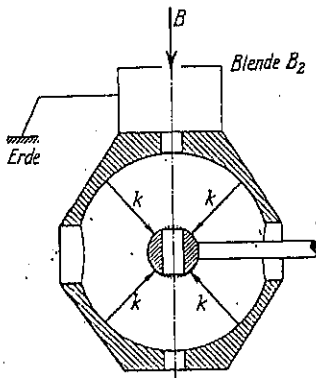
Abbildung durch Kugelkondensator

Es wurde ein Kugelkondensator von folgenden Abmessungen hergestellt:

Innendurchmesser der Außenkugel = 6 cm, Außendurchmesser der Innenkugel = 1,5 cm, Bohrung der beiden Kugeln für den Strahldurchtritt 0,6 cm. Da in erster Linie im Strahlvolumen selbst der kugelsymmetrische Feldverlauf erhalten bleiben mußte, wurden Ein- und Austrittsöffnung des Strahles an der inneren Kugel mit einem feinmaschigen Platinnetz (Durchmesser der Netzdrähte 0,06 mm, Maschenweite 0,3 mm) zur Fortsetzung der Kugeloberfläche über den Strahlquerschnitt überdeckt. Einen Querschnitt durch die benutzte Elektrodenanordnung gibt Fig. 14. Das ganze Elektroden-

1) Ann. bei der Korrektur: Wie wir einem kurzen Sitzungsbericht in Phys. Rev. 38. S. 585. 1931 entnehmen, haben kürzlich C. J. Davison u. C. J. Calbick in ähnlicher Weise das durch ein Loch gestörte elektrische Feld einer gegen ihre Umgebung aufgeladenen Platte als „Elektronenlinse“ benutzt.

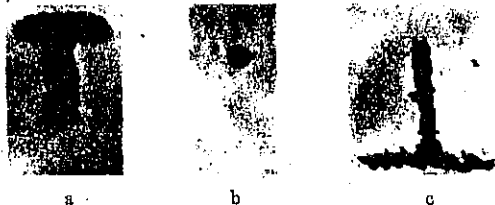
system wurde unmittelbar hinter einer T förmigen Anodenblende B_2 in die Apparatur eingesetzt. Die äußere Kugel war ebenso wie die Anodenblende geerdet, während der inneren Kugel über eine Durchführung in der Wand des Vakuumgefäßes eine positive Spannung erteilt werden konnte.



Querschnitt durch die elektrische Linse (Kugelkondensator)

Fig. 14

Die auf dem Leuchtschirm erhaltenen Bilder zeigen Figg. 15 a—c. Schon bei geerdeter Innenkugel entstand auf dem Schirm ein Bild der T-Blende (Fig. 15a). Da die Abmessungen dieser T-Blende ($2 \cdot 2 \cdot 0,4$ mm) groß waren gegen die Abmessungen der Emissionsfläche auf der Kathode, so ist das Leuchtschirmbild als Projektionsbild der Blende aufzufassen. Bei Steigerung der positiven Spannung der Innenkugel erschien zunächst das Bild der Kathodenemissionsfläche (Fig. 15 b), bei weiterer Steigerung das gegenüber dem Projektionsbild



Bilder von Kathode und T-Blende durch elektrische Linse

a) Projektionsbild der Blende

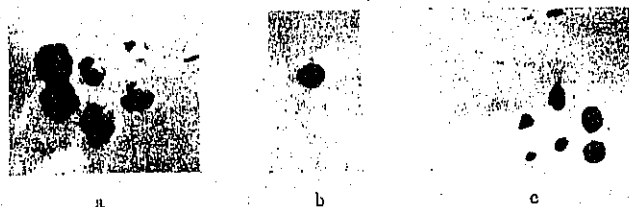
b) Linsenbild der Kathode.

c) Linsenbild der T-Blende

Fig. 15

um 180° verdrehte Bild der Blende (Fig. 15 c). Die Spannung zur Erzeugung des Kathodenbildes betrug 3 kV und die Spannung zur Erzeugung des Blendenbildes 9 kV, bei einer Beschleunigungsspannung der Entladungsröhre von 30 kV.

Wie man sieht, sind die Abbildungen von Kathode und Blende deutlich zu erkennen, jedoch im Vergleich mit den



Bilder von Kathode und Mehrlochblende (Fig. 3) durch elektrische Linse

- a) Projektionsbild der Blende
- b) Linsenbild der Kathode
- c) Linsenbild der Mehrlochblende

Fig. 16

Sammelspulenbildern unscharf. Die Unschärfe rührt hauptsächlich von der Unterbrechung des Strahls durch die beiden Netze an der inneren Kugel her, in zweiter Linie aber auch von der bei der Kugelkondensatoranordnung in Kauf genommenen Abweichung des elektrischen Feldes von der zur Erzeugung einer genauen Abbildung geforderten Form. Fig. 16 a—c zeigt die erhaltenen Bilder, wenn die T-Blende durch die Mehrlochblende (Fig. 3) ersetzt wurde. Das in Fig. 17 zum Vergleich wiedergegebene Spulenbild (S_1) der Mehrlochblende bei B_1 läßt sehr deutlich den Schärfeunterschied zwischen der magnetischen Abbildung und der elektrischen Abbildung bei dieser noch ungenauen Ausführungsform der elektrischen Linse erkennen.

Bild der Mehrlochblende
Fig. 3 durch magnetische
Linse (Vergr. 13fach)

Fig. 17

5. Zusammengesetzte Systeme

Allgemeines

Wir besitzen für die Abbildung durch Elektronenstrahlen drei verschiedene Elemente: Lochblende, magnetische Linse und elektrische Linse. Von diesen Elementen bieten magnetische

und elektrische Linse die Möglichkeit beliebig einstellbarer Brennweite, die bei Glaslinsen fehlt und nur in der bekannten Eigenschaft der Augenlinse eine beschränkte Analogie hat. Diese Eigenschaft ist insofern von Bedeutung, als sie die Anpassung des gleichen optischen Elements an die verschiedensten Betriebsbedingungen (verschiedene Apparaturabmessungen und verschiedene Strahlspannungen) gestattet. Man erkennt die große Anpassungsfähigkeit der elektronenoptischen Systeme schon aus der Linsenformel. Bei einer Glaslinse ist die Brennweite f ein für allemal festgelegt, so daß nach erfolgter Wahl der Gegenstandsweite a auch der Bildabstand b gegeben ist. Im Gegensatz dazu kann man bei elektronenoptischen Systemen über diesen Bildabstand noch frei verfügen, da die Brennweite innerhalb weiter Grenzen beliebig verändert werden kann. Hieraus ergibt sich eine bedeutend vielseitigere Anwendungsmöglichkeit eines und desselben optischen Elements.

Es erschien wünschenswert, nachzuprüfen, ob die optischen Eigenschaften der magnetischen und elektrischen Linsen auch bei zusammengesetzten Systemen in gleicher Weise erhalten bleiben. Als einfachster Fall wurden zunächst die Eigenschaften eines aus zwei Sammelspulen bestehenden Systems näher untersucht (Spulen S_1 und S_2 der Versuchsanordnung).

Zwei Sammellinsen

Bei der Lichtoptik lassen sich für diese Anordnung zwei Fälle unterscheiden. Im *ersten* Fall haben die Brennweiten der beiden Linsen solche Werte, daß beide Linsen zusammen wirken wie *eine* resultierende Linse in einer mittleren Stellung und mit einer Brennweite, die kleiner ist als die kleinere Brennweite der beiden Linsen. Da wir die Spulenströme beliebig wählen, also das Verhältnis der Brennweiten der Spulen beliebig ändern können, müssen sich bei der Zweispulen-anordnung in dem durch die Lage des Leuchtschirms gegebenen festen Bildabstand Bilder verschiedener Vergrößerung erzeugen lassen. Die größte und die kleinste Vergrößerung entsprechen dabei den Bild- und Gegenstandsweiten bei der Abbildung durch die eine Spule allein bzw. die andere Spule allein. Die Brennweiten der Spulen lassen sich aus Spulenstrom, Spulendurchmesser und Erregerspannung nach Gl. (10) berechnen.

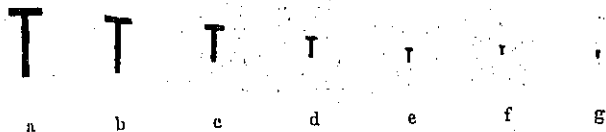
Für die resultierende Brennweite f der Kombination von zwei beliebigen getrennten dünnen Linsen im Abstand d mit der Brennweite f_1 und f_2 gilt die bekannte Beziehung:

$$(5) \quad f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - d}.$$

Der Abbildungsmaßstab M für eine innerhalb der Strahlänge L vom Gegenstand bis zum Bild befindliche Sammellinse der Brennweite f ist:

$$(6) \quad M = \frac{L}{2f} \left(1 - \frac{2f}{L} \pm \sqrt{1 - \frac{4f}{L}} \right).$$

Da dieser reell ist, muß $f \leq \frac{L}{4}$ sein, wobei der Grenzfall $f = \frac{L}{4}$ der Mittellage der resultierenden Spule zwischen Gegenstand und Bild entspricht. In der Gleichung für den Abbildungsmaßstab ist daher das $+$ -Zeichen zu verwenden,



Bilder einer T-Blende bei B_1 durch zwei magnetische Linsen mit verschiedenen Brennweiten bei konstantem Abstand

a) Vergr. 13fach

g) Vergr. 1fach

Fig. 18

wenn die Brennweite f_1 der dem Gegenstand nächsten Spule kleiner ist, als sie im Grenzfall ($f = \frac{L}{4}$; $M = 1$) war. Ist f_1 dagegen größer, so muß das $-$ -Zeichen angewandt werden.

Bei den Abmessungen der Versuchsapparatur waren Bilder der als Objekt dienenden T-förmigen Blende bei B_1 in allen Größen zwischen den Grenzvergrößerungen 1:1 und 13:1 zu erwarten.

Figg. 18a—g geben eine Reihe derartiger Bilder der T-Blende wieder. Damit ist gezeigt, daß durch geeignete Einstellung der Spulenströme tatsächlich jede gewünschte

Vergrößerung innerhalb der durch die Stellung der beiden Spulen gegebenen Grenzvergrößerungen erhalten werden kann.

Im zweiten Fall haben die Brennweiten der Linsen in der Lichtoptik solche Werte, daß die dem Gegenstand nächste Linse von diesem noch zwischen den beiden Linsen ein Bild entwirft (Zwischenbild), während die zweite Linse von diesem als neuem Gegenstand ein weiteres Bild erzeugt. Die Gesamtvergrößerung dieses zweiten Bildes ist hierbei bekanntlich gleich dem Produkt aus den beiden Einzelvergrößerungen und der Abbildungsmaßstab wird

$$(7) \quad M = \frac{b}{a} \cdot \frac{d^2}{c},$$

worin b die Bildweite, a die Gegenstandsweite für die dem Gegenstand zunächst liegende Sammelspule, und d die Bildweite, c die Gegenstandsweite für die zweite Sammelspule ist.

Da die Brennweiten der beiden Spulen wieder beliebig einstellbar sind, könnte hier theoretisch jeder Abbildungsmaßstab des Leuchtschirmbildes, also eine sehr starke Vergrößerung (Elektronenmikroskop) oder eine sehr starke Verkleinerung (Elektronenbrennfleck) des abzubildenden Gegenstandes erhalten werden. Praktisch ist der Abbildungsmaßstab begrenzt durch die kleinsten erreichbaren Brennweiten, d. h. die größten erreichbaren Spulenströme.²⁾

Die Entstehung eines Zwischenbildes konnte experimentell am genauesten durch eine Vergrößerung des abzubildenden Gegenstandes nachgeprüft werden. Hierzu wurden die gleichen Spulen in derselben Stellung wie vorher verwendet und die T-förmige Blende durch ein bei B_1 angebrachtes Netz ersetzt. Zum Nachweis des zugehörigen Netzbildes in einem bestimmten Querschnitt zwischen beiden Spulen wurde in der Ebene B_2 als Zwischenbildort ein weiteres Netz angebracht, dessen Begrenzung dreieckige Form besaß. Aus den Bildweiten und Gegenstandsweiten der beiden Sammelspulen ergab sich nach

1) Auf diese Beziehung wurde schon von K. Berger (Bull. SEV. 19. S. 292. 1928) hingewiesen, der mittels zweier Sammelspulen eine Verengung des Strahlquerschnittes seines Kathodenstrahloszillographen an der Stelle der Strahlsperreplatten erreichte.

2) Nach der Theorie von H. Busch steigt der Spulenstrom umgekehrt mit der Wurzel aus der Brennweite an, so daß die Brennweite Null nur durch unendlich große Spulenströme erreicht werden könnte.

Gl (7) eine Vergrößerung des Netzes B_1 von 17,4. Der Versuch selbst wurde folgendermaßen durchgeführt:

Der Strom durch die Spule S_2 wurde langsam gesteigert und auf dem Leuchtschirm gleichzeitig die Reihenfolge der abgebildeten Querschnitte beobachtet. Es erschien, wie es den lichteoptischen Verhältnissen entspricht, zuerst das Bild der Kathode, dann das Bild des ersten (B_1) und schließlich das Bild des zweiten Netzes (B_2) scharf auf dem Schirm. Der Strom der Spule S_2 wurde nun auf dem der Abbildung des Netzes B_2 entsprechenden Wert konstant gehalten. Nach Einschalten und Steigern des Stromes der Spule S_1 müssen dann die Bilder der Kathode und des Netzes B_1 nach der Spule S_1 zu wandern, wobei sie das Netz bei B_2 passieren.

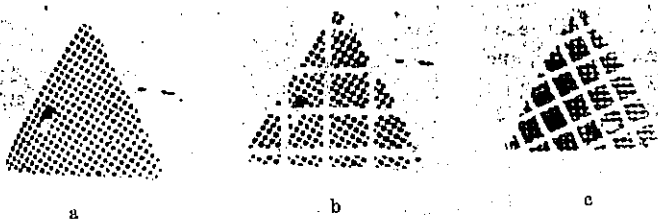


Abbildung durch zwei magnetische Linsen mit Zwischenbild

- a) Bild des Netzes B_2 durch Spule S_2 (Vergrößerung 4,8fach)
- b) wie a); außerdem Zwischenbild des Netzes B_1 durch Spule S_1 sichtbar (Vergrößerung 4,8 und 17,4fach)
- c) Bild des Netzes B_1 durch Spule S_1 (Vergrößerung 13fach)

Fig. 19

Wie der Versuch zeigte, wurden in diesem Moment die Bilder auf dem Leuchtschirm auch tatsächlich scharf sichtbar. Figg. 19a—c geben die erhaltenen Aufnahmen wieder. Fig. 19a ist das Elektronenbild des Netzes bei B_2 durch die Spule S_2 (Spule S_1 stromlos). In Fig. 19b ist auch die Spule S_1 eingeschaltet und so eingestellt, daß das Netzbild von B_1 (Zwischenbild) gerade auf das Netz B_2 fällt. In beiden Bildern ist die in der Ebene B_2 liegende dreieckige Begrenzung des Netzes B_2 scharf zu sehen. In Fig. 19c sieht man zum Vergleich das durch die Spule S_1 allein auf dem Leuchtschirm entworfene Bild des Netzes bei B_1 . Dieses besitzt einen von

Fig. 19 b verschiedenen Abbildungsmaßstab und zeigt das Netz bei B_1 scharf als Bild, das Netz bei B_2 samt dessen dreieckiger Begrenzung dagegen unscharf als Schatten.

Aus den Figg. 18 und 19 geht also hervor, daß sich ein aus zwei Sammelspulen zusammengesetztes System für Elektronenstrahlen einem aus zwei Sammellinsen zusammengesetzten System für Lichtstrahlen analog verhält.

Sammellinse und Zerstreuungslinse

Die Anordnung der optischen Elemente bei dem zuletzt beschriebenen Versuch (zwei Sammelspulen mit Zwischenbild) entspricht der Anordnung beim Projektionsmikroskop und beim Projektionsfernrohr mit zwei Sammellinsen, wobei die dem Gegenstand zunächstliegende Spule als Objektiv, die dem Leuchtschirm zunächstliegende als Projektionslinse zu betrachten ist. Es ist naheliegend, auch eine Übertragung anderer bekannter optischer Anordnungen auf die geometrische Elektronenoptik zu versuchen, die für bestimmte Untersuchungen oder technische Zwecke geeignet erscheinen. So ist z. B. die beim Kathodenstrahloszillographen und anderen Elektronenstrahlröhren auftretende Aufgabe, trotz kleiner Gegenstandsweite ein relativ kleines Bild (Elektronenbrennfleck) zu erzeugen, grundsätzlich nicht nur durch zwei Sammellinsen mit Zwischenbild, sondern auch durch die Kombination einer Sammellinse mit einer Zerstreuungslinse zu lösen. Diese Anordnung gleicht äußerlich dem Teleobjektiv bzw. einem übermäßig lang ausgezogenen holländischen Fernrohr.¹⁾

Die Rechnung ergibt in diesem Fall, daß zur Erreichung des kleinsten Abbildungsmaßstabes die elektrische Zerstreuungslinse in der Mitte zwischen abzubildendem Gegenstand und magnetischer Sammellinse (also im Abstand $a/2$ von Gegenstand und Sammelspule) liegen muß. Für diese Lage der Zerstreuungslinse wird der Abbildungsmaßstab des Systems Sammelspule-Zerstreuungslinse

1) Ein entsprechender Unterschied in dem auf die Brennweiten der Linsen bezogenen Linsenabstand besteht auch zwischen Projektionsfernrohr und Keplerfernrohr einerseits und Projektionsmikroskop und gewöhnlichem Mikroskop andererseits.

$$(8) \quad M_{sz} = \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{\frac{a}{4f_z} + 1},$$

und es beträgt die Verkleinerung dieses Abbildungsmaßstabes, bezogen auf den Abbildungsmaßstab bei Abbildung nur durch die Sammelspule

$$(9) \quad \frac{M_{sz}}{M} = \frac{1}{\frac{a}{4f_z} + 1},$$

wenn f_z die Brennweite der Zerstreuungslinse und a und b die Gegenstandsweite bzw. Bildweite der Sammelspule bedeuten.

Da jede elektrische Sammellinse durch Umpolen in eine Zerstreuungslinse verwandelt werden kann, wurde versucht, durch Kombination der beschriebenen Kugelkondensatoranordnung Fig. 14 mit der Sammelspule S_2 eine gegenüber der Abbildung durch die Spule allein verkleinerte Abbildung der Blende B_1 zu erhalten. Die innere Kugel erhielt entsprechend der Schaltung als Zerstreuungslinse negatives Potential.

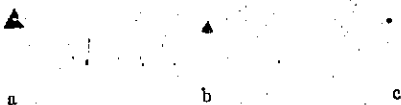


Abbildung durch ein System aus magnetischer Sammellinse und elektrischer Zerstreuungslinse

- a) Netzenblendenbild B_1 mit Sammelspule allein
- b) Netzenblendenbild B_1 mit Sammelspule und Zerstreuungslinse
- c) Kathodenbild mit Sammelspule und Zerstreuungslinse.

Fig. 20

Der Versuch zeigt, daß das entstehende Leuchtschirmbild einer dreieckigen Blende bei B_1 (Fig. 20b) tatsächlich kleiner ist, als das durch die Spule S_2 allein erhaltene Bild (Fig. 20a). Eine genaue Nachrechnung dieser Verkleinerung an Hand der Formel (9) läßt sich nicht durchführen, da sich für den als Zerstreuungslinse benutzten Kugelkondensator kein definierter Krümmungsradius und damit keine Brennweite angeben läßt. Durch weitergehende Verkleinerung der Brennweite (Spannungs-

erhöhung) der elektrischen Zerstreulinse und entsprechendes Verkleinern der Brennweite (Stromerhöhung) der magnetischen Sammellinse kann auch wieder die Kathode abgebildet werden (Fig. 20c).

Vertauscht man in der beschriebenen Anordnung die elektrische Zerstreulinse mit der magnetischen Sammellinse, so erhält man natürlich eine entsprechende Vergrößerung des Abbildungsmaßstabes gegenüber der Abbildung durch die Sammelspule allein.

Wesentlich erscheint bei diesen Versuchen, daß sich auch virtuelle Elektronenstrahlbilder durch eine magnetische Sammelspule in gleicher Weise abbilden lassen wie reelle Gegenstände. Es sind also auch in dieser Hinsicht die Verhältnisse genau so wie in der Lichoptik.

6. Abbildungsfehler

Allgemeines

In Abschn. II, 4 wurde gezeigt, daß die durch eine magnetische Linse erzeugten Bilder die der elektrischen Linse an Schärfe wesentlich übertreffen (Figg. 16, 17). Wie erwähnt, sind die Abbildungsfehler bei der elektrischen Linse hauptsächlich auf die Inhomogenitäten des elektrischen Feldes in der Nähe der Netzdrähte zurückzuführen, die der Strahl passieren muß. Diese sind also sekundärer Natur und nur mit solchen Mängeln lichteptischer Systeme zu vergleichen, die auf unvollkommener Oberflächenbeschaffenheit von Glaslinsen beruhen. Es schien wünschenswert zu untersuchen, ob bei einer Abbildung durch von diesen Mängeln freie Elektronenlinsen auch noch Fehler auftreten, die den aus der Optik bekannten Abbildungsfehlern entsprechen. Ergebnisse hierüber waren wegen der erwähnten Unvollkommenheiten der elektrischen Linse nur bei Abbildungen durch magnetische Felder zu erwarten.

Die bekannten Abbildungsfehler lichteptischer Systeme beruhen im wesentlichen auf drei voneinander verschiedenen Ursachen:

1. Auf der Abhängigkeit der Brechungsanzahl von der Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahls (chromatische Abweichung);

2. auf mangelnder Proportionalität zwischen dem Betrag der Ablenkung und dem Achsenabstand der abbildenden Strahlen (sphärische Abweichung) und

3. auf den Asymmetrien, die entstehen, wenn das abbildende Strahlenbündel die Linse schräg zur Achse durchsetzt (Astigmatismus, Bildfeldwölbung, Koma).

Von diesen drei Fehlerquellen wurden nur die beiden ersten näher untersucht, da in den üblichen Elektronenstrahlröhren der Winkel zwischen den Achsen von Sammelspule und abbildendem Strahlenbündel nie sehr groß ist.

Chromatische Abweichung

Bei früheren Beobachtungen von Elektronenbrennflecken mit dem Leuchtschirm war aufgefallen, daß die durch achsenferne Strahlen erzeugten Bilder stets von einem Kometenschweif nach Art der Fig. 21 begleitet waren. Um die lichtschwache Erscheinung besser zu erkennen, wurde die bisher zu den Abbildungen benutzte Glasplatte mit Metallspiegel durch eine mit Zinksulfid belegte Glasplatte ersetzt.

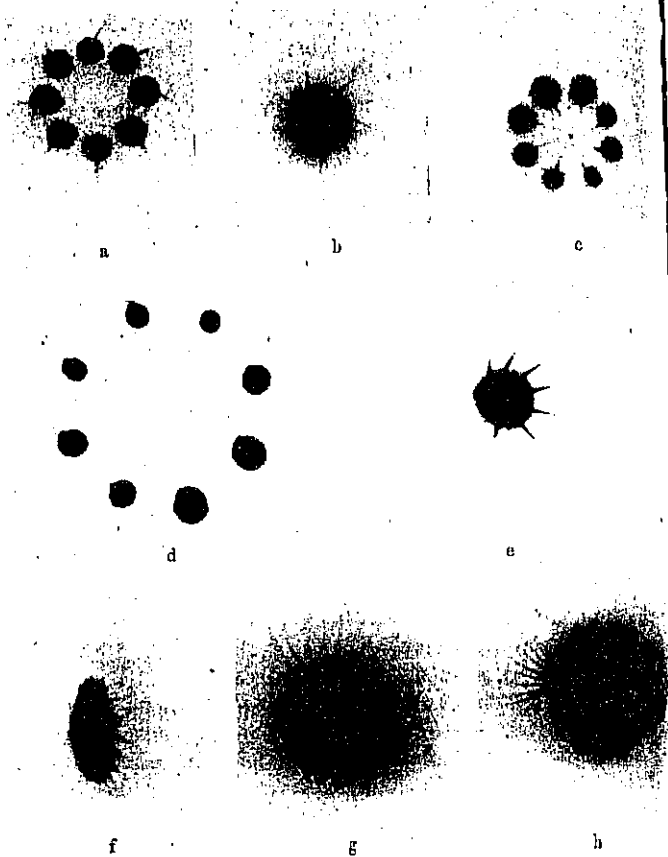
Fig. 22a zeigt das so erhaltene Leuchtschirmbild einer Mehrlochblende bei B_1 mit kreisförmiger Anordnung der Löcher, das durch Spule S_1 erzeugt wurde. Die Kometenschweife haben die Form von einseitig gekrümmten Kurven die sämtlich vom Mittelpunkt des Bildes weggerichtet sind. Vermindert man den Spulenstrom (vergrößert man die Spulenbrennweite) so weit, daß das Kathodenbild erscheint, so gehen die Kometenschweife von dem Kathodenbild nach außen (Fig. 22b). Bei weiterer Verminderung des Spulenstroms (Fig. 22c; verkleinertes Projektionsbild der Blende) sind sie nach innen gerichtet, bis sie bei sehr geringem Spulenstrom von der symmetrischen Form immer mehr abweichen und bei Stromlosigkeit der Spule eine Form wie in Fig. 22d annehmen.

Besonders das letzte Bild gibt Aufschluß über die Natur dieses Abbildungsfehlers. Es lag nahe, als Ursache anzunehmen, daß in den abbildenden Strahlenbündeln Elektronen



Kometenschweif bei schieferem Eintreten des Strahlbündels in die magnetische Sammellinse

Fig. 21



Bildfehler durch inhomogene Strahlgeschwindigkeiten
 („Chromatische Abweichung“ bei Abbildung durch magnetische Linse
 mit Mehrlochblenden bei B_1)

- a) Bild der Kreislochblende
- b) Bild der Kathode durch Kreislochblende
- c) Verkleinertes Projektionsbild der Kreislochblende
- d) Projektionsbild der Kreislochblende (Erdfeldwirkung)
- e) wie a), doch durch zusätzliches Magnetfeld abgelenkt
- f) Bild einer exzentrischen Reihenlochblende
- g) Bild der Kathode durch die exzentrische Reihenlochblende
- h) Verkleinertes Projektionsbild der exzentrischen Reihenlochblende

Fig. 22

von geringeren Geschwindigkeiten, als sie der Spannung an der Entladungsröhre entsprechen, vorhanden sind, die durch ein konstantes elektrisches oder magnetisches Feld zu einem Spektrum auseinandergezogen werden. Da elektrische Felder in der vollkommen aus Metall bestehenden Versuchsapparatur nicht vorhanden waren, wurde im Fall der Fig. 22d auf eine Einwirkung der Horizontalkomponente des magnetischen Erdfeldes geschlossen und durch Vergleich der Richtung der abgelenkten Schweife mit der Richtung des Erdfeldes diese Annahme sichergestellt.

Die Erscheinungen auf den Figg. 22a—c erklären sich damit durch die stärkere Ablenkung von Elektronenstrahlen geringerer Geschwindigkeit durch das *Sammelspulenfeld*, das hier die Wirkung des Erdfeldes bei weitem überwiegt. Die Kometenschweife (als Auftreffstelle der langsameren Elektronen) eilen beim Vergrößern des Spulenstromes der Bewegungsrichtung der durch Elektronen der vollen Strahlspannung erzeugten Leuchtflecke voraus. Da bei Vergrößerung des Spulenstromes, solange sich das Kathodenbild noch in größerer Entfernung von der Spule als der Leuchtschirm befindet, die Leuchtflecke nach der Mitte zu wandern, nach Erscheinen des Kathodenbildes dagegen (infolge der Strahlkreuzung) von der Mitte weg wandern, sind die Schweife im ersten Fall nach innen, im zweiten Fall nach außen gerichtet. Entsprechend der Art der Kraftwirkung des magnetischen Feldes in der Sammelspule sind diese Bewegungsrichtungen nicht geradlinig.

Die leichtere Ablenkbarkeit der den Kometenschweifen entsprechenden Elektronen geht weiterhin aus Fig. 22e hervor. Diese zeigt das gleiche Bild, wie Fig. 22a, jedoch durch einen Permanentmagneten aus seiner ursprünglichen Lage abgelenkt, wobei sich die in Fig. 22a symmetrischen Kometenschweife alle mehr oder weniger in die Richtung der Gesamtablenkung drehen. Figg. 22f—h zeigen den Figg. 22a—c entsprechende Aufnahmen einer anderen Mehrlochblende bei B, mit einer geraden Lochreihe, die außerhalb der Symmetrieachse des Kathodenstrahlbündels angeordnet war.

Um die eigentlichen Bilder der Blendenlöcher und der Kathodenemissionsflächen in Figg. 22a bis c und e bis h sind kreisförmige Höfe sichtbar, die durch Magnetfelder nicht ein-

bemerkbar, sondern auch die zeitliche Schwankung (50 Perioden) der Röhrengleichspannung. Diese hat eine Verzerrung der Bilder in der Richtung der Bildbewegung bei der Änderung des Konzentrierstroms zur Folge, wobei aber jetzt die Intensität in dem ganzen verzerrten Bild gleich groß ist (vgl. etwa Fig. 22f, in der die Bilder der runden Blendenöffnungen länglich erscheinen). Da die Spannungsschwankung nur wenige Prozent ausmachte, war diese Verzerrung nicht groß, aber bei höheren Röhrenströmen doch deutlich wahrnehmbar. Sie wurde mit abnehmendem Röhrenstrom kleiner. Beobachtet wurde sie insbesondere an einem im Maßstab 4:1 vergrößerten, durch die Spule S_2 erzeugten Bild einer Kreuzlochblende mit 12 mm Achsenabstand der äußersten Löcher. Bei randscharfer Einstellung erschienen die Bilder der runden Blendenlöcher mit wachsendem Achsenabstand immer mehr auseinandergezogen. Bei Abbildung der Kathode mittels Spule S_2 durch eine Blende in der Mittelebene dieser Spule mit zwei zueinander senkrecht gekreuzten Spalten von 24 mm Länge und 0,3 mm Breite erschien das Bild der Kathode nicht mehr rund wie bei der Abbildung durch eine (achsennahe) Lochblende, sondern als kleines Kreuz mit dem Kathodenbild (Ring mit Punkt, vgl. Fig. 5c) in der Mitte.

Sphärische Abweichung

Sphärische Abweichung soll bei der magnetischen Sammelspule nach Busch vorhanden sein. Sie macht sich bei lichtoptischen Systemen umso stärker bemerkbar, je weiter die abbildenden Strahlen im Linsenquerschnitt von der Strahlachse entfernt sind, und (wenigstens bei unkorrigierten Linsen) je kleiner die Brennweite ist.

Zur Untersuchung der „sphärischen Abweichung“ der Spule wurden die beiden letzten Versuche (Abbildung der Kreuzlochblende) und Abbildung der Kathode durch die Kreuzspaltblende wiederholt. Um die geschilderten Bildfehler durch chromatische Abweichung nach Möglichkeit auszuschalten, wurde die Ausgleichskapazität der Erregerspannungsanlage von 0,01 μ F verdoppelt und die Bilder wurden bei dem minimalen Betriebsstrom der Röhre ($< 0,05$ mA) beobachtet. Die (berechnete) Spannungsschwankung, die vorher 2–8 Proz. groß war, betrug jetzt nur noch etwa 0,2 Proz. Photographische

seitig zum Bildfleck abgelenkt werden konnten. Diese sind wahrscheinlich auf Sekundärstrahlung in der Leuchtsubstanz zurückzuführen, da sie auf Glas nicht beobachtet werden konnten.

Für die Abbildung nur eines zentralen Blendenloches oder der Emissionsfläche der Kathode (wie praktisch fast immer bei Kathodenstrahlröhren) entsteht bei genauer koaxialer Stellung der Sammelspule zum Strahlbündel durch Überlagerung aller Kometenschweife, die äußeren Bildelementen entsprechen, ein mehr oder weniger großer kreisrunder Hof, dessen Intensität nach außen abnimmt. Die Intensität dieses Hofes überwiegt weitaus die Intensität der erwähnten, wahrscheinlich durch Sekundärstrahlen erzeugten Höfe. Steht die Sammelspule schief zum Strahl, so entsteht entsprechend den vorausgegangenen Überlegungen ebenfalls ein einseitiger Kometenschweif wie in Fig. 21, der auch von anderen Autoren¹⁾ beobachtet wurde. Es wurde festgestellt, daß die langsamen Elektronen im Strahl nicht von der zeitlichen Veränderung der Strahlgeschwindigkeit (Welligkeit der Erzeugerspannung) herrührten, sondern daß *gleichzeitig* Elektronen verschiedener Geschwindigkeit im Strahl vorhanden sind. Aus Messungen des Sammelspulenstroms ging hervor, daß noch Elektronen bis zu 30 Proz. der Erregerspannung in beobachtbarer Intensität im Strahl auftreten. Ob diese langsameren Elektronen durch Geschwindigkeitsverlust oder durch andere Ursachen entstanden sind, wurde in Anbetracht des Zieles dieser Arbeit nicht näher untersucht.

Da die verschiedenen Elektronengeschwindigkeiten verschiedenen Wellenlängen der Lichtstrahlen entsprechen, sind die starken Abbildungsfehler entsprechend Figg. 21 und 22 sämtlich der *chromatischen* Abweichung analog zu setzen. Weil jedoch die Intensität der langsamen Elektronen bei den angegebenen Versuchsbedingungen gegenüber der Intensität der Elektronen mit voller Strahlgeschwindigkeit nur gering war, beeinträchtigen diese Abweichungen die Bildschärfe nur wenig.

Nicht nur die verschiedenen gleichzeitig vorhandenen Strahlgeschwindigkeiten machen sich infolge der chromatischen Abweichung der Spule bei Bildern durch achsenferne Strahlen

1) D. Gabor, 1. Forschungsheft der Stud.-Ges. für Höchstspannungsanlagen. Berlin 1927. S. 12.

Aufnahmen der Leuchtschirmbilder konnten bei dieser geringen Intensität und der dadurch erforderlichen langen Belichtungszeit von über 10 Minuten nicht gemacht werden, da die Netzspannung über so lange Zeiten nicht hinreichend konstant war. Mit dem Auge konnten jedoch folgende Beobachtungen sehr genau gemacht werden:

Bei dem Bild der Kreuzlochblende konnten die durch die Welligkeit der Erregerspannung entstandenen chromatischen Bildfehler jetzt nicht mehr wahrgenommen werden. Auch die äußersten Löcher waren rund. Die größte Rand-schärfe trat für alle Löcher bei demselben Spulenstrom auf. Nach dieser Beobachtung schien also eine stärkere sphärische Abweichung nicht vorzuliegen. Dagegen zeigte sich bei dem Kathodenbild durch die Kreuzspaltblende auch jetzt noch eine schwache kreuzförmige Verzeichnung. Nach der geringen Intensität der Verzeichnung scheint auch diese nicht durch sphärische Abweichung, sondern durch die inhomogene Elektronengeschwindigkeit, also durch chromatische Abweichung, erzeugt zu sein. Es läßt sich daher aus den Beobachtungen das Vorliegen einer sphärischen Abweichung der Spule noch nicht mit Sicherheit angeben. Aus anderen Beobachtungen glauben wir indessen schließen zu können, daß eine solche mindestens bei der verwendeten Spule (vgl. die Angaben in Abschn. II, 1) und bei einem größten Achsenabstand der abbildenden Strahlen von 12 mm unterhalb der Beobachtungsgrenze lag.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen 10. September 1931)

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, BAND 12, HEFT 6, FEBRUAR 1932

Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. II *Von M. Knoll und E. Ruska*

(Mit 26 Figuren)

(Schluß)

III. Anwendung der geometrischen Elektronenoptik auf Elektronenröhren

Besondere Wichtigkeit beanspruchen die Überlegungen der geometrischen Elektronenoptik für den Strahlengang von Kathodenstrahloszillographen, Röntgenröhren sowie Röhren für Bildtelegraphie, Fernsehen und Elektronenbeugungsversuche. Als Anwendungsbeispiele seien der Strahlengang beim Kathodenstrahloszillographen mit Gasentladungsröhre, ferner die Erzeugung großer und schließlich die Erzeugung in ihrer Intensität zeitlich rasch veränderlicher Elektronenbilder herausgegriffen, wobei vorausgesetzt ist, daß die Strahlverbreiterung durch Abstoßungskräfte, die Streuung der Elektronen an noch vorhandenen Gasmolekülen und die zusätzliche Sammelwirkung auf den Elektronenstrahl durch Raumladungseffekte vernachlässigbar klein sind [vgl. Abschn. I u. 1).]

1. Strahlengang beim Kathodenstrahloszillographen mit Gasentladungsröhre¹⁾

Beim Kathodenstrahloszillographen besteht die Aufgabe, einen kleinen Elektronenbrennfleck hoher Leistungsdichte durch ein Strahlbündel großer Länge und geringer Divergenz zu erzeugen. Gewöhnlich wird dies erreicht durch Anwendung einer kurzen Sammelspule (magnetische Sammellinse), die das Bild einer kleinen Strahlenquelle auf dem Leuchtschirm hervorruft. Hinsichtlich der zweckmäßigsten Stellung dieser Spule finden sich in der Literatur widersprechende Angaben.

1) E. Ruska u. M. Knoll, *Ztschr. f. Techn. Phys.* 12, S. 389, 1931.

2) Hrn. Dipl.-Ing. E. v. Borries verdanken wir zu diesem Abschnitt einige wesentliche Hinweise und experimentelle Beobachtungen.

Während einige Autoren nur dann eine gute Sammelwirkung der Spule für möglich halten, wenn diese in der Mitte zwischen Strahlenquelle und Leuchtschirm angebracht ist^{1), 2)}, finden andere³⁾ eine sehr gute Sammelwirkung der Spule auch in der Nähe der Strahlenquelle. Ähnliche Widersprüche bestehen in den Angaben über die zweckmäßigste Größe der ersten Blende (Anodenblende). Teils wird ein kleiner Durchmesser (Größenordnung 0,3 mm)^{4), 5)}, teils ein sehr großer Durchmesser (Größenordnung 10 mm)⁶⁾ für erforderlich gehalten.

Der Einfluß der Sammelspulenstellung auf die Größe des Elektronenbrennflecks kann durch die Theorie von Busch⁷⁾, deren quantitative Bestätigung⁸⁾ und die in Abschn. II, 3 dieser Arbeit wiedergegebenen Beobachtungen als geklärt angesehen werden. In Abhängigkeit von der Größe der Strahlenquelle und Anodenblende ergibt sich dabei über den Strahlengang des Kathodenstrahloszillographen folgendes:

Wir betrachten zunächst für eine Sammelspulenstellung zwischen Anodenblende und Leuchtschirm die auf diesem durch den Spulenstrom einstellbaren Bilder aller zwischen Spule und Kathode liegenden Querschnitte des Strahlbündels. Mit wachsender Annäherung der abgebildeten Strahlquerschnitte von der Spule zur Anodenblende (also mit sinkendem Spulenstrom) beobachtet man eine stetige Verkleinerung des Bildes auf dem Schirm. Zwischen Spule und Anodenblende wird nämlich mit wachsender Annäherung an diese Blende der Querschnitt des Strahlbündels (Gegenstandsgröße) wegen des geneigten Austretens der Einzelstrahlen aus der Blende zunehmend kleiner. Mit der Annäherung an die Anodenblende nimmt aber auch der Abbildungsmaßstab für diese Strahlquerschnitte ab, da die Gegenstandsweite bei

1) W. Rogowski u. W. Grösser, *Arch. f. El.* 15. S. 377. 1925.

2) G. J. Elias u. J. G. Mulder, *Physica* 3. S. 143. 1923.

3) D. Gabor, a. a. O.

4) K. Berger (*Bull. SEV* 19. S. 292. 1928).

5) D. Gabor, a. a. O.

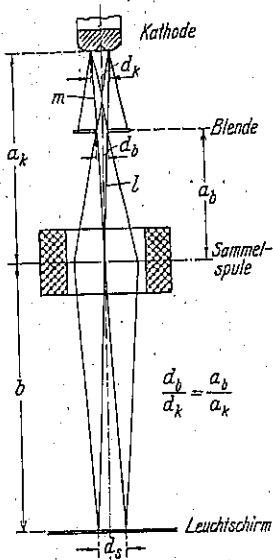
6) Anordnung von H. Busch (*Arch. f. El.* 18. S. 583. 1927), der eine Blendenöffnung von 8 mm Durchmesser benutzte.

7) H. Busch, *Ann. d. Phys.* 61. S. 974. 1926; *Arch. f. El.* 18. S. 583. 1927.

8) E. Ruska u. M. Knoll, *Ztschr. f. Techn. Phys.* 12. S. 369. 1931.

gleichbleibender Bildweite zunimmt. Die Bildgröße dieser abgebildeten Strahlquerschnitte wird also aus zwei verschiedenen Gründen mit wachsender Annäherung der abgebildeten Querschnitte an die Anodenblende immer kleiner.

Setzt man optischen Strahlengang auch für alle Strahlquerschnitte zwischen Anodenblende und Kathode voraus¹⁾, dann können sich offenbar durch die Blende hindurch entsprechend Fig. 23 nur diejenigen Teile der Strahlquerschnitte abbilden, welche innerhalb der Verbindungslinien l und m zwischen den Rändern von Blende (Durchmesser d_b) und Kathodenemissionsfläche (Durchmesser d_k) liegen. In der Abbildung ist $d_h = d_k \frac{a_b}{a_k}$ angenommen, so daß l und m sich im Mittelpunkt der Konzentrierspule schneiden, also Blendenbild und Kathodenbild gleichen Durchmesser haben. Ist der Durchmesser der Anodenblende größer als $d_k \frac{a_b}{a_k}$, das Blendenbild $d_h \frac{b}{a_b}$ also größer als das Ka-



Vereinfachter Strahlengang beim Kathodenstrahloszillographen mit kalter Kathode

Fig. 23

thodenbild $d_k \frac{b}{a_k}$, so nimmt die Bildgröße auch für die abgebildeten Strahlquerschnitte zwischen Blende und Kathode weiter ab. Das kleinste durch den Spulenstrom auf dem Schirm einstellbare Bild ist in diesem Fall das Bild der Emissionsfläche auf der Kathode. Ist dagegen d_b kleiner als $d_k \frac{a_b}{a_k}$, das Blendenbild $d_b \frac{b}{a_b}$ also kleiner als das Kathodenbild $d_k \frac{b}{a_k}$, so entspricht der kleinste auf dem Leuchtschirm einstellbare Fleck

1) Diese Annahme trifft wegen der Wirkung des elektrischen Feldes vor der Kathode nicht streng zu.

(Elektronenbrennfleck) jetzt dem Bild der Blende. Für optischen Strahlengang ist der Brennfleck also immer das Bild entweder der Kathodenemissionsfläche oder der Anodenblende.

Durch genaue Beobachtung von Randschärfe und Struktur der Kathoden- und Blendenbilder konnte sichergestellt werden, daß der Elektronenbrennfleck tatsächlich bei großen Anodenblenden mit dem Kathodenbild, bei sehr kleinen Blenden mit dem Blendenbild identisch ist. Eine Abweichung hiervon wurde nur bei Blenden beobachtet, deren Bildgröße sich wenig von der Größe des Kathodenbildes unterschied. In diesen Fällen bildeten sich Strahlquerschnitte zwischen Blende und Kathode als Elektronenbrennflecke auf dem Schirm ab. Diese Abweichung muß dem Einfluß des in seinem genaueren Verlauf noch unbekanntes Raumladungsfeldes in der Gasentladungsröhre zugeschrieben werden. Auch bei Glühkathodenröhren kann die Ausbildung des Raumladungsfeldes in der Umgebung der Glühkathode Abweichungen von der rein optischen Abbildung der Zwischenquerschnitte hervorrufen.

Beobachtet man für *verschiedene* Stellungen einer Sammelspule zwischen Leuchtschirm und Anodenblende die Größe der jeweils kleinsten einstellbaren Bilder (Elektronenbrennflecke), so nimmt diese, gleichgültig, ob es sich um Bilder der Kathode oder der Anodenblende handelt, um so mehr ab, je weiter die Spule an den Leuchtschirm rückt, d. h. je kleiner die Bildweite wird. Es hat also die Mittellage der Spule zwischen Anodenblende und Leuchtschirm in bezug auf die Brennfleckgröße grundsätzlich keine Sonderstellung. Visuell erscheint die Größenabnahme des Elektronenbrennflecks geringer, als es der Annäherung an den Leuchtschirm entspricht, der durch die „chromatische Abweichung“ der Spule verursacht wird. Hof um das Blendenbild (vgl. Abschn. II, 6) mit zunehmender Annäherung der Spule an das Bild relativ zu diesem größer wird.

Nach den vorliegenden Beobachtungen kann auch die Frage geklärt werden, ob zur Erzeugung eines kleinen Elektronenbrennflecks höchste Leistungsdichte bei unveränderter Stellung der Sammelspule eine kleine oder große Öffnung der Anodenblende günstiger sei, ob man also die Blende oder die Kathode abbilden soll. Es ist dabei zu untersuchen, welche dieser beiden Bilder kleiner ist, wie groß in beiden Fällen

Energiedichte im Brennfleck ist und wie sich die beiden Bilder und die zugehörigen Strahlen zur Aufnahme von Oszillogrammen eignen.

Eine große Blende, also Verwendung des Kathodenbildes als Brennfleck, ergibt zwar hohe Energiedichte, hat aber einige Nachteile: allmähliche Veränderung von Größe und Form des Elektronenbrennflecks (vgl. Abschn. II, 2); sprunghafte Ortsveränderung der Emissionsfläche auf der Kathode, die Ortsveränderungen des Elektronenflecks auf dem Leuchtschirm und damit Störungen auf den Oszillogrammen zur Folge hat; starke Strahldivergenz bzw. große Strahlquerschnitte, die eine exakte Strahlspernung und Strahlablenkung erschweren.

Die Nachteile der Kathodenabbildung vermeidet die Verwendung des Bildes der Blende.¹⁾ Um dieses Blendenbild als Elektronenbrennfleck einstellen zu können, darf nach dem Vorhergegangenen der Blendendurchmesser höchstens gleich $d_k \frac{a_k}{a_e}$ sein (Fig. 23), worin bei Gasentladungsröhren der zunächst unbekannte Durchmesser d_k der Emissionsfläche aus Messungen des Zerstäubungskraters zu entnehmen ist. Eine weitere Verkleinerung der Blende ist im allgemeinen ungünstig, da sie eine entsprechende Verringerung des Schreibstromes und damit der Leistungsfähigkeit des Kathodenstrahloszillographen bewirkt; sie ist dagegen zweckmäßig, wenn mit Rücksicht auf die Strichstärke des Oszillogramms eine weitergehende Verkleinerung des Elektronenbrennflecks erwünscht oder wenn eine geringere maximale Schreibgeschwindigkeit (diese ist dem Produkt aus Stromdichte und Durchmesser des Brennflecks proportional)²⁾ zulässig ist. Bei Glühkathodenoszillographen, bei denen die Emissionsfläche im allgemeinen keine zur Aufzeichnung so gut geeignete Form hat wie die Kathode einer Gasentladungsröhre, wird man in den meisten Fällen schon aus diesem Grunde statt der Kathode die Blende abbilden.

Bei Kathodenstrahloszillographen mit Gasentladungsröhre und kleiner Blende ist bei der üblichen Spulenstellung Kathodenbild und Blendenbild nahezu gleich groß. Eine Unterscheidung dieser beiden kleinen Bilder ist insbesondere bei

1) K. Berger, Bull. SEV, 10, S. 192. 1928.

2) Vgl. M. Knoll, Ztschr. techn. Phys. 12, S. 54. 1931.

ruhendem Strahl nur schwer möglich. Es läßt sich dagegen oft aus dem Oszillogramm noch nachträglich feststellen, ob der zum Schreiben benutzte Elektronenbrennfleck als Bild der Blende oder als Bild der Emissionsfläche auf der Kathode eingestellt war. Bei Einstellung auf die Blende ist der Strich des Oszillogramms einheitlich wegen der über der Blende herrschenden gleichmäßigen Stromdichte. War der Elektronenbrennfleck dagegen das Bild der charakteristischen Emissionsdichteverteilung einer länger im Betrieb befindlichen Kathode, so besteht der Strich des Oszillogramms aus zwei oder drei feinen parallelen Linien, je nachdem die Kathode sich bei der Aufnahme in dem Stadium der Fig. 5b oder schon in dem der Fig. 5c befand.

In Abschn. II, 5 wurde gezeigt, daß mit zwei Sammelspulen ein Zwischenbild durch den Elektronenstrahl scharf auf dem Leuchtschirm abgebildet werden kann. Eine solche Anordnung ist in der zuweilen beim Kathodenstrahloszillographen benutzten Vorkonzentrierspule¹⁾ gegeben, die zur Steigerung der Stromdichte in der Anodenblende dient und zwischen dieser und der Kathode angebracht ist. Wird der Strom einer solchen Vorkonzentrierspule so eingestellt, daß der größtmögliche Elektronenstrom durch die Anodenblende geht, so liegt das Kathodenbild in der Ebene der Anodenblende und wird als Zwischenbild von der Hauptsammelspule auf dem Leuchtschirm abgebildet. Ist die Anodenblende kleiner als das Zwischenbild, so erscheint von diesem auf dem Leuchtschirm nur der von der Anodenblende begrenzte Teil.

Eine Verkleinerung des Elektronenbrennflecks mittels der Vorkonzentrierspule gegenüber dem nur durch die zweite Spule erzeugten Kathodenbild läßt sich für den Kathodenstrahloszillographen nicht leicht erreichen. Es wächst nämlich die Strahldivergenz hinter dem Zwischenbild, das nun relativ stark verkleinert werden muß, umgekehrt mit dem zugehörigen Abbildungsmaßstab, sodaß der Strahlquerschnitt in Höhe der Ablenkplatten bald größer wird, als er mit Rücksicht auf homogene Ablenkung aller Einzelstrahlen sein darf. Daß

1) F. Wolf, *Ann. d. Phys.* 83. S. 864. 1927; W. Rogowski, E. Flegler u. R. Tamm, *Arch. f. El.* 18. S. 513. 1927; vgl. auch L. M. Hull, *Proc. Ind. of Radio Eng.* 9. S. 141. 1921.

durch Kombination einer Zerstreulinse mit einer Sammellinse ebenfalls ein sehr kleiner Elektronenbrennfleck bei kleiner Gegenstandsweite hergestellt werden kann, wurde schon erwähnt. Auch diese Methode ist indessen in ihrer Anwendung auf den Kathodenstrahloszillographen begrenzt durch die Strahldivergenz.

2. Erzeugung großer Elektronenbilder (Elektronenmikroskop)

Bei den Aufnahmen der zwei in Abschn. II, 3 wiedergegebenen Emissionsbilder der Kathodenoberfläche zeigte sich die Möglichkeit einer unmittelbaren Beobachtung von Emissionsvorgängen auf der Kathode in stark vergrößertem Maßstab mit Hilfe der magnetischen Linse. Es ist möglich, daß der weitere Ausbau dieser Methode wertvolle Beiträge zur Kenntnis des Mechanismus der Elektronenemission sowie (besonders durch die Abweichungen eines Elektronenstrahls vom normalen geometrisch-optischen Verhalten) der elektrischen Feldverteilung unmittelbar vor einer Kathodenoberfläche oder in einer beliebigen Gasentladung liefern wird. Stärkere Vergrößerungen lassen sich durch eine Anordnung mit zwei Sammellinsen und Zwischenbild erreichen (Abschn. II, 5; Projektionsmikroskop bzw. Projektionsfernrohr).

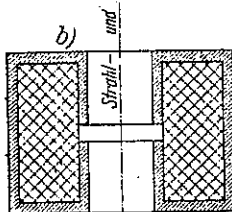
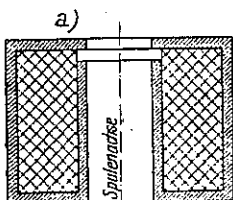
Für starke Vergrößerungen muß die dem Gegenstand zunächstliegende Spule, das „Objektiv“, sehr nahe an den zu beobachtenden Querschnitt herangebracht werden. Da bei den üblichen Spulenformen die Länge des für die Abbildung wirksamen Spulenfeldes auf der Symmetrieachse etwa gleich dem doppelten mittleren Spulendurchmesser ist (beim linearen Kreisleiter z. B. beträgt im Abstand des Spulendurchmessers von der Mitte der Spule das Feld noch 9 Proz. des maximalen Wertes in der Spulenmitte), kann man die Mittelebene des magnetischen Feldes nicht weiter als etwa bis auf die Entfernung des mittleren Spulendurchmessers an den abzubildenden Gegenstand heranbringen, wenn nicht schon in der Gegenstandsebene ein stärkeres magnetisches Feld auftreten soll. Es gelingt dagegen, die Länge des wirksamen Spulenfeldes unabhängig von der Spulenform klein zu halten, wenn die Spule vollständig in einen Eisenmantel eingeschlossen wird, dessen Innenzylinder nur auf ein kurzes Stück durch einen ringförmigen Spalt unterbrochen ist (Fig. 24). In diesem Fall kann die Mittelebene des Spulen-

feldes auch für sehr kleine Spulenbrennweiten (Spulen mit sehr großer AW-Zahl, also sehr große Spulen) bis in unmittelbare Nähe des abzubildenden Gegenstandes gebracht werden, besonders wenn Spulen mit einem Eisenmantel der Form Fig. 24a Verwendung finden.

Die für die Sammelspulen erforderliche AW-Zahl wächst mit zunehmender Vergrößerung der Bilder an; sie ist für eisenfreie Rechteckspulen, bei denen die Höhe von der Breite des Wicklungsquerschnitts nicht stark abweicht und für Elektronengeschwindigkeiten bis zu etwa 100 kV¹⁾:

$$(10) \quad I \approx 250 \sqrt{\frac{L \cdot E \cdot d}{a \cdot b}} = 250 \sqrt{\frac{E \cdot d}{f}} \text{ AW},$$

worin E die Elektronengeschwindigkeit in kV, L die Strahlänge, a die Gegenstandsweite, b die Bildweite, d den mittleren Spulendurchmesser und f die Brennweite der Sammelspule in Zentimeter bedeutet. Bei Ausführung der Sammelspule mit Eisenmantel entsprechend Fig. 24 kann eine Verminderung der erforderlichen Zahl der „Abbildungs-Ampere-windungen“ gegenüber diesem Wert um ungefähr ein Drittel erreicht werden.



Geschlitzter Eisenmantel
für Sammelspule

Fig. 24

Verwendet man die Zwischenbildvergrößerung durch Sammelspulen in mehr als zwei Stufen, so werden sehr starke Vergrößerungen möglich. Beispielsweise ergäbe sich bei einer Gesamtstrahlänge von 1 m und bei dreistufiger Vergrößerung mit jedesmal 2 cm Gegenstandsweite und 30 cm Bildweite theoretisch eine Endvergrößerung von $\left(\frac{30}{2}\right)^3 = 3375$. Beson-

ders sehr kleine Anfangsquerschnitte (Gegenstände) lassen sich nach dieser Methode vergrößern, da in diesem Fall die Strahlquerschnitte und daher die freien Spulendurchmesser nicht allzu groß werden, so daß die minimalen Gegenstandsweiten

1) E. Ruska u. M. Knoll, Ztschr. f. Techn. Phys. 12. S. 389. 1931.

noch klein gehalten werden können. Starke Vergrößerungen setzen natürlich entsprechend starke Intensitäten des abbildenden Strahlenbündels voraus, wenn auf der elektronempfindlichen Schicht noch eine Beobachtung möglich sein soll.

Die Verwendung elektrischer Linsen (Sammellinsen, Zerstreuungslinsen oder Kombinationen solcher mit Sammelspulen) dürfte für Vergrößerungszwecke (wenigstens bei kleinen abzubildenden Gegenständen) unzweckmäßig sein, da durch die Inhomogenitäten der abbildenden elektrischen Felder an den Netzdrähten Bildfeinheiten verlorengehen. Elektrische Linsen haben dagegen grundsätzlich den Vorteil, daß das „Objektiv“ sehr nahe an den abzubildenden Gegenstand herangebracht werden kann, ohne daß in dessen Umgebung eine Feldstörung auftritt.

3. Erzeugung von Elektronenbildern rasch veränderlicher Intensität

Mittels der elektrischen bzw. der magnetischen Abbildungssysteme läßt sich eine Schwierigkeit bei der Intensitätssteuerung von Elektronenbrennflecken überwinden, die bei den bekannten Methoden (Wehneltzylinder bzw. Gittersteuerung) darin besteht, daß sich gleichzeitig mit der Intensität sowohl die Geschwindigkeit der Elektronen wie die Größe des Elektronenbrennflecks ändert.

Eine exakte und zugleich einfache grundsätzliche Anordnung der Intensitätssteuerung eines Elektronenbildes besteht in der Kombination einer elektrischen Linse mit zwei Doppelflächen (vgl. Abschn. IV) mit einer magnetischen Sammelspule und einer zwischen beiden liegenden Blende. Die elektrische Linse steuert die Intensität des Kathodenstrahlbündels über der Blende, während die magnetische Sammelspule diese Blende auf dem Leuchtschirm (z. B. als Bildelement eines zu übertragenden Fernsehbildes) abbildet. Bei dieser Anordnung bleibt sowohl die Größe des Elektronenbrennflecks (Bildelement), als auch die Geschwindigkeit der Elektronen des abzulenkenden Strahlenbündels unabhängig von der Helligkeit des Brennflecks. Die elektrische Linse erlaubt dabei im Gegensatz zur Sammelspule eine verzerrungsfreie Steuerung bis zu sehr hohen Frequenzen. Soll ein Elektronenbild aus vielen Einzelementen zusammengesetzt werden, so erhalten die Blende und damit die Bildelemente zweckmäßig quadratische Form.

IV. Elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik
(Von E. Ruska)1. Die optische Wirkung elektrischer Feldschichten
auf Elektronen

Die Hamiltonsche Theorie der Optik inhomogener Medien und seine aus dieser entwickelte Theorie der Mechanik¹⁾ zeigt die weitgehende Analogie zwischen den Bahnen von Massepunkten und Lichtstrahlen. Ein einfacher Sonderfall dieser allgemeinen Analogie ist die Bewegung geladener, also elektrischer Feldkräften unterliegender Teilchen in einem homogenen elektrischen Feld. Innerhalb einer senkrecht zu dessen Richtung, also durch parallele Niveauebene, begrenzten Schicht wird die Richtung der in die Schicht eintretenden Teilchen nach den gleichen Gesetzen geändert wie an der Grenzfläche zwischen zwei optisch verschiedenen dichten Medien die Richtung einfallender Lichtstrahlen. Hierbei kann im Gegensatz zur Lichtoptik eine solche „Feldschicht“ auf Teilchen gleicher Geschwindigkeit und gleicher Einfallrichtung *nur* brechend oder *nur* reflektierend wirken.

Hieraus folgt die Ausführbarkeit von Elementen der geometrischen Optik (Spiegel, Prismen, Linsen) auch für Elektronenstrahlen, wenn es gelingt, dünne²⁾ und für Elektronen (ohne zusätzliche Richtungsänderung) durchlässige Schichten des ablenkenden elektrischen Feldes zu verwirklichen. Man hat also die Glasoberflächen der entsprechenden lichtoptischen Elemente durch Doppelfächenelektroden der gleichen Form, z. B. zwei feinmaschige Drahtnetze, zu ersetzen (Fig. 25).³⁾

Für diese Elemente ist die Grundbeziehung zwischen den elektrischen Größen (Strahlenspannung E und Doppelfächenspannung E_0) und der optischen Größe (Brechungszahl n) durch die Gleichung:

$$(11) \quad n = \sqrt{1 + \frac{E_0}{E}} \quad 4)$$

1) E. T. Whittaker, *Analytische Dynamik* (Deutsche Ausgabe bei Springer 1924), Kap. 11, S. 306 u. f.

2) Mit wachsender Schichtdicke verstärken sich, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, gewisse optische Fehler.

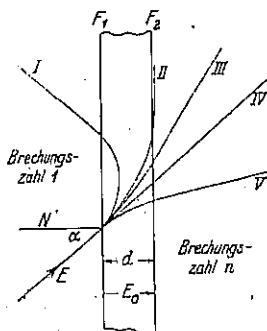
3) Versuche mit derartigen Netzelektroden wurden im Hochspannungslaboratorium der T. H. Berlin mit Erfolg durchgeführt.

4) Dieselbe Gleichung dient nach H. Bethe (*Naturw.* 15. S. 78ff. 1927) in der physikalischen Elektronenoptik u. a. zur Bestimmung des positiven Gitterpotentials E_0 von Kristallflächen aus der Erscheinung der Elektronenbeugung bei der Reflexion an Kristallflächen und künstlich geritzten Gittern, sowie beim Durchgang durch dünne Metallfolien (Versuche von Dawson, Germer und von Rupp).

Beugungselemente	Form der Doppelflitze	Verzögerungselemente
	a) Ebene	Planspiegel
	b) Ellipsoid Paraboloid Kugel	Hohlspiegel
Prisma von Kante weg brechend	c) Prisma	Prisma nach Kante zu brechend
Sammellinse	d) Konvexlinse	Zerstreuungslinse
Zerstreuungslinse	e) Konkavlinse	Sammellinse

Elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik
Fig. 25

gegeben. In dieser Gleichung kann E_0 alle Werte zwischen $-\infty$ und $+\infty$ durchlaufen, wobei Werte von E_0 , die beschleunigend auf die eintretenden Elektronen wirken, positiv, verzögernd wirkende negativ zu rechnen sind. Je nach Größe und Richtung der Doppelflächenspannung E_0 (Fig. 26) zwischen den die Feldschicht der Dicke d begrenzenden Flächen F_1 und F_2 legt ein Teilchen mit der Strahlspannung E (Eintrittsgeschwindigkeit), dem Einfallswinkel α und den Austrittswinkeln β zur Flächennormalen N eine der Bahnen I—V zurück. In Tab. 1 sind die zu diesen grundsätzlichen Bahnen gehörigen Doppelflächenspannungen, die entsprechenden Brechungsahlen



Grundsätzlich mögliche Bahnen eines Elektrons in der elektrischen Feldschicht

Fig. 26

hinter der Fläche, bezogen auf eine Brechungszahl Eins vor der Fläche, und die Art der optischen Wirkung der Feldschicht zu-

Tabelle 1
Beziehung zwischen Spannung und Brechungszahl
für die Bahnen in Fig. 26

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{1 + \frac{E_0}{E}}$$

Bahn	$\frac{E_0}{E}$	Brechungs- zahl n	Optische Wirkung der Feldschicht
I	$\infty > \frac{E_0}{E} > \cos^2 \alpha$	$n < \sin \alpha$ oder imaginär	Totale Reflexion
II	$\frac{E_0}{E} = \cos^2 \alpha$	$n = \sin \alpha$	Grenze der totalen Reflexion
III	$\cos^2 \alpha > \frac{E_0}{E} > 0$	$\sin \alpha < n < 1$	
IV	$\frac{E_0}{E} = 0$	$n = 1$	Keine Brechung
V	$0 < \frac{E_0}{E} < \infty$	$1 < n < \infty$	Brechung nach Einfallslot zu

pos. $\leftarrow E_0 \rightarrow$ negativ
 (zwischen den Zeilen III und V)

sammengestellt. Wie aus dieser Tabelle hervorgeht, erfolgt die Brechung von Elektronenstrahlen an einer Doppelfläche mit positiver Spannung nach dem Einfallslot zu, an einer Fläche negativer Spannung vom Einfallslot weg. Demgemäß haben brechende optische Elemente mit positiver Spannung der ersten Doppelfläche (Beschleunigungselemente) eine Brechungszahl größer als Eins, solche mit negativer Spannung der ersten Doppelfläche (Verzögerungselemente) eine solche kleiner als Eins.

Aus der Beziehung (11) lassen sich vier durch die elektrische Natur dieser optischen Elemente bedingte grundsätzlich erweiterte Anwendungsmöglichkeiten gegenüber lichteoptischen Elementen ablesen, die sämtlich auf der großen Veränderungsmöglichkeit der Brechungszahl beruhen:

1. Durch Anwendung von genügend hohen positiven Doppelflächenspannungen sind sehr hohe Brechungszahlen der optischen Elemente möglich.

Beispiel: Brechungszahl von Glas etwa 1,5; Brechungszahl einer Doppelfläche für $\frac{E_0}{E} = 100$ etwa 10.

2. Durch Anwendung von negativen Doppelflächenspannungen ($0 < |E_0| < E$) sind optische Elemente mit Brechungszahlen kleiner als Eins möglich.¹⁾

Beispiel: Das Prisma der Fig. 25 c bricht als Verzögerungselement den Elektronenstrahl nach der brechenden Kante zu.

3. Die Möglichkeit, positive und negative Doppelflächenspannungen anzuwenden, führt zu verschiedener Verwendbarkeit desselben Elements.

Beispiel: Die Bikonvexlinse der Fig. 25 d wirkt als Beschleunigungslinse wie eine Sammellinse, als Verzögerungslinse dagegen wie eine Zerstreuungslinse.

4. Die Möglichkeit, verschieden hohe Spannungen anzuwenden, führt bei negativen Doppelflächenspannungen zu einer Artänderung des optischen Elements beim Übergang von der Brechung zur totalen Reflexion (vgl. Tab. 1, Bahn II).

Beispiel: Die Bikonkavlinse der Fig. 25 e, die bei genügend kleinen negativen Doppelflächenspannungen als Sammellinse wirkt, wirkt bei höheren negativen Spannungen als Hohlspiegel.

1) Brechungszahlen, die nur wenig kleiner als Eins sind, treten auch beim Eintritt von Lichtstrahlen in Metalle auf.

2. Optische Fehler elektrischer Feldschichten

Aus der Verwirklichung elektrischer Feldschichten im Raum zwischen zwei feinmaschigen Drahtnetzen in kleinem gegenseitigen Abstand ergeben sich hauptsächlich zwei Abweichungen von dem streng optischen Verhalten:

Zunächst treten wegen der endlichen Dicke einer solchen *Feldschicht* gegenüber der entsprechenden (reflektierenden oder brechenden) *Fläche* der Lichtoptik dadurch Fehler auf, daß die Austrittsstellen der Elektronen gegenüber den Eintrittsstellen in die Schicht tangential zu dieser um einen gewissen Betrag verschoben sind. Da die Größe dieser Verschiebung, wie die Rechnung zeigt, proportional zur Schichtdicke ist, kann dieser Fehler durch Verkleinern der Schichtdicke unterhalb gewisser Grenzen gehalten werden. Liegen, wie bei den brechenden optischen Elementen, zwei solcher Feldschichten mit umgekehrter Doppelfächenspannung hintereinander, so heben sich zudem diese Verschiebungen zum größten Teil wieder auf.

Ein zweiter Fehler entsteht durch die Abweichung der Netzelektroden von der Form einer stetigen Fläche. Das elektrische Feld konvergiert auf die Netzdrähte zu, so daß es in unmittelbarer Nähe der Elektrodenfläche sehr inhomogen ist. Nur in den mittleren Schichtteilen hat also das Feld den geforderten homogenen Verlauf. Es werden daher Strahlen, die in großer Nähe der Drähte durch die Netzelektroden hindurchgehen, stärker abgelenkt, als Strahlen, die das Netz mehr in der Mitte einer Masche passieren. Während der durch die endliche Schichtdicke bedingte Fehler keine Analogie in der Glasoptik hat, kann der auf der Abweichung von der stetigen Fläche beruhende Fehler etwa mit den mangelhaften optischen Eigenschaften einer unvollkommen polierten Glasoberfläche verglichen werden.

Die unvermeidliche Verminderung der durchgehenden Strahlenmenge durch die Netzdrähte kann der Lichtabsorption von Glaslinsen analog gesetzt werden.

3. Optische Beziehungen für elektrische Spiegel,
Prismen und Linsen

Im folgenden sollen für die wichtigsten elektrischen Elemente der geometrischen Elektronenoptik die für ihre An-

wendung wesentlichen Beziehungen zwischen optischen und elektrischen Konstanten angegeben werden:

Spiegel: Wir betrachten zunächst eine ebene reflektierende Doppelfläche (Fig. 25a). Die Reflexion entspricht hierbei einer Totalreflexion, weil die Brechungszahl im Reflexionsraum größer ist, als auf der anderen Seite der Doppelfläche. Da sich diese Totalreflexion aber auf alle Einfallswinkel erstrecken kann, bezeichnen wir eine solche ebene Doppelfläche als Spiegel. Für einen Strahl mit der Eintrittsspannung E und dem Einfallswinkel α ergibt sich die kleinste zur Reflexion nötige Gegenspannung E_0 aus:

$$(12) \quad - \frac{E_{0 \text{ min}}}{E} = \cos^2 \alpha.$$

Sollen Strahlen jeder Einfallrichtung reflektiert werden (Spiegelwirkung), so muß:

$$(13) \quad - \frac{E_0}{E} \geq 1$$

sein. Diese Beziehung gilt in gleicher Weise auch für Hohlspiegel (Fig. 25b). Die Brennweite des sphärischen Hohlspiegels ist dabei bekanntlich gleich dem halben Krümmungsradius.

Prisma: Die kleinste Strahlablenkung durch ein Prisma erfolgt bekanntlich bei symmetrischem Strahlendurchgang. Für ein elektrisches Prisma (Fig. 25c) ergibt sich daher die höchste zur Erzeugung einer vorgeschriebenen Strahlablenkung notwendige Spannung ebenfalls bei symmetrischem Strahldurchgang. Diese maximale Spannung ergibt sich für ein Beschleunigungsprisma zu:

$$(14) \quad \frac{E_0}{E} = \frac{\cos \alpha - \cos (\alpha + \delta)}{1 - \cos \alpha},$$




und für ein Verzögerungsprisma zu:

$$(15) \quad - \frac{E_0}{E} = \frac{\cos (\epsilon - \delta) - \cos \epsilon}{1 - \cos \epsilon},$$

wenn ϵ den brechenden Winkel des Prismas und δ die Strahlablenkung bedeutet. Für ein Verzögerungsprisma kann dabei im Gegensatz zum Beschleunigungsprisma die Strahlablenkung δ nie größer werden als der brechende Winkel ϵ des Prismas. Die Spannung für gleichen Ablenkungswinkel δ ist jedoch für ein solches Prisma immer kleiner als für ein Beschleunigungsprisma.

Tabelle 2

Beziehungen zwischen Brennweite und Spannung elektrischer Linsen

Linsen- form	Beschleunigungslinsen (E_0 positiv; $n = \sqrt{1 + \frac{E_0}{E}} > 1$)		Verzögerungslinsen (E_0 negativ; $n = \sqrt{1 + \frac{E_0}{E}} < 1$)	
	f	$\frac{E_0}{E}$	f	$\frac{E_0}{E}$
	$f = \frac{1}{n-1} \frac{r}{2}$	$\frac{E_0}{E} = \left(1 + \frac{r}{2f}\right)^2 - 1$	$f = \frac{n}{1-n} \frac{r}{2}$	$\frac{E_0}{E} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{2f}\right)^2}$
	$f = \frac{1}{n-1} r$	$\frac{E_0}{E} = \left(1 + \frac{r}{f}\right)^2 - 1$	$f = \frac{n}{1-n} r$	$\frac{E_0}{E} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{f}\right)^2}$
	$f = \frac{1}{n-1} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}$	$\frac{E_0}{E} = \left(1 + \frac{r_1 r_2}{f(r_2 - r_1)}\right)^2 - 1$	$f = \frac{n}{1-n} \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}$	$\frac{E_0}{E} = 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r_1 r_2}{f(r_2 - r_1)}\right)^2}$
				$\frac{E_0}{E}$ für $f \gg r$
				$\frac{E_0}{E} \approx \frac{r}{f}$
				$\frac{E_0}{E} \approx \frac{2r}{f}$
				$\frac{E_0}{E} = \frac{r_1 r_2}{f(r_2 - r_1)}$

Linsen: Die für die Anwendung der elektrischen Linsen wesentlichsten Beziehungen zwischen Brennweiten, Krümmungsradien und Spannungen bzw. Brechungszahlen sind in Tab. 2 für verschiedene Linsenformen zusammengestellt. Bei gleicher Linsenform und gleicher Brennweite müssen Beschleunigungs- und Verzögerungslinsen verschiedene Doppelflächenspannungen erhalten, und zwar Verzögerungslinsen immer eine geringere Spannung als Beschleunigungslinsen. Für große Brennweiten im Verhältnis zu den Krümmungsradien der Linsen streben die Linsenspannungen Grenzwerten zu, die für beide Linsenarten gleich sind und einfache Ausdrücke ergeben. Diese sind ebenfalls in die Tabelle aufgenommen.

Bei Hintereinanderschaltung von zwei elektrischen Linsen braucht grundsätzlich nur die vordere Doppelfläche der ersten und die hintere der zweiten Linse ausgeführt zu werden, wenn die Linsenkrümmungen entsprechend erhöht bzw. die Linsenspannungen vergrößert werden und der Raum zwischen den beiden Doppelflächen feldfrei gehalten wird. Eine solche Anordnung entspricht in der Lichtoptik dem Fall, daß der Luft-raum zwischen zwei Linsen gleicher Brechungszahl durch Glas von derselben Brechungszahl ersetzt wird, wobei die beiden Endflächen des so entstehenden einheitlichen Glaskörpers entsprechend stärkere Krümmungen erhalten müssen, um in gleicher Weise zu wirken, wie vorher die beiden einzelnen Linsen.

V. Elektronenbrennfleck¹⁾

Besonderes physikalisches Interesse besitzt die Sammlung eines großen Elektronenstroms auf einer sehr kleinen Fläche („Elektronenbrennfleck“). Der analoge Fall, die Sammlung eines großen Lichtstroms auf einer sehr kleinen Fläche, kann entweder durch Abbildung einer weit entfernten großen Strahlenquelle (der Sonne) oder durch Abbildung einer nahen, kleinen und sehr intensiven Strahlenquelle mittels einer Linse verwirklicht werden. Für Elektronenstrahlbündel kommt von diesen beiden Methoden nur die zweite in Betracht, nämlich die Abbildung einer kleinen Strahlenquelle oder Blende mit

1) Hrn. Dr. W. Volkmann, Berlin, verdanken wir zu diesem Abschnitt einige wertvolle Hinweise auf Analogien zur Lichtoptik.

möglichst hoher Elektronenstromdichte durch eine Elektronenlinse, z. B. die häufig zu diesem Zweck angewandte magnetische Sammelspule. Da dabei im allgemeinen der Ausgangsquerschnitt des Strahlenbündels von derselben Größenordnung sein muß, wie die Fläche des Elektronenbrennflecks, so ist die Leistungsdichte im Brennfleck begrenzt durch die Emissionsfähigkeit der Strahlenquelle.

Im Gegensatz zu Lichtstrahlen besteht aber für Elektronenstrahlen noch eine weitere, von den genannten grundsätzlich verschiedene Methode zur Erzeugung eines Brennflecks. Sie ergibt sich aus der Möglichkeit, für Elektronen sehr stark brechende Schichten ($n \approx 10$ bis 100; Abschn. IV) herzustellen. Fallen nun Elektronen selbst von einer sehr nahen Strahlenquelle und daher unter großen Eintrittswinkeln in eine derartige Doppelfläche, die eine im Verhältnis zur Strahlspannung sehr hohe positive Spannung besitzt, so ist auch für diese großen Einfallswinkel der Einzelstrahlen der Austrittswinkel immer annähernd normal zur Doppelfläche. Man kann diese als neue Strahlenquelle auffassen, bei der im Gegensatz zur ursprünglichen die Divergenz der von jedem Punkt der Oberfläche ausgehenden Strahlenbündel sehr klein ist. Durch konzentrische (im Grenzfall parallele) Ausbildung der Doppelfläche ist es daher möglich, einen reellen oder virtuellen Brennfleck zu erzeugen, dessen Größe von der Größe der Strahlenquelle fast unabhängig ist, so daß auch die Emission einer großen Strahlenquelle in ihm gesammelt werden kann. Da die analoge Möglichkeit für Lichtstrahlen fehlt, kann man grundsätzlich mit Elektronenstrahlen dem Ideal des *Brennpunktes* näher kommen als mit Lichtstrahlen.

Da die Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen aus einer Kathode unabhängig von ihrer Entstehungsart klein ist (obere Grenze etwa 20 Volt), so kann man auch schon bei relativ niedrigen Spannungen die Anordnung Kathode–Anode selbst als stark brechende Doppelfläche benutzen. So ergibt sich bei einer Austrittsgeschwindigkeit E_0 von 2 Volt und einer Anodenspannung E von 200 Volt aus Gl. (11) eine Brechungszahl von $n = \sqrt{1 + E_0/E} = 10$.

Man hat es jetzt in der Hand, durch Hinzufügen einer elektrischen oder magnetischen Elektronenlinse den Brennfleck

entweder als Bild einer endlich entfernten sehr kleinen virtuellen Strahlenquelle (Konvexelektroden) oder einer unendlich weit entfernten virtuellen Strahlenquelle von Kathodengröße (Planelektroden) an der gewünschten Stelle entstehen zu lassen, oder den schon vorhandenen reellen Brennfleck (Konkavelektroden) dahin zu verlegen.

Stark brechende Feldschichten lassen sich nicht nur durch konzentrische Anordnung fester Elektroden erzeugen. Im Kathodendunkelraum der Glimmentladung, der sich bekanntlich konzentrisch zur Kathodenfläche ausbildet, wenn störende Glaswände weit genug entfernt sind, haben wir ebenfalls eine solche „Elektrodenanordnung“ vor uns. Auch hier treten die Elektronen diffus mit geringen Geschwindigkeiten¹⁾ in den Dunkelraum ein und erhalten erst durch dessen Feld die zur Kathodenoberfläche senkrechte Richtung. Hierdurch ist in der älteren Literatur die Auffassung von einem senkrechten Austreten der Elektronen aus der Kathodenoberfläche entstanden. Damit erklärt sich auch zwanglos das Auftreten eines Elektronenbrennflecks im Krümmungsmittelpunkt von Konkavkathoden ohne Zuhilfenahme einer Sammelvorrichtung.

Für Röntgenröhren mit Konkavkathoden (Ionenröhren) wird häufig die Entstehung eines Elektronenbrennflecks ebenfalls auf senkrecht von der Hohlspiegelkathode ausgehende Strahlen zurückgeführt. Wie neuere Untersuchungen gezeigt haben²⁾, herrscht in solchen Röhren bei höheren Spannungen (> 10 kV) ein Strahlverlauf mit noch ziemlich starker Divergenz der Elementarstrahlen, sodaß hier das entstehende Strahlenbündel von der geometrischen Form der Kathodenoberfläche nahezu unabhängig ist.

VI. Zusammenfassung

1. Quantitative Betrachtungen über die Richtungsänderungen von Elektronen in dem intensiven Strahlbündel einer Ionenröhre führen für Strahlquerschnitte im feldfreien Raum zu der Annahme einer ungestörten geometrisch-optischen Struktur des Bündels.

1) W. Kossel, *Jahrb. Rad. u. El.* 18. S. 326, 1923.

2) Von H. Knoblauch im Hochspannungslaboratorium der T. H. Berlin (noch nicht veröffentlicht).

2. Zur Bestätigung dieser Struktur werden einige grundsätzliche Versuche aus der geometrischen Optik der Lichtstrahlen auf die Elektronen übertragen.

Die Abbildung durch eine *Lochblende* zeigt die charakteristischen Merkmale einer Lochkameraabbildung, nämlich mit abnehmendem Lochdurchmesser zunehmende Schärfe und abnehmende Helligkeit.

Durch die *magnetische Sammelspule* können Elektronenbilder größerer Gegenstände erzeugt werden, deren Qualität mit derjenigen von Bildern durch gute Glaslinsen vergleichbar ist. Es können alle Querschnitte des Elektronenstrahlbündels zwischen Strahlenquelle und Sammelspule durch diese abgebildet werden.

Die Erzeugung von Elektronenstrahlbildern muß auch durch ein *elektrisches Feld* möglich sein, welches symmetrisch zur Achse liegen und zum Achsenabstand proportionale Radialkomponenten haben muß. Dies wird durch den Versuch mit einem koaxial zum Strahl liegenden Kugelkondensator, dessen Feld angenähert in der geforderten Weise verläuft, bestätigt. Die Elektronenbilder sind, im Gegensatz zu den Bildern durch die magnetische Sammelspule, um genau 180° verdreht.

Versuche zeigen, daß auch in *zusammengesetzten Systemen* (zwei Sammelspulen mit und ohne Zwischenbild, magnetische Sammellinse und elektrische Zerstreulinse) Bilder nach den Gesetzen der geometrischen Optik erhalten werden.

Die Untersuchung der *Fehler elektrischer und magnetischer Linsen* ergibt, daß bei der magnetischen Linse die „chromatische Abweichung“ der Spule bei inhomogenen Elektronengeschwindigkeiten beträchtliche Bildfehler erzeugt, daß dagegen die sphärische Abweichung bei der Versuchsanordnung unterhalb der Beobachtungsgrenze liegt. Bei der elektrischen Linse können Fehler sowohl durch die endliche Schichtdicke als durch die Verzerrung des Feldes an den Netzelektroden entstehen, von denen bei den Versuchen die letzteren überwogen.

3. Die Anwendung der geometrischen Elektronenoptik ermöglicht bei Elektronenröhren eine zweckentsprechende Gestaltung des Strahlverlaufs. Je nachdem es sich um die Erzeugung sehr kleiner, sehr großer oder zeitlich in ihrer Intensität rasch veränderlicher Elektronenbilder handelt, ergeben sich

verschiedene Röhrenformen und Linsenordnungen. Durch starke Vergrößerungen mittels einer magnetischen Sammelspule in einer oder mehreren Stufen ist die unmittelbare Beobachtung von Emissionsvorgängen an der Kathode und die Analyse von Raumladungsfeldern möglich.

4. Die Analogie zwischen Lichtstrahlen und den Bahnen von Massepunkten wird dazu benutzt, elektrische Elemente der geometrischen Elektronenoptik zu verwirklichen. Hierzu werden die Glasoberflächen optischer Elemente ersetzt durch gleichgeformte Doppelektroden aus feinmaschigem Drahtnetz, zwischen denen eine geeignete Spannung liegt. Es ergeben sich einige grundsätzliche Erweiterungen der geometrischen Elektronenoptik gegenüber der Lichtoptik. Mängel der optischen Wirkung von elektrischen Feldschichten, die sich bei der Verwirklichung durch Doppelflächenelektroden ergeben, werden besprochen. Es werden die Beziehungen zwischen den Doppelflächenspannungen und den optischen Größen der elektrischen Elemente der geometrischen Elektronenoptik zusammengestellt.

5. Zur Erzeugung eines Elektronenbrennflecks gibt es grundsätzlich verschiedene Möglichkeiten. Insbesondere ist die Richtwirkung einer stark brechenden elektrischen Doppelfläche zur Erzeugung eines reellen oder virtuellen Elektronenbrennflecks geeignet. Als eine solche Doppelfläche kann schon die Anordnung Kathode—Anode benutzt werden. Der Kathodendunkelraum der Glimmentladung ist als stark brechende Schicht für die Kathodenstrahlen aufzufassen und richtet die Bewegung der diffus aus der Kathode austretenden Elektronen senkrecht zu dieser, wodurch früher ein senkrechtcs Austreten der Strahlen aus der Kathodenoberfläche vorgetäuscht wurde.

Zum Schluß danken wir Hrn. Prof. Matthias für seine Unterstützung sowie der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen für die Bereitstellung der Mittel, die die Durchführung des experimentellen Teiles der Arbeit ermöglicht haben.

(Eingegangen 10. September 1931)