

## Das Elektronen-Rastermikroskop. Theoretische Grundlagen.

Von **Manfred von Ardenne.**

Mit 14 Abbildungen. (Eingegangen am 25. Dezember 1937.)

Das Prinzip des Elektronen-Rastermikroskops. Herstellung der Elektronensonde. Herstellung des Rasters. Die verschiedenen Beleuchtungsarten. Untersuchung von Objekten in Luft. Die Grenzen für das Auflösungsvermögen des Rastermikroskops. Intensitätsfragen und Auflösungsvermögen. Zusammenfassung.

In einer vorausgegangenen Arbeit<sup>1)</sup> über die Möglichkeiten des Elektronenmikroskops wurde nachgewiesen, daß der durch unterschiedliche Abbremsung der Elektronen in der Objektschicht und in der Objektträgerfolie verursachte chromatische Fehler bei der Untersuchung vieler mikroskopischer Objekte, insbesondere bei der Untersuchung von Mikrotomschnitten, das erreichbare Auflösungsvermögen stark herabsetzt. Nur bei Objektschichten, die nicht viel dicker sind als die kleinste ohne Objektschwindigkeitsstreuung auflösbare Strecke, ist die volle Leistungsfähigkeit des Elektronenmikroskops gegeben. Auf Grund der quantitativen Untersuchung dieser Zusammenhänge gelangte der Verfasser im Februar 1937 zu einem neuen Prinzip elektronenmikroskopischer Abbildung, bei dem neben anderen grundsätzlichen Vorteilen der chromatische Fehler durch Geschwindigkeitsstreuung der Elektronen im Objekt in Fortfall kommt. Über das Prinzip des neuen Mikroskops und seine Grenzen soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit berichtet werden.

### *A. Das Prinzip des Elektronen-Rastermikroskops.*

*I. Wirkungsweise.* Das Prinzip des neuen Mikroskops soll an Hand der Fig. 1 erläutert werden. Der Querschnitt eines feinen, durch mehrere Tausend Volt beschleunigten Elektronenstrahles wird durch geeignete elektronenoptische Mittel — in dem Beispiel durch zweistufige Verkleinerung — im Verhältnis  $10^4$  bis  $10^5$  verkleinert abgebildet. Hierdurch entsteht eine *Elektronensonde äußerster Feinheit*, deren Spitze mit der abzubildenden Ebene des Objekts zusammenfällt. Je nach der Struktur des Objekts an der Auftreffstelle der Elektronensonde ist eine mehr oder weniger gute Elektronendurchlässigkeit gegeben oder werden mehr oder weniger Elektronen abgebremst, abgelenkt, gestreut, reflektiert und sekundär ausgelöst.

<sup>1)</sup> M. v. Ardenne, ZS. f. Phys. **108**, 338, 1938.

Wird die Elektronensonde mit Hilfe von Ablenkungen, die in den elektronenoptischen Strahlengang eingebaut sind, über das Objekt geführt, so gelingt es, aus der Zahl der je Flächenelement durchgelassenen, zurückgelenkten oder abgelösten Elektronen die Feinstruktur der untersuchten Fläche zu erfassen. Schon in Verbindung mit linearer Ablenkung stellt die Elektronensonde ein wichtiges Hilfsmittel der Feinstrukturforschung dar. Wird die Elektronensonde durch zwei zueinander senkrechte Ablenkungen mit unterschiedlicher Ablenkungsgeschwindigkeit, beispielsweise wie bei einem Fernsehraster, in nebeneinander liegenden Zeilen über die zu untersuchende Objektfläche geführt, so ist es möglich, die Objektstruktur in Form eines Bildes wiederzugeben, wenn Zahl und in besonderen Fällen zugleich die Energie der Elektronen zur Steuerung der Helligkeit oder der Schwärzung eines Schreibfleckes benutzt wird, der seinerseits — synchron zur Abrasterung auf dem Objekt — die Schreibfläche abrastert. Da in der gezeichneten Form des Rastermikroskops die Elektronen nach Durchtritt durch die Objektschicht keine elektronenoptische Abbildungssysteme mehr durchlaufen, ist die unterschiedliche Abbremsung der Elektronen durch das Objekt ohne Einfluß auf das Auflösungsvermögen. Bei Registriermethoden, die nicht auf die Zahl, sondern auf die Energie der Elektronen ansprechen, kann die Mitsteuerung der Elektronengeschwindigkeit sich sogar nützlich auswirken, indem sie die Größe der erreichbaren Kontrastwerte steigert. Nur als Grenze wirkt sich die Dicke der Objektschicht aus. Die letztere muß im Falle der Objektuntersuchung mit Durchstrahlungselektronen kleiner sein, als die Eindringtiefe für Elektronen der Geschwindigkeit  $U$  in eine Ersatzschicht gleicher physikalischer Eigenschaften. Das Auflösungsvermögen selbst wird nur bestimmt durch die erreichbare Schärfe der Elektronensonde.

Neben dem Rastermikroskop bestehen noch mehrere wichtige Anwendungen der Elektronensonde äußerster Feinheit über die später berichtet werden soll. In diesem Zusammenhang sei heute auf die Herstellungsmöglichkeit submikroskopischer Teilungen und Gitter mit kornlosen Photoschichten verwiesen.

*II. Herstellung der Elektronensonde.* Ein besonders zweckmäßiges Verfahren zur Herstellung der äußerst feinen Elektronensonde, das sich in der Praxis vorzüglich bewährt hat, ist in der oben gezeichneten Fig. 1 angegeben. Hier wird ein Anfangsquerschnitt mit Hilfe von zwei Objektiven nach v. Borries-Ruska<sup>1)</sup> etwa im Verhältnis  $1:10^{-4}$  bis  $1:10^{-5}$  verkleinert. Damit zwei Verkleinerungsstufen genügen, kommt es darauf an,

<sup>1)</sup> Vgl. Deutsche Pat.-Anmeldung B. 154916 VIIIc 21 g vom 16. März 1932.

dafür Sorge zu tragen, daß bereits ein möglichst kleiner abzubildender Anfangsquerschnitt des Elektronenstrahles gegeben ist. Weiterhin kommt es darauf an, daß auch die Intensität des von dem abgebildeten Querschnitt ausgehenden und von dem Verkleinerungssystem aus dem Elektronenbündel herausgeschnittenen Elektronenstrahles möglichst hohe Werte aufweist. Elektrodenanordnungen, die sowohl hinsichtlich Anfangsquerschnitt als auch hinsichtlich Intensität für Beschleunigungsspannungen der Größenordnung  $10^4$  Volt günstig bemessen sind, stellt die Technik der Fernseh-Projektionsröhren zur Verfügung. Der Strahlquerschnitt kann entweder durch eine reelle Blende oder wie bei der in Fig. 2 gezeichneten und praktisch benutzten Anordnung durch eine Potentialblende auf etwa  $\frac{1}{10}$  mm Durchmesser begrenzt werden. Die Begrenzung durch eine Potentialblende erwies sich als zweckmäßiger, da bei ihr die Elektrodenzerstäubung und die Sekundäremission am Blendrand fortfällt.

III. Herstellung des Rasters. Damit die Abrasterung stattfindet, muß eine Relativbewegung zwischen Elektronensonde und Objektfläche erfolgen. Ein besonders einfacher Weg zur Erreichung der Relativbewegung ist in Fig. 3 schematisch dargestellt. Hier wird bei feststehendem Objekt der Einfallswinkel der Elektronen in die letzte Verkleinerungsoptik durch schon in Fig. 1 angedeutete elektrische oder magnetische Ablenkkelder unmittelbar vor der Optik um kleine Beträge verändert. Selbst bei hochgespannten Beschleunigungsspannungen genügen Ablenkkfeldstärken, die um zwei Größenordnungen schwächer sind, als die heute in der Fernseh-technik üblichen Feldstärken, um die Auftreffstelle der Elektronensonde  $10^{-2}$  mm zu verschieben (Seitenlänge der größten zu untersuchenden Objektschichtfläche). Die Bewegungsgeschwindigkeit der Elektronensonde über die Objektfläche wird durch die weiter unten besprochenen Intensitäts-

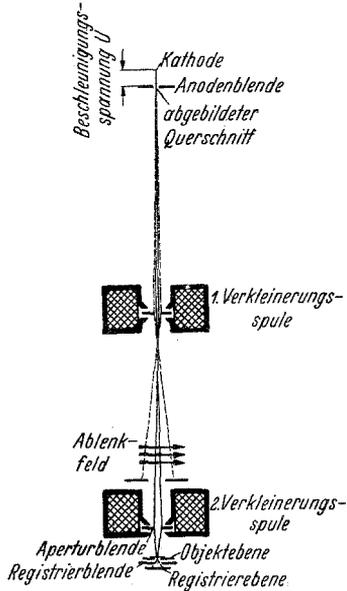


Fig. 1. Strahlengang im Elektronen-Rastermikroskop.

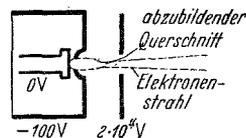


Fig. 2. Die Herstellung eines kleinen abzubildenden Querschnittes.

verhältnisse bestimmt. Je empfindlicher der zur Anwendung kommende Elektronenindikator ist, je kleiner der gewünschte Helligkeits- bzw. Schwärzungsumfang zu sein braucht und je kleiner das benötigte Auflösungsvermögen ist, mit desto größerer Abtastgeschwindigkeit kann gearbeitet werden.

Relativgeschwindigkeiten der Abtastung, wie sie heute bei dem Fernsehen zur Anwendung kommen und die eine unmittelbare und fortlaufende Sichtbarmachung der Objektschichtstruktur gestatten, sind bei dem heutigen Stand der Technik, wie theoretische Überlegungen und Experimente in gleicher Weise gezeigt haben, ausschließlich anwendbar, wenn das geringe Auflösungsvermögen von  $10^{-3}$  mm beispielsweise bei der Betrachtung von Übersichtsbildern genügt.

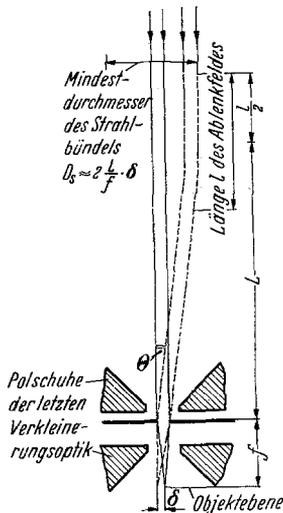


Fig. 3. Die Herstellung des Objektrasters.

$$\delta \approx f \cdot \theta \begin{cases} = f \cdot \frac{l}{3,37} \cdot \frac{5}{\sqrt{U}} & \text{magn. Ablenkfelder,} \\ = f \cdot \frac{l}{2} \cdot \frac{e}{U} & \text{elektr. Ablenkfelder.} \end{cases}$$

auf der Empfängerröhre bzw. des photographischen Materials der Aufnahme-einrichtung stattfindet. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß eine ständige Kontrolle der Scharfeinstellung während der Aufnahme stattfinden kann.

Für höchstes Auflösungsvermögen müssen die Ablenkgeschwindigkeiten aus Intensitätsgründen noch weiter herabgesetzt werden. Die Herstellung des Rasters erfolgt dann zweckmäßig mit Hilfe einfacher, mechanisch gesteuerter Einrichtungen. Die Abtastzeit für das ganze Bild steigt gleichzeitig auf mehrere Minuten, ja sogar mehrere Stunden, je nach der Zahl der für das Bild gewünschten Bildpunkte.

Bei Ablenkung in nur einer Richtung gelingt eine fortlaufende, beispielsweise oszillographische Sichtbarmachung der Struktur einer Zeile der Objektschicht mit Bewegungsgeschwindigkeiten, die zwei bis drei Größenordnungen unter den Relativgeschwindigkeiten des Fernsehens liegen. Wie die weiter unten gebrachten Zahlenwerte zeigen, kann bei dieser Methodik die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops bereits um eine Größenordnung übertroffen werden. Durch langsames Herüberführen der Abtastzeile über die Objektfläche und gleichzeitiges Photographieren der intensitätsgesteuerten Zeile auf dem Schirm einer als Empfänger dienenden Braunschen Röhre kann bei fortlaufender Sichtbarkeit der Struktur der einzelnen Zeilen die Struktur der Objektfläche photographiert werden. Hierzu ist es nur notwendig, daß synchron zur Bewegung der Sonde in Y-Richtung eine amplitudenrichtige Ablenkung der Zeilenlage

Belichtungszeiten der genannten Größe sind in der Physik bekanntlich nichts Ungewöhnliches, denn auch in der Praxis der Spektralanalyse, der Astrophotographie usw. sind längere Belichtungszeiten stets in Kauf genommen worden, wenn sie den einzigen Weg bildeten, um Einblick in sonst verschlossene Gebiete zu erhalten.

IV. Die verschiedenen Beleuchtungsarten. Die vorausgegangene Arbeit und die in ihr gegebenen Beziehungen zeigten, daß bei dem normalen Elektronenmikroskop nur mit Durchsicht und Hellfeldbetrieb ein hohes Auflösungsvermögen erreichbar ist. Demgegenüber gestattet das Elektronenrastermikroskop grundsätzlich die Erreichung des vollen Auflösungsvermögens bei allen Beleuchtungsarten, die bei dem Lichtmikroskop bekannt sind. Die Lage des Elektronenindikators gegenüber der Objektschicht ist in Fig. 4 für die verschiedenen Beleuchtungsarten schematisch dargestellt.

Im Falle A der Fig. 4 kann im Gegensatz zum normalen Elektronenmikroskop die Apertur der Auffangfläche des Elektronenindikators durch Bemessung der

Auffangfläche bzw. durch Zwischenschaltung einer Blende in weitesten Grenzen verändert werden.

Eine Anpassung der Apertur an den von der Objektschicht abgehenden mittleren Winkel der räumlichen Streuung ist möglich. Infolgedessen gelingt es, die Stromverluste durch die räumliche Streuung stets klein zu halten.

Wie Fig. 4 B zeigt, besteht weiter bei dem Rastermikroskop die Möglichkeit, den Hauptstrahl von der Fangelektrode fernzuhalten und nur die unterschiedlich gestreuten oder abgelenkten Elektronen an die Fangelektrode gelangen zu lassen.

Man könnte sogar daran denken, der Auffangfläche bzw. der Blende des Elektronenindikators solche Form zu geben, daß nur die Intensität vorgegebener Beugungsbilder registriert wird. Dieses Verfahren, das aus Intensitätsgründen besonders empfindliche Indikatoren verlangt, setzt selbstverständlich das Vorhandensein mikrokristalliner Objektelemente in der zu untersuchenden Objektschicht voraus.

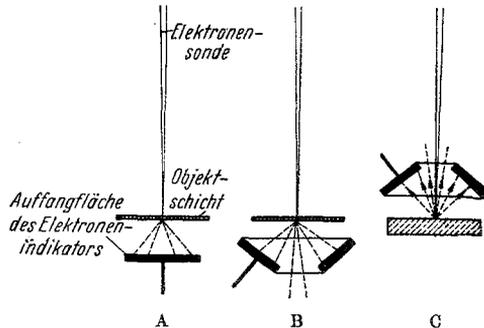


Fig. 4. Die verschiedenen Beleuchtungsarten des Elektronen-Rastermikroskops in schematischer Darstellung.  
A Durchsicht Hellfeld, B Durchsicht Dunkelfeld,  
C Aufsicht.

In Fig. 4 C ist die Hauptanordnung für die *Aufsichtsuntersuchung*<sup>1)</sup> von Objektoberflächen gezeichnet.

V. *Untersuchung von Objekten in Luft*. Das Prinzip des Rastermikroskops gestattet mit gutem Auflösungsvermögen die Untersuchung von Objekten, die sich an freier Luft befinden. Die Anordnung eines Objektschnittes auf der Tragfolie bei Untersuchung in Vakuum und bei Untersuchung in Luft ist in Fig. 5 für ein Beispiel gezeichnet. Bei Beobachtung an Luft dient die Tragfolie gleichzeitig als Lenard-Fenster. Im letzteren Falle wird das

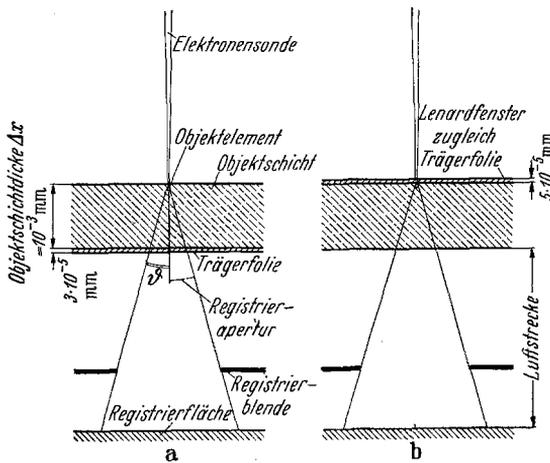


Fig. 5. Objektanordnung bei Untersuchung in Vakuum (a) und in Luft (b).  
Beispiel maßstäblich für  $U = 5 \cdot 10^4$  Volt, Objektschicht Al.

Auflösungsvermögen durch die räumliche Elektronenstreuung im Lenard-Fenster verringert. Die Größe dieses Fehlers ergibt sich quantitativ aus Fig. 6 der vorausgegangenen Arbeit. Sie wird bestimmt durch die Dicke des Lenard-Fensters. Den Zusammenhang zwischen Mindestdicke und Durchmesser von Kollodiumhaut—Lenard-Fenster vermittelt Fig. 6. Die auf Grund von Messungen und Rechnungen gewonnene Kurve läßt eine Dicke von etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  mm als untere praktische Grenze erkennen. Für

<sup>1)</sup> Eine ähnliche Anordnung ist für die Sichtbarmachung grober Strukturen im Rahmen von Untersuchungen mit anderen Zielen schon früher benutzt worden: Vgl. die Arbeit: M. Knoll, Aufladepotential und Sekundäremission elektronenbestrahlter Oberflächen, ZS. f. techn. Phys. **16**, 467, 1935 und die Abb. 7 der Arbeit: M. v. Ardenne, Über Versuche mit lichtempfindlichen Halbleiterschichten in Elektronenstrahlröhren, ZS. f. Hochfrequenztechnik, **50**, 145, 1937 sowie die dieser Veröffentlichung zugrunde liegende Deutsche Patentanmeldung L 84500 vom 20. September 1933.

diesen Wert besteht ein ausreichender Sicherheitskoeffizient, wenn der Durchmesser des Kollodiumfensters auf etwa 0,04 mm gebracht wird.

Trotzdem das Fenster damit bereits den Durchmesser feinsten Spindüsen erreicht hat, ist es immer noch groß gegenüber der Rasterfläche. Auch bei den angegebenen Werten ist noch eine erhebliche, vom Atmosphärendruck abhängige Durchbiegung gegeben. Die Schwankungen der Objektlage bei Schwankungen des Atmosphärendruckes von 1% sind gerade noch klein genug, um innerhalb des Tiefenschärfenbereiches einer normalen Optik mit dem Öffnungsverhältnis  $10^{-2}$  zu liegen.

Genauere Unterlagen über das bei Beobachtung an Luft zu erwartende Auflösungsvermögen vermittelt eine der weiter unten gegebenen Tabellen.

Selbstverständlich ist bei dem Arbeiten an Luft dafür zu sorgen, daß die Elektronen vor Erreichung der Auffangfläche keine wesentlichen Intensitäts- oder Energieverluste erfahren. Quantitative Unterlagen über die zulässigen Abstände zwischen Objektschicht und Auffangfläche für verschiedene Elektronengeschwindigkeiten und verschiedene Absorptionen gibt die Darstellung Fig. 7. Die

letztere zeigt, daß bei Spannungen oberhalb  $10^4$  Volt, die für die Untersuchungen an Luft wohl nur in Frage kommen, die erlaubten Maximalabstände aus mechanischen Gründen erreichbar sind.

Nachdem im vorstehenden das Prinzip des Elektronen-Rastermikroskops erläutert und die wichtigsten Ausführungsmöglichkeiten angedeutet worden sind, sollen in dem folgenden Abschnitt die Grenzen für das Auflösungsvermögen des Rastermikroskops besprochen werden. Mit Rücksicht auf die zitierte vorausgegangene Arbeit, die das gleiche Thema für das normale Elektronenmikroskop behandelt hat, kann sich der Verfasser darauf beschränken, an Hand der früheren Veröffentlichung nur auf die Unterschiede zwischen den Fehlern der beiden Mikroskoparten hinzuweisen.

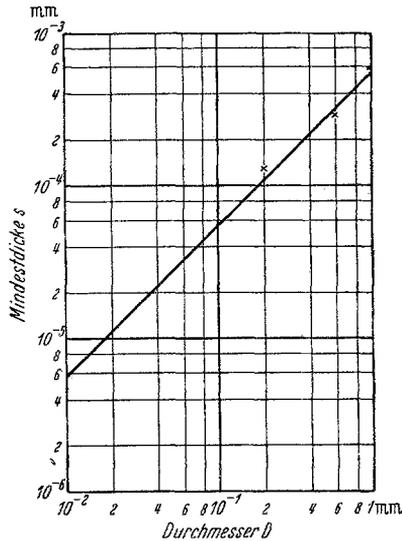


Fig. 6. Zusammenhang zwischen Mindestdicke und Durchmesser von Kollodiumhaut-Lenard-Fenstern.

$$\text{Theoretisch: } s = \frac{D \cdot y \cdot p}{200 \cdot K}^*),$$

s = Mindestdicke in mm,

D = Durchmesser in mm,

y = Formfaktor  $\approx 0,5$ ,

$K_z$  = Zugfestigkeit in  $\text{kg/mm}^2$ ,

p = Druck in  $\text{kg/cm}^2 \approx 1$ ,

$K_z$  = (gemessen)  $\approx 4,5 \text{ kg/mm}^2$ .

\*) Vgl. Hütte, Bd. II, S. 373.

### B. Die Grenzen für das Auflösungsvermögen des Rastermikroskops.

I. *Der Beugungsfehler.* Die Größe des Beugungsfehlers bei dem Elektronen-Rastermikroskop läßt sich nach den gleichen Gesetzen unter Einsetzung der de Broglie-Wellenlänge berechnen, die in der Beugungstheorie des optischen Fernrohres maßgebend sind. Eine Darstellung hierzu bringt Fig. 8. Der Beugungsfehler hat angenähert die gleiche Größe wie der Beugungsfehler beim normalen Elektronenmikroskop und kann daher aus der Fig. 2 der vorausgegangenen Arbeit entnommen werden.

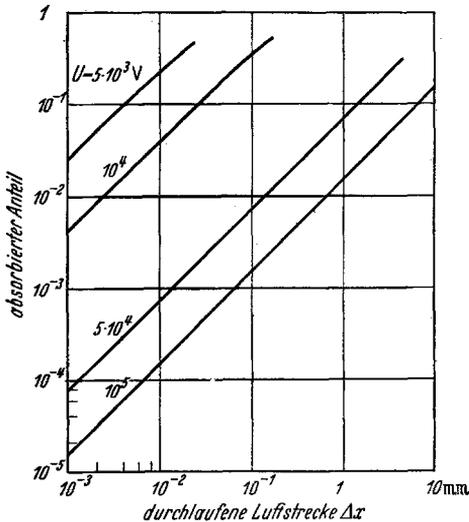


Fig. 7. Absorption von Elektronenstrahlen in Luft.  
Absorptionskoeffizient nach Lenard.

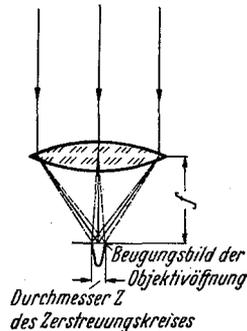


Fig. 8. Die Begrenzung des Auflösungsvermögens durch den Beugungsfehler.

Auflösungsbedingung:

$$d \cong \frac{Z}{2} = \frac{1,22 \cdot \lambda}{D/f}$$

II. *Der Raumladungsfehler.* Eine Beeinflussung des elektronenoptischen Strahlenganges durch Raumladung ist an mehreren Stellen der Anordnung Fig. 1 denkbar. Von grundsätzlicher Bedeutung ist die Antwort auf die Frage, welcher kleinste Querschnitt bei den praktisch benutzten Öffnungsverhältnissen für verschiedene Beschleunigungsspannungen in Abhängigkeit von dem Sondenstrom erreichbar ist. Eine analoge Rechnung für Fernröhren wurde in Anlehnung an eine Untersuchung von Zworykin bereits in einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> durchgeführt. Es mag daher genügen, hier das Rechnungsergebnis für den Fall des Rastermikroskops mitzuteilen: Bei allen praktisch in Frage kommenden Voltgeschwindigkeiten der Elektronen tritt die Begrenzung des Auflösungsvermögens durch die Raum-

<sup>1)</sup> M. v. Ardenne, ZS. f. Hochfrequenztechnik 44, 168, 1934.

ladung in der Sondenspitze erst bei Sondenströmen ein, die fast zehn Größenordnungen über den Stromwerten liegen, mit denen im praktischen Betriebe gearbeitet wird.

Diese enorme Reserve gerade an dieser Stelle des Strahlenganges ist deswegen von großer Bedeutung, weil nicht alle Elektronen an der Auftreffstelle Geschwindigkeiten von der Höhe der Beschleunigungsspannung aufweisen.

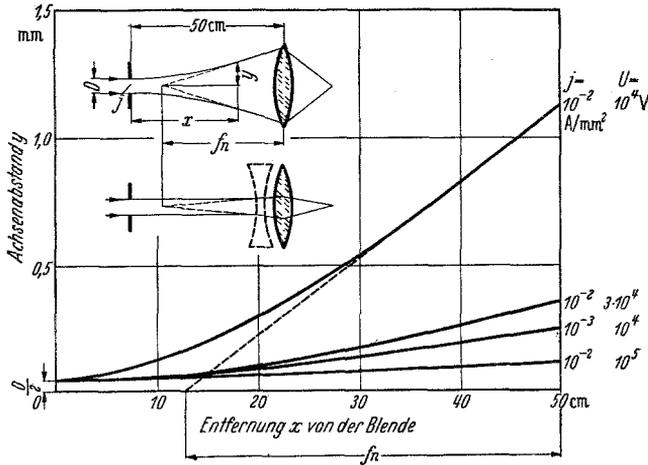


Fig. 9. Hilfskurven zur Bestimmung des Einflusses der Raumladung auf der Gegenstandsseite der ersten Verkleinerungsstufe.

- $y$  = Achsenabstand der Strahlbegrenzungsfläche \*),
- $x$  = Entfernung von der Blende,
- $f_n$  = Brennweite der negativen Ersatzlinse,
- $a$  = Gegenstandsweite ohne Berücksichtigung der Raumladung,

$$\frac{a \cdot |f_n|}{a + |f_n|} = \text{wirksame Gegenstandsweite.}$$

\*) Nach E. E. Watson, Phil. Mag. (7) 3, 849, 1927 und M. Knoll u. E. Ruska, Ann. d. Phys. 12, 604, 1932.

In diesem Zusammenhang sei vorweggenommen, daß Störungen durch Objektaufladung selbst bei den sehr viel höheren Strömen einer fernsehmäßigen Wiedergabe bisher experimentell nicht festgestellt werden konnten.

Ein weiterer Raumladungseinfluß tritt auf der Gegenstandsseite der Verkleinerungsoptiken bei dem Rastermikroskop ein (analog und entsprechend auf der Bildseite bei dem Elektronenmikroskop). Dieser Raumladungseinfluß, der nur auf der Gegenstandsseite der ersten Verkleinerungsoptik merkbar sein könnte, führt im wesentlichen zu einer Vergrößerung der gegenstandsseitigen Apertur und zu einer geringen Verkleinerung der Gegenstandsweite. Die letztere läßt sich durch Einführung einer negativen Ersatzlinse vor dem Objektiv abschätzen. Die Brennweite der Ersatzlinse kann aus den Kurven der Fig. 9 für den idealisierten Fall eines parallelen Anfangsstrahles abgelesen werden. Die Darstellung berücksichtigt nur die Randstrahlen. Für die weiter innen verlaufenden Elektronenbahnen nimmt der Betrag der negativen Brennweite zu. Dieser Unterschied bedingt einen Abbildungsfehler. Da die Verkürzung der Gegenstandsweite bei praktisch gegebenen Stromdichten bereits für die Randstrahlen prozentual wesentlich geringer ist, wie in Fig. 9 dar-

gestellt, führt dieser Fehler nur zu einer minimalen Streuung des Verkleinerungsverhältnisses und damit nur zu einer unmerklichen Vergrößerung des abgebildeten Querschnittes.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß ebenso wie bei dem Elektronenmikroskop auch bei dem Elektronenrastermikroskop eine merkliche Begrenzung des Auflösungsvermögens durch Raumladungseinflüsse nicht eintritt.

*III. Der Öffnungsfehler.* Für den Öffnungsfehler und die durch ihn und den Beugungsfehler bedingte Grenze des Auflösungsvermögens gilt das in Abschnitt III der vorausgegangenen Arbeit Gesagte. Hierbei ist ebenso wie früher vorausgesetzt, daß Intensitätsfragen bei der Fehlerbetrachtung unberücksichtigt bleiben können. In welchen Grenzen dies bei dem Elektronenrastermikroskop zulässig ist, wird in einem späteren Abschnitt gezeigt werden. — Bei den kleinen Spannungen des Rastermikroskops gelang es mit einem Aufwand von 1800 Amperewindungen Objektivbrennweiten von 1 mm zu verwirklichen (bei 20 kV). Außerdem konnte durch neue Polschuhformen ein weiterer Fortschritt erzielt werden. Der Öffnungsfehler ist damit fast eine Größenordnung kleiner als bei der günstigsten Kurve der Fig. 3 in der vorausgegangenen Arbeit. Trotzdem ist weiter unten der gleiche Öffnungsfehler eingesetzt, wie in den entsprechenden Tabellen der vorausgegangenen Arbeit, um den Einfluß der anderen Fehler bei dem Vergleich klarer heraustreten zu lassen.

*IV. Der chromatische Fehler.* Für die Berechnung des chromatischen Fehlers gilt die in dem entsprechenden Abschnitt der vorausgegangenen Arbeit gebrachte Darstellung. Durch den Fortfall des Einflusses der Geschwindigkeitsverteilung bei Elektronenstreuung im Objekt und in der Objektträgerfolie hat der chromatische Fehler bei dem Elektronenrastermikroskop nur eine untergeordnete Bedeutung.

Vorausgesetzt ist hierbei, daß die Spannungsquelle nicht wie bei dem Elektronenmikroskop auf 5 Volt genau, sondern auf 1 Volt genau konstant gehalten wird. Die erforderliche relative Stromquellenkonstanz ist jedoch beinahe die gleiche, da das *Rastermikroskop* im allgemeinen mit *geringeren Spannungen* betrieben wird als das Elektronenmikroskop. Kann die Konstanz der Spannungsquelle durch weitere Entwicklungsarbeiten auf Beträge gesenkt werden, die unterhalb der Streuung der Anfangsgeschwindigkeit der von Oxydkathoden emittierten Elektronen liegt, so könnte der chromatische Fehler grundsätzlich noch um einen Faktor 5 gegenüber den Werten gesenkt werden die in den Tabellen über den Gesamtfehler angegeben sind.

*V. Der Fehler durch räumliche Elektronenstreuung.* Bei Anordnung der zu untersuchenden Objektelemente an der Oberfläche der Objektschicht, wie dies die schon besprochene Fig. 5 a zeigt, kann der Fehler durch räum-

liche Elektronenstreuung für den Fall des Vakuumbetriebes völlig vernachlässigt werden. Bei der Beobachtung innerer Objektschichten geben die Kurven Fig. 6 der vorausgegangenen Arbeit quantitative Unterlagen über die Größe dieses wichtigen Fehlers. Die Rücksichtnahme auf diesen Fehler zwingt zum Arbeiten mit höheren Anodenspannungen, wenn innere Objektschichten betrachtet werden sollen. *Auch mit dem Rastermikroskop wird man nur solche Objektschichten von Objektschnitten mit voller Schärfe untersuchen können, die innerhalb der Streu-Schärfentiefe liegen.*

Unvermeidbar ist dieser Fehler bei der Beobachtung von Objekten, die sich an Luft befinden. Die räumliche Streuung im Lenard-Fenster bedingt hier eine unüberwindliche Grenze, die jedoch bei dem schon genannten Minimalwert für die Lenard-Fenster-Dicke in einer Größenordnung liegt, die, wie die unten auf einer der Tabellen genannten Zahlen zeigen, noch durchaus in Kauf genommen werden kann.

*VI. Der Fehler durch magnetische Störfelder.* Das Rastermikroskop besitzt gegen solche magnetischen Feldstärkenänderungen, deren mittlere Periode in der Größenordnung der Integrationszeit für das Bildelement liegt oder deren Periode kleiner ist als die Integrationszeit, etwa die gleiche Empfindlichkeit wie das Elektronenmikroskop. Für die Begrenzung des Auflösungsvermögens durch Wechselfelder gilt daher das in Abschnitt VI der vorausgegangenen Arbeit Gesagte. Die Fehlergröße selbst ist aus der diesem Abschnitt zugeordneten Fig. 7 der früheren Arbeit unter Umrechnung auf den benutzten Anodenspannungswert und die gegebene Objektbrennweite zu entnehmen. Ist die mittlere Periode der Feldstärkenschwankung groß gegen die Integrationszeit — dieses ist beispielsweise fast immer zutreffend für die langsamen Schwankungen des erdmagnetischen Feldes —, so ist nicht eine Unschärfe, sondern eine Verzerrung der Bildstruktur die Folge. Diese Verzerrung ist ebenso wie die Verringerung des Auflösungsvermögens bei dem normalen Elektronenmikroskop durch hervorragende magnetische Abschirmung der empfindlichen Zonen des Strahlenganges zu vermeiden.

*VII. Der Gesamtfehler.* Unter den Annahmen der Tabelle 1, die in allen wesentlichen Größen übereinstimmen mit den Annahmen der analogen Tabelle in der vorausgegangenen Arbeit, ergeben sich die in den Tabellen 2 und 3 zusammengestellten Einzel- und Gesamtfehler. Bei Anwendung eines kurzbreitigen Objektivs (vgl. Abschnitt B III) sind entsprechende und wesentlich günstigere Zahlenwerte bei allen Abbildungsfehlern einzusetzen.

Tabelle 1. Annahmen für Durchstrahlungs-Hellfeld-Betrieb.

$f$ = Objektivbrennweite . . . . .	= 5 mm
$D$ = Wirksame Objektivöffnung . . . . .	= 0,05 mm
$D/f$ = Öffnungsverhältnis . . . . .	= $10^{-2}$ mm
$\Delta U$ = Spannungsschwankung . . . . .	= 1 Volt
$\Delta x_1 + \Delta x_2$ = Dicke von Trägerfolie und Objektschicht $\ll$ Eindringtiefe	
$\Delta x_3$ = Dicke des Objektschnittes (spez. Gew. 1) = $10^{-3}$ mm	
$\Delta x_4$ = Minimaldicke eines Lenard-Fensters (spez. Gew. 1,6) . . . . .	= $5 \cdot 10^{-5}$ mm

Abgebildete Objektschicht nahe der dem Objektiv zugewandten Oberfläche.

Ein Vergleich der Tabelle 2 mit der Tabelle 3 der vorausgegangenen Arbeit ist besonders aufschlußreich, da in beiden Fällen die Untersuchung von  $10^{-3}$  mm starken Mikrotomschnitten zugrunde gelegt ist.

Tabelle 2. Eigenschaften des Rastermikroskops für Durchsicht-Hellfeld-Vakuum-Betrieb<sup>1)</sup>.

Eigenschaften	$U = 5 \cdot 10^3$	$10^4$	$5 \cdot 10^4$	$10^5$ Volt
Biegungsfehler . . .	$2 \cdot 10^{-6}$ mm	$1,5 \cdot 10^{-6}$ mm	$5 \cdot 10^{-7}$ mm	$4 \cdot 10^{-7}$ mm
Raumladungsfehler .	$< 10^{-7}$ „	$< 10^{-7}$ „	$< 10^{-7}$ „	$< 10^{-7}$ „
Öffnungsfehler . . .	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „
Chromatischer Fehler	$4 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$4 \cdot 10^{-7}$ „	$2 \cdot 10^{-7}$ „
Störfeldfehler . . .	unbestimmt	unbestimmt	unbestimmt	unbestimmt
Auflösungsvermögen	$d = 5 \cdot 10^{-6}$ mm	$3 \cdot 10^{-6}$ mm	$2 \cdot 10^{-6}$ mm	$2 \cdot 10^{-6}$ mm

Tabelle 3. Eigenschaften des Rastermikroskops für Durchsicht-Hellfeld-Luft-Betrieb.

Eigenschaften	$U = 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$10^5$ Volt
Biegungsfehler . . . . .	$1,5 \cdot 10^{-6}$ mm	$5 \cdot 10^{-7}$ mm	$4 \cdot 10^{-7}$ mm
Raumladungsfehler . . . . .	$< 10^{-7}$ „	$< 10^{-7}$ „	$< 10^{-7}$ „
Öffnungsfehler . . . . .	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „
Chromatischer Fehler . . . . .	$2 \cdot 10^{-6}$ „	$4 \cdot 10^{-7}$ „	$2 \cdot 10^{-7}$ „
Streufehler . . . . .	$2 \cdot 10^{-5}$ „	$4 \cdot 10^{-6}$ „	$2 \cdot 10^{-6}$ „
Störfeldfehler . . . . .	unbestimmt	unbestimmt	unbestimmt
Auflösungsvermögen . . . . .	$d = 2 \cdot 10^{-5}$ mm	$5 \cdot 10^{-6}$ mm	$3 \cdot 10^{-6}$ mm

VIII. Die Grenzen für die Kontraststeuerung. Die quantitativen Unterlagen für die Beurteilung der Verhältnisse, die die Kontraststeuerung durch das Gegenstandselement bestimmen, finden sich in dem Abschnitt VIII der vorausgegangenen Arbeit und insbesondere in den zugeordneten Fig. 9 und 10. Die Kurvenschar für das große Öffnungsverhältnis  $10^{-1}$ , das bei

<sup>1)</sup> Bei Untersuchung von  $10^{-3}$  mm Mikrotomschnitten gelten die gleichen Werte, nur sind sie erst bei etwa  $U > 1,5 \cdot 10^4$  Volt realisierbar.

dem normalen Elektronenmikroskop mit Rücksicht auf das Auflösungsvermögen nicht anwendbar ist, wurde in der früheren Arbeit schon im Hinblick auf die Verhältnisse bei dem Rastermikroskop eingetragen. Für noch größere Auffangaperturen, die bei dem Rastermikroskop ohne weiteres möglich sind, ist zu beachten, daß eine Verflachung der Kurven für Intensitätsmodulation durch räumliche Elektronenstreuung eintritt, sobald die Streuwinkel nicht mehr klein gegen  $90^\circ$  sind. Bei sehr großen Streuwinkeln, d. h. sobald die Objektschichtdicke sich dem Wert der Eindringtiefe nähert, tritt an die Stelle der Intensitätssteuerung durch Elektronenstreuung die Intensitätsmodulation durch Absorption. Das Rastermikroskop gestattet daher noch in denjenigen Bereichen der Kurven Fig. 9 der vorausgegangenen Arbeit zu arbeiten, in denen das normale Elektronenmikroskop mit Rücksicht auf den chromatischen Fehler nicht mehr arbeitsfähig ist. *Durch Bemessung des Aperturwertes der Auffangvorrichtung und durch Bemessung der Beschleunigungsspannung hat man es bei dem Rastermikroskop völlig in der Hand, sich auszuwählen, ob der Intensitätsmodulation durch die Elektronenstreuung oder durch die Elektronenabsorption der Vorzug gegeben wird.*

Im praktischen Betriebe hat sich auch das Arbeiten mit Modulation durch Elektronenabsorption bei an die mittlere Objektschichtdicke angepaßter Anodenspannung gut bewährt. Beispielsweise konnte, ohne Anwendung einer Aperturblende der Auffangvorrichtung durch  $0,3 \mu$  starke Bakterien, die auf einer Kollodiumhaut aufgetrocknet waren, bei 15000 Volt eine fast völlige Aussteuerung der Gradationskurve der photographischen Schicht erreicht werden, während bei 20000 Volt und genau dem gleichen Objekt die Schwärzungsunterschiede nur schwach erkennbar waren.

Bei energieempfindlichen Elektronenindikatoren, beispielsweise bei der photographischen Intensitätsaufzeichnung bietet ein Arbeiten auf den stärker geneigten Teilen der Kurven Fig. 9 der vorausgegangenen Arbeit trotz der sich ergebenden Stromverluste oft praktische Vorteile, da infolge der gleichzeitig stattfindenden Steuerung der Elektronenzahl *und* der Elektronengeschwindigkeiten eine besonders starke Kontraststeuerung durch Dicken- oder Dichtenunterschiede stattfindet.

Die vorstehenden Zeilen lassen erkennen, daß bei dem Rastermikroskop im Gegensatz zum Elektronenmikroskop eine künstliche Verstärkung des Kontrastes auf Kosten der Intensität möglich ist.

Für diese Kontrastverstärkung bestehen im Prinzip noch eine Reihe weiterer Wege (Streuomodulation bei Dunkelfeldbetrieb, Wechselstromverstärker zwischen Auffang- und Schreibvorrichtung).

Wie weit eine künstliche Kontrastverstärkung auf Kosten der Intensität zulässig ist, hängt von der Empfindlichkeit der Indikationsmittel und der Intensität der Elektronensonde ab.

### C. Intensitätsfragen und Auflösungsvermögen.

I. Die Intensität der Elektronensonde. Bisher wurde vorausgesetzt, daß die Intensität der Elektronensonde genügt, um trotz des stets vorhandenen

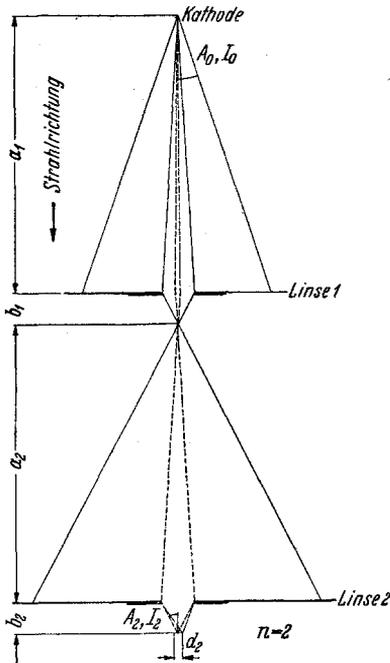


Fig. 10. Die für die Stromstärke der Elektronensonde maßgebenden Größen.

$$I_n = \left(\frac{A_n}{A_0}\right)^2 \cdot V_2 \cdot I_0,$$

$$= \left(\frac{A_n}{A_0}\right)^2 \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_n^2 \cdot j_0,$$

$A_0$  = Apertur der Elektronenstromquelle,

$J_0$  = Anfangsstrom, emittiert in den zu  $A_0$  gehörigen Raumwinkel,

$j_0$  = Stromdichte der Kathode,

$A_n$  = bildseitige Apertur der  $n$ -ten Verkleinerungslinse,

$I_n$  = Strahlstrom durch die  $n$ -te Linse,

$d_n$  = Auflösungsvermögen der  $n$ -ten Linse,

$$V = V_1 \cdot V_2 \cdots V_n = \frac{b_1}{a_1} \cdot \frac{b_2}{a_2} \cdots \frac{b_n}{a_n}$$

= Gesamtverkleinerung.

Schwankungspegels (Zusammensetzung der Elektronenströmung aus Elementarquanten, Dunkelstromschrotpegel von Sekundäremissionsverstärkern, Wärmegeräuschpegel von Widerständen und Verstärkerröhrenrauschen) eine sichere und ausreichend umfangreiche Steuerung der Kontrastwerte zu ermöglichen. Wie weit es gelingt, diese Voraussetzung zu erfüllen, hängt von der spezifischen Emission der Kathode, von dem Aperturwert der Elektronenstromquelle, von dem den Tabellen zugrunde gelegten Öffnungsverhältnis der letzten Verkleinerungsoptik einerseits, sowie von der meist durch den Schwankungspegel bestimmten Grenzempfindlichkeit der Indikationseinrichtung und der auf das Bildelement entfallenden Integrationszeit andererseits ab.

Die für die Intensität der Elektronensonde maßgebende Beziehung, die in einfacher Weise aus der Theorie von Elektronenstrahlröhren hergeleitet ist, findet sich in Fig. 10 angegeben und durch eine schematische Darstellung erläutert. Durch Einsetzen der in der vorausgegangenen Arbeit gebrachten Formel für den Öffnungsfehler in diese Beziehung

gelangt man zu der zusammenfassenden Fig. 11. Diese Abbildung zeigt, daß für die angegebenen der Praxis entnommenen Parameter die oben-erwähnte Voraussetzung als erfüllt angesehen und das Intensitätsproblem vernachlässigt werden kann, wenn für ein Auflösungsvermögen von  $10^{-5}$  mm ein Elektronenindikator zur Verfügung steht, der durch einen Elektronenstrom von  $5 \cdot 10^{-13}$  Amp. einen ausreichenden Helligkeits- oder Schwärzungsumfang sicherstellt. Bei einem Auflösungsvermögen von  $2 \cdot 10^{-6}$  mm verringert sich dieser Stromwert auf etwa  $10^{-14}$  Amp. Daß verschiedene bekannte Elektronenindikatoren die nach vorstehenden Ausführungen erforderliche Empfindlichkeit bei Integrationszeiten der Größenordnung  $10^{-2}$  bis 1 sec für das Bildelement aufweisen, wird im folgenden Abschnitt gezeigt.

*II. Verschiedene Elektronenindikatoren und ihre Grenzempfindlichkeit.* Zur Bestimmung der Zahl bzw. der Energie der durch die Objektstruktur gesteuerten Elektronen kommen grundsätzlich alle bekannten Elektronenindikatoren in Frage. Beispielsweise können Fangelektrodenanord-

nungen in Verbindung mit Elektronenröhrenverstärkern, bildtelegraphischen Empfängern oder Elektronenstrahlbildschreibanordnungen benutzt werden.

Eine Berechnung über die Grenzempfindlichkeit bei mit Röhrenverstärkern arbeitenden Anordnungen hat gezeigt, daß für einen Sondenstrom von  $10^{-14}$  Amp. die Integrationszeit je Bildpunkt auf etwa 1 sec gebracht werden muß, damit ein Kontrastumfang 1 : 10 gesichert bleibt. Hierbei ist eine Kapazität von  $3 \mu\mu\text{F}$  angenommen, die nur bei Dezimeterwellen-Knopfröhren und entsprechend kleinen Auffangelektroden (Auffangfläche  $< 1 \text{ mm}^2$ ) praktisch zu verwirklichen ist.

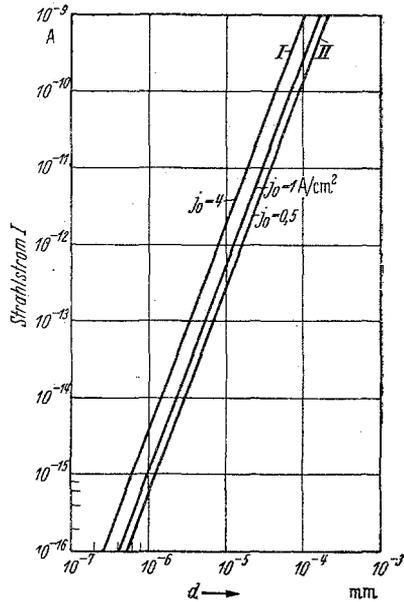


Fig. 11. Zusammenhang zwischen registrierbarer Sondenstromstärke und der durch den Öffnungsfehler allein bedingten Grenze des Auflösungsvermögens für verschiedene spezifische Kathodenemissionen.

Kurve I = stark überheizte Wolframkathode;  
 Kurve II = normale Oxydkathode.

$$I = \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{A_n}{A_0}\right)^2 \cdot j_0 \cdot d^2.$$

Parameter:

$$A_n = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{d}{0,35 \cdot f}\right)^{1/3}; f = 1 \text{ mm},$$

$$A_0 = 0,02.$$

Eine günstigere Sachlage besteht bei Anwendung mehrstufiger Sekundäremissionsverstärker, bei denen der in dem letzten Beispiel das Ergebnis bestimmende Rauschpegel durch das Widerstandsrauschen völlig fortfällt.

Die Grenzempfindlichkeit des Sekundäremissionsverstärkers ist durch die Größe des Dunkelstromes der Auffangkathode bedingt, und zwar muß der durch den Sondenstrom ausgelöste Sekundärstrom mindestens zehnmal so groß sein wie der Dunkelstromwert. Ist dieser Bedingung genügt, so spielt die für das einzelne Bildelement gegebene Abtastzeit keine Rolle, bis die Zeiten so kurz werden, daß die Zusammensetzung des Sondenstromes aus den Elementarquanten sich störend bemerkbar macht. Bei Sondenströmen von beispielsweise  $10^{-14}$  Amp. dürfte dieses von Bildelementseiten unter  $10^{-3}$  sec ab der Fall sein. Dieser Mindestwert für die Elementabtastzeit würde immerhin schon eine fortlaufende Sichtbarmachung von Objektzeilen gestatten. — Der Dunkelstrom einer Sekundäremissionskathode hängt ab von der Art der benutzten Photoschicht (Lage ihrer langwelligen Grenze, von der Größe ihrer Fläche und ihrer Temperatur). Aus einer Arbeit von Schulze<sup>1)</sup> folgt, daß bei Anwendung von nicht bis in das Infrarotgebiet sensibilisierter Kathoden in den ersten Stufen und unter praktisch gegebenen und realisierbaren Verhältnissen ( $T \approx 20^\circ \text{C}$ ) mit einem Dunkelstromwert von etwa  $10^{-17}$  Amp./mm<sup>2</sup> gerechnet werden muß. Eine Grenze für die Auffangfläche ist gegeben durch die Größe des Zerstreungskreises des Sondenstrahles in der Ebene der Auffangfläche. Praktisch wird man bei dem Sekundäremissionsverstärker die wirksame Auffangfläche nicht unter die Größenordnung von etwa 0,1 mm<sup>2</sup> senken können. Man sieht, daß die Grenzempfindlichkeit der Anordnung mit Sekundäremissionsverstärker etwa bei  $10^{-16}$  bis  $10^{-17}$  Amp. liegt.

Da Sekundäremissionsverstärker komplizierte Gebilde darstellen, deren Kathodenoberflächen in den heutigen Ausführungsformen gegen zeitweisen Zutritt von Luft empfindlich sind, dürfte es notwendig sein, die erste Kathode des Sekundäremissionsverstärkers durch ein Lenard-Fenster (Durchmesser z. B. 0,1 mm) vom Objektraum zu trennen.

Wird auf eine bildmäßige Sichtbarmachung der Objektstruktur verzichtet und soll das Objekt punktweise und dafür mit besonders großem Auflösungsvermögen abgetastet werden, so kommen Zählrohranordnungen nach Geiger für die Sondenstrommessung in Frage oder auch Elektrometeranordnungen, bei denen dann der Spannungsanstieg an der hochisolierten Kapazität der Auffangelektrode in bestimmten Zeiträumen zu messen wäre.

Besondere Vorteile bietet, wie gleichzeitig von v. Borries und dem Verfasser erkannt wurde, die Anwendung photographischer Schichten zur Intensitätskontrolle bei dem Rastermikroskop. Die photographische Registrierung hat nicht nur den Vorzug hoher Empfindlichkeit, sowie den für das Rastermikroskop wichtigen Vorteil, daß sie auf die Energie des Elek-

<sup>1)</sup> R. Schulze, ZS. f. Phys. 90, 66, 1934, Fig. 4.

tronenstromes anspricht, sondern bietet darüber hinaus in geeigneten, über- raschend einfachen Anordnungen die Möglichkeit, unmittelbar ein Bild des zu untersuchenden Objekts zu erhalten. Praktisch wichtig ist, daß bei Anwendung der photographischen Registrierung der Aufwand für Verstärkereinrichtungen und steuerbare Lichtquellen in Fortfall kommt.

Eine quantitative Unterlage über die Empfindlichkeit der photographischen Elektronenindikation liefert die Darstellung Fig. 12<sup>1)</sup>. Man erkennt, daß die Empfindlichkeit in starkem Maße von der Seitenlänge des exponierten Flächenelements abhängt. Bei gegebener räumlicher Elektronenstreuung wird die Seitenlänge des exponierten Flächenelements bestimmt durch den Abstand zwischen Objektschicht und photographischer Schicht. Ihr Minimalwert hängt damit von den mechanischen Toleranzen bei der Bewegung

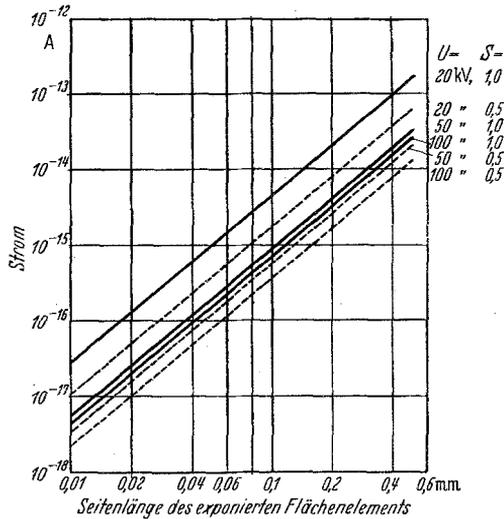


Fig. 12. Erforderlicher Strom bei photographischer Registrierung von Elektronen mit der Schwärzung  $S=1$  und  $S=0,5$  als Funktion der exponierten Fläche für die Belichtungszeit 1 Sek. (photographisches Material: Agfa Isochromfilm).

der photographischen Schicht ab. Eine Grenze bildet schließlich die unterschiedliche Dicke der photographischen Schicht selbst.

Eine starke Verringerung des Schreibfleckdurchmessers bei gegebenem Abstand konnte durch Ausnutzung der Doppelfokussierung bei größerer Linsendicke erzielt werden. Bei geeigneter Ausgestaltung des auf der Registrieseite liegenden Polschuhes ließ sich der zweite, durch die Streuung am Objekt etwas verwaschene Schnittpunkt in die Nähe der Registrierebene legen. Bei einem Abstand Objektschicht--photographische Schicht von zur Zeit etwa 0,6 mm konnte auch bei Absorptionsmodulation ein mittlerer Schreibfleckdurchmesser von nur 0,02 mm erhalten werden. Das diesem Schreibfleck zugeordnete Bildformat hat Briefmarkengröße.

<sup>1)</sup> Extrapoliert nach: B. v. Borries u. M. Knoll, Phys. ZS. **35**, 279, 1934, Fig. 1 (a) und Fig. 4 (B, D).

Eine weitere Grenze, die unter  $10^{-2}$  mm liegt<sup>1)</sup>, ist durch die Körnigkeit empfindlicher Photoschichten gegeben. Bei einer Seitenlänge des exponierten Flächenelements von 0,02 mm, bei einer Schwärzung von  $S = 0,5$  und einer Anodenspannung von etwa 20000 Volt muß, wie Fig. 12 zeigt, bei 1 sec Integrationszeit der Rasterstrom  $10^{-16}$ , bzw. bei 0,01 sec Integrationszeit  $10^{-14}$  Amp. betragen. In Wirklichkeit ist mit noch

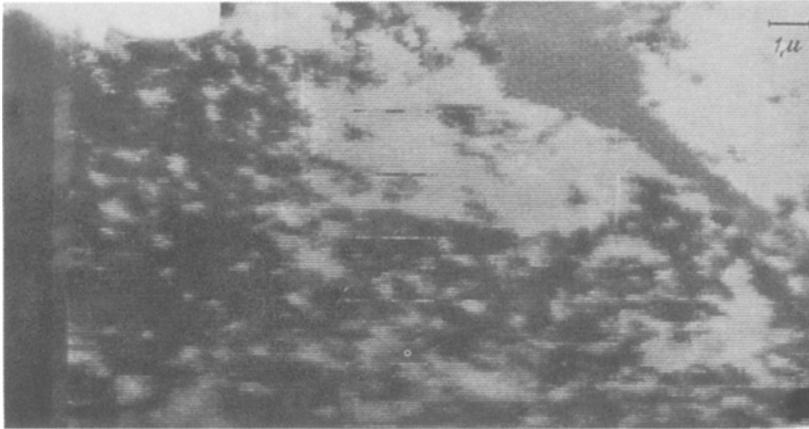


Fig. 13 A. Rastermikrobild von ZnO-Kristallen.

Bilddaten: Spannung 23 kV.  $f = 1$  mm (Öffnungsverhältnis  $3 \cdot 10^{-2}$  mm), Registrierzeit 20 Min. Vergrößerung des Originals 8000. Auflösungsvermögen in Zeilenrichtung  $\approx 4 \cdot 10^{-5}$  mm. Kollodiumträgerfolie  $3 \cdot 10^{-5}$  mm stark. Helligkeitsmodulation durch Absorption.

günstigeren Zahlenwerten zu rechnen, da der Darstellung eine ältere Agfa-Isochromschicht zugrunde liegt, die durch den neuesten Stand der photographischen Technik weit überholt ist.

Durch vorstehende Betrachtungen ist nachgewiesen, daß bei Bildern mit geringer Bildpunktzahl, die trotzdem bei entsprechend kleinem Ausschnitt aus der Objektfläche das volle Auflösungsvermögen wiedergeben, eine Begrenzung des Auflösungsvermögens aus Intensitätsgründen nicht mehr stattfindet. Auch bei Bildern von der Güte modernster Fernsehbilder (160000 Bildpunkte) gelingt es, die Begrenzung noch zu vermeiden, ohne daß die Gesamtabtastzeit kritisch hohe Werte erreicht.

Im Zusammenhang mit dem Intensitätsproblem steht auch die Frage der *Objektbelastung*, die bei den bisherigen Versuchen mit dem Elektronenmikroskop normaler Bauart Bedeutung erlangt hat. Praktische Versuche, die

<sup>1)</sup> Vgl. den Abschnitt H. Kienle, Photographische Photometrie. Handb. d. Experimentalphysik Bd. 26, S. 744. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, 1937.

zur Entscheidung dieser Frage mit Sondenströmen von  $10^{-10}$  Amp. durchgeführt worden sind, ließen trotz ihres punktförmigen Angriffes auf das Objekt keine mit Lichtmikroskopen erkennbaren Strukturveränderungen des Objekts entstehen. Offenbar ist die Ableitung durch die umliegenden Objektelemente so wirksam, daß selbst bei ruhender Elektronensonde die Belastung des Objektelements unschädlich bleibt. Bei den um viele Größenordnungen kleineren Strömen des praktischen Betriebes und bei Bewegung der Elektronensonde (Verteilung der Energie auf größere Flächen) sind kritische Belastungen nicht zu erwarten.

Eines der ersten mit dem Rastermikroskop bei photographischer Registrierung erhaltenen Bilder ist in Fig. 13 A wiedergegeben. Zum Vergleich

ist in Fig. 13 B mit dem gleichen angegebenen Maßstab ein lichtmikroskopisches Bild (2 mm Apochromat,  $A = 1,4$ ) von den gleichen Zn O-Kristallen gebracht. Während bei dem lichtmikroskopischen Bild das Auflösungsvermögen etwa  $2 \cdot 10^{-4}$  mm beträgt, und die Helligkeitswerte durch Beugungs- und Brechungserscheinungen stark verfälscht sind, gibt das rastermikroskopische Bild in Zeilenrichtung ein Auflösungsvermögen von etwa  $4 \cdot 10^{-5}$  mm und definierte Helligkeitswerte. Das Bild soll nur ein vorläufiges Beispiel für

die experimentelle Durchführung sein und erreicht bei weitem noch nicht die in dieser Arbeit aufgezeigten Grenzen. Einen mikrographischen Ausschnitt des Zeilenrasters der Fig. 13 A mit Helligkeitsmodulationen zeigt Fig. 14. Das Gesamtbild ist im Gegensatz zu diesem, der Originalregistrierung entsprechenden Bild zur Kontrasterhöhung in photographischer Umkehrung gebracht. Aus dem vergrößerten Bildausschnitt ist das Auflösungsvermögen in Zeilenrichtung und der tatsächliche Bildelementdurchmesser bei verschiedenen Modulationen abzulesen.

Über praktische Ausführungsformen des Elektronenrastermikroskops, die mit Unterstützung der Siemens-Halske-A.-G. im Laufe des Jahres 1937

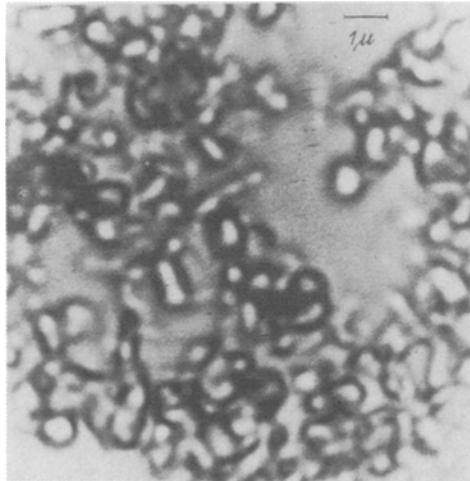


Fig. 13 B. Lichtmikroskopisches Bild der gleichen Kristalle.

Bilddaten: 2 mm Apochromat, Ölimmersion,  $A = 1,4$ . Gleicher Vergrößerungsmaßstab. Auflösungsvermögen  $\approx 2 \cdot 10^{-4}$  mm.

entstanden sind, sowie über die erzielten praktischen Ergebnisse und Bilder wird in einer späteren Arbeit berichtet werden.

*Zusammenfassung.* Über ein neues Prinzip elektronenmikroskopischer Abbildung wird berichtet, bei dem der durch unterschiedliche Abbremsung der Elektronen im Objekt hervorgerufene chromatische Fehler in Fortfall kommt. Das beschriebene Prinzip gestattet daher die Untersuchung auch

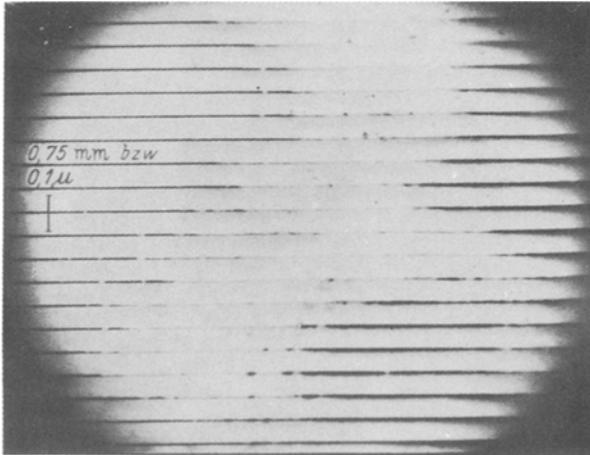


Fig. 14. Mikroskopische Aufnahme eines Teiles des Zeilenrasters mit Helligkeitsmodulationen.

stärkerer Objektschichten mit dem vollen Auflösungsvermögen und ermöglicht die Beobachtung von Objekten, die sich an Luft befinden. Das Prinzip beruht darauf, daß eine mit Hilfe mehrerer elektronenoptischer Verkleinerungsstufen hergestellte Elektronensonde äußerster Feinheit nach Art eines Fernsehrasters über die zu untersuchende Objektfläche geführt wird. Mit Hilfe besprochener Elektronenindikatoren wird die Steuerung der Sonden­elektronen durch das Objektelement dazu benutzt, um die Feinstruktur der untersuchten Objektschicht bildmäßig wiederzugeben.

---