

Drucken beobachteten Gitteränderungen schließen läßt. Wenn also die energetisch geringe Neigung des NH_4Br , einen Gittertyp zu bevorzugen, durch Tl nur relativ wenig gestört wird, ist nicht zu erwarten, daß die entschiedene Begünstigung eines Gittertyps seitens der Alkalihalogenide merklich gestört wird. Wir schließen also: *In den Alkalihalogeniden, die mit Ti^+ aktiviert sind, bestimmt das Wirtsgitter in erster Linie die Umgebung des Aktivatorions.*

Die Abb. 1 zeigt auch, daß die zur Gitteränderung nötige Aktivierungsenergie um so mehr streut, je mehr Tl anwesend ist; denn der Übergang von Kurve ΔV_u zur Kurve ΔV_o erfolgt bei wachsendem Tl-Gehalt immer langsamer.

Es wird interessant sein, die Absorptions- und Lumineszenzeigenschaften der Präparate in beiden Phasen zu untersuchen. Wegen der beobachteten Überschreitungerscheinungen ist es möglich, beide Phasen bei der gleichen Temperatur zu betrachten.

Der Verfasser möchte allen danken, die die Arbeit ermöglichten und unterstützten. Die Institutsmittel wurden ihm durch die Herren W. GENTNER und TH. SCHMIDT zur Verfügung gestellt, weitere Mittel durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft. Sein Bruder G. BRAUER half mit Mitteln seines Instituts und förderte die Arbeit wesentlich durch Diskussionen.

Vergleichende Betrachtungen über den Offnungsfehler symmetrischer und asymmetrischer Elektronen-Einzellinsen auf Grund von Vermessungen der Austrittsstrahl tangenten*

Von KARL-JOSEPH HANSZEN **

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt
(Z. Naturforsch. 13 a, 409—414 [1958]; eingegangen am 21. März 1958)

Die Längsabweichung der untersuchten asymmetrischen Linsen ist bei großen Objektentfernungen größer oder kleiner als die der zugehörigen symmetrischen Linsen mit dem gleichen teleskopischen Arbeitspunkt, je nachdem ob die Linsenseite, zu der der Schwerpunkt des asymmetrischen Abbildungsfeldes verschoben ist, objektseitig oder bildseitig liegt. Unter den gleichen Einstrahlungsbedingungen muß die Neigung des Austrittsstrahls gegen die Achse bei symmetrischen Linsen kleiner als bei den entsprechenden asymmetrischen Linsen sein. Bei kleinen Eintrittswinkeln besitzen die Austrittsstrahlen der asymmetrischen Linsen in beiden Durchstrahlungsrichtungen die gleiche Neigung gegen die Achse, bei größeren Eintrittswinkeln liegen die auftretenden Neigungsunterschiede gegensinnig wie die Unterschiede zwischen den Längsabweichungen.

In zwei früheren Arbeiten¹ wurden systematische Unterschiede zwischen den paraxialen Daten von asymmetrischen und symmetrischen Einzellinsen festgestellt. In den folgenden Ausführungen soll über ähnliche systematische Abweichungen des Strahlverlaufs im außeraxialen Gebiet dieser Linsen berichtet werden. Bekanntlich sind die paraxialen Abbildungseigenschaften der Einzellinsen bei feldfreiem Objekt- und Bildraum für jede Objektentfernung durch die Lage der beiden Hauptebenen H_a und H_b , und die Brennweite f (die durch die Tangenten an die Aus-

gangssrahlen je eines von beiden Seiten der Linse einfallenden achsenparallelen Eingangsstrahls festgelegt werden können²) an Hand der Linsengleichung erreichbar. Das gilt außerhalb des paraxialen Gebietes nicht mehr. Hier kann man zwar im gleichen Sinne Hauptebenen und Brennweiten als Funktionen vom Achsenabstand r („Einfallshöhe“) des einfallenden Parallelstrahls einführen³, es ist aber nicht möglich, mit ihrer Hilfe allein den Strahlverlauf für jede beliebige Objektlage zu ermitteln⁴. Aus diesem Grunde soll in dieser Darstellung auf

¹ Erweiterte Fassung des Vortrags vom 23. 9. 1957 auf der Tagung der Deutschen Elektronenmikroskopischen Gesellschaft in Darmstadt; vgl. auch Phys. Verh. 8, 220 [1957].

² Braunschweig, Bundesallee 100.

³ C. W. F. EVERITT u. K.-J. HANSZEN, Optik 13, 385 [1956];

K.-J. HANSZEN, Optik 15 [1958], im Druck.

⁴ Vgl. z. B. W. GLASER, Grundlagen der Elektronenoptik,

Springer-Verlag, Wien 1952, S. 147 ff.

³ so z. B. bei F. HEISE, Optik 5, 479 [1949].
⁴ Zu einem solchen Vorgehen müßte man entweder die Hauptebenenlagen oder die Brennweiten als Funktionen des Objektorts ansehen, wie in Übereinstimmung mit der SEIDELSchen Bildfehlertheorie nachgewiesen werden kann. Herrn TIENARI, Austauschstudent von der Universität Helsinki, danke ich für die entsprechenden Rechnungen.



die Einführung von Kardinalelementen im außeraxialen Gebiet ganz verzichtet werden und lediglich, wie aus Abb. 1 ersichtlich, nach der Abhängigkeit der Tangente des Ausgangsstrahls (gekennzeichnet durch ihren Winkel α^h gegen die optische Achse und ihren Achsenschnittpunkt p^h bzw. dessen Abweichung Δp^h vom Achsenschnittpunkte p_{Achse}^h der Paraxialstrahlen) zur Tangente des Eingangsstrahls (gekennzeichnet durch ihren Winkel α^v gegen die Achse und die Lage p der Strahlquelle auf der Achse) gefragt werden. Die gewonnenen Aussagen stützen sich also auf den gemessenen Strahlverlauf und sind in ihrer Gültigkeit nicht durch die Voraussetzungen einer näherungsweisen Bildfehlertheorie eingeschränkt. Die mitgeteilten Meßwerte liegen zum großen Teil außerhalb des SEIDELSchen Gebiets.

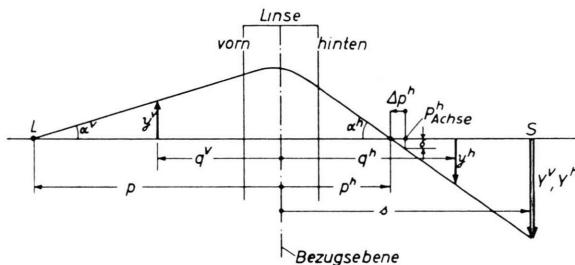


Abb. 1. Vermessener Strahlengang.

Alle Messungen beziehen sich auf die gleiche Lage des strahlenden Objekts in $p = 242$ mm Entfernung von der Mitte der inneren Linsenelektrode. Diese Entfernung ist so groß gegenüber der jeweiligen Brennweite, daß p_{Achse}^h mit dem bildseitigen virtuellen Brennpunkt F annähernd zusammenfällt und Δp^h näherungsweise mit der Längsabweichung Δz bei Paralleleinstrahlung und $\delta = \Delta p^h \cdot \operatorname{tg} \alpha^h$ mit dem Radius des Öffnungsfehlerscheibchens im bildseitigen Brennpunkt bei Paralleleinstrahlung identifiziert werden kann. Mit der gleichen Näherung gewinnt man im SEIDELSchen Gebiet für eine Abbildung im umgekehrten Strahlengang (Objekt an der vermessenen Stelle p^h) die Öffnungsfehlerkonstante C_0 für unendliche Vergrößerung durch Bildung von $3 C_0 \approx \Delta p^h / \operatorname{tg}^2 \alpha^h$. Praktische Bedeutung kommt dieser Gleichung für die Objektabbildung mit elektrostatischen Linsen nur dann zu, wenn p^h außerhalb des Linsenfeldes liegt. Da dieses bei den hier mitgeteilten Untersuchungen nicht der Fall war, wurde von einer numerischen Angabe der Öffnungsfehlerkonstanten abgesehen.

Experimentelles

Zur Vermessung der Tangenten an die Ein- und Austrittsstrahlen des von L in die Linse fallenden Strahlenbündels dienten nach Abb. 1, wie früher zur Ermittlung der Kardinalelemente, die Schattenbilder Y^v und Y^h eines vor der Linse angeordneten schattenwerfenden Gegenstands y^v und eines hinter der Linse stehenden Gegenstands y^h in der bereits beschriebenen Anordnung⁵. Die vermessenen Punkte y_1^h des hinteren Gegenstands, ihre Schattenbilder Y_1^h und der Abstand Gegenstand – Bildschirm legen sowohl die Neigung wie auch den Achsenschnittpunkt p^h der Ausgangsstrahlen fest. Der Meßpunkt y_k^v des vorderen Gegenstands, für dessen Bildpunkt $Y_k^v = Y_1^h$ gilt, legt zusammen mit dem Abstand der Strahlquelle L vom vorderen Gegenstand die Neigung des zugehörigen Eingangsstrahls fest. Da die diskreten Meßpunkte der beiden Schattenbilder im allgemeinen nicht die Bedingung $Y_k^v = Y_1^h$ befriedigen, wurde die Zuordnung von Ein- und Austrittsstrahl durch zeichnerische Interpolation nach dem von HEISE angegebenen Verfahren⁶ durchgeführt.

Als Schattengegenstände dienten zwei Zahnreihen, die in der Apparatur so angeordnet waren, daß sich ihre Schattenbilder nach Abb. 2 auf dem Bildschirm in einer die optische Achse schneidenden Geraden gegenüberstanden. Das hat gegenüber den von HEISE³ benutzten, senkrecht zueinander angeordneten Drahtzäunen wegen des nicht zu vermeidenden axialen Astigmatismus den Vorteil, daß die an beiden Schattenwürfen beteiligten Elektronenstrahlen in der Ebene der gleichen astigmatischen Abweichung verlaufen. Außerdem sind die bei stärkeren Erregungen auftretenden Mehrfachbilder dieser Gegenstände bedeutend leichter entwirrbar.

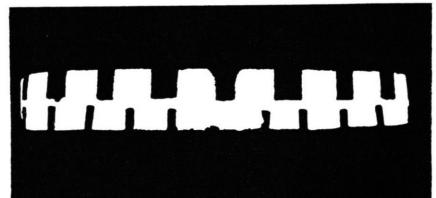


Abb. 2. Schattenbild des vorderen Gegenstands (oben) und des hinteren Gegenstands (unten) auf dem Bildschirm. Doppelte natürliche Größe.

Etwas schwieriger gestaltet sich allerdings bei Verwendung von Zahnreihen die Festlegung des Durchstoßpunktes der optischen Achse durch die Bildebene. Zu seiner schrittweisen Auffindung kann man von der Tatsache Gebrauch machen, daß die Kurve der Schattenvergrößerungen beider Objekte in Abhängigkeit von den (auf den Durchstoßpunkt der Achse bezogenen) Bildgrößen Y_k^v und Y_1^h in bezug auf die Ordinatenachse $Y^h = 0$ bzw. $Y^v = 0$ spiegelbildlich verläuft. Abweichungen der aufgenommenen Vergrößerungskurven

⁵ C. W. F. EVERITT u. K.-J. HANSZEN, vgl. Anm.¹, Abb. 3.

⁶ F. HEISE, vgl. Anm.³, S. 482.

von dieser Spiegelsymmetrie geben also einen Hinweis dafür, in welcher Richtung der angenommene Achsenpunkt verschoben werden muß, um zum tatsächlichen zu gelangen. Meist genügen wenige Schritte, um diese Korrektur mit hinreichender Genauigkeit durchzuführen.

Die Kanten der beiden Zahnreihen, also die Werte y_i^h und y_k^h , waren auf $\pm 1,2 \cdot 10^{-3}$ mm genau bekannt, deren photographisch aufgenommene Schattenbilder Y_i^h und Y_k^h auf $\pm 1,5 \cdot 10^{-2}$ mm. Während diese Unnauigkeiten für die Bestimmung der Neigung des Ausstrahlstrahls gegen die Achse keine ins Gewicht fallende Unsicherheit bedingen, stellen sie für die Festlegung der Längsabweichung, die sich als kleine Differenz der beiden großen Größen p^h und p_{Achse}^h ergibt, den ausschlaggebenden Fehler dar. Da die relativen Fehler der y_i^h und y_k^h um so größer werden, je kleiner ihre Beiträge sind, wird die Bestimmung von

$$p_{\text{Achse}}^h = \lim_{y^h, Y^h \rightarrow 0} \frac{q^h(Y^h/y^h) - s}{Y^h/y^h - 1}$$

besonders ungenau. Seine Meßunsicherheit muß in unseren Ergebnissen mit etwa $\pm 0,2$ mm angenommen werden. Das reicht nicht aus, um den Öffnungsfehler in dem vor allem interessierenden Arbeitsintervall, welches das erste Brechkraftmaximum einschließt, für die hier zu untersuchende Problemstellung mit der erforderlichen Genauigkeit festzulegen. Aus diesem Grunde werden im folgenden nur die Messungen an Arbeitspunkten zwischen dem ersten Brechkraftmaximum und dem teleskopischen Arbeitspunkt, wo sehr große Längsabweichungen auftreten, ausgewertet. Da für diese Strahlengänge p^h und p_{Achse}^h stets im Linsenfeld liegen, sind die gemessenen Δp^h -Werte in allen Fällen „virtuelle“ Größen.

Wegen der Unsicherheit der Achsenwerte, auf die sich das graphische Interpolationsverfahren stützt (s. o.),

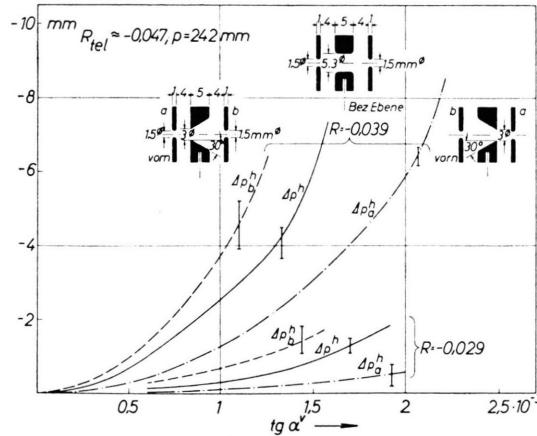


Abb. 3. Gegenüberstellung der Längsabweichungen Δp_a^h und Δp_b^h einer asymmetrischen Linse mit konischer Bohrung der Innenelektrode und der Längsabweichung Δp^h der zugehörigen symmetrischen Linse in Abhängigkeit von der Neigung $\text{tg } \alpha^h$ des Eintrittsstrahls gegen die Achse.

wurde auf eine Eintragung von Meßpunkten in die Diagramme Abb. 3 und 5 verzichtet. Lediglich die sich aus den Unregelmäßigkeiten der gemessenen Vergrößerungskurven ergebende Unsicherheit wurde an einem markanten Meßpunkt jeder Kurve gekennzeichnet.

Die Versuchslinsen besaßen die gleichen Soll-Abmessungen wie die in den früheren Veröffentlichungen¹ beschriebenen Linsen. Kleinere Abweichungen der paraxialen Daten gegenüber den früheren Messungen sind auf geringe mechanische Unterschiede (insbesondere in den Verrundungen der Blendenbohrungen) zurückzuführen. Bei der in Abb. 5 dargestellten asymmetrischen Linse wurde die Außenblende auf der Linsenseite a, die in der Stellung „a hinten“ gesichtsfeldbegrenzend ist, stark aufgebohrt. Zur Aufrechterhaltung des teleskopischen Arbeitspunkts beim gleichen Wert mußte der Abstand der Linsenelektrode b geringfügig nachkorrigiert werden.

Meßergebnisse

1. Die Längsabweichungen von zwei verschiedenen asymmetrischen Linsen und den zugehörigen symmetrischen Linsen sind in Abb. 3 und 5 für die im Diagramm bezeichneten Arbeitspunkte ($R = (U_i - U_0)/(U_a - U_0)$ gibt das Verhältnis der auf das Kathodenpotential U_0 bezogenen Potentiale U_i und U_a der inneren bzw. äußeren Linsenelektroden an) in Abhängigkeit von der Neigung des Einfalls-

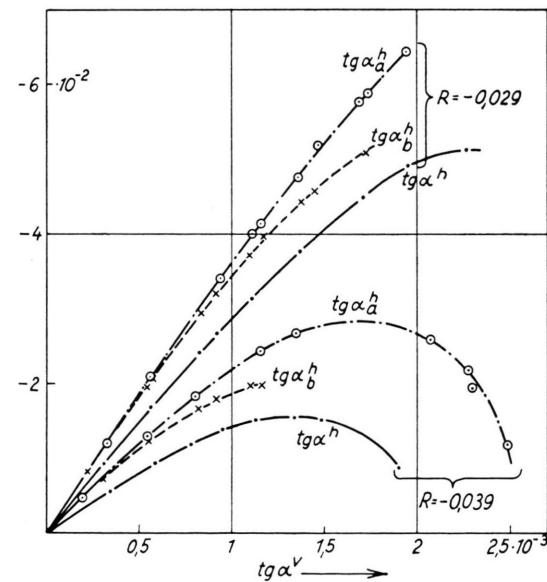


Abb. 4. Gegenüberstellung der an den Linsen nach Abb. 3 gemessenen Neigungen $\text{tg } \alpha_a^h$, $\text{tg } \alpha_b^h$ und $\text{tg } \alpha^h$ der Austrittsstrahlen.

strahls wiedergegebenen. Der teleskopische Arbeitspunkt R_{tel} ist ebenfalls in den Abbildungen angegeben.

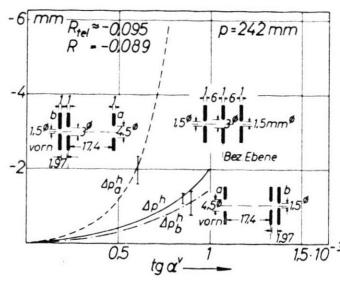


Abb. 5. Gegenüberstellung der Längsabweichungen einer asymmetrischen Linse mit ungleichen Elektrodenabständen und der Längsabweichung der zugehörigen symmetrischen Linse.

Die Längsabweichung der *asymmetrischen Linsen* hängt von der Durchstrahlungsrichtung ab. Wenn die Außenelektrode, in deren Nachbarschaft der Schwerpunkt des Linsenfeldes liegt, also die Seite der elektrostatischen Linse, die den steileren Potentialgradienten aufweist, der *in großer Entfernung* aufgestellten Strahlquelle *abgewandt* ist, hat sie einen kleineren Wert als bei umgekehrter Durchstrahlungsrichtung. Die Längsabweichung der zugehörigen *symmetrischen Linsen* liegt zwischen diesen beiden Werten. Alle Kurven zeigen bei kleinen Abszissenwerten den von der SEIDELSchen Bildfehlertheorie geforderten quadratischen Anstieg

$$\Delta p^h = c_0 \cdot \beta^2 \cdot \operatorname{tg}^2 \alpha^v; \quad (1)$$

(c_0 = Öffnungsfehlerkonstante bei der vorliegenden Objektentfernung p ; β = Abbildungsmaßstab des GAUSSschen Bildes).

Die näherungsweise Übereinstimmung zwischen den gemessenen Längsabweichungen Δp_a^h ; Δp_b^h ; Δp^h und den Längsabweichungen Δz_a ; Δz_b ; Δz im bildseitigen Brennpunkt bei paralleler Einstrahlung regt unter Einbeziehung der Brennpunktcharakteristik der Linsen⁷ zu folgender überschlagsmäßiger Betrachtung an: Da erfahrungsgemäß die Außenzonen der Linsen „stärker“ als das Achsengebiet sind, können die Linseneigenschaften in diesen Zonen in groben Umrissen durch einen negativeren als den zur Achse gehörigen R -Wert beschrieben werden. Ist man nun geneigt, die systemati-

⁷ z. B. von Abb. 4 bei C. W. F. EVERITT u. K.-J. HANSZEN, Anm.¹.

⁸ Insbesondere soll auf einen Mangel dieser Darstellungsweise hingewiesen werden, der bei der Beschreibung *asymmetrischer Linsen* in Erscheinung tritt: Die in der Brennpunktcharakteristik auftretenden Unterschiede der zu beiden Linsenstellungen gehörigen dF_a/dR - und dF_b/dR -

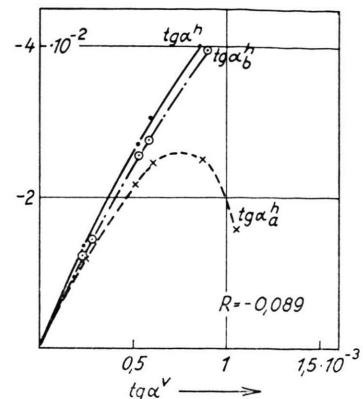


Abb. 6. Gegenüberstellung der an den Linsen nach Abb. 5 gemessenen Neigungen der Austrittsstrahlen.

schen Unterschiede der gemessenen Längsabweichungen mit der charakteristischen R -Abhängigkeit der F -Kurven in Zusammenhang zu bringen, so fühlt man sich in diesem Vorgehen durch die Tatsache bekräftigt, daß *die F-Verschiebungen in Abhängigkeit von R gleichsinnige systematische Unterschiede bei den zueinander gehörigen Linsen wie die gemessenen Längsabweichungen an diesen Linsen aufweisen*. Man darf zwar nicht erwarten, daß diese Betrachtungen, die zu sehr in den paraxialen Anschauungen verhaftet sind⁸, einer numerischen Nachprüfung fähig sind. Es kann aber nützlich sein, sich ihrer bei einer ersten Abschätzung von Linsenfehlern asymmetrischer Linsen zu bedienen.

2. Die durch den Tangens ihres Winkels gegen die Achse gekennzeichnete *Neigung der Ausgangsstrahlen* in Abhängigkeit von der Neigung der Einstrahlungen sind in Abb. 4 und 6 wiedergegeben. Anfänglich besteht in allen Fällen die von der Theorie geforderte lineare Abhängigkeit zwischen beiden Neigungen:

$$\operatorname{tg} \alpha^h = \operatorname{tg} \alpha^v / \beta. \quad (2)$$

Sie erstreckt sich bis zu α^v -Werten, bei denen sich nach Abb. 3 und 5 schon beträchtliche Längsabweichungen bemerkbar machen, also bis weit in das SEIDELSche Gebiet hinein, wie durch Berechnung des bildbezogenen Öffnungsfehlerscheibchens

$$\delta = \Delta p^h \cdot \operatorname{tg} \alpha^h = c_0 \cdot \beta \cdot \operatorname{tg}^3 \alpha^v \quad (3)$$

Werte sind nur durch den ungleichen Verlauf der Hauptebenenabstände h_a und h_b bedingt, nicht aber durch Unterschiede der Brennweiten, da im paraxialen Gebiet $f_a = f_b$ gilt. Daß letztere Bedingung bei der an sich für parallelen Strahleinfall zulässigen Konvention³ $f = f(r)$ nicht mehr statthaft ist, zeigt die Auswertung von Abb. 4 und 6; vgl. auch Anm.⁹.

[Multiplikation von (1) und (2), vgl. Abb. 1] belegt werden kann.

In der Nachbarschaft des Koordinatenursprungs fallen die Kurven für die Austrittsstrahlneigungen der *asymmetrischen Linsen* in beiden Linsenstellungen zusammen. Sie fächern erst bei α^v -Werten auseinander, bei denen Δp_a^h und Δp_b^h bereits stark voneinander abweichen. Bei beiden Linsen hat die Seite mit dem größeren Δp^h -Wert den kleineren Austrittswinkel.

Durch Übergang zum achsenparallelen Einfallstrahl kann man sich davon überzeugen², daß im paraxialen Gebiet $1/f \approx -\tan \alpha^h/y^v$ gilt. Die gegenseitige Berührung der beiden Kurven der Nachbarschaft des Ursprungspunkts ist also eine direkte Folge der Tatsache, daß die (paraxiale) Brennweite asymmetrischer Einzellinsen auf beiden Linsenseiten gleich ist⁹.

In Abb. 4 liegt die Kurve für die Neigung der Austrittsstrahlen der *symmetrischen Linse* tiefer als die der asymmetrischen Linse. Dieser Befund deckt sich mit der früheren Feststellung¹, daß die Brechkraft der asymmetrischen Linsen stets größer als die der zugehörigen symmetrischen Linsen ist. Nach weiteren Überlegungen¹ sollte das Verhältnis der Brechkraft von symmetrischer und zugehöriger asymmetrischer Linse, d. h. in der obigen Darstellung das Verhältnis der Anfangssteigungen der Kurven für beide Linsen an allen Arbeitspunkten den gleichen Wert besitzen. Von dieser Regel weichen die Ergebnisse in Abb. 4 auf Grund eines kleinen experimentellen Mangels ab: Es war nicht gelungen, die teleskopischen Arbeitspunkte beider Linsen *völlig* zur Deckung zu bringen. Wie eine eingehende Prüfung der (hier nicht näher mitgeteilten) paraxialen Daten beider Linsen ergab, lag der teleskopische Arbeitspunkt der symmetrischen Linse in Übereinstimmung mit den Befunden in Abb. 4 um 0,002 R -Einheiten *positiver* als der entsprechende Punkt der asymmetrischen Linse. Hieraus erklärt sich der größere Unterschied zwischen den Anfangssteigungen der Kurven beider Linsen im Arbeitspunkt mit dem negativen R -Wert.

Umgekehrt liegen die Verhältnisse bei den in Abb. 6 dargestellten Linsen, wo die genaue Einstellung des teleskopischen Arbeitspunkts wegen des bedeutend steileren Abfalls der Brechkraftcharakteristik dieser Linsen besondere Schwierigkeiten bereitete. Im mitgeteilten Beispiel lag der teleskopische Arbeitspunkt der symmetrischen Linse nach dem Befund der Brechkraftcharakteristik etwa um 0,002 R -Einheiten zu *negativ*, so daß in Übereinstimmung mit den Befunden von Abb. 6 die Brechkraft der symmetrischen Linse in der engeren Nachbarschaft des teleskopischen Arbeitspunkts, insbesondere noch im vermessenen Arbeitspunkt, größer als die der asymmetrischen Linse war¹⁰.

3. Für den *Radius des Öffnungsfehlerscheibchens*, den man nach Abb. 1 durch Multiplikation der Kurven in Abb. 3 und 4 bzw. 5 und 6 gewinnt, ergibt sich der gleiche Zusammenhang wie für die Längsabweichung: Liegt der Schwerpunkt des Feldes einer asymmetrischen Linse bei fast paralleler Einstrahlung bildseitig, so ist das Fehlerscheibchen kleiner als in der umgekehrten Linsenstellung. Das Scheibchen der symmetrischen Linsen besitzt eine mittlere Größe. Im Strahlengang mit sehr hoher Vergrößerung würden die Verhältnisse umgekehrt liegen. Da jedoch die vermessenen Bildpunkte stets im Linsenfeld lagen, soll auf eine Diskussion des umgekehrten Strahlengangs verzichtet werden. Es ist aber anzunehmen, daß sich auch im feldfreien Bildraum, dessen experimentelle Erfassung einer verbesserten Versuchsanordnung vorbehalten bleiben muß, an den beobachteten systematischen Unterschieden nichts ändert.

Die für hohe Vergrößerungen erschlossene Abhängigkeit des Öffnungsfehlers von der Linsenstellung ist, soweit sie sich auf das Gebiet 3. Ordnung bezieht, auf Grund der Aussagen der SEIDELSchen Bildfehlertheorie zu erwarten, da der Paraxialstrahl, der die Achse am Objektort mit der Steigung eins durchsetzt, mit der vierten Potenz in die Öffnungsfehlerkonstante eingeht, so daß hiernach der Öffnungsfehler um so kleiner sein muß, je näher sich

⁹ Aus der Tatsache, daß die Neigung der Austrittsstrahlen der asymmetrischen Linsen in den beiden Linsenstellungen bei größeren Einfallwinkeln ungleich werden, folgt also die Unzulässigkeit der Gleichung $f_a(r) = f_b(r)$ im Falle der Einführung von Brennweiten $f(r)$ im *außeraxialen Gebiet*. Diese Folgerung kann man auch aus der direkten experimentellen Tatsache ziehen, daß bei gleicher Entfernung der Strahlquelle und des Bildschirms von der Bezugs-

ebene die Schattenvergrößerungen nicht mehr, wie im paraxialen Gebiet¹, in beiden Linsenstellungen gleich sind.

¹⁰ Der Arbeitspunkt der symmetrischen Linse lag also in bezug auf ihren tatsächlichen teleskopischen Arbeitspunkt schon zu „positiv“, das gemessene Δp^h war damit relativ zu klein. Damit erklärt sich die unerwartet niedrige Lage des zugehörigen Kurvenzugs in Abb. 5. Umgekehrt liegen die Verhältnisse in Abb. 3 und 4.

das brechende Feld in die Objektnähe konzentriert¹¹. Auch die für Magnetlinsen durchgeführten theoretischen Untersuchungen von GLASER und DOSSE¹² zeigen, daß der Öffnungsfehler bei hoher Vergrößerung um so kleiner ist, je mehr der Schwerpunkt des abbildenden Feldes zum Objekt hin verschoben ist. Im gleichen Sinne liegen die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von MARTON und BOL¹³ sowie von SEELIGER¹⁴.

Auch die über den Zusammenhang des Öffnungsfehlers von symmetrischen und asymmetrischen *Magnetlinsen* durchgeführten theoretischen Betrachtungen¹² stehen (unter Beachtung eines früher geäußerten Hinweises bezüglich ihrer experimentellen Anwendungsmöglichkeit¹⁵) im Einklang mit den

hier vorgelegten experimentellen Beobachtungen an elektrostatischen Linsen. Frühere Experimente zum direkten Vergleich des Öffnungsfehlers symmetrischer und asymmetrischer Linsen sind uns nicht bekannt.

Bei den experimentellen Untersuchungen fand ich die Unterstützung von Herrn PIGGOTT, Austauschstudent vom Technical College London, bei der Vermessung der Gegenstände und Schattenbilder sowie den umfangreichen numerischen Auswertungen, die hier nur zum kleinen Teil wiedergegeben werden konnten, von Herrn stud. phys. BERGT, Herrn BOKELMANN und Herrn HOFMANN. Allen Beteiligten sei für ihre Mühe gedankt. Außerdem gilt mein besonderer Dank Herrn Dozenten Dr. LENZ, Aachen, für wertvolle theoretische Hinweise.

¹¹ Vgl. hierzu auch die anschaulichen Überlegungen von R. REBSCH, Ann. Phys., Lpz. (5) **31**, 551 [1938], die sich auf feldfreien Objektraum beziehen.

¹² W. GLASER, Z. Phys. **117**, 285 [1941]; J. DOSSE, Z. Phys. **117**, 316 [1941].

¹³ L. MARTON u. K. BOL, J. Appl. Phys. **18**, 522 [1947].

¹⁴ R. SEELIGER, Optik **4**, 258 [1948].

¹⁵ K.-J. HANSZEN, s. Anm. ¹.

Die niedersten elektronischen Anregungszustände des Anthracen-Kristalls

Von HANS CHRISTOPH WOLF

Aus dem II. Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Stuttgart
(Z. Naturforsch. **13 a**, 414—419 [1958]; eingegangen am 1. März 1958)

Die Absorptions- und Fluoreszenzspektren von Anthracen-Einkristallen wurden bei 90 °K neu gemessen. Unterschiede in den Meßergebnissen verschiedener Autoren können zum Teil auf Störungen des Kristallspektrums durch Reflexions-Interferenz zurückgeführt werden. Die von solchen Störungen befreiten Absorptionsspektren finden die einfachste Erklärung mit der Annahme eines erlaubten Überganges mit DAVYDOV-Aufspaltung aller Banden. Bei der stärksten Schwingungsbande wird als Aufspaltungswert ca. 220 cm⁻¹ gemessen. Die Fluoreszenzspektren sind nicht ohne weiteres mit den Absorptionsspektren zu vergleichen und variieren mit den Versuchsbedingungen. Vermutlich handelt es sich überwiegend um Störstellen-Fluoreszenz.

Im Rahmen einer Untersuchung der Spektren organischer Molekülkristalle¹ wurde das Fluoreszenzspektrum und das im langwelligen UV gelegene Absorptionsspektrum des kristallisierten Anthracen in polarisiertem Licht bei ca. 90 °K neu gemessen.

1. Wahl des Stoffes und Übersicht über frühere Arbeiten

Anthracen ist nach Benzol und Naphthalin das dritte Glied in der Reihe der Polyacene und gehört

wie diese beiden Stoffe zu den spektroskopisch am ausführlichsten untersuchten Molekülkristallen. Die erste Messung des Absorptions- und Fluoreszenzspektrums mit hinreichender Auflösung bei tiefer Temperatur von OBREIMOV und PRICHOTJKO² wurde in den letzten Jahren durch Arbeiten aus verschiedenen Arbeitsgruppen ergänzt.

Aus dem Arbeitskreis um OBREIMOV und PRICHOTJKO wurde über Dispersions-Messungen an Anthracen-Kristallen berichtet^{3, 4, 5}. Diese Messungen bestätigen die bereits aus Absorptionsmessungen ge-

¹ Ein zusammenfassender Bericht erscheint in der Reihe „Solid State Physics 1958“.

² I. W. OBREIMOW u. A. F. PRICHOTJKO, Phys. Z., Sowjetunion **9**, 48 [1936]; I. W. OBREIMOW, A. F. PRICHOTJKO u. K. SHABALDAS, Zhurn. eksp. i. teoret. Fiz. **6**, 1062 [1936].

³ I. W. OBREIMOW, A. F. PRICHOTJKO u. I. W. RODNIKOWA, Zhurn. eksp. i. teoret. Fiz. **18**, 409 [1948].

⁴ A. EITCHISS, Zhurn. eksp. i. teoret. Fiz. **20**, 471 [1950].

⁵ M. S. BRODIN u. A. F. PRICHOTJKO, J. Opt. Spektr. **2**, 448 [1957].