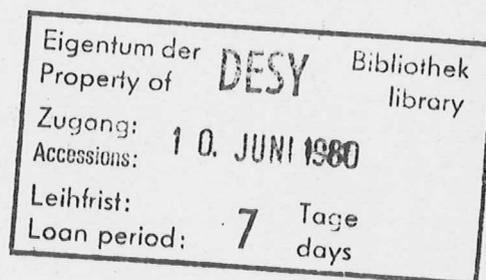


Interner Bericht
DESY F41
HASYLAB 80/03
Mai 1980

Untersuchung der Eigenschaften von Mehrschichtinterferenzspiegeln
aus absorbierenden Materialien und ihre Verwendung in einem Raster-
mikroskop für weiche Röntgenstrahlung



von

Rolf-Peter Haelbich

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of apply for or grant of patents.

"DIE VERANTWORTUNG FÜR DEN INHALT
DIESES INTERNEN BERICHTES LIEGT
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSER."

Untersuchung der Eigenschaften von Mehrschichtinterferenzspiegeln
aus absorbierenden Materialien und ihre Verwendung in einem Raster-
mikroskop für weiche Röntgenstrahlung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Rolf-Peter Haelbich
aus Hamburg

Hamburg
1980

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. C. Kunz Prof. Dr. H.G. Danielmeyer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. E. Gerdau Prof. Dr. M. Harsdorff
Datum der Disputation	2.5.1980
Prof. Dr. H. Lehmann Vorsitzender des Promotionsausschusses	Prof. Dr. H. Lehmann Sprecher des Fachbereiches Physik

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	Seite		Seite
1. Einleitung	1	10. Vergleich mit anderen Verfahren der Röntgenmikroskopie	125
2. Theorie der Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge	3	10.1 Kontaktmikroskopie	125
2.1 Berechnung der Mehrschichtreflektivität	5	10.2 Zonenplattenmikroskopie	126
2.2 Oberflächenrauigkeit	13	10.3 Spiegeloptiken für streifenden Einfall	130
3. Probenpräparation	17	10.4 Andere Verfahren der Röntgenmikroskopie	131
3.1 Auswahl der Materialien	17	10.5 Abwägung der Vor- und Nachteile	132
3.2 Optimierung der Schichtdicken	20	11. Zusammenfassung	137
3.3 Bedampfung	22	Anhang: Strahldurchrechnung für ein Schwarzschildobjektiv	141
4. Ergebnisse der Reflektivitätsmessungen und Diskussion	28	Literaturverzeichnis	145
4.1 Reflektivitätsmessungen an Re, W, Si und Bestimmung ihrer optischen Konstanten	28		
4.1.1 Reflektivitätsdaten	29		
4.1.2 Bestimmung der optischen Konstanten	33		
4.2 Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge	40		
4.2.1 Reflektivitätsmessungen bei nahe senkrechtem Lichteinfall	40		
4.2.2 Zeitliche Stabilität	49		
4.2.3 Rauigkeit	49		
4.3 Langmuir-Blodgett Kristalle	55		
5. Zukünftige Weiterentwicklungsmöglichkeiten und Anwendungen	59		
5.1 Optimale Werte für senkrechten Lichteinfall	59		
5.2 Anwendungsmöglichkeiten für Mehrschichtspiegelbeläge	64		
6. Mikroskopie mit ultraweicher Röntgenstrahlung	66		
7. Aufbau des Mikroskops	70		
7.1 Generelle Überlegungen	70		
7.2 Das Prinzip des Mikroskops	71		
7.3 Das Rasterverfahren	73		
7.4 Das Schwarzschildobjektiv	75		
7.5 Aufbau des Prototyps	81		
8. Ergebnisse mit dem Prototyp und Diskussion	85		
8.1 Spektrale Transmission des Objektivs	85		
8.2 Intensität	87		
8.3 Test der Auflösung	90		
8.4 Strahldurchrechnungen	98		
8.5 Bilder von einer Zonenplatte	103		
9. Abschätzung der Weiterentwicklungsmöglichkeiten	105		
9.1 Auflösung	105		
9.2 Konturengenauigkeit und Oberflächenrauigkeit	114		
9.3 Ausbeute des Mikroskops	119		
9.4 Schlußfolgerungen für ein verbessertes Mikroskop	122		

1. Einleitung

Im Jahre 1976 konnte erstmals experimentell gezeigt werden (HK76), daß es möglich ist, gute Reflektoren für ultraweiche Röntgenstrahlung bei senkrechtem Lichteinfall durch Aufdampftechnik zu realisieren. Darauf aufbauend war es das Ziel dieser Arbeit, durch eine experimentelle Weiterentwicklung der dafür erforderlichen Mehrschichtinterferenzbeläge und mit einem besseren theoretischen Verständnis ihrer Eigenschaften, den Prototyp eines Spiegelmikroskops in diesem Spektralbereich zu realisieren.

Der Spektralbereich $10 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}$ ist von besonderem Interesse, da elementspezifische Kontraste in biologischen und anderen Präparaten ohne Markierungstechniken erzielt werden können, die Größe des Absorptionskoeffizienten gerade starke Kontraste für Objekte von der Dicke von Zellbausteinen erlaubt und die Auflösung sich gegenüber dem Lichtmikroskop entsprechend der kürzeren Wellenlänge steigern läßt, sofern nur eine große Apertur realisiert werden kann. Im Gegensatz zum Elektronenmikroskop ist die Untersuchung lebender Zellen in wässriger Lösung zwischen durchstrahlbaren Membranen einfach durchführbar, die Zerstörung des Präparats durch Strahlenschäden geringer und die Untersuchung dickerer Proben möglich.

Die Realisierung eines solchen Mikroskops ist bisher hauptsächlich mit dem Kontaktverfahren, mit Fresnel'schen Zonenplatten als Röntgenlinsen und Spiegeloptiken für streifenden Einfall erfolgt. Bis heute hat kein Verfahren, das wirklich ein vergrößertes Bild mit weicher Röntgenstrahlung erzeugt, auch nur annähern die durch die Wellenlänge gegebene Auflösungsgrenze erreicht. Dies ermutigte zu dem Versuch, eine neue Methode zu erproben.

Angeregt durch Rechnungen von Spiller (Sp72a) wurde 1976 (HK76) gezeigt, daß bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ eine Steigerung der Reflektivität gegenüber Einfachbelägen um einen Faktor 7 auf 2.7% möglich ist. Da dieser Effekt auf Interferenz beruht, wird nur ein begrenzter Wellenlängenbereich verstärkt reflektiert.

Für die Anwendung dieser Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge als Beschichtung eines Spiegelobjektives mußten im Rahmen dieser Arbeit die maximale Reflektivität gesteigert werden, die Rauigkeit der Schichten untersucht und getestet werden, wieweit sich das Reflektivitätsmaximum zu dem für die Mikroskopie bedeutsamen kurzwelligeren Spiegelbereich $\lambda < 100 \text{ \AA}$ verschieben läßt. Es war von vornherein klar, daß diese Untersuchungen auch für andere Anwendungen in der Astronomie, Spektroskopie und Laserphysik von großem Interesse sind.

Um die starken Aberrationen sphärischer Spiegel zu reduzieren, wurde ein Objektiv vom Schwarzschild'schen Typ (kurz: Schwarzschildobjektiv) ausgewählt, mit dem ein stark verkleinertes Bild der Synchrotronlichtquelle erzeugt werden soll. Sphärische Spiegelflächen lassen sich im Vergleich zu asphären mit höherer Konturengenauigkeit und geringerer Oberflächenrauigkeit herstellen. Die Probe wird dann von einem Rasterschlitten an dem Lichtfleck vorbeigeführt und die Transmission als Funktion des Ortes gemessen. Da die Ausbeute des Objektives wegen der zweimaligen Reflexion sehr viel kleiner als eins ist, ist in einer Rasterversion die Strahlenschädigung biologischer Proben gegenüber einem vergrößernd abbildenden Mikroskop um diesen Faktor kleiner.

Für die gewählte optische Konfiguration mußten optimale Parameter rechnerisch ermittelt werden ("ray tracing"). Es sollte ein Prototyp des Mikroskops am Synchrotron DESY aufgebaut werden, um seine Transmission und Auflösung zu testen und daraus zu lernen, welche Chancen dieser neue Weg der Mikroskopie mit ultraweicher Röntgenstrahlung im Vergleich zu den schon etablierten Verfahren in der Praxis hat.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Teile, die auch für sich allein gelesen werden können. Im ersten Teil (Kapitel 2 - 5) wird die Entwicklung der Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge dargestellt, die Voraussetzung für den Aufbau des Mikroskops ist. Die theoretischen Grundlagen sind in Kapitel 2 dargestellt, es folgen im Kapitel 3 die Präparationstechnik und im Kapitel 4 die Ergebnisse der Reflexionsmessungen mit Diskussion. Ein Ausblick (Kapitel 5) über weitere Entwicklungsmöglichkeiten und denkbare Anwendungen schließen den ersten Teil ab. Der zweite Teil der Arbeit (Kapitel 6 - 10) behandelt die Mikroskopie. Im Kapitel 6 wird eine Einführung in die Kontrastmechanismen bei der Mikroskopie vornehmlich biologischer Objekte gegeben und im Kapitel 7 der Prototyp des Mikroskops erläutert. Die Ergebnisse der Testmessungen werden im Kapitel 8 vorgestellt und diskutiert. Auf dieser Grundlage werden im Kapitel 9 zukünftige Verbesserungsmöglichkeiten und Grenzen des Verfahrens analysiert. Es folgt im Kapitel 10 ein Vergleich mit anderen Methoden der Röntgenmikroskopie. Eine gemeinsame Zusammenfassung steht im Kapitel 11.

2. Theorie der Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge

Die Reflektivität von Metallen nimmt für senkrechten Lichteinfall oberhalb der Plasmaenergie stark ab. Für schwere Metalle liegt diese Grenze etwa bei 40 eV. Bei einer Photonenenergie von 60 eV liegt die Reflektivität für die besten Spiegelmaterialien nur noch in der Größenordnung von 1% (vgl. HGK 75) und sie fällt ungefähr proportional zur 4. Potenz der Wellenlänge weiter ab. Deshalb konnten bisher Spiegeloptiken im Photonenenergiebereich $h\nu > 40$ eV nur bei streifendem Einfall verwendet werden.

Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge werden im Sichtbaren seit etwa 40 Jahren zur Erhöhung bzw. Unterdrückung der Reflektivität eingesetzt. Zur Steigerung der Reflektivität bedient man sich zweier dielektrischer Materialien mit möglichst hohem Unterschied im Brechungsindex, die in alternierender Folge aufgedampft werden. Jede Einzelschicht hat dabei die optische Dicke $n \cdot d = \lambda/4$ (n : Brechungsindex, d : geometrische Schichtdicke, λ : Wellenlänge des Lichts im Vakuum), so daß die von der Vorder- und Rückseite reflektierten Wellen konstruktiv miteinander interferieren, denn zu dem Gangunterschied von $\lambda/2$ für die an der Rückseite reflektierte Welle kommt noch ein Phasensprung um π an derjenigen Grenzfläche hinzu, die den Übergang vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium bildet. Durch das Aneinanderfügen von vielen Schichten der optischen Dicke $\lambda/4$, die auf diese Weise phasengerecht zur reflektierten Welle beitragen, läßt sich im Grenzfall die Reflektivität 1 erreichen, auch bei nur kleinen Unterschieden im Brechungsindex n . In einer solchen $\lambda/4$ Schichtfolge bildet sich durch Interferenz von einlaufender und reflektierter Welle eine stehende Welle aus, wobei die Bäuche an den - in Einfallrichtung gesehen - Grenzen vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium liegen und die Knoten an den dazwischenliegenden Grenzflächen. Im Photonenenergiebereich oberhalb von 12 eV gibt es keine transparenten Materialien. Die Wirksamkeit einer $\lambda/4$ Schichtfolge mit absorbierenden Materialien ist dort schlechter, da das einfallende Licht besonders bei den Wellenbäuchen absorbiert wird und deshalb nur eine begrenzte Zahl von Schichtperioden zur Reflexion beiträgt.

Von Spiller (Sp72a) wurde gezeigt, daß auch Mehrschichteninterferenzspiegelbeläge mit zwei Materialien realisierbar sind, die sich nicht im Brechungsindex n , sondern nur im Extinktionskoeffizienten k (Imaginärteil des komplexen Brechungsindex n) bzw. im Absorptionskoeffizienten $\mu = 4\pi k/\lambda$ unterscheiden. Die optimale Schichtfolge hat ebenfalls die Periodenlänge $P = \lambda/2n$, aber die

stärker absorbierenden Schichten sind erheblich dünner als die schwächer absorbierenden. Die stark absorbierenden Schichten befinden sich dann in den Knoten des stehenden Wellenfeldes, so daß die Absorption minimal und die Eindringtiefe des Lichtes groß wird und eine hohe Zahl von Schichten phasengerecht zur reflektierten Welle beitragen kann. Ist eines der beiden Materialien völlig transparent, so läßt sich im Grenzfall mit einer unendlichen Anzahl verschwindend dünner Absorberschichten auch wieder die Reflektivität 1 erreichen. Ist das Abstandsmaterial zwischen den stark absorbierenden Schichten nicht völlig transparent, so liegt der Grenzwert niedriger, da dann Absorptionsverluste unvermeidlich sind.

Betrachtet man die Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge mit absorbierenden Materialien aus der Sicht der Röntgenphysik, so lassen sie sich auffassen als ein Kristall mit durch die Dicke der Zwischenschicht frei wählbarer Gitterkonstante. Die stärker absorbierenden Schichten entsprechen den Netzebenen, die phasengerecht zur reflektierten Welle beitragen (Bragg-Reflexion). Die Erscheinung, daß dabei die Absorption minimal wird und gleichzeitig reflektierte und transmittierte Wellen verstärkt werden, ist in der Röntgenphysik als Borrmanneffekt (BC64) bekannt.

Auch organische Kristalle, hergestellt nach der Langmuir-Blodgett-Methode, haben größere Gitterkonstanten als natürliche Kristalle und sind deshalb im ultraweichen Röntgengebiet benutzt worden (HPGS78). Sie sind hier zum Vergleich mit den aufgedampften Mehrschichtbelägen ebenfalls untersucht worden (siehe Abschn. 4.3).

Die optischen Konstanten im extremen Vakuumultraviolett und weichen Röntgengebiet liegen zwischen den dargestellten Grenzfällen von absorptionsfreien Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex n und Materialien, die gleiches n aber verschiedene Extinktionskoeffizienten k haben. Mit geeigneten Materialkombinationen lassen sich theoretisch Reflektivitäten zwischen 50% und 70% bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ und senkrechtem Lichteinfall erreichen (siehe Kap. 5).

Im folgenden Abschnitt werden die hier dargestellten Zusammenhänge quantitativ belegt und die Verfahren zur Berechnung der Mehrschichtreflektivität erläutert. Anhand von Modellrechnungen werden die Einflüsse der wichtigsten Parameter aufgezeigt. Da die Reflektivität bei senkrechtem Lichteinfall im ultraweichen Röntgengebiet sehr empfindlich von der Oberflächenrauigkeit abhängt, werden die für unsere Messungen wichtigen Zusammenhänge zwischen Rauigkeit und Streulicht im Abschnitt 2.2 zusammengefaßt.

2.1 Berechnung der Mehrschichtreflektivität

Da das von uns benutzte Reflektometer nur Messungen in s-Polarisation erlaubt, werden die Formeln auch nur für diesen Fall angegeben. Um Verwechslungen zwischen dem Extinktionskoeffizienten k (Imaginärteil des komplexen Brechungsindex n) und dem komplexen Wellenvektor zu vermeiden, wird letzterer im folgenden mit K_j bezeichnet.

Für den komplexen Fresnel'schen Reflexionskoeffizienten an der Grenzfläche von einem Medium 1 zu einem Medium 2 gilt (Pe70)

$$r = \frac{K_1 - K_2}{K_1 + K_2} \quad (2.1)$$

dabei ist K_j die Komponente des Wellenvektors in Richtung der Flächennormalen

$$K_j = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\tilde{n}_j^2 - \sin^2\alpha} \quad (2.2)$$

wobei $\tilde{n}_j = n_j + ik_j$ der Brechungsindex des Materials j ist, α der Einfallswinkel gegen die Flächennormale im Vakuum und λ die Wellenlänge im Vakuum. Speziell für den senkrechten Einfall aus dem Vakuum gilt:

$$K_j = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_j \quad (2.3)$$

Die Reflektivität R an der Grenzfläche berechnet sich dann nach $R = |r|^2$.

Für dielektrische Materialien ist der Brechungsindex und deshalb auch der Fresnel'sche Reflexionskoeffizient reell. Falls $n_2 > n_1$, d.h. beim Übergang vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium ist r negativ (Gl. 2.1) und die reflektierte Welle macht an der Grenzfläche einen Phasensprung um π . Einlaufende und reflektierte Welle überlagern sich zu einer stehenden Welle, die einen Knoten an der Grenzfläche hat. Im umgekehrten Fall beim Übergang ins optisch dünnere Medium ist r positiv und an der Grenzfläche befindet sich ein Bauch.

Für zwei Materialien mit $n_1 = n_2 = n$ gilt bei senkrechtem Einfall

$$r = \frac{i(k_1 - k_2)}{2n + i(k_1 + k_2)} \quad (2.4)$$

Falls $k_1, k_2 \ll n$, ist der Nenner näherungsweise reell und r deshalb fast rein imaginär. Daraus folgt, daß im weichen Röntgengebiet, wo diese Näherungen sinnvoll sind, sich die Grenzfläche ungefähr im Abstand $\lambda/8$ vom ersten Knoten ($k_2 < k_1$) bzw. vom ersten Bauch ($k_2 > k_1$) des stehenden Wellenfeldes befindet. Für sehr große k_2 ist r annähernd reell und negativ, das stehende Wellenfeld hat einen Knoten in der Nähe der Grenzfläche und das Material ist ein guter Reflektor.

Um den Reflexionskoeffizienten r einer Schicht der Dicke d mit Index 2 zu berechnen, müssen die Reflexionskoeffizienten an der Vorder- und Rückseite r_{12} und r_{23} berücksichtigt werden.

$$r = \frac{r_{12} + r_{23} \cdot \exp(2iK_2d)}{1 + r_{12} \cdot r_{23} \cdot \exp(2iK_2d)} \quad (2.5)$$

Der Faktor $\exp(2iK_2d)$ berücksichtigt den Gangunterschied und die Abschwächung für die an der Unterseite reflektierte Welle und der Nenner ergibt sich aus der Summation über alle Mehrfachreflexionen. Ist die Schicht auf beiden Seiten vom gleichen Medium umgeben, so gilt nach Gl. 2.1 $r_{12} = -r_{23}$. Eingesetzt in Gl. 2.5 führt dies auf

$$r = \frac{r_{12} \cdot (1 - \exp(2iK_2d))}{1 - r_{12}^2 \cdot \exp(2iK_2d)} \quad (2.6)$$

Für $k \ll 1$ nimmt die Reflektivität R dann Maxima in der Nähe von $\text{Real}\{2K_2d\} = m\pi$ (m ungerade) an, d.h. bei senkrechtem Einfall, wenn die optische Dicke nd ungefähr ein ungradzahliges Vielfaches von $\lambda/4$ ist. Im Fall vernachlässigbarer Absorption ist die Reflektivität im Maximum viermal größer als bei einer einzelnen Grenzfläche. Mit den schon oben benutzten Näherungen $n_1 \approx n_2 \approx 1$, $k_1, k_2 \ll 1$ und für eine sehr dünne Schicht $d \ll \lambda/4$ kann die Exponentialfunktion im Zähler von 2.6 durch das 1. Glied der Reihenentwicklung approximiert werden und bei Weglassen kleiner Größen ergibt sich für den Zähler $r_{12}(-i4\pi d/\lambda)$. Der Nenner kann unter diesen Bedingungen gleich 1 gesetzt werden, da $|r_{12}| \ll 1$. Ist die Schicht stärker absorbierend als die Umgebung, so ist r_{12} nach Gl. 2.4 annähernd parallel zur negativen imaginären Achse und es gilt

$$r \approx -|r_{12}| \cdot \frac{4\pi}{\lambda} d \quad (2.7)$$

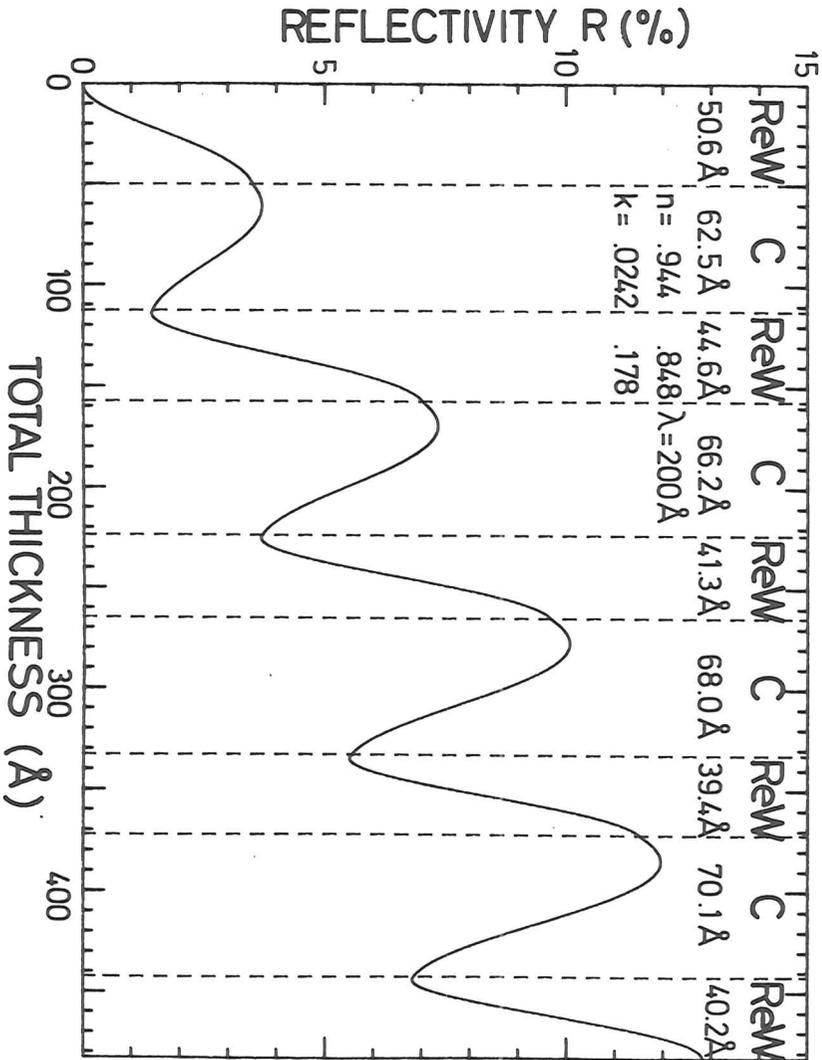


Abb. 2.1
 Reflektivität eines Mehrschichtspiegels aus ReW/C bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ und senkrechtem Lichteinfall als Funktion der totalen Schichtdicke. Diese Reflektivitätswerte könnten während der Bedampfung gemessen werden. Die angegebenen Werte für die optischen Konstanten sind aus dieser Arbeit (ReW) und aus HGK75 (C).

2985

Dieses Ergebnis zeigt, daß eine sehr dünne absorbierende Schicht sich verhält wie eine einzelne Grenzfläche beim Übergang vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium, und die Knoten des stehenden Wellenfeldes in der Nähe der absorbierenden Schichten liegen (SP76).

Befinden sich viele solcher absorbierenden Schichten im Abstand $\lambda/2$ hintereinander, so ist der Reflektivitätsgewinn folgendermaßen zu verstehen (Sp72b). Die Intensität der stehenden Welle, die sich in der Schichtfolge ausbildet, ist im kleinen Abstand z von den Knoten proportional zu z^2 . Nach den voranstehenden Überlegungen befinden sich die Knoten in den absorbierenden Schichten. Ist das dazwischenliegende Material transparent, so erhält man die Absorption pro Periode aus dem Integral über die Dicke d der absorbierenden Schichten. Das Integral ist proportional zu d^3 . Die Reflektivität der dünnen Schicht ist nach Gleichung 2.7 proportional zu d^2 . Das bedeutet, die Absorption pro Periode geht bei infinitesimal dünnen Schichten schneller gegen Null als der Beitrag zur Reflektivität. Im Grenzfall unendlicher Schichtzahl konvergiert die Gesamtreflektivität deshalb gegen 1.

Um die Reflektivität für ein Mehrschichtsystem zu berechnen, kann man die Formel 2.5 wiederholt anwenden, wobei man mit den beiden untersten Grenzflächen beginnt, den gemeinsamen Reflexionskoeffizienten berechnet und mit diesem und dem der darüberliegenden Schicht fortfährt.

Für den Entwurf optimaler Schichtfolgen mit dem Computer ist die Matrixmethode (BW75, S. 55ff; Be63, He70) geeigneter, da sie die Charakterisierung jeder einzelnen Schicht durch eine 2×2 Matrix erlaubt, die unabhängig von den Parametern aller anderen Schichten ist. Die Berechnung der Mehrschichtreflektivität besteht dann aus einer Matrizenmultiplikation. Bei periodischen Schichtfolgen oder bei Optimierungsproblemen brauchen im allgemeinen nur wenige Matrizen berechnet zu werden.

In Abb. 2.1 ist gezeigt, wie sich die Reflektivität gemessen während der Bedampfung eines Mehrschichtssystems ändert. Die angegebenen optischen Konstanten entsprechen denen einer ReW-Legierung (siehe Absch. 4.1.2) und von Kohlenstoff (HGK75) bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$. Als Substrat ist Silizium (siehe Absch. 4.1.2) angenommen. Die Schichtfolge ist für $\lambda = 200 \text{ \AA}$ und senkrechten Lichteinfall optimiert. Um mit 9 Schichten optimale Reflektivität zu erhalten, muß die Bedampfung mit ReW bei den inneren Schichten jeweils kurz vor dem Erreichen

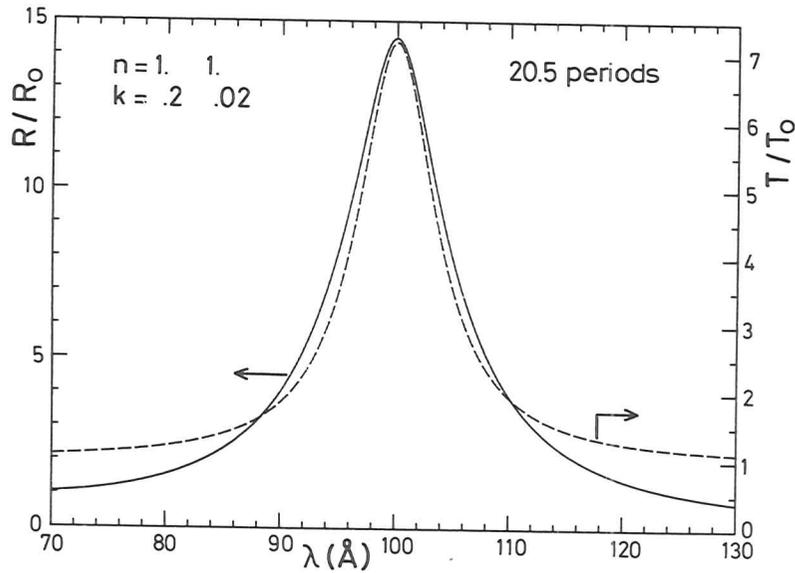


Abb. 2.2 Reflektivitätsgewinn und Steigerung der Transmission T/T_0 für einen Mehrschichtbelag mit 20.5 Perioden als Funktion der Wellenlänge. Die Materialien unterscheiden sich wie angegeben nur im Extinktionskoeffizienten k . R , T sind die Reflektivität bzw. Transmission des Mehrschichtbelages, R_0 die Reflektivität einer dicken Schicht des stärker absorbierenden Materials, $T_0 = (1-R) \cdot \exp(-\mu_a d_a - \mu_t d_t)$ ist die Transmission ohne Berücksichtigung der stehenden Welle. μ_a , μ_t Absorptionskoeffizienten im absorbierenden bzw. halbtransparenten Material, d_a , d_t Summen über alle Schichtdicken dieser Materialien.

des Maximums abgebrochen werden. Während der Bedampfung mit Kohlenstoff fällt die Reflektivität wieder ab, jedoch weniger als dem Anstieg bei der vorangegangenen Metallbedampfung entspricht, da der Kohlenstoff schwächer absorbierend ist und die Reflektivität an der Kohlenstoff-Vakuum Grenze geringer ist. Bei einem Material mit $n = 1$ und $k = 0$ zwischen den absorbierenden Schichten würde die Reflektivität dort nicht abnehmen und beim Aufdampfen der absorbierenden Schichten jedesmal weiter ansteigen. Da die stehende Welle mit zunehmender Eindringtiefe weniger ausgeprägt ist, nimmt die Dicke der absorbierenden Schichten zur Unterlage hin langsam zu. Die unterste Metallschicht wird gerade so dick gewählt, daß ihre Reflektivität maximal ist, ohne Rücksicht auf die Transmission ins Substrat, da alles Licht, was dorthin gelangt, zur Reflektivität nicht mehr beiträgt. Trotzdem ist der Unterschied zu einer optimierten periodischen Schichtfolge gering, da diese bei den oben angegebenen Parametern nur 0.1% weniger reflektiert. Da die Reflektivität während der Bedampfung mit dem schwächer absorbierenden Material weiter absinkt, ist es sinnvoll, auch für die oberste Schicht das stärker absorbierende Material zu wählen, so daß nur ungradzahlige Schichtfolgen praktische Bedeutung haben. Die oberste Metallschicht ist etwas dicker als die nächste darunterliegende, da die Reflexionskoeffizienten an ihrer Vorder- und Rückseite nicht symmetrisch sind.

In Abb. 2.2 ist der Reflektivitätsgewinn R/R_0 und die gleichzeitige Steigerung der Transmission T/T_0 für ein 41 Schichtensystem mit $n_1 = n_2 = 1$ und $k_1 = 0.2$; $k_2 = 0.02$ als Funktion der Wellenlänge gezeigt. R ist die Reflektivität des Mehrschichtbelages, R_0 ist aus dem Fresnelkoeffizienten für den Übergang vom Vakuum in das stärker absorbierende Material berechnet. Der Wert $T_0 = (1-R) \times \exp(-\mu_a d_a - \mu_t d_t)$ entspricht der Transmission bei Vernachlässigung der stehenden Welle, wobei μ_a und μ_t die Absorptionskoeffizienten im absorbierenden bzw. halbtransparenten Material sind und d_a , d_t die Summe über alle Schichtdicken dieser Materialien. Die Abbildung zeigt, daß für die Resonanzwellenlänge die Verluste in der Schichtfolge minimal sind, dies entspricht dem Borrmann-Effekt (BC64) in der Röntgenphysik.

Die Reflektivität von Mehrschichtbelägen im extremen Vakuumultraviolett und weichen Röntgengebiet ist in gleicher Weise von Unterschieden im Realteil n des Brechungsindex und im Extinktionskoeffizienten k der beiden verwendeten Materialien bestimmt. Die Lage des stehenden Wellenfeldes in bezug auf die Grenzflächen und die Dicke der Schichten liegt deshalb auch zwischen den dargestellten

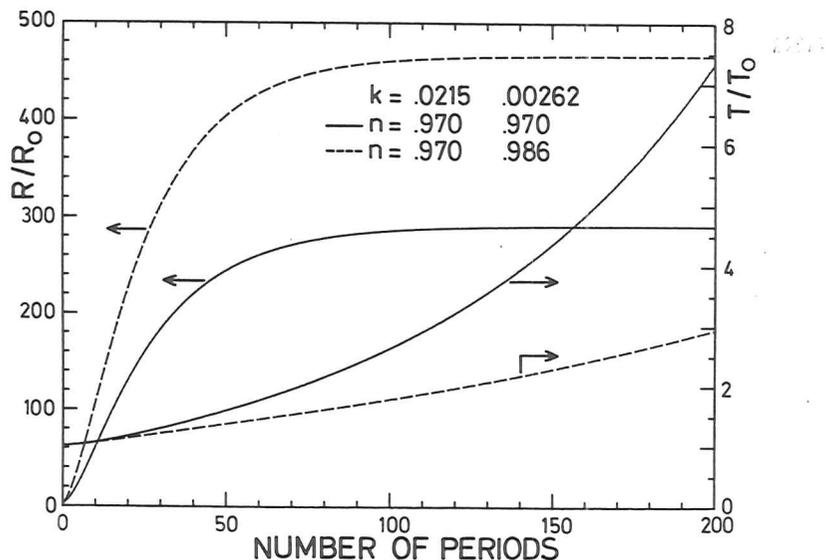


Abb. 2.3 Reflektivitätssteigerung R/R_0 und Transmissionssteigerung T/T_0 bei senkrechtem Einfall für eine periodische Schichtfolge als Funktion der Periodenzahl. R, T sind Reflektivität bzw. Transmission im Interferenzmaximum. R_0, T_0 siehe Abb. 2.2. Die gestrichelten Kurven sind mit den opt. Konstanten von ReW (Tab. 4.1, $\sigma = 0$) und C (HGK75) bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ gerechnet. Für die durchgezogene Kurve ist $n_c = n_{\text{ReW}}$ gesetzt. $R_0 = 0.035\%$.

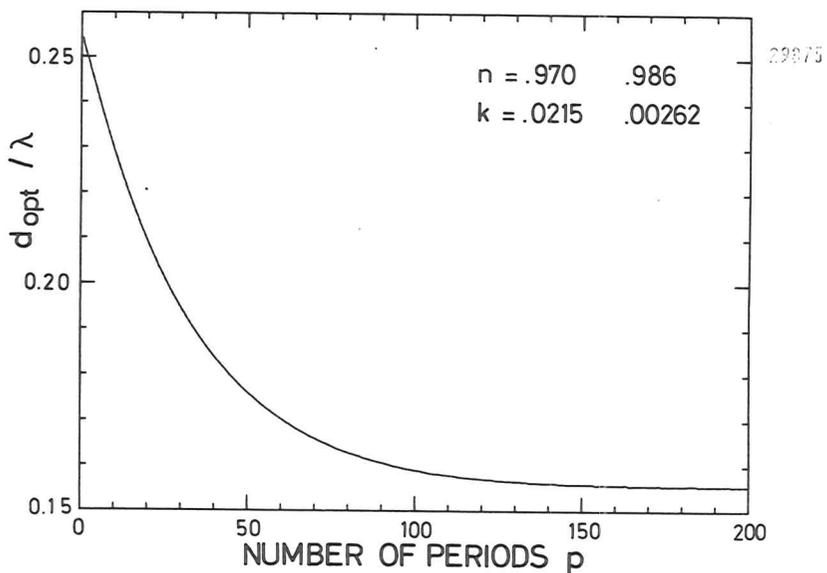


Abb. 2.4 Optimale Dicke d_{opt} der hochabsorbierenden Schichten eines periodischen Mehrschichtbelags als Funktion der Gesamtzahl der Perioden. Es sind die gleichen opt. Konstanten wie in Abb. 2.3 (gestrichelt) zugrundegelegt.

einfachen Grenzfällen. Zur Erläuterung der Bedeutung von n und k ist in Abb. 2.3 die Abhängigkeit des Reflektivitätsgewinns R/R_0 im Maximum von der Periodenzahl aufgetragen. Es wird von periodischen Schichtfolgen mit jeweils der Schichtzahl entsprechendem optimalen Verhältnis der Schichtdicken (siehe Abb. 2.4) und senkrechten Einfall ausgegangen. Die gestrichelte Kurve ist mit den optischen Konstanten von ReW (siehe Abschn. 4.1.2) und Kohlenstoff (HGK75) für $\lambda = 100 \text{ \AA}$ gerechnet. Für die durchgezogene Kurve wurde angenommen, daß beide Materialien den gleichen Brechungsindex (von ReW) haben. Beide Kurven zeigen den gleichen Verlauf, bei kleinen Periodenzahlen steigt die Reflektivität quadratisch zur Zahl der Grenzflächen an. Aufgrund der Absorption in den Bäuhen des stehenden Wellenfeldes wird der Anstieg bei größeren Periodenzahlen p flacher und konvergiert gegen einen Grenzwert, der durch die Eindringtiefe des Lichts bestimmt ist. Gegenüber dem Fall gleicher Brechungsindices ist der Gewinn mit Berücksichtigung der Unterschiede in n um 60% höher. Von Vinogradov et al. (VZ77a, VZ77b) wird auf analytischem Weg gezeigt, daß für zwei Materialien mit den komplexen Dielektrizitätskonstanten $\tilde{\epsilon}_1$ und $\tilde{\epsilon}_2$ ($\epsilon_i = n_i^2$) der Grenzwert der Reflektivität von den Parametern $\text{Re}(\tilde{\epsilon}_2 - \tilde{\epsilon}_1) / \text{Im}(\tilde{\epsilon}_2 - \tilde{\epsilon}_1)$ und $\text{Im}(\tilde{\epsilon}_1) / \text{Im}(\tilde{\epsilon}_2 - \tilde{\epsilon}_1)$ abhängt. Da die Reflektivität für eine dicke Schicht ReW bei senkrechtem Lichteinfall 0.035% beträgt, liegt der Grenzwert für unendlich viele Schichten bei $R = 16.3\%$. Um den Grenzwert annähernd zu erreichen, sind ca. 80 Perioden notwendig. Ergänzend ist in Abb. 2.3 auch der Anstieg der normierten Transmission T/T_0 im Max. gezeigt. Man sieht, daß bei $n_1 \neq n_2$ der Bormanneffekt weniger ausgeprägt ist.

In Abb. 2.4 ist für die optischen Konstanten, die der Kombination ReW/C bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ entsprechen, die optimale Dicke d_{opt} der stärker absorbierenden Schichten als Funktion der Periodenzahl p angegeben. Bei kleinen Periodenzahlen p ist die optische Dicke dieser Schichten $n \cdot d_{\text{opt}} \sim \lambda/4$, mit wachsendem p wird d_{opt} immer kleiner, so daß auch die unteren Schichten zur Reflektivität beitragen können. Der Grenzwert für d_{opt} ergibt sich aus der Absorption im Kohlenstoff, wodurch die nützliche Eindringtiefe auf etwa 100 Perioden begrenzt wird. Mit den von Vinogradov et al. (VZ77a) angegebenen Näherungen erhält man für die optimale Dicke bei unendlicher Schichtzahl $d_{\text{opt}\infty} = 0.11 \lambda$, während unsere exakte Rechnung $d_{\text{opt}\infty} = 0.155 \lambda$ ergibt.

Die (volle) relative Halbwertsbreite der Reflexionsmaxima aufgetragen gegen die Wellenlänge ist analog wie die Breite der ersten Ordnung beim Gitter $\Delta\lambda / \lambda_{\text{max}} = 1/p$, wobei p die Anzahl der wirksamen Perioden ist. Beispiele für die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Periodenzahl sind in Kap. 5 angegeben.

Vergleicht man Mehrschichtbeläge für senkrechten Einfall und solche optimiert für schrägen Einfall bei der gleichen Wellenlänge, so ergibt sich, daß die Periodenlänge P umgekehrt proportional zu $\cos\alpha'$ (α' : Winkel in der Schicht) zunimmt, die maximal erreichbare Reflektivität erhöht sich dabei aber nicht, jedoch nimmt die notwendige Periodenzahl proportional zu $\cos^2\alpha$ ab (VZ77b).

Die Frage, wie die maximal erreichbare Reflektivität von der Wellenlänge abhängt, ist durch die Dispersion der optischen Konstanten bestimmt. Zur groben Orientierung kann im weichen Röntgengebiet angenommen werden, daß $\delta \sim \lambda^2$ ($\delta=1-n$) und $k \sim \lambda^3$ abfallen (Fr77), d.h. bei kurzen Wellenlängen sind die optimalen Mehrschichtinterferenzbeläge wieder mehr den im Sichtbaren benutzten $\lambda/4$ -Schichtfolgen ähnlich. Der Fresnel'sche Reflexionskoeffizient an einer Grenzfläche verhält sich nach Gl. 2.1, 2.3 wie λ^2 . Da aber auch die Eindringtiefe des Lichts wegen der geringeren Absorption $\mu = 4\pi k/\lambda \sim \lambda^2$ zunimmt, steigt die Zahl der Schichten, die zum Reflexionsprozeß beitragen können, quadratisch an, so daß im Prinzip bei kürzeren Wellenlängen mit entsprechend mehr Schichten gleich hohe Reflektivitäten zu erreichen sind. In Kap. 5 sind für zwei Materialkombinationen, für die optische Konstanten über einen größeren Spektralbereich zur Verfügung stehen, die theoretisch erreichbaren Maximalwerte für das ultraweiche Röntgengebiet angegeben.

2.2 Oberflächenrauigkeit

Die im vorigen Abschnitt angeführten Beziehungen gelten nur für ideal glatte Oberflächen. Da auch feinpolierte Oberflächen eine Restrauigkeit aufweisen, muß ihr Einfluß auf das Auftreten von diffus gestreutem Licht, das die spekulare Reflektivität verringert, berücksichtigt werden. Unter spekularer Reflektivität wird dabei derjenige Anteil des reflektierten Lichts verstanden, dessen Richtung den Reflexionsgesetzen an einer ideal glatten Oberfläche entspricht.

Die Abweichungen einer realen Oberfläche von einer ideal ebenen Referenzfläche lassen sich durch eine Funktion $f(x)$ beschreiben, wobei x eine Koordinate parallel zur Referenzfläche ist (zur Vereinfachung wird nur eine Dimension betrachtet). Die Funktion $f(x)$ läßt sich durch eine Wahrscheinlichkeitsdichte $w(z)$ beschreiben, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Abweichung f im Intervall zwischen z und $z + dz$ liegt. Die Funktion $w(z)$ wird kurz Höhenverteilung genannt. Bei polierten ebenen und sphärischen Flächen genügen die

Unebenheiten einer Zufallsverteilung und es wird deshalb im allgemeinen angenommen, daß $w(z)$ die Form einer Gaußverteilung hat. Die Standardabweichung σ charakterisiert dann die Höhenverteilung, weshalb σ üblicherweise kurz als Oberflächenrauigkeit bezeichnet wird.

Zur vollständigen Beschreibung der statistischen Eigenschaften der Oberfläche ist zusätzlich die Kenntnis der Autokorrelationsfunktion notwendig (Be76).

$$G(s) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{1}{2L} \int_{-L}^{+L} f(x) f(x+s) dx \tag{2.8}$$

Dabei ist s der Abstand zwischen Punktepaaren und L die Ausdehnung des Bereichs über den integriert wird. Für einfache Näherungen wird häufig angenommen, daß $G(s)$ für kleine s die Form einer Gaußfunktion hat

$$G(s) = \exp(- (s/t)^2) \tag{2.9}$$

mit der Autokorrelationslänge t . Sie kann anschaulich interpretiert werden als mittlerer Abstand zwischen den Unebenheiten. Von Bennet (Be76) sind experimentell bestimmte Autokorrelationsfunktionen angegeben.

Der Einfluß der Rauigkeit auf das Auftreten von Streulicht kann mit Hilfe des Kirchhoff'schen Beugungsintegrals berechnet werden (BP61, Po63, BS63). Unter den Voraussetzungen, daß die Höhenverteilung Gaußform hat und die durch die Unebenheiten verursachten Phasenfehler in der reflektierten Welle klein sind, d.h. $\sigma \cdot \cos\alpha/\lambda \ll 1$, ergeben diese skalaren Rechnungen das Resultat, daß der Anteil des spekulär reflektierten Lichts R beschrieben werden kann durch

$$R = R_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{4\pi\sigma \cdot \cos\alpha}{\lambda}\right)^2\right) \tag{2.10}$$

wobei R_0 die Reflektivität einer ideal glatten Oberfläche ist, und $\alpha = 90^\circ - \theta$ der Einfallswinkel gegen die Normale. Diese Beziehung zeigt, daß bei senkrechtem Einfall $\sigma < \lambda/20$ sein muß, damit die Reflektivität nicht erheblich durch Streulicht vermindert wird.

Über die laterale Verteilung der Rauigkeit braucht bei der Ableitung der Beziehung 2.10 keine Annahme gemacht werden, d.h. das integrale Streulicht hängt nur von der Höhenverteilung der Rauigkeit ab. Die Autokorrelationsfunktion geht nur in die Berechnung der Winkelverteilung des Streulichts ein.

Diese Tatsache ist anschaulich zu verstehen, wenn man die Oberfläche als eine Überlagerung von Phasengittern auffaßt, dessen Amplitudenverteilung durch die Höhenverteilung $w(z)$ beschrieben wird und die Periodenlängen durch $G(S)$. Wenn die Amplituden klein gegen die Periodenlängen sind (d.h. $\sigma \ll t$) bestimmen die Amplituden, welcher Anteil in die 0. Ordnung des Gitters geht, d.h. spekulär reflektiert wird, und von den Periodenlängen hängen die Beugungsrichtungen ab. Die ausführlichste Ableitung der Beziehungen für das integrale Streulicht und die Winkelverteilung wird von Beckmann (BS63) gegeben und Anwendungen vom Sichtbaren bis ins Röntgengebiet in den Referenzen BB67, Be76, RSB77 diskutiert. Für eine exakte Beschreibung der Winkelabhängigkeit des Streulichts sind Störungsrechnungen notwendig (EB79b), die die vektorielle Natur des Lichts berücksichtigen.

Die Berechnung des integralen Streulichts von Mehrschichtspiegelbelägen ist im allgemeinen Fall erheblich schwieriger. Das einfachste Modell macht die Annahme, daß die aufgedampften Schichten die Oberflächenstruktur des Substrates nur identisch replizieren. Für diesen Fall hat Eastman (Ea74, Ea78) die Theorie von Beckmann (BS63) erweitert. Eine solche Mehrfachsicht kann auch wieder durch Gleichung 2.10 beschrieben werden, wobei R_0 dann die ideale Mehrschichtreflektivität ist und σ die Rauigkeit der identischen Filme.

Für den Fall, daß die Rauigkeit aller Grenzflächen völlig unkorreliert ist, gibt Eastman (Ea74, Ea78) eine Erweiterung der Matrixmethode zur Berechnung der Mehrschichtreflektivität an (vgl. Absch. 2.1), die die Rauigkeit der Grenzflächen einschließt. Von Carniglia (Ca79) ist diese Methode erweitert worden, um den der Realität am nächsten kommenden Fall zu erfassen, daß die Rauigkeit der Grenzflächen teilkorreliert ist, weil jede aufgedampfte Schicht einerseits die Unterlage repliziert, aber andererseits durch ihre eigenen Schichtdickenvariationen die Rauigkeit auch verändert. Von Gourley et al. (GL79) wird die Matrixmethode so erweitert, daß auch die Berechnung der Winkelverteilung des Streulichts von Mehrschichtbelägen möglich ist.

Ein wichtiges Ergebnis der Rechnungen für nichtidentische Grenzflächen ist es, daß der unkorrelierte, durch die Bedampfung zusätzlich verursachte Anteil der Rauigkeit an denjenigen Grenzflächen einer dielektrischen $\lambda/4$ -Schichtfolge, wo sich die Knoten des stehenden Wellenfeldes befinden, nicht zum Streulicht beiträgt (Ea78). Dies bedeutet möglicherweise auch einen Vorteil für Mehrschichtbeläge mit einem absorbierenden Material, da hier nicht nur jede

2. Grenzfläche sondern alle Grenzflächen in der Nähe der Knoten des stehenden Wellenfeldes liegen. Der Effekt sollte besonders bei großen Periodenzahlen ausgeprägt sein, wo die optimale Dicke der stärker absorbierenden Schichten klein ist (vgl. Abb. 2.4) und die stehende Welle sehr ausgeprägt. Auf diese Weise könnte es möglich sein, die Mehrschichtinterferenzbeläge mit absorbierenden Materialien nicht nur für maximale Reflektivität, sondern auch für minimales Streulicht zu optimieren (SSH80). Allerdings wäre dieses Verfahren im weichen Röntgengebiet nur für solche Materialkombinationen anwendbar, wo die Reflektivitätssteigerung im wesentlichen durch Unterschiede in der Absorption und nicht im Brechungsindex verursacht ist, da sonst die Grenzflächen nicht mehr alle in der Nähe der Knoten liegen.

3. Probenpräparation

3.1 Auswahl der Materialien

Bei der Auswahl der Materialien für Mehrschichtspiegel sind folgende Gesichtspunkte zu beachten:

- 1) Große Unterschiede in den optischen Konstanten, insbesondere in der Absorption zwischen beiden Materialien sind notwendig, um hohe Mehrschichtreflektivität zu erhalten.
- 2) Es darf keine Materialdiffusion an den Grenzflächen auftreten, sondern die Grenzen müssen über längere Zeit stabil sein und der Wechsel der optischen Konstanten muß abrupt sein.
- 3) Um Streulicht zu vermeiden, müssen die Materialien extrem glatte Schichten bilden.
- 4) Die Materialien müssen chemisch möglichst inert sein, damit sie beim Aufdampfen keine Verbindungen mit dem Restgas eingehen und den Transport vom Aufdampfstand zum Reflektometer unverändert überstehen.

Die größten Unterschiede in den optischen Konstanten sind im Prinzip mit einer Materialkombination aus einem schweren und einem leichten Element zu erreichen. Kombinationen aus 2 Metallen sind im allgemeinen ungünstig, da eine starke Neigung zur Legierungsbildung besteht und deshalb hohe Diffusion an den Grenzflächen auftritt. Von den leichten nichtmetallischen Elementen kommen insbesondere Bor und Kohlenstoff in Frage, die auf der langwelligen Seite ihrer Kanten bei $\lambda = 67 \text{ \AA}$ bzw. $\lambda = 45 \text{ \AA}$ sehr niedrige Absorption haben. Von Kohlenstoff Metall Grenzschichten ist bekannt, daß kaum Diffusion auftritt (HCK76). Dies konnte durch eigene frühere Messungen bestätigt werden (HK76, Ha76). Im Rahmen dieser Arbeit ist auch die Kombination Metall Bor ausprobiert worden und es zeigte sich, daß schon sehr geringe Feuchtigkeit ausreicht, die Schichten zu zerstören, wahrscheinlich weil die Kombination dann ein elektrochemisches Korrosionselement bildet. Gute Stabilität der Borschichten konnte erreicht werden, wenn sie zum Schutz mit einigen Perioden Metall/Kohlenstoff abgedeckt waren.

Als inerte, stark absorbierende Schichten eignen sich alle schweren Edel- und Halbedelmetalle. Entscheidender Punkt für die Auswahl ist die Schichtstruktur. Abb. 3.1a zeigt das Bild einer 50 \AA dicken Goldschicht, aufgenommen mit einem

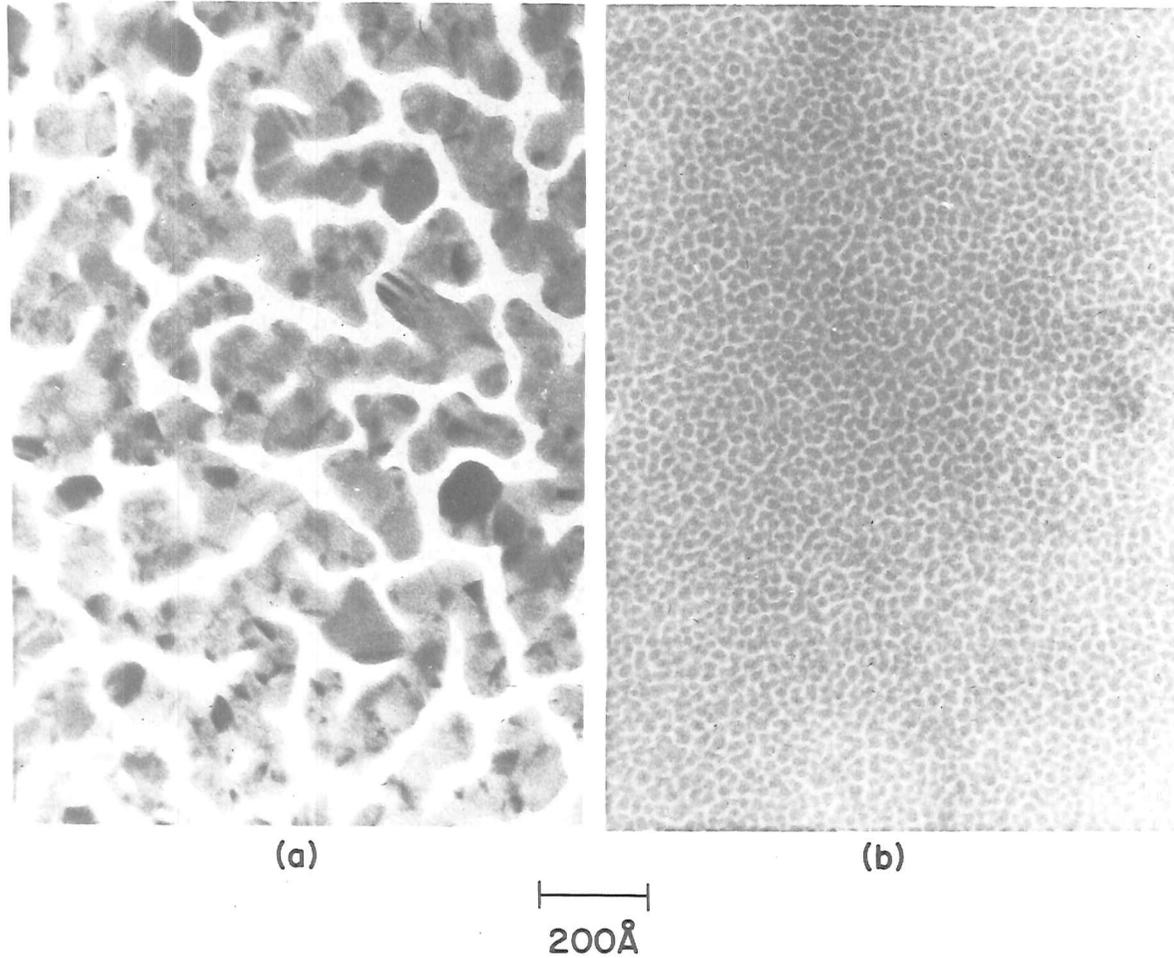


Abb. 3.1 Elektronenmikroskopische Aufnahmen von ca. 50 \AA dicken Schichten aus Au (a) und ReW mit 70 % Re-Anteil (b), aufgedampft auf eine 200 \AA dicke Kohlenstoff-Folie und fixiert mit 50 \AA Kohlenstoff. Die Bedampfung erfolgte mit einer Elektronenkanone, die Substrathalter waren auf 77 K gekühlt. Die Bilder wurden von S. Herd, IBM Forschungslabor New York, aufgenommen.

Transmissionselektronenmikroskop (HSS79). Das Gold wurde aus einer Elektronenkanone bei einem Druck von ca. 10^{-6} torr auf eine 200 Å dicke Kohlenstoffschicht aufgedampft und mit 50 Å Kohlenstoff fixiert. Der Substrathalter war mit flüssig Stickstoff auf 77 K gekühlt. Das Bild zeigt die bekannte Inselstruktur des Goldes (SS50, KR75) mit Gräben von ca. 50 Å Breite zwischen den Kristalliten. Diese Struktur der Goldfilme erklärt wahrscheinlich, warum Mehrschichten aus Gold und Kohlenstoff um einen Faktor 5 bis 10 schlechter reflektieren als theoretisch erwartet (HK76). Mehrschichtbedampfungen, die in der Arbeitsgruppe von Prof. Harsdorff vom Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg für uns gemacht wurden, zeigten - allerdings in getrennten Bedampfungen - , daß sich mit gekühlten (ca. 150 K) Substraten die Mehrschichtreflektivität von 13 Schichten Au/C um ungefähr einen Faktor 2 auf 6.6 % bei $\lambda = 165 \text{ \AA}$ gegenüber einer Bedampfung auf ein ungekühltes Substrat steigern läßt. Dieses Ergebnis läßt den Schluß zu, daß die Goldatome auf einer gekühlten Unterlage ihre Energie schneller abgeben und deshalb kleinere Kristallite bilden.

Aus der Rasterelektronenmikroskopie, wo sehr dünne, strukturlose Filme benötigt werden, um die Oberflächen leitfähig zu machen, ist bekannt, daß Legierungen wie z.B. Au-Pd, Pt-Pd, Au-Pt glattere Schichten als reine Metalle bilden (NS74, RP73). Versuche, eine möglichst günstige Legierung zu finden, haben auf die Kombination ReW geführt (CJKS77). Beide Materialien haben eine hohe Debye-temperatur und deshalb nur eine geringe Beweglichkeit der Atome bei Zimmertemperatur. Schichten aus reinem Re und W sind wesentlich glatter als Au Schichten, aber rauher als die Legierung. Die Legierung wächst beim Aufdampfen als amorphe Schicht, es treten praktisch keine Mikrokristallite auf, die die Filme rau machen könnten. Die Zusammensetzung der Legierung ist relativ unkritisch im Bereich von 30-70 % Re Anteil. Die Abbildung 3.1b zeigt, daß die netzartige Struktur dieser Filme wesentlich feiner ist als bei dem unter gleichen Bedingungen aufgedampften Gold. Die Breite der Gräben liegt in der Größenordnung von 5-10 Å. Die säulenartige Struktur der Schicht, die man in Abb. 3.1b erkennen kann, stimmt qualitativ mit Modellrechnungen von Kim et al. (KHC77) für das Wachstum von amorphen Schichten aus harten Kugeln überein. Simulationsexperimente von Dirks et al. (DL77, LD78) geben ein sehr anschauliches Bild von der Säulenstruktur amorpher Aufdampfschichten. Weitere Tests zeigten, daß die Struktur der ReW Schichten im Bereich 77-500 K unabhängig von der Substrattemperatur ist und sie sich auch beim Aufdampfen in schlechtem Vakuum nicht verändert (SSH80). Die besten Reflexionswerte wurden mit einem Re:W Verhältnis von ca. 2:1 erreicht, was auf die gegenüber W höhere Absorption vom Re zurückzuführen ist (vgl. Absch. 4.1.2).

Anstatt sich das Ziel zu setzen, möglichst glatte Schichten mit völlig amorph aufwachsenden Materialien zu erreichen, ist auch das Gegenteil, die Epitaxie auf einem Einkristall, denkbar. An den Einkristall muß die Bedingung gestellt werden, daß er auf der Oberfläche sehr sauber ist und zweitens keine Stufen aufweist. Ferner müssen die Materialien dann so ausgewählt sein, daß sie auf dem Substrat und aufeinander epitaktisch aufwachsen. Da die Methode außerdem nicht für die Beschichtung von abbildenden Spiegeln geeignet ist, wurde dieser Weg nicht weiter verfolgt.

Als Substrate wurden feuerpoliertes Glas, superpolierter Quarz (BB67, Ho70b) und chemisch polierte Siliziumeinkristallscheiben, wie sie in der Halbleiterindustrie verwendet werden, untersucht. Reflexionsmessungen an Einzel- und Mehrschichtbedampfungen auf diesen Substraten zeigten keine wesentlichen Unterschiede zwischen Glas und Silizium, während Quarz schlechtere Ergebnisse lieferte (vgl. Absch. 4.2.3).

3.2 Optimierung der Schichtdicken

Die Berechnung der optimalen Schichtdicken erfolgte mit einem Computerprogramm, daß die Dicken der einzelnen Schichten solange variiert, bis das Maximum der Reflektivität erreicht ist. Zu Beginn der Untersuchungen standen für ReW nur die optischen Konstanten für Re, die von Römer (Rö70) aus Reflexionsmessungen nach der Vielwinkelmethode berechnet waren, zur Verfügung. Für Kohlenstoff haben wir die optischen Konstanten von Hagemann et al. (HGK75) benutzt und für das Siliziumsubstrat angenommen, es habe gleiches n wie Kohlenstoff und $k = 0$. Die auf dieser Grundlage berechneten optimalen Schichtdicken für ein Reflexionsmaximum bei $\lambda = 182 \text{ \AA}$ und $\alpha = 15^\circ$ sind als Schichtfolge A in Tabelle 3.1 angegeben. Die maximale Reflektivität des 13 Schichtensystems beträgt 11.2 %. Die Schichtfolge B ist mit den später aus unseren Reflexionsmessungen genommenen optischen Konstanten für Re, W und Si berechnet (siehe Absch. 4.1.2). Da unsere Messungen etwas größere k -Werte ergeben, sind die ReW Schichten dünner und die C Schichten entsprechend etwas dicker. Die maximale Reflektivität hängt aber nur schwach von dem genauen Verhältnis ReW zu C Schichtdicken ab. So ergibt Schichtfolge A mit den neuen optischen Konstanten $R_{\max} = 17.1 \%$ und Schichtfolge B $R_{\max} = 17.2 \%$.

In Tabelle 3.2 ist für periodische Schichtfolgen genauer untersucht, welchen Einfluß die Dicke der ReW Schichten auf die maximale Reflektivität hat. Die Schichtfolge A ist für die gleichen Parameter wie in Tabelle 3.1 optimiert

und dann die Dicke der ReW Schichten um den Faktor F verändert. Die Dicke der Kohlenstoffschichten ist entsprechend korrigiert, damit die optische Periodenlänge und damit auch die Wellenlänge des Reflexionsmaximums konstant bleiben. Aus Tabelle 3.2 ist abzulesen, daß man die Dicke der ReW Schichten um $\pm 30\%$ variieren kann, ohne daß sich die Mehrschichtreflektivität um mehr als 15 % relativ verringert. Selbst mit einer $\lambda/4$ Schichtfolge ($F = 1.45$) ist die Reflektivität nur um 18 % kleiner als im Optimum. Um zu zeigen, daß dies Ergebnis auf kürzere Wellenlängen übertragbar ist, ist ergänzend auch eine Schichtfolge ReW/C, optimiert für $\lambda_{\max} = 100 \text{ \AA}$, angegeben. Der Unterschied dieser Ergebnisse zu den Rechnungen von Spiller (Sp72a), wo gezeigt wird, daß die Reflektivität sehr empfindlich von der Dicke der stark absorbierenden Schichten abhängt, liegt darin begründet, daß die optischen Konstanten der von uns benutzten Materialien sehr von den dort angenommenen Modellkonstanten abweichen. Insbesondere sind die Unterschiede bei $\delta = n - 1$ und k zwischen beiden Materialien in unserem Fall etwa gleich groß.

Für die Schichtdickenkontrolle beim Aufdampfen läßt sich daraus der Schluß ziehen, daß die Anforderungen an die Genauigkeit bei der Messung der Einzelschichtdicken gering ist, da 20 % ReW mehr oder weniger pro Periode die Mehrschichtreflektivität kaum beeinflusst. Entscheidend ist jedoch, daß sich die Schichtdickenabweichungen nicht aufaddieren dürfen, da alle Perioden phasengerecht zur reflektierten Welle beitragen müssen. Dies erfordert, daß der akkumulierte Schichtdickenfehler für alle aufgedampften Schichten nur ca. 1/10 der Wellenlänge des Reflexionsmaximums betragen darf, sonst kann sich kein stehendes Wellenfeld in der ganzen Schichtfolge ausbilden.

3.3 Bedampfung

Die Bedampfung der Proben erfolgte in 2 Hochvakuumaufdampfständen bei DESY (vom Verfasser) und beim IBM Forschungslabor in New York (von E.Spiller). Sowohl ReW als auch C und B wurden aus einer Elektronenkanone verdampft. Die Substrate wurden bei IBM anfangs routinemäßig mit flüssigem Stickstoff gekühlt, doch zeigte sich später, daß dies keinen Vorteil gegenüber ungekühlten Substraten ergab. ReW wurde als Legierung verdampft. Da der Dampfdruck von Re ca. 5-mal höher ist als der von W, war der Ausgangslegierung entsprechend weniger Re beigegeben.

Die Messung der Schichtdicken erfolgte mit einem Schwingquarz. Schwierigkeiten bereitete dabei die Erwärmung des Schwingquarzes während der Bedampfung, die

Tabelle 3.1

Optimale Schichtdicken (in \AA Einheiten) für ein 13 Schichtensystem ReW/C auf Si Substrat, das bei $\lambda = 182 \text{ \AA}$ und $\alpha = 15^\circ$ maximale Reflektivität ergeben soll. Es wurden folgende optischen Konstanten verwendet: Schichtfolge A: Re von RÖ70, C von HGK75, Si $n=n_C$, $k=0$;
Schichtfolge B: ReW (2:1) und Si nach eigenen Messungen (Absch. 4.1.2), C von HGK75.

Schichtfolge	Si	ReW	C	ReW										
A	∞	53.0	54.5	47.3	56.9	44.3	58.9	42.6	61.0	40.2	62.0	39.9	63.0	41.0
B	∞	50.6	56.8	45.0	60.6	41.2	63.1	38.7	64.7	37.2	65.9	35.9	66.9	37.4

Tabelle 3.2

Abhängigkeit der Mehrschichtreflektivität R bei einer periodischen Schichtfolge ReW/C von der Dicke der ReW Schichten. Die optimale Dicke der ReW Schichten ist mit dem Faktor F multipliziert und die Dicke der C Schichten so korrigiert, daß die optische Periodenlänge und damit auch λ_{\max} konstant bleiben. Die Reflektivität der optimalen Schichtfolge ist gleich 1 gesetzt. Optische Konstanten nach HGK75 (C) und nach dieser Arbeit (ReW, Si).

Schichtfolge A: 13 Schichten ReW/C auf Si, $\lambda_{\max} = 182 \text{ \AA}$, $\alpha = 15^\circ$, $R_{\max} = 17.0\%$, $d_{\text{ReW}} = 38.4 \text{ \AA}$,
 $d_C = 63.9 \text{ \AA}$

Schichtfolge B: 101 Schichten ReW/C, $\lambda_{\max} = 100 \text{ \AA}$, $\alpha = 0$, $R_{\max} = 14.2\%$, $d_{\text{ReW}} = 17.6 \text{ \AA}$,
 $d_C = 33.3 \text{ \AA}$

Schichtfolge	F	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.45
A	R	0.87	0.94	0.99	1.0	0.99	0.95	0.91	0.82
B	R	0.86	0.94	0.99	1.0	0.99	0.95	0.90	0.78

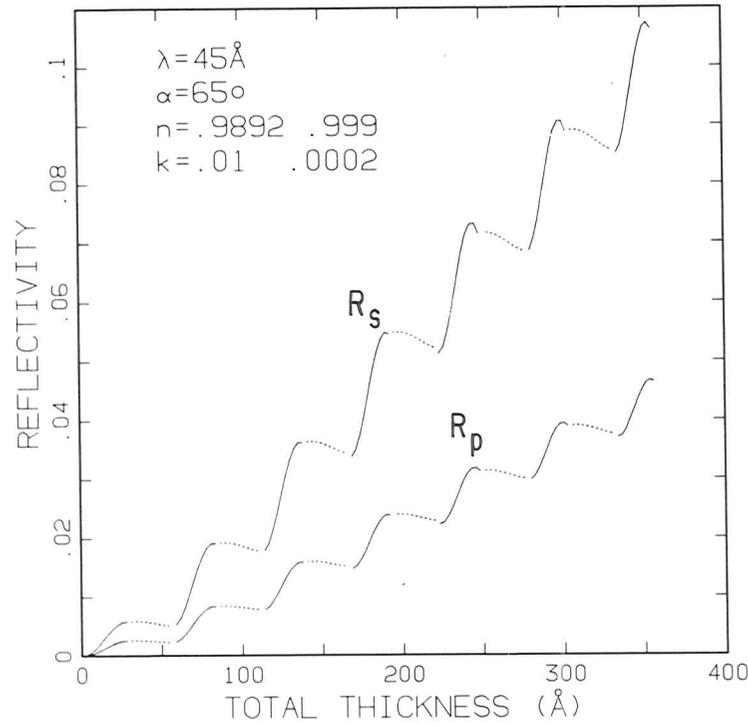


Abb. 3.2 Berechnete Reflektivität R_s , R_p für s- und p-Polarisation bei $\lambda = 45 \text{ \AA}$ und $\alpha = 65^\circ$ (gegen die Normale). Diese Werte könnten während der Bedampfung gemessen werden. Als optische Konstanten wurden die Werte für Au und C von HGK75 zugrunde gelegt. Die durchgezogenen Kurven beziehen sich auf die Bedampfung mit Au, die gestrichelten auf die mit C. Dicke der Schichten beim Substrat beginnend: 28,28,27,28,26,28,26,28,28,29,25,29,24 Å (SSH80).

eine Frequenzverschiebung zur Folge hat. Insbesondere bei der Kohlenstoffbedampfung stellte sich kein festes Gleichgewicht ein, da mit zunehmender Kohlenstoffschichtdicke auf dem Schwingquarz auch sein Absorptionsvermögen zunahm. Die Genauigkeit bei der Bestimmung der Einzelschichtdicken war zwar ausreichend, doch driftete die Schwingquarzeichung im Laufe der Bedampfungen und von einer Bedampfung zur nächsten, wie es aus der Lage der Reflexionsmaxima zu entnehmen war. In beiden Systemen addierten sich Schichtdickenfehler so schnell auf, daß nie mehr als 7 Schichten optimal zur Mehrschichtreflektivität beitrugen. Die Ergebnisse von auf diese Art hergestellten Schichtfolgen, optimiert für den Wellenlängenbereich um $\lambda = 170 \text{ \AA}$, sind in Abschn. 4.2.1 dargestellt. Für den Wellenlängenbereich $\lambda < 100 \text{ \AA}$, wo erheblich mehr Schichten notwendig sind, um gute Reflektivität zu erhalten, war diese Methode der Schichtdickenkontrolle nicht anwendbar.

Diese Ergebnisse führten zu dem Konzept einer optischen Schichtdickenkontrolle durch Messung der Reflektivität während des Aufdampfens. Wie in Abb. 2.1 anhand einer Modellrechnung dargestellt, steigt die Reflektivität beim Aufdampfen der Metallschichten stark an und fällt dann bei der Kohlenstoffbedampfung wieder ab. Das Erreichen eines Extremums zeigt an, daß die richtige Schichtdicke erzielt ist und wieder das andere Material aufgedampft werden muß. Diese Methode hat den entschiedenen Vorteil, daß sich keine Schichtdickenfehler aufaddieren können; hinzu kommt, daß keinerlei Eichprobleme auftreten. Dieses Verfahren wird auch für Mehrschichtbedampfungen im Sichtbaren angewendet, dort ist es technisch einfach durchzuführen, da geeignete Lichtquellen zur Verfügung stehen. Optimal wäre der Einbau einer Aufdampfanlage in das Reflektometer am Synchrotron, da dann beliebige Wellenlängen zur Messung verfügbar wären. Aber auch durch Einbau einer Röntgenquelle in den Aufdampfstand kann durch die entsprechende Wahl des Einfallswinkels für die in situ Reflexionsmessung bei λ_c der Spiegelbelag für eine beliebige Wellenlänge $\lambda > \lambda_c$ bei senkrechtem Einfall optimiert werden. So entspricht ein Einfallswinkel von $\alpha = 65^\circ$ bei $\lambda_c = 44.8 \text{ \AA}$ (C K_α) $\lambda = 106 \text{ \AA}$ bei senkrechtem Einfall.

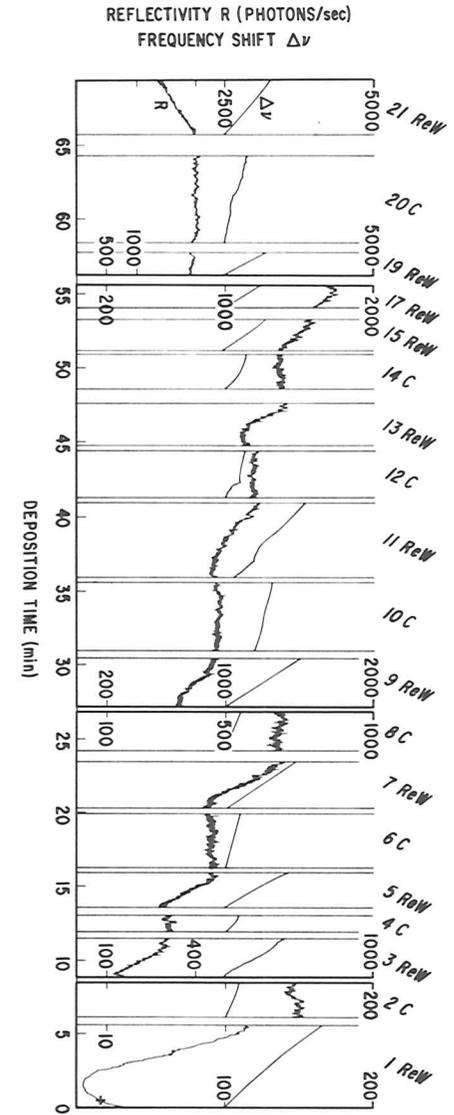
Abbildung 3.2 zeigt, welche Reflektivitätswerte man unter diesen Bedingungen während der Bedampfung erwarten kann (SSH80). Für die Rechnung sind die optischen Konstanten von Gold und Kohlenstoff (HGK75) zugrunde gelegt. Da das Licht der Röntgenquelle unpolarisiert ist, ist der Mittelwert der Reflektivitätswerte für senkrechte und parallele Polarisation zu bilden. Im Vergleich zu Abb. 2.1 fällt die Reflektivität während der Kohlenstoffbedampfung (gestrichelt) nur schwach ab, was daran liegt, daß der Kohlenstoff kurz vor der Absorptions-

kante nur sehr schwach absorbiert. Für die Berechnung der Kurven wurden absichtlich Schichtdickenfehler in der Größenordnung von 5 % eingeführt. So fällt die Reflektivität bei der 9. und 11. Schicht wieder ab, weil diese Schichten zu dick sind, trotzdem haben diese Fehler nur geringen Einfluß auf den Anstieg der Reflektivität beim phasengerechten Hinzufügen der nächsten Periode.

Das Verfahren der in situ Messung der Reflektivität wurde von E. Spiller für den Aufdampfstand bei IBM realisiert. Abb. 3.3 zeigt die mit einem x-t Schreiber aufgezeichnete Reflektivität während einer Bedampfung (SSH80). Es sind gleichzeitig die Reflektivität, gemessen bei $\lambda = 44.8 \text{ \AA}$ und $\alpha = 63^\circ$, und die Frequenzverschiebung eines Schwingquarzes aufgetragen. Als Detektor diente ein Proportionalzählrohr, und mit einem Pulshöhenanalysator wurden die Störpulse von der Elektronenkanone eliminiert. Der Untergrund hat trotzdem noch einen gewissen Einfluß auf die Zählrate, der unmittelbar zu Beginn der Bedampfung rechts im Bild 3.3 zu erkennen ist. Durch ein Kreuz ist dort der Punkt gekennzeichnet, ab dem sich das Signal durch das Aufdampfen der ersten ReW Schicht und nicht durch eine Drift des Untergrundes verändert. Das Reflexionsminimum zu Beginn der Bedampfung tritt in Abb. 2.2 nicht auf, es läßt sich aber auch rechnerisch nachweisen, wenn man geeignete optische Konstanten für die Unterlage annimmt. Das erwartete Anwachsen der Reflektivität während der ReW Bedampfung ist in Abb. 3.3 jeweils klar zu erkennen, während der leichte Rückgang während der C Bedampfung vom Signalrauschen überdeckt wird. Deshalb kann die Dicke der Kohlenstoffschicht nur aus dem Anstieg der Reflektivität während der folgenden ReW Bedampfung erschlossen werden. Aus dem anfänglichen Abfallen der Reflektivität zu Beginn der 13. Schicht ist z.B. zu erkennen, daß die Dicke des Kohlenstoffs bei der 12. Schicht etwas zu klein ist, aber dieser Fehler kann in der darauffolgenden Schicht kompensiert werden. Die letzten beiden Schichten zeigen, daß der Fehler in der 20. Schicht zu groß ist, um in der 21. Schicht noch ausgeglichen zu werden.

Das geschilderte Verfahren der Schichtdickenkontrolle kann durch eine bessere Abstimmung von Monitorwellenlänge und schwach absorbierendem Material aufeinander noch verbessert werden. Die optischen Konstanten von Kohlenstoff liegen bei $\lambda = 44.8 \text{ \AA}$ zu nahe bei $n = 1$ und $k = 0$, als daß sich die Reflektivität während der Kohlenstoffbedampfung merklich ändert. Mit einem stärker absorbierendem Material wie Bor erhält man einen deutlicheren Abfall der Reflektivität, so daß man die Borschichtdicken unmittelbar bestimmen kann. Wegen der höheren Absorption von B wird die maximale Reflektivität während der Bedampfung schon nach wenigen Perioden nicht mehr weiter ansteigen, sondern nur noch oszillieren, was zur

Abb. 3.3 Reflektivität bei $\lambda = 44.8 \text{ \AA}$, $\alpha = 63^\circ$ (gegen die Normale) und Frequenzverschiebung des Schwingquarzes, protokolliert mit einem x-t Schreiber während des Aufdampfens eines ReW/C Spiegelbelags mit 21 Schichten. Die Vorbereitungsphasen zwischen den Bedampfungen sind herausgeschnitten. Nach 2, 8 und 17 Schichten wurde der Maßstab für die Reflektivität umgeschaltet (SSH80).



Schichtdickenkontrolle ausreicht. Wegen der geringen Eindringtiefe besteht allerdings auch die Gefahr, langsam aus der Phase zu laufen. Benutzt man den Spiegelbelag später bei $\lambda > 67 \text{ \AA}$, wo Bor nur sehr schwach absorbiert, so erhält man hohe Reflektivität. Will man umgekehrt einen Spiegelbelag später für $\lambda < 67 \text{ \AA}$ benutzen, wo Kohlenstoff am besten geeignet ist, so muß man die Reflektivität während des Aufdampfens mit einer Röntgenquelle mit Boranode bei $\lambda = 67 \text{ \AA}$ messen, wo Kohlenstoff höhere Absorption hat als bei $\lambda = 45 \text{ \AA}$.

In Absch. 4.2.1 sind Ergebnisse von Reflexionsmessungen um $\lambda = 100 \text{ \AA}$ bei nahe senkrechtem Lichteinfall von Mehrschichtbelägen gezeigt, die mit dem zuletzt geschilderten Verfahren hergestellt sind.

Barbee et al. (BK78, UBK79) ist es gelungen, periodische Schichtfolgen aus Metallen und Kohlenstoff mit großen Periodenzahlen durch "Sputtern" herzustellen. Im Vergleich zu der Aufdampfrate bei Verwendung einer Elektronenstrahlkanone kann die Sputterrate sehr genau über den Druck des Sputtergases kontrolliert werden, und die Bestimmung der Schichtdicke kann deshalb über die Zeit erfolgen. Reflexionsmessungen bei streifendem Einfall in Röntgengebiet an Proben mit 15.5 Perioden zeigen ausgeprägte Interferenzmaxima. Zur Zeit ist jedoch noch nicht geklärt, wie viele Perioden auf diese Weise phasengerecht aufgebracht werden können und wie hoch die absoluten Reflexionswerte sind.

4. Ergebnisse der Reflektivitätsmessungen und Diskussion

Die Reflektivitätsmessungen mit Synchrotronstrahlung vom DESY wurden mit einem Reflektometer durchgeführt, das vom Verfasser bereits ausführlich beschrieben ist (Ha76). Es steht hinter einem Monochromator für streifenförmigen Lichteinfall (DK72), der einen festen Austrittsspalt hat und Messungen im Spektralbereich $44 \text{ \AA} < \lambda < 560 \text{ \AA}$ erlaubt. Der Einfallswinkel auf die Probe im Reflektometer kann von $\alpha = 15^\circ$ gemessen gegen die Normale bis zu streifendem Einfall variiert werden. Das Licht vom Synchrotron ist in der Nähe der Bahnebene fast vollständig linear polarisiert (Ku79). Durch die Reflexionen im Monochromator wird der Polarisationsgrad weiter erhöht und beträgt mindestens 97% für Photonenenergien $30 \text{ eV} < h\nu < 120 \text{ eV}$ und 7.1 GeV Endenergie der Elektronen im Synchrotron. Deshalb wird im folgenden davon ausgegangen, daß die Ablenkung im Reflektometer bei reiner s-Polarisation (elektrischer Feldstärkevektor senkrecht zur Einfallsebene) erfolgt.

Die Messungen mit Röntgenstrahlung wurden von A. Segmüller am IBM-Forschungslabor in New York mit Hilfe eines computergesteuerten Reflektometers (Se73, SKE77) und einer Röntgenquelle (CuK_α , $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$) durchgeführt.

4.1 Reflektivitätsmessungen an Re, W, Si und Bestimmung ihrer optischen Konstanten

Für die Interpretation unserer Messungen an Mehrschichtbelägen ist die Kenntnis der optischen Konstanten der verwendeten Aufdampfmaterialien und des Substrates notwendig. Für Kohlenstoff gibt es von Hagemann et al. (HGK75) einen Satz optischer Konstanten, der durch Kramers-Kronig Analyse über einen sehr großen Spektralbereich gewonnen wurde. Eine Unsicherheit stellt allerdings die Dichte unseres aufgedampften C dar, da sie sehr empfindlich von den Präparationsbedingungen abhängt. Für Rhenium gibt es optische Konstanten von Römer (Rö70), die mit Hilfe der Vielwinkelmethode aus Reflektivitätsmessungen gewonnen wurden. Benutzt man aber diese Werte zur Beschreibung der ReW-Legierung, so ergeben sich daraus niedrigere Werte für die Mehrschichtreflektivität als tatsächlich gemessen (HSS79, SSH80). Für Silizium und Wolfram sind uns keine optischen Konstanten im Wellenlängenbereich $\lambda < 300 \text{ \AA}$ bekannt. Da die Auswertung von Reflektivitätsmessungen mit Hilfe der Kramers-Kronig-Analyse (PT64) Messungen über einen sehr großen Spektralbereich erfordert, um zuverlässige Werte zu erhalten, haben wir statt dessen die

Reflektivität bei verschiedenen Einfallswinkeln gemessen und daraus die optischen Konstanten berechnet. Dies hat den zusätzlichen Vorteil, daß auch die Oberflächenrauigkeit berücksichtigt werden kann.

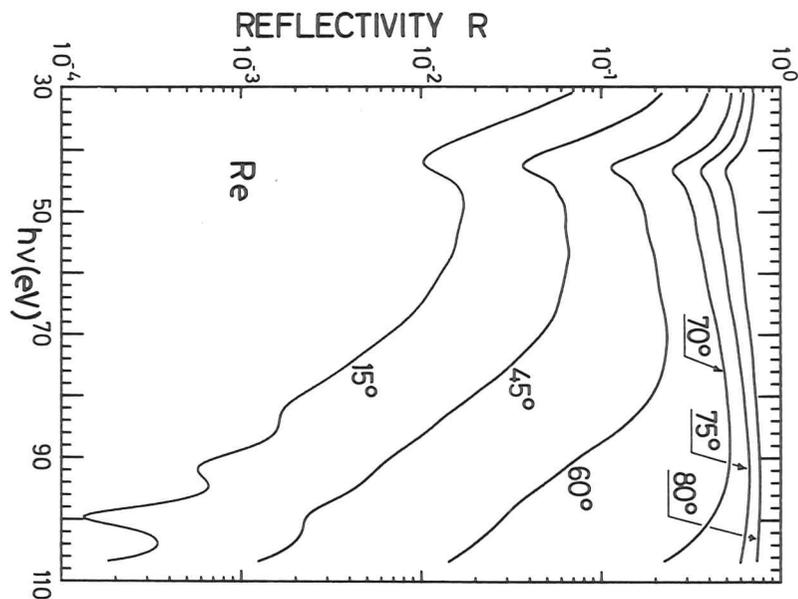
4.1.1 Reflektivitätsdaten

Die Ergebnisse der Reflektivitätsmessungen an Re, W und Si bei verschiedenen Einfallswinkeln sind in den Abbildungen 4.1 - 4.3 im Photonenenergiebereich 31 - 106 eV dargestellt. Die Re und W Proben waren auf Si-Einkristallscheiben aufgedampft und bis zu den Messungen in einem Exsikkator aufbewahrt worden. Die Schichtdicke betrug jeweils 300 Å. Als Siliziumprobe diente ein unbedampftes Si-Scheibchen. Die Reflexionskurven zeigen bei allen drei Materialien relativ deutlich, wie sich die Abschneideenergie, oberhalb der die Reflektivität stark abfällt, mit wachsendem Einfallswinkel α zu höheren Energien verschiebt. Die Strukturen in den Spektren von Re und W zwischen 40 und 50 eV sind der $O_{2,3}$ -Kante zuzuordnen (HRSK69). Bei Silizium ist die $L_{2,3}$ -Kante bei 100 eV zu erkennen, die Strukturen unterscheiden sich aber von dem Reflexionsspektrum von Fujita et al. (FIOS72). Bei Re und W oszillieren bei steilen Einfallswinkeln und hohen Photonenenergien die Reflektivitätskurven, was darauf zurückzuführen ist, daß die Absorption in diesem Bereich so klein wird, daß auch die Unterseite der 300 Å dicken Schicht zur Reflektivität beiträgt und mit dem an der Oberseite reflektierten Anteil interferiert.

Um auch für die Interferenzspiegelbeläge mit Reflexionsmaxima um 120 eV Vergleichswerte zu haben, haben wir bei 3 festen Photonenenergien in diesem Bereich die Reflektivität einer 400 Å dicken ReW-Schicht (ca. 2/3 Re) bei verschiedenen Einfallswinkeln gemessen (siehe Tab. 4.1).

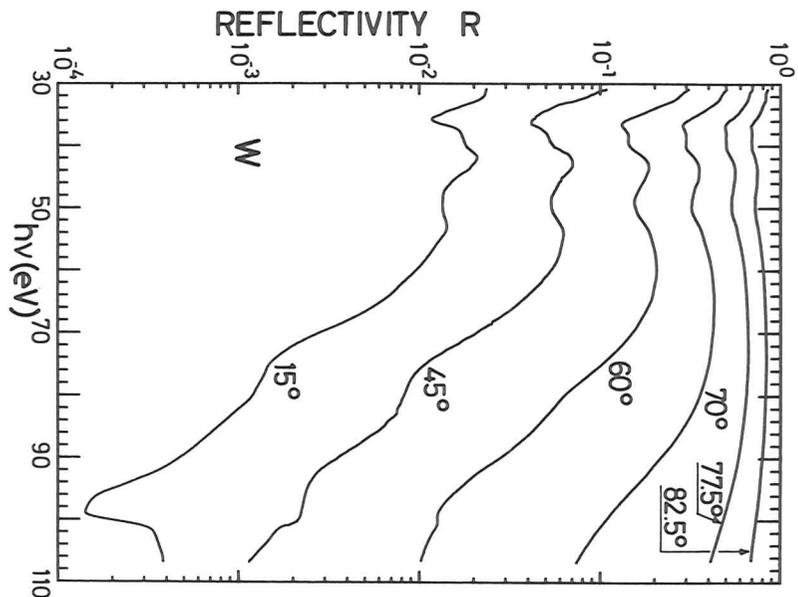
Erhebliche Fehler bei der Messung von Reflexionsspektren können aus langwelligem Streulicht des Monochromators, das besonders bei kleinen Einfallswinkeln zu in der Regel überhöhten Reflektivitäten führt, und höheren Ordnungen des Gitters resultieren. Der verwendete Monochromator ist so konstruiert, daß beim Durchfahren der Wellenlänge die Einfallswinkel auf Vorspiegel und Gitter so verändert werden, daß die erste Ordnung noch gut reflektiert wird, während die höheren Ordnungen weitgehend unterdrückt werden (DK72). Dies beruht auf der auch in unseren Reflexionsspektren zu erkennenden Verschiebung der Abschneideenergie mit dem Einfallswinkel. Mit Hilfe eines in das Reflektometer eingebauten Gitters wurde das Licht hinter dem Monochromator ein zweites Mal zerlegt, um das Auftreten höherer Ordnungen zu kontrollieren. Auf diese

Abb. 4.1 Reflektivität einer 300 Å dicken Schicht Re auf Silizium bei verschiedenen Einfallswinkeln. Die Oszillationen bei $\alpha=15^\circ, 45^\circ$ und hohen Photonenenergien beruhen auf einer Interferenz zwischen den an Vorder- und Rückseite reflektierten Wellen. Rauigkeit: $\sigma = 13 \text{ \AA}$



29891

Abb. 4.2 Reflektivität einer 300 Å dicken Schicht W auf Silizium bei verschiedenen Einfallswinkeln. Die Oszillationen bei $\alpha=15^\circ, 45^\circ$ und hohen Photonenenergien beruhen auf einer Interferenz zwischen den an Vorder- und Rückseite reflektierten Wellen. Rauigkeit: $\sigma = 10 \text{ \AA}$



29893

Weise wurde festgestellt, daß der Anteil höherer Ordnungen über den ganzen Energiebereich der Messungen kleiner als 1% ist und deshalb die Reflektivitätsmessungen kaum beeinträchtigt. Um den Einfluß langwelligeren Streulichts abzuschätzen, wurden für $h\nu < 70$ eV mit einem Al-Filter und bei höheren Energien mit einem C-Filter die Meßergebnisse überprüft. Mit dem Al-Filter lagen die Abweichungen im Rahmen der Meßgenauigkeit, mit dem C-Filter lagen die Meßwerte 5 - 10% (relativ) niedriger, was aber möglicherweise darauf zurückzuführen ist, daß nicht nur langwelliges Streulicht unterdrückt wird, sondern auch höhere Ordnungen und kurzwelliges Streulicht durch die zu kurzen Wellenlängen stark abfallende Absorption des C-Filters relativ zur Meßwellenlänge verstärkt wird.

In Bereichen, wo die Reflektivität bei Änderung des Einfallswinkels von 5° um eine Größenordnung abfällt (siehe z.B. Abb. 4.6) ist auch die Genauigkeit der Bestimmung des Einfallswinkels von Bedeutung. Bei unserem Reflektometer ist die Messung des Einfallswinkels auf $\pm 0.3^\circ$ genau. Die Reproduzierbarkeit der Reflektivitätsmessungen beträgt $\pm 2\%$ relativ, die absolute Genauigkeit beträgt bei Meßwerten $R > 3\%$ ungefähr $\pm 5\%$ relativ, bei kleineren Reflektivitätswerten ist sie aufgrund statistischer Schwankungen im Meßsignal und größerem Einfluß von Fremdlicht schlechter.

Den entscheidenden Unsicherheitsfaktor bei den Messungen stellt der Oberflächenzustand der Proben dar, da sie nicht in situ hergestellt waren. Re zeigt schon nach kurzer Lagerung an Luft eine milchige Trübung, wie sie schon von Römer (R670) beobachtet worden war. Bei Wiederholungsmessungen an den gleichen Proben, die einige Stunden an feuchter Luft (90% relative Feuchte) gelegen hatten, ergaben sich bei nahe senkrechtem Lichteinfall bis zu fünfmal schlechtere Reflektivitätswerte. Bei der Auswertung der Messungen im Röntgenbereich mußten für Si und ReW je eine rund 20 \AA dicke Oxidschicht mit veränderten optischen Konstanten angenommen werden, um die bei sehr vielen Einfallswinkeln vorgenommenen Messungen zu interpretieren (siehe Abschnitt 4.1.2). Die Oberflächenrauigkeit der Re und W Schichten wird bei der Bestimmung der optischen Konstanten berücksichtigt.

Die Re-Reflektivitäten können mit den Messungen von Römer (R670) verglichen werden. Dabei zeigt sich, daß bei Römer neben dem auch von uns beobachteten Minimum bei 42 eV ein zweites bei 54 eV auftritt, das in unseren Messungen nicht erscheint. Möglicherweise läßt sich das Fehlen dieser Struktur durch

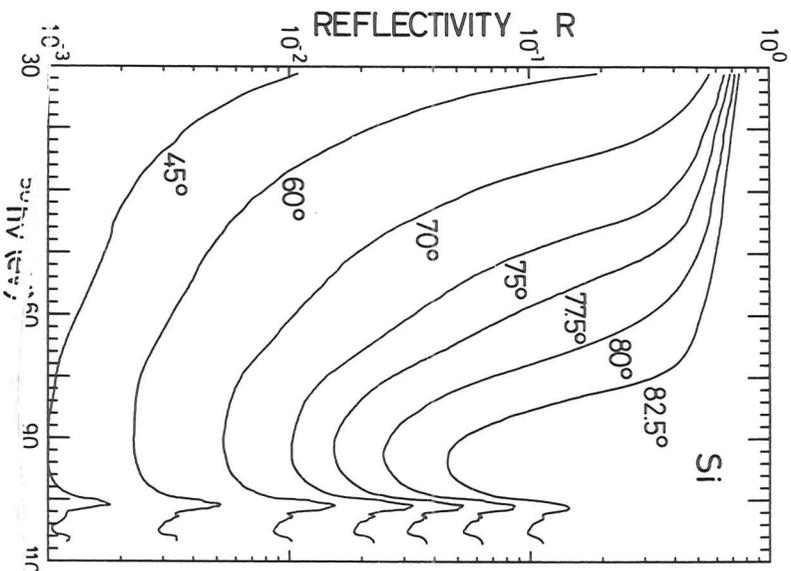


Abb. 4.3 Reflektivität eines mechanisch und chemisch polierten Si-Einkristallschichtsystems bei verschiedenen Einfallswinkeln.

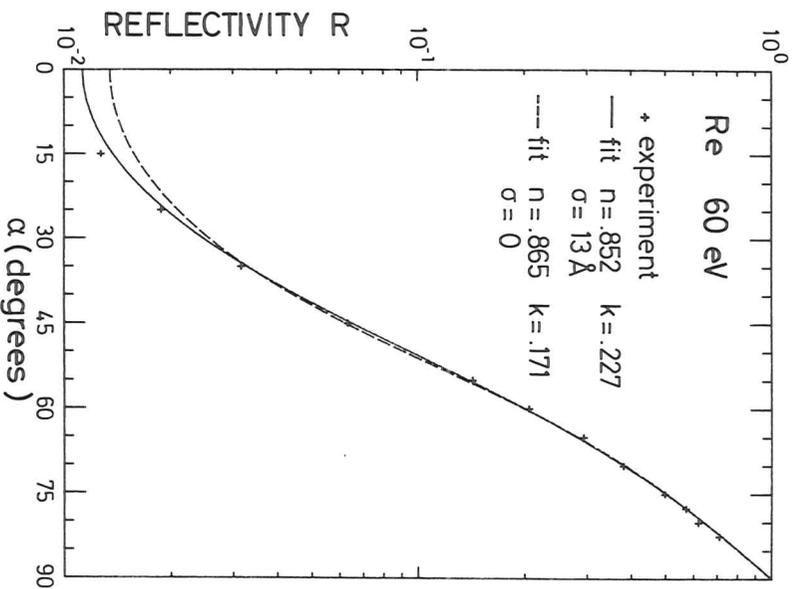


Abb. 4.4 Reflektivität einer 300 \AA dicken Schicht Re als Funktion des Einfallswinkels bei $h\nu = 60 \text{ eV}$, die gemessenen Werte sind mit Kreuzen markiert. Die Kurven sind mit angepaßten opt. Konstanten berechnet. Die Rauigkeit von $\sigma = 12 \text{ \AA}$ ist der für den ganzen Spektralbereich beste Wert.

Oxidbildung auf der Oberfläche unserer Probe erklären. Die Absolutwerte von Römer liegen insbesondere bei niedrigen Energien und steilen Einfallswinkeln um bis zu einem Faktor 2 niedriger. Während bei Römers Messungen der Detektor so konstruiert war, daß er außer dem spekulär reflektierten Licht auch fast alles Streulicht miterfaßt hat, muß bei unseren Meßwerten noch die Rauhmigkeit berücksichtigt werden (siehe folgender Abschnitt). Die Messungen von Hunter (Hu71) bei senkrechtem Einfall ergeben für Re und W im überlappenden Bereich (30 - 40 eV) relativ gute Übereinstimmung.

4.1.2 Bestimmung der optischen Konstanten

Die optischen Konstanten wurden nach der Vielwinkelmethode bestimmt (FGSS68, NC72). Für die Berechnung werden Anfangswerte für die optischen Konstanten vorgegeben und daraus Reflektivitätswerte $R_e(\alpha_i)$ für die Einfallswinkel α_i , bei denen gemessen wurde, berechnet. Mit den experimentellen Werten $R_e(\alpha_i)$ wird die Fehlerfunktion

$$F = \sum_i \left(\frac{R_e(\alpha_i) - R_c(\alpha_i)}{R_e(\alpha_i)} \right)^2 R_e(\alpha_i) \quad (4.1)$$

berechnet. Die optischen Konstanten werden dann nach der Gradientenmethode solange variiert, bis F ein Minimum erreicht hat. Der Gewichtungsfaktor $R_e(\alpha_i)$ in Gl. 4.1 sorgt dafür, daß die Reflektivitätswerte bei kleinen Einfallswinkeln weniger stark berücksichtigt werden, da sie mit größeren statistischen und systematischen Fehlern (siehe Absch. 4.1.1) behaftet sind. Eine Anpassung der optischen Konstanten mit einer Minimalisierung der mittleren quadratischen Abweichung setzt voraus, daß alle Reflektivitätswerte den gleichen relativen Fehler haben; während die Fehlerfunktion 4.1 für den Fall angemessen ist, daß die absoluten Fehler der Reflektivitätsmessungen proportional zur Wurzel von R_e sind. Um sicherzustellen, daß das Programm nicht nur ein Nebenminimum gefunden hat, wurden die optischen Konstanten nach dem Erreichen des Minimums um Zufallsbeträge abnehmender Größenordnung verändert und geprüft, ob sich dadurch die Anpassung verbessert und gegebenenfalls die Gradientenmethode wiederholt. Von Hunter (Hu65, Hu67) und Field et al. (FM71) werden Fehlerquellen, günstige Bereiche der n,k-Ebene für diese Methode, und optimale Wahl der Einfallswinkel α_i diskutiert.

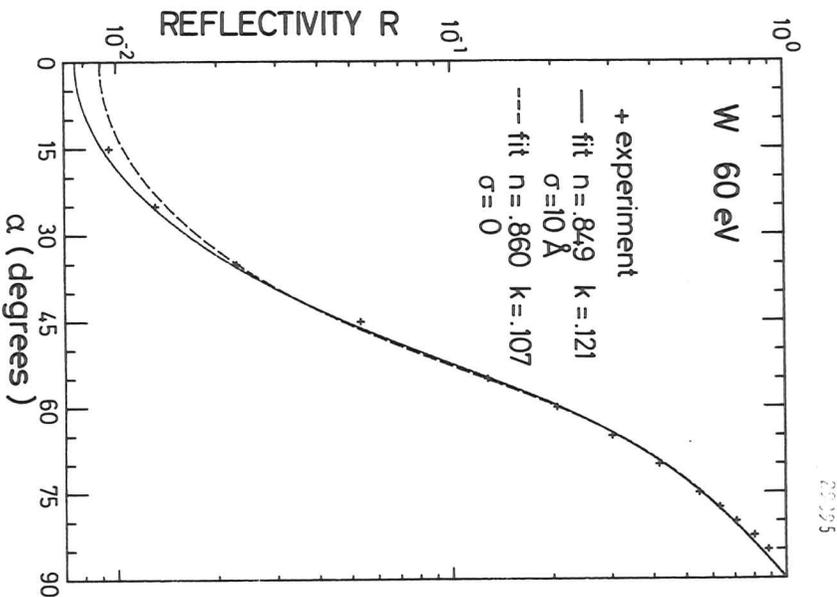


Abb. 4.5 Reflektivität einer 300 Å dicken Schicht W als Funktion des Einfallswinkels bei $h\nu = 60\text{eV}$. Die gemessenen Werte sind mit Kreuzen markiert. Die Kurven sind mit angepaßten opt. Konstanten berechnet. Die Rauhmigkeit von $\sigma = 10 \text{ Å}$ ist der für den ganzen Spektralbereich beste Wert.

29395

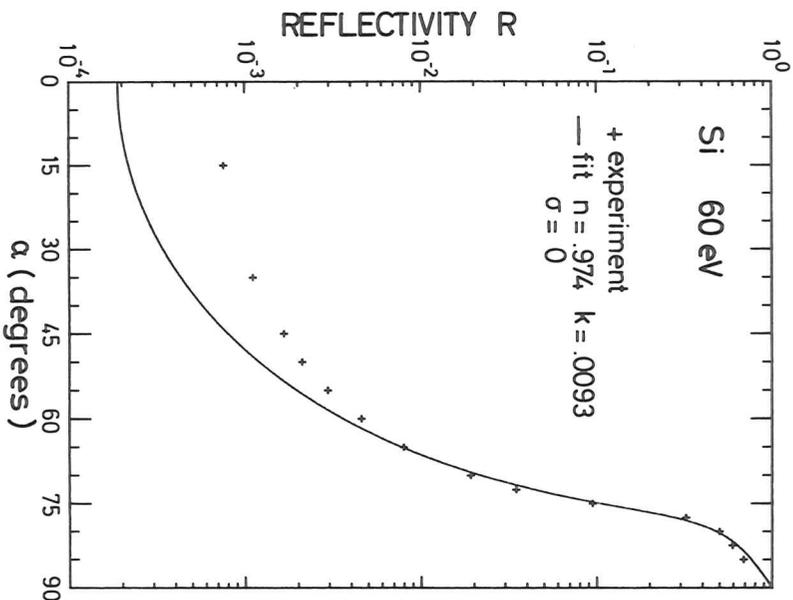


Abb. 4.6 Reflektivität von Si als Funktion des Einfallswinkels bei $h\nu = 60\text{eV}$. Die Abweichungen zwischen den gemessenen Werten (Kreise) und der aus angepaßten opt. Konstanten berechneten Kurve sind wahrscheinlich durch eine Oxidschicht auf der Oberfläche zu erklären.

29390

Außer den optischen Konstanten wird auch die Oberflächenrauigkeit σ nach Gleichung 2.10 berücksichtigt. Da σ ein globaler Fitparameter ist, wird er so bestimmt, daß die Summe der Fehlerfunktionen über den ganzen Photonenenergiebereich minimal wird.

Um einen Eindruck von der Güte der Anpassung zu geben, sind in den Abbildungen 4.4 - 4.7 für 60 eV Photonenenergie die gemessenen Reflektivitätswerte ergänzt um einige Werte bei zusätzlichen Winkeln gegenüber Abb. 4.1-4.3 als Funktion des Einfallswinkels aufgetragen. Die gestrichelten Kurven sind ohne Berücksichtigung der Oberflächenrauigkeit ($\sigma = 0$) berechnet und die durchgezogenen Kurven mit dem für den ganzen Spektralbereich günstigsten Wert $\sigma = 13 \text{ \AA}$ für Re, $\sigma = 10 \text{ \AA}$ für W. Aus den Abb. 4.4 und 4.5 ist zu erkennen, daß die Berücksichtigung der Rauigkeit die Anpassung verbessert. Das Ergebnis, daß die W-Schichten glatter sind als die Re-Schichten, stimmt mit Leitfähigkeitsmessungen von Spiller (private Mitteilung) überein. Die Anpassung der optischen Konstanten bei Silizium ergibt wesentlich schlechtere Ergebnisse, nicht nur bei 60 eV (Abb. 4.6), sondern im ganzen Spektralbereich. Ein Vergleich der angepaßten und gemessenen Reflektivitäten deutet auf eine Oberflächenbedeckung mit wesentlich abweichenden optischen Konstanten hin. Aus diesem Grund ist nicht versucht worden, für Silizium die Oberflächenrauigkeit zu bestimmen.

In den Abbildungen 4.7 - 4.9 sind Real- und Imaginärteil des Brechungsindex n und k als Funktion der Photonenenergie dargestellt. Die Anpassung ergab zusätzlich die oben angegebenen Rauigkeitswerte. Bei Silizium war oberhalb von 80 eV überhaupt keine physikalisch sinnvolle Anpassung zu erreichen. Aus dem Minimalwert der Fehlerfunktion F (Gl. 4.1) ergibt sich für $\delta = 1 - n$ und k bei Re und W ein relativer Fehler von 5% bzw. 10%, bei Si sind die Fehler etwa doppelt so groß.

Um einen Vergleich mit anderen Messungen zu ermöglichen, sind für Re und W die Absorptionskoeffizienten $\mu = 2\pi \cdot k / \lambda$ berechnet worden. In Abb. 4.10 ist unser Absorptionskoeffizient für Re zusammen mit Werten von Haensel et al. (HRSK69), berechnet aus Transmissionswerten und von Römer (R670), berechnet aus den bereits zitierten Reflektivitäten dargestellt. Bei beiden Vergleichskurven ist ein Minimum bei 50 eV zu erkennen, das wie schon bei den Reflexionskurven erwähnt, in unseren Messungen fehlt. Im Photonenenergiebereich $h\nu < 70 \text{ eV}$ liegen unsere Absolutwerte noch höher als die von Haensel et al.; bei höheren Energien fallen sie aber schneller ab. Der Unterschied zu den

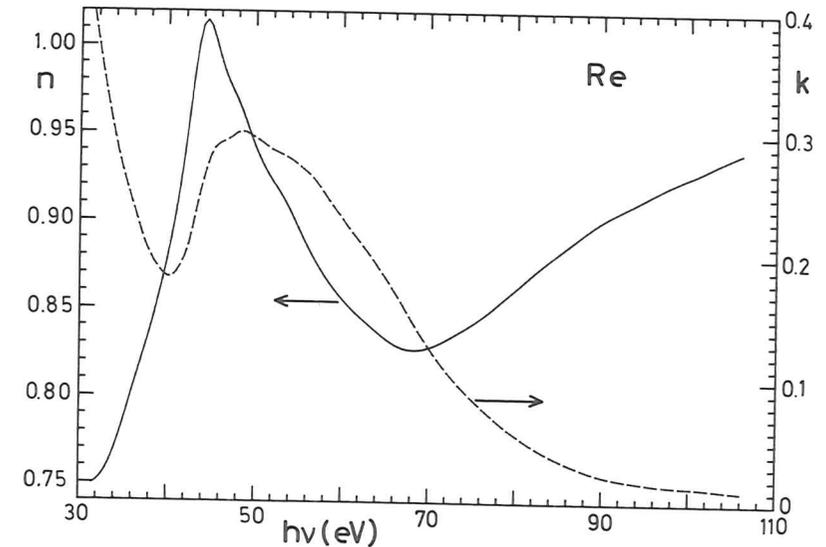


Abb. 4.7 Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von Re, berechnet aus den Reflektivitätswerten von Abb. 4.1. Die Anpassung ergab $\sigma = 13 \text{ \AA}$ Rauigkeit

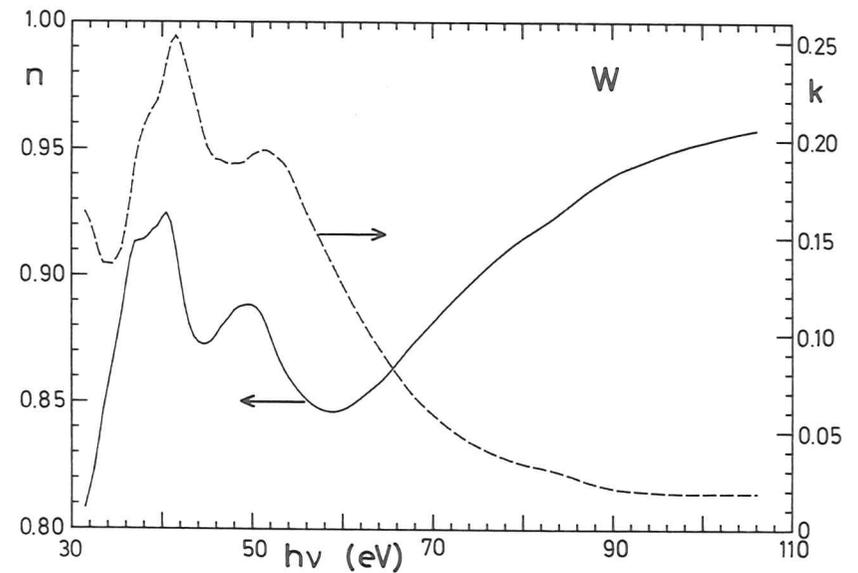


Abb. 4.8 Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von W, berechnet aus den Reflektivitätswerten von Abb. 4.2. Die Anpassung ergab $\sigma = 10 \text{ \AA}$ Rauigkeit

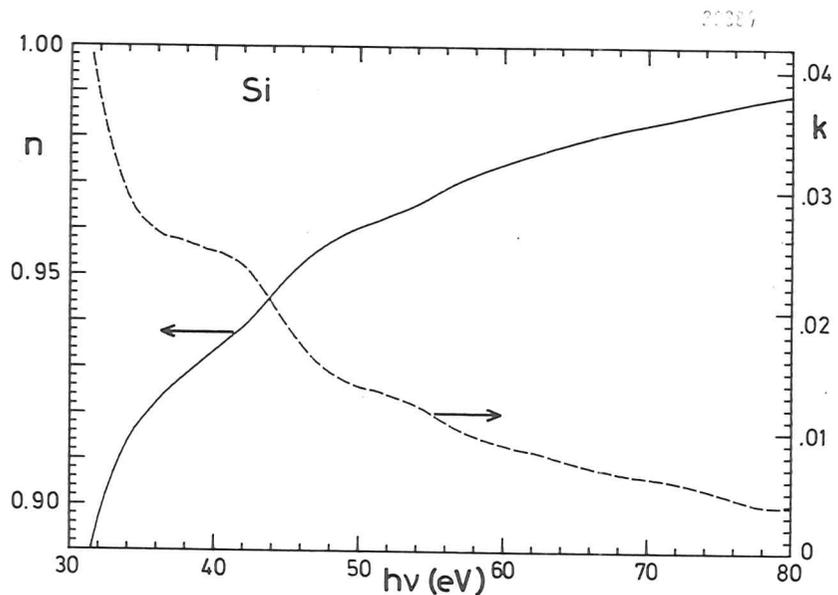


Abb. 4.9 Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von Si, berechnet aus den Reflektivitätswerten von Abb. 4.3. Für $h\nu > 80$ eV war keine sinnvolle Anpassung möglich.

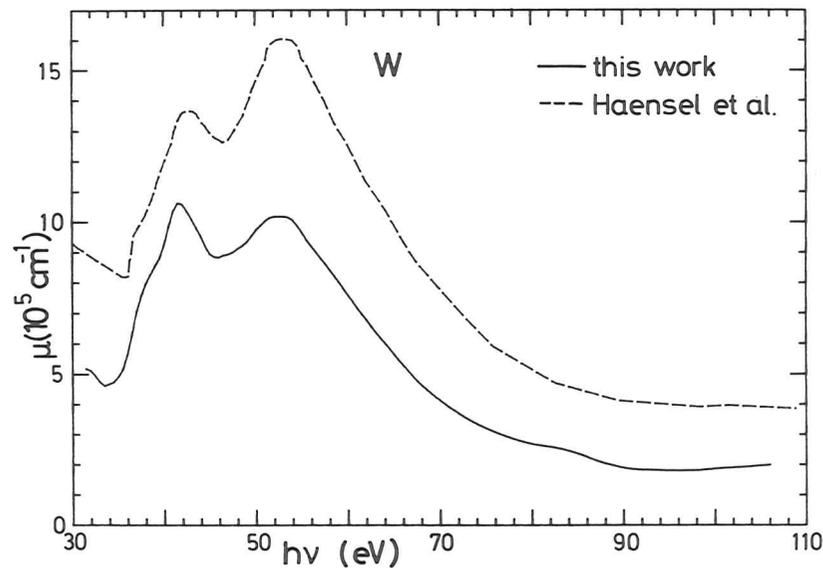


Abb. 4.11 Absorptionskoeffizient μ von W. Zum Vergleich mit den in dieser Arbeit bestimmten Werten sind die von Haensel et al. (HRSK69) angegeben.

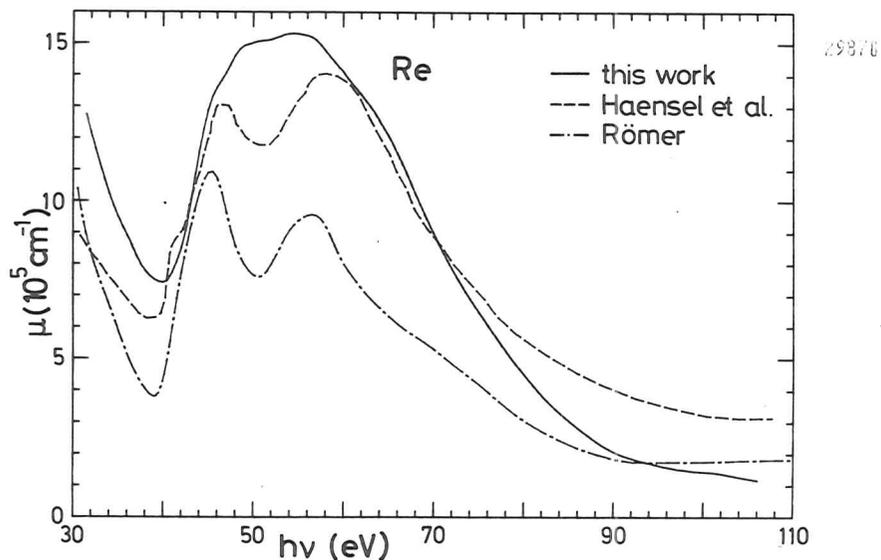


Abb. 4.10 Absorptionskoeffizient μ von Re. Zum Vergleich mit den in dieser Arbeit bestimmten Werten sind die von Römer (R870) und Haensel et al. (HRSK69) angegeben.

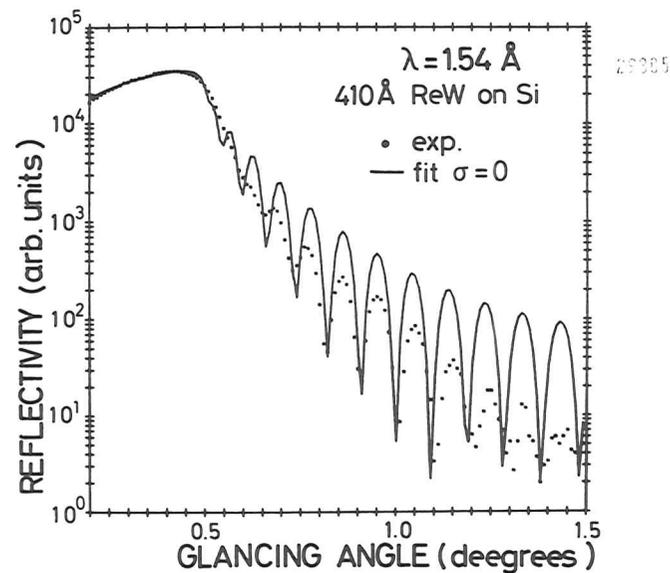


Abb. 4.12 Reflektivität einer 410 Å dicken Schicht ReW auf Silizium als Funktion des Glanzwinkels bei $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$. Aus dem Verhältnis von gemessener und bei kleinen Glanzwinkeln angepaßter Reflektivität läßt sich nach Gl. 2.10 $\sigma = 7 \text{ \AA}$ berechnen. $n_{\text{ReW}} = 1 - 3.8 \cdot 10^{-5}$, $k_{\text{ReW}} = 1.9 \cdot 10^{-6}$

Werten von Römer entspricht unseren höheren Reflektivitätswerten bei kleinen Photonenenergien. Der Absorptionskoeffizient von W (Abb. 4.11) dagegen stimmt in den Strukturen gut mit den Messungen von Haensel et al. überein, allerdings sind hier unsere Absolutwerte kleiner. Während unsere Messungen auch an Mehrschichtbelägen ergeben haben, daß im dargestellten Bereich Re der bessere Reflektor ist, wird von Haensel et al. für beide Substanzen gleich hohe Absorption, woraus vergleichbare Reflektivität folgt, angegeben.

Die für die Messung an der ReW-Legierung bei höheren Energien bestimmten optischen Konstanten und die daraus berechneten Reflektivitätswerte sind in Tab. 4.1 eingetragen. Der Wert von $\sigma = 7 \text{ \AA}$, gewonnen aus der gemeinsamen Anpassung für die drei Energiewerte, läßt sich unabhängig auch aus Abb. 4.12 ableiten. Dort ist die Messung der Reflektivität als Funktion des Glanzwinkels an derselben ReW Schicht bei $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ dargestellt. Die Oszillationen in der Reflektivität beruhen auf der Interferenz der Vorder- und Rückseite der Schicht und erlauben eine genaue Bestimmung der Schichtdicke. Die durchgezogene Kurve ist mit optischen Konstanten, angepaßt bei sehr kleinen Glanzwinkeln, wo Rauhmigkeit kaum einen Einfluß auf die Reflektivität hat, berechnet. Der Unterschied zwischen berechneter und gemessener Kurve läßt sich mit Hilfe von Gl. 2.10 mit einer Oberflächenrauhmigkeit von $\sigma = 7 \text{ \AA}$ erklären. Die genaue Anpassung der Oszillationen in der Reflektivität erfordert die Annahme einer 20 \AA dicken Oxidschicht auf dem Si-Substrat und die Annahme, daß von den 410 \AA ReW die obersten 20 \AA etwas veränderte optische Konstanten haben (Oxid).

Durch die Bestimmung der Oberflächenrauhmigkeit aus Reflexionsmessungen wird damit bestätigt, daß die Legierung ReW glattere Schichten bildet als reine Re oder W Schichten, von denen wiederum W glattere Filme als Re bildet.

4.2 Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge

4.2.1 Reflektivitätsmessungen bei nahe senkrechtem Lichteinfall

Abb. 4.13 zeigt das beste Ergebnis für ein ReW/C Mehrschichtsystem im Wellenlängenbereich um $\lambda = 200 \text{ \AA}$. Die Messung der Schichtdicken während der Bedampfung erfolgte mit einem Schwingquarz. Die Mehrschichtbeläge mit 3 und 5 Schichten wurden mit Hilfe einer beweglichen Blende hergestellt, die einen Teil des Substrates nach der Bedampfung der ersten 3 bzw. 5 Schichten abschattete.

Tabelle 4.1

Reflektivität einer ReW-Legierung (ca. 2/3 Re)
R_{exp}: gemessene Reflektivität (in%)

R_{fit}: Reflektivität (in %) berechnet aus den gefitteten optischen Konstanten mit $\sigma = 7 \text{ \AA}$

α : Einfallswinkel gegen die Normale (in Grad)

n_y, k: Real- und Imaginärteil des Brechungsindex

$h\nu$	103 eV		124 eV		155 eV	
	R _{exp}	R _{fit}	R _{exp}	R _{fit}	R _{exp}	R _{fit}
15	0.060	0.049	0.018	0.020	0.014	0.008
30	0.066	0.085	0.040	0.036	0.020	0.015
40	0.104	0.158	0.058	0.068	0.043	0.032
50	0.335	0.376	0.179	0.163	0.077	0.081
60	1.19	1.33	0.522	0.559	0.314	0.287
70	10.9	10.6	3.75	3.71	1.76	1.80
80	56.0	56.3	37.6	37.6	23.3	23.3
n		0.954		0.970		0.980
k		0.0223		0.0215		0.0212

Es ist deutlich zu erkennen, wie die Reflektivität durch das Hinzufügen weiterer Perioden ansteigt und bei 3.5 Perioden $R_{\max} = 9.6\%$ bei $\lambda = 197 \text{ \AA}$ erreicht. Da die Maxima alle bei der gleichen Wellenlänge liegen, kann angenommen werden, daß alle Perioden die richtige Dicke haben. Um zu zeigen, wie groß der Gewinn gegenüber einer dicken Schicht ReW ist, ist auch die Reflektivität einer 230 \AA dicken ReW Schicht aus einer anderen Bedampfung dargestellt. Der Re Anteil der Legierung beträgt jeweils etwa 2/3.

Im rechten Teil der Abb. 4.13 ist die berechnete Mehrschichtreflektivität dargestellt. Die Schichtdicken für diese Modellrechnung entsprechen den in Tab. 3.1 als Schichtfolge A angegebenen Werten, multipliziert mit einem Faktor 1.09, um die Lage des Reflexionsmaximums bei $\lambda = 197 \text{ \AA}$ richtig wiederzugeben. Als optische Konstanten der ReW-Legierung wurde das stöchiometrische Mittel der aus unseren Messungen berechneten Werte für Re und W (Absch. 4.1.2) genommen. Dieses Verfahren scheint gerechtfertigt, da auch die Legierung wieder metallischen Charakter hat und zur Reflektivität im Bereich um $\lambda = 200 \text{ \AA}$ Rumpfniveaus beitragen, deren Eigenschaften durch die Festkörperumgebung nicht mehr so stark verändert werden. Untersuchungen von Gudat et al. (GK72) an Cu-Ni Legierungen im Photonenenergiebereich 50 - 90 eV rechtfertigen ebenfalls die stöchiometrische Mittelwertbildung. Die optischen Konstanten für C wurden von Hagemann et al. (HGK75) genommen und für die Si Unterlage unsere Werte eingesetzt. Da der Einfluß der Unterlage nur gering ist, scheint dies trotz der relativ ungenauen Werte für Si (siehe Absch. 4.1.2) gerechtfertigt. Von den Modellrechnungen werden nicht nur Lage und Reflektivität der Hauptmaxima gut wiedergegeben, sondern ebenso die kurzwelligen Nebenmaxima, die wie die Nebenmaxima bei einem Beugungsgitter mit sehr kleiner Gesamtstrichzahl zu erklären sind (Ha76). Die Modellrechnungen ergeben etwas höhere Reflektivität in den Maxima. Fehler in der Periodenlänge und im Verhältnis ReW zu C Schichtdicke scheiden als Erklärung aus (siehe oben bzw. Absch. 3.2). Einen Einfluß können die Oberflächenrauigkeit (wird in Absch. 4.2.3 genauer analysiert), ein nicht abrupter Übergang der optischen Eigenschaften an der Grenzfläche, Fehler bei der Bestimmung der optischen Konstanten, eine geringere Dichte der ca. 50 \AA dicken Schichten beim Mehrschichtspiegel gegenüber den 300 \AA dicken Schichten für die Vielwinkelmethode oder Oxid auf der Oberfläche haben. Die relativ gute Übereinstimmung der Meßkurven mit den Modellrechnungen zeigt aber auch, daß keine dieser Fehlerquellen sehr große Auswirkung haben kann. Der Vergleich der gemessenen und berechneten Reflektivität für eine dicke ReW Schicht in Abb. 4.13 zeigt auch etwas unterschiedliche Strukturen, die auf chemische Veränderungen der Oberfläche zurückzuführen sein mögen und geringere Reflektivität im Kurzwelligen, was wahrscheinlich

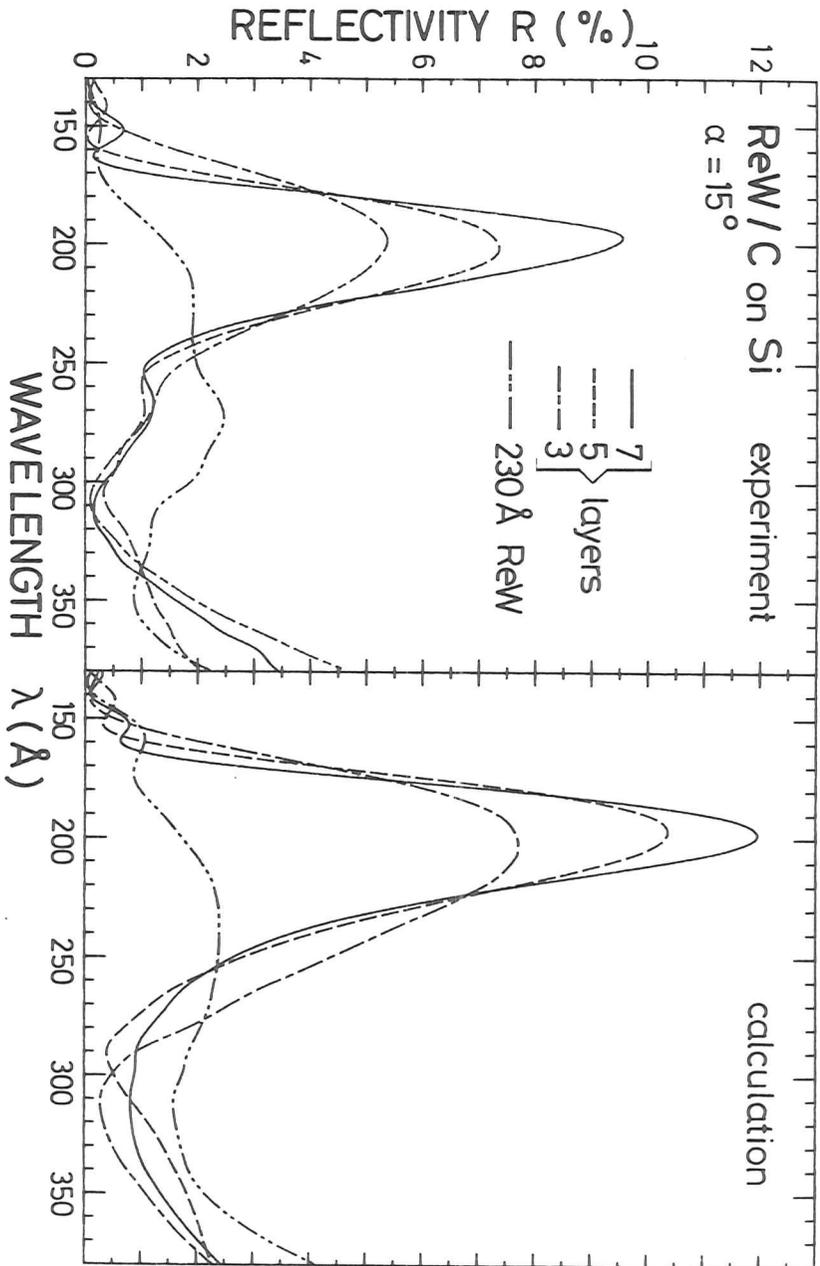


Abb. 4.13 Gemessene (links) und berechnete (rechts) Reflektivität für eine 230 \AA dicke Schicht ReW und Beläge aus ReW/C mit 3, 5 und 7 Schichten bei $\alpha = 15^\circ$ (gegen die Normale). Die Beläge mit 3 und 7 Schichten wurden durch teilweises Abschätzen des Substrates während der Bedampfung hergestellt. Für die Rechnung wurden die opt. Konstanten von ReW und Si (Substrat) aus dieser Arbeit und von C aus HGK75 benutzt. Schichtdicken beim Substrat beginnend: 57.8, 60.9, 50.7, 63.8, 48.0, 65.6, 50.2 \AA .

Tabelle 4.2: Ergebnisse von zwei Mehrschichtbedampfungen aus ReW/C mit Schichtdickenfehlern. Die Schichtdickenkontrolle beim Aufdampfen erfolgte mit einem Schwingquarz. Die 3, 5, 7, 9 Schichtsysteme wurden durch schrittweises Abschätzen des Substrates hergestellt. R_{max} : Reflektivität im Maximum, λ_{max} : Wellenlänge des Reflektivitätsmaximums

Schichtzahl	λ_{max} (Å)	R_{max} (%)	λ_{max} (Å)	R_{max} (%)
3	199	3.4	193	2.4
5	185	4.6	187	3.5
7	180	5.1	185	4.9
9	179	6.1	176	6.6
11	176	6.3	183	5.6

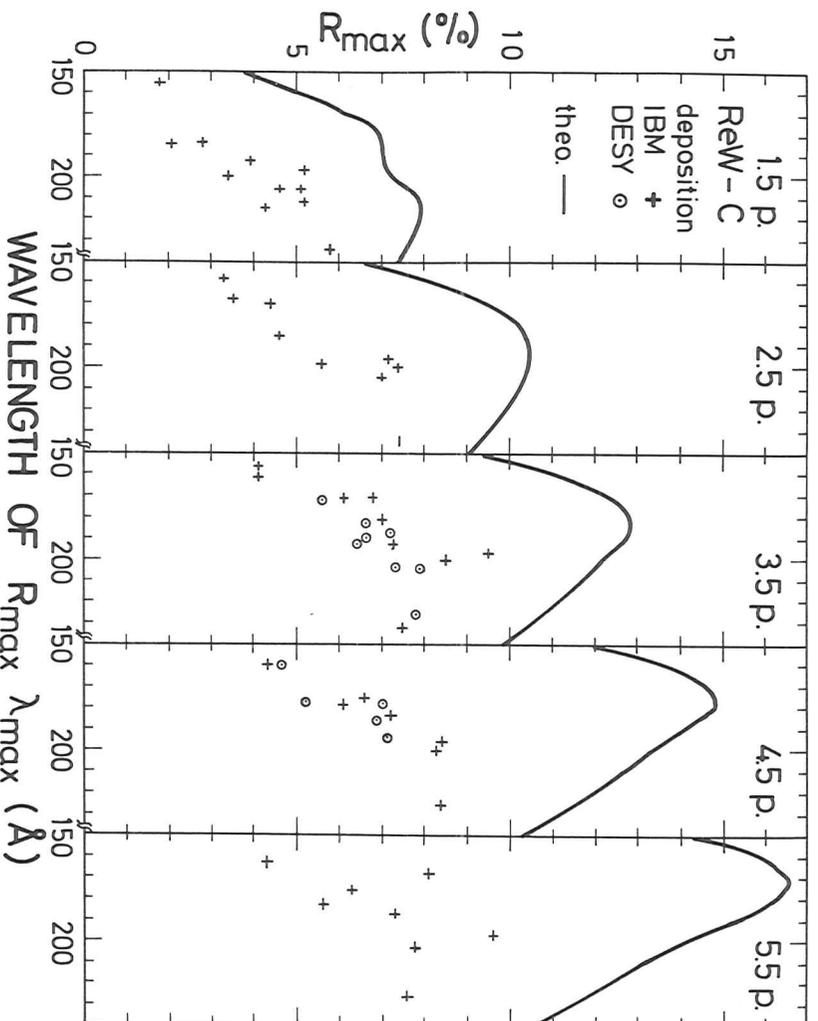


Abb. 4.14

Gemessene Reflektivität R_{max} im Interferenzmaximum, aufgetragen gegen die Wellenlänge des Maximums für eine große Anzahl von Mehrschichtbelägen mit 1.5 - 5.5 Perioden ReW/C bei $\alpha = 15^\circ$. Die Beläge wurden von E. Spiller bei IBM (Kreuze) und vom Verfasser bei DESY (Kreise) hergestellt. Die Streuung der Ergebnisse beruht auf Schichtdickenfehlern. Die durchgezogenen Kurven geben die maximale Reflektivität für optimierte Schichtfolgen an.

auf Rauigkeit beruht, die bei den Modellrechnungen nicht berücksichtigt ist.

In der Regel liegen die Reflexionsmaxima bei Schichtfolgen, die mit Schichtdickenmessung mit einem Schwingquarz hergestellt werden, nicht für alle Perioden bei der gleichen Wellenlänge und entsprechend sind auch die Reflektivitätssteigerungen niedriger. Für zwei typische Schichtfolgen sind die Lage der Reflexionsmaxima und die Reflektivität im Maximum in Tab. 4.2 zusammengestellt. Als Ursache der Verschiebung der Reflexionsmaxima werden Schichtdickenfehler vermutet.

Abb. 4.14 faßt die besseren Ergebnisse für Mehrschichtbedampfungen mit 1.5 bis 5.5 Perioden ReW/C im Spektralbereich von 150 - 240 Å zusammen. Es ist zu erkennen, daß auch bei dieser Auswahl die Streuung der Ergebnisse erheblich ist. Es ist nicht gelungen, mehr als 3.5 Perioden optimal übereinanderzudampfen, so daß mit 4.5 und 5.5 Perioden keine besseren Ergebnisse erreicht werden konnten. Die durchgezogenen Kurven in Abb. 4.14 geben die mit gleicher Periodenzahl und optimaler Schichtdicke erreichbaren Reflektivitäten an. Die Wellenlänge, bei der höchste Reflektivität mit vorgegebener Schichtzahl zu erreichen ist, verschiebt sich mit steigender Schichtzahl zu kürzeren Wellenlängen. Die Ursache dafür ist, daß der Kohlenstoff mit abnehmender Wellenlänge sehr viel transparenter wird und deshalb die Absorption in den Bäuchen des stehenden Wellenfeldes stark verringert wird und die Eindringtiefe des Lichts zunimmt. Zwar wird mit abnehmender Wellenlänge auch die Absorption der ReW Schichten kleiner und entsprechend auch der Reflexionskoeffizient für jede einzelne Grenzfläche, aber durch das Anwachsen der Eindringtiefe läßt sich mit vielen schwach reflektierenden Schichten höhere Reflektivität erreichen als mit wenigen besser reflektierenden.

Die in Abb. 4.14 dargestellten Ergebnisse machen deutlich, daß für den Wellenlängenbereich um $\lambda = 100 \text{ \AA}$, wo theoretisch etwa 30 Perioden erforderlich sind, um 10% Reflektivität zu erreichen (vgl. Abb. 2.4), die Messung der Schichtdicken mit dem Schwingquarz völlig ungeeignet ist. Dies führte zu der Entwicklung der in Abschn. 3.3 beschriebenen Aufdampfapparatur mit in situ Messung der Reflektivität bei schrägem Einfall zur Schichtdickenkontrolle. Die in Abb. 4.15 dargestellten Reflektivitätskurven wurden an einem so hergestellten Mehrschichtsystem gemessen. Von der 22. bis zur 40. Schicht wurde statt Kohlenstoff Bor als schwach absorbierendes Material aufgedampft, das wegen des höheren Absorptionskoeffizienten von Bor bei $\lambda = 44.8 \text{ \AA}$ gegenüber Kohlenstoff eine bessere Schichtdickenbestimmung

während des Aufdampfens erlaubt. Die in Abb. 4.15 gezeigten Reflexionsspektren von Proben mit verschiedenen Periodenzahlen, die wieder durch teilweises Abschatten beim Bedampfen hergestellt wurden, zeigen, daß es gelungen ist, 22.5 Perioden so übereinanderzudampfen, daß keine unkorrigierbaren Schichtdickenfehler auftreten und die maximale Reflektivität stetig anwächst. Legt man die in Tab. 4.1 angegebenen optischen Konstanten für ReW zugrunde und rechnet mit den Bor-Schichten als seien sie Kohlenstoff-Schichten, so ergibt sich für 22.5 Perioden eine maximale Reflektivität von 8.8%. Obwohl dieser Wert um einen Faktor 4 unterschritten wurde, stellt der erreichte Reflektivitätsgewinn um einen Faktor 120 gegenüber der Reflektivität einer dicken ReW Schicht mit $R = 0.018\%$ bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ (Tab. 4.1) einen großen Fortschritt dar. Wahrscheinlich ist ein Teil des Reflektivitätsgewinns auf die geringere effektive Rauigkeit des Mehrschichtbelages (vgl. Abschn. 4.2.3) gegenüber der 400 Å dicken ReW Schicht mit $\sigma = 7 \text{ \AA}$, d.h. $R/R_0 = 0.5$ nach Gl. 2.10, zurückzuführen. Zumindest ein Teil des Unterschiedes zwischen gemessenem und theoretischem Wert ist wohl durch Fehler in der Periodenlänge zu erklären, die sich zwar nicht so weit akkumulieren, daß die Schichtfolge außer Phase gerät, aber trotzdem die optimale Wirkung beeinträchtigen. Diese Interpretation wird gestützt durch die Tatsache, daß die experimentell bestimmten Halbwertsbreiten (Tab. 4.3) der Reflexionsmaxima etwas größer sind als berechnet.

Will man mit dem verbesserten Aufdampfsystem Mehrschichtbeläge herstellen, die für eine andere Wellenlänge als 100 Å bei nahe senkrechtem Lichteinfall optimiert sind, so muß man den Einfallswinkel auf die Probe bei den Reflektivitätsmessungen bei der Bedampfung verändern. Man kann aber auch den zu bedampfenden Spiegel in anderer Entfernung von der Quelle anbringen als den Spiegel, an dem man die Reflektivität während der Bedampfung mißt. Da die aufgedampfte Schichtdicke ungefähr vom Quadrat des Abstandes zur Quelle abhängt, kann man auf diese Art Mehrfachschichten mit sehr unterschiedlichen Periodenlängen herstellen. In Tabelle 4.4 ist dafür ein Beispiel angegeben. Alle Spiegel wurden gleichzeitig bedampft und haben 8.5 Perioden ReW/C. Der Spiegel in 46 cm Abstand von der Quelle diente für die Schichtdickenbestimmung. Seine Reflektivität bei $\lambda = 101 \text{ \AA}$ von $R_{\max} = 0.87\%$ entspricht dem Wert für 9.5 Perioden aus Abb. 4.15. Die maximale Reflektivität für diejenigen Spiegel, die näher an der Quelle waren und deshalb größere Periodenlängen haben, steigt zwar an, wie es von den optischen Konstanten her erwartet wird, doch stellen sie keine wesentliche Verbesserung gegenüber den in Abb. 4.14 gezeigten Werten dar. Dieses Ergebnis wird nur verständlich, wenn man annimmt, daß durch

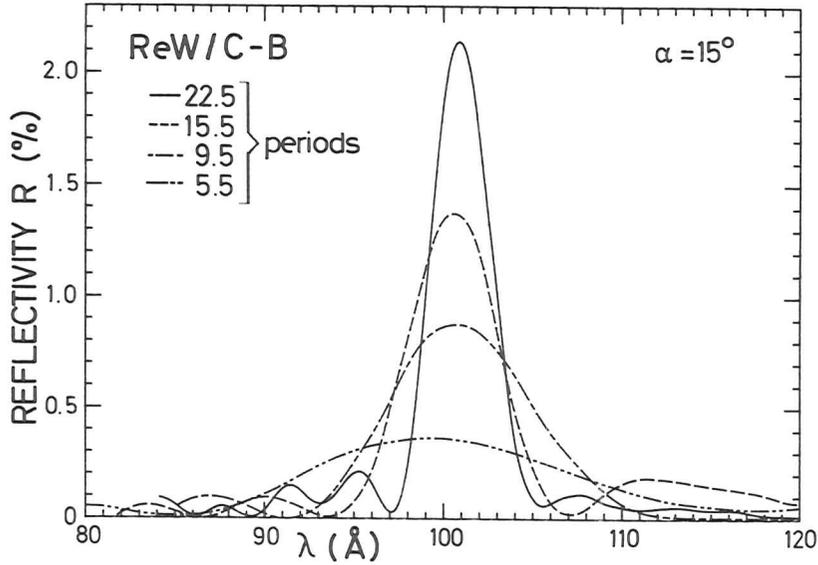


Abb. 4.15 Gemessene Reflektivität für Mehrschichtbeläge aus ReW/C-B bei $\alpha = 15^\circ$. Die Schichtdickenkontrolle während der Bedampfung erfolgte durch Reflektivitätsmessung bei $\lambda = 44.8 \text{ \AA}$ und $\alpha = 63^\circ$. Die Beläge mit 5.5, 9.5 und 15.5 Perioden wurden durch Abschatten eines Teils des Substrates während der Bedampfung hergestellt. Von der 10. bis zur 20. Periode ist B statt C verwendet worden.

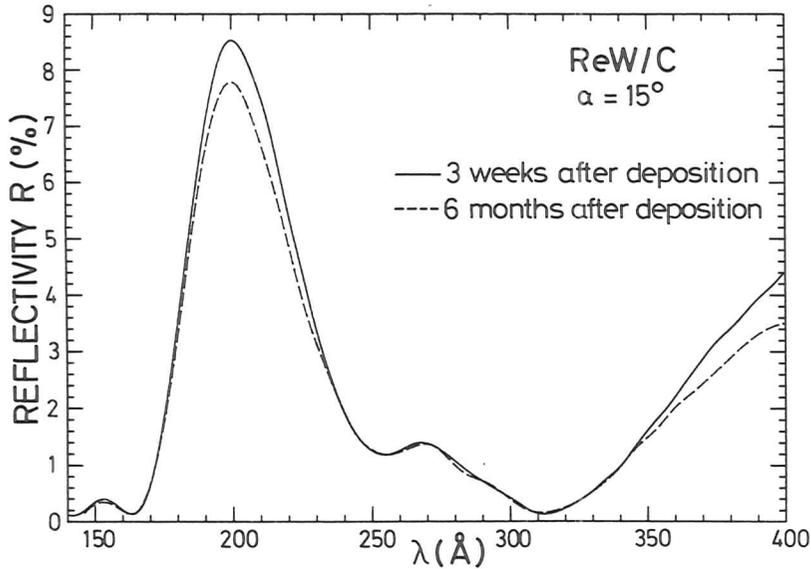


Abb. 4.16 Veränderung der Reflektivität eines Spiegelbelages aus 7 Schichten ReW/C mit der Zeit. Die 1. Messung erfolgte 3 Wochen nach der Herstellung, die 2. nach 6 Monaten. Die Probe wurde zwischendurch in einem Exsikkator gelagert. Einfallswinkel: $\alpha = 15^\circ$

Tabelle 4.3: Experimentelle und berechnete relative Halbwertsbreiten für die Mehrschichtbedampfung ReW/C - B (Abb. 4.15), hergestellt mit Schichtdickenkontrolle durch in situ Reflexionsmessung

Periodenzahl	Halbwertsbreite (%)	
	experimentell	berechnet
5.5	16.2	14.1
9.5	9.5	8.7
15.5	6.1	5.6
22.5	4.1	4.0

Tabelle 4.4: Maximale Reflektivität (R_{max}) und Wellenlänge des Reflektivitätsmaximums (λ_{max}) für Spiegel mit 8.5 Perioden ReW/C, die gleichzeitig in verschiedenem Abstand (d) von der Quelle bedampft wurden. An dem Spiegel mit $d = 46 \text{ cm}$ wurde während der Bedampfung die Reflektivität zur Schichtdickenkontrolle gemessen.

d (cm)	λ_{max} (Å)	R_{max} (%)
50	80	0.58
46	101	0.87
35	150	3.2
33.5	158	4.1
32	177	5.8

zeitlich schwankende Anisotropien im Dampfstrahl nicht alle Proben gleichartig bedampft werden.

4.2.2 Zeitliche Stabilität

Für die Anwendung von Mehrschichtinterferenzspiegeln ist ihre zeitliche Stabilität von besonderer Bedeutung. Es sind chemische Veränderungen, insbesondere der oberen Schichten und Diffusion an den Grenzflächen denkbar, die beide die Reflektivität im Interferenzmaximum beeinträchtigen können. Abb. 4.16 zeigt die Reflektivität eines Spiegelbelages mit 3.5 Perioden ReW/C. Die erste Messung erfolgte drei Wochen nach der Bedampfung, die zweite nach weiteren fünf Monaten. In den Zwischenzeiten wurde die Probe in einem Exsikkator an getrockneter Luft aufbewahrt. Im Hauptmaximum zeigt sich eine Verschlechterung um knapp 10% und auch bei $\lambda > 340 \text{ \AA}$ treten Abweichungen auf. Es ist nicht klar, welcher der beiden Mechanismen die Veränderung der Reflektivität zuzuschreiben ist. Proben, die an feuchter Luft aufbewahrt werden, zeigen schon nach wenigen Tagen eine milchige Trübung, wenn die oberste Schicht aus ReW besteht, während bei Proben mit der obersten Schicht aus Kohlenstoff keine Veränderungen zu erkennen sind. Im Wellenlängenbereich $\lambda < 100 \text{ \AA}$ ist der Reflektivitätsverlust bei Schichtfolgen, die oben mit Kohlenstoff enden, gegenüber solchen, die mit Metall enden, nur gering, da die optischen Konstanten des Kohlenstoffs dort nur noch wenig von $n = 1$ und $k = 0$ abweichen. Durch eine Deckschicht aus Kohlenstoff könnte man deshalb die Spiegelbeläge gegen chemische Veränderungen besser schützen. Eine noch offene Fragestellung ist, ob die Erwärmung der Beläge, wie sie z.B. beim Ausheizen einer Ultrahochvakuumapparatur auftritt, die Reflektivität beeinträchtigt. Ebenso unklar ist, welche thermische Belastung durch hohe einfallende Intensität im Röntgengebiet die Spiegelbeläge aushalten.

4.2.3 Rauigkeit

Für die Prognose über die Anwendbarkeit von Mehrschichtspiegelbelägen als Reflektoren für nahe senkrechten Lichteinfall im weichen Röntgengebiet um $\lambda = 50 \text{ \AA}$ ist die Rauigkeit von entscheidender Bedeutung. Wie in Abschnitt 2.2 erläutert, läßt sich die Beziehung 2.10 für den Zusammenhang zwischen spekulär reflektiertem Licht und der Rauigkeit auch für Mehrschichtbeläge anwenden, wenn man annimmt, daß die aufgedampften Schichten die Oberfläche des Substrates identisch replizieren. Wir haben versucht, mit Hilfe von Gl. 2.10 die effektive Rauigkeit unserer Mehrschichtbeläge abzuschätzen. Analog zu dem in Abschnitt 4.1.2 angewandten Verfahren haben wir die Mehrschichtreflektivität als Funktion des

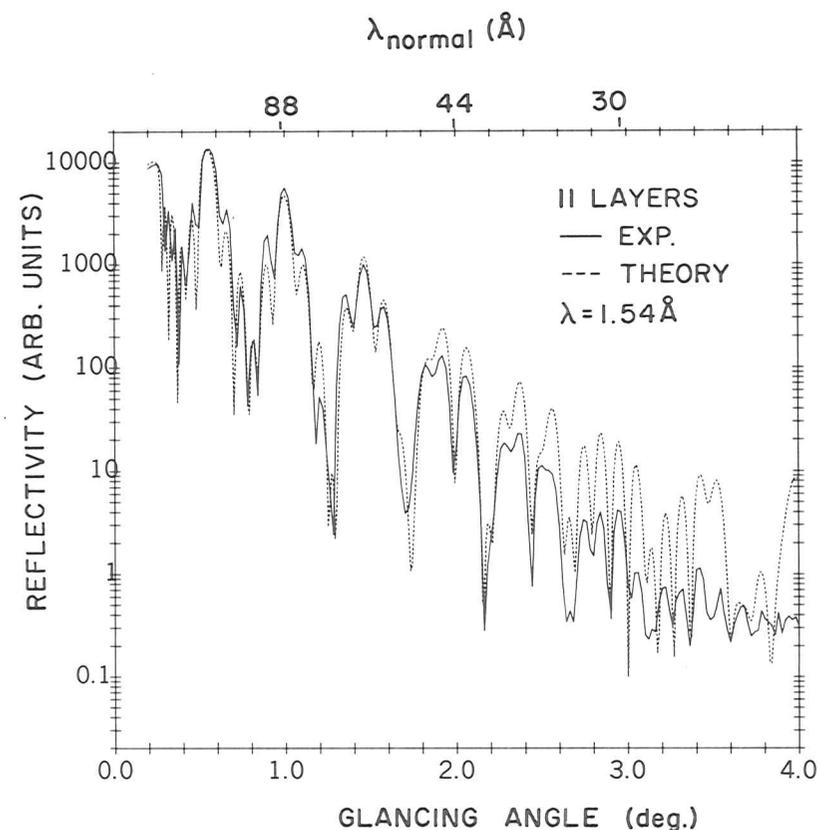


Abb. 4.17

Gemessene (durchgezogen) und berechnete (gestrichelt) Reflektivität als Funktion des Glanzwinkels bei $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ für einen Spiegelbelag mit 11 Schichten ReW/C. Schichtdicken für die Rechnung ab Unterlage: 22.2, 70.8, 16.2, 72.3, 15.0, 25.6, 14.0, 86.3, 12.2, 80.0, 11.2 \AA . Optische Konstanten für ReW: $n = 1 - 4.4 \cdot 10^{-5}$, $k = 6.8 \cdot 10^{-6}$, C: $n = 1 - 6.8 \cdot 10^{-6}$, $k = 0.11 \cdot 10^{-6}$. Für die Rechnung wurden ideal glatte Schichten angenommen. Aus dem Verhältnis der gemessenen und berechneten Werte läßt sich nach G. 2.10 eine effektive Rauigkeit von $\sigma = 3 \text{ \AA}$ bestimmen. Die ReW-Schichten sind dünner als bei einem optimierten Spiegelbelag, um hohe Reflektivität in den Maxima höherer Ordnung zu erhalten (HSS80, SSH80).

Einfallswinkels gemessen und daran zusammen mit anderen Parametern die Rauigkeit σ angepaßt.

Für sehr kurze Wellenlängen verschiebt sich das Reflexionsmaximum zu sehr streifendem Einfall, so entspricht $\lambda_{max} = 200 \text{ \AA}$ und senkrechtem Einfall $\theta_{max} = 0.6^\circ$ (θ : Glanzwinkel) und $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$. Die Messung bei dieser Wellenlänge hat den Vorteil, daß bei Vergrößerung des Einfallswinkels θ neben dem Hauptmaximum 1. Ordnung, das wir bisher nur betrachtet haben, auch noch Hauptmaxima höherer Ordnung auftreten, bei denen nicht jede Knotenebene des stehenden Wellenfeldes in den stärker absorbierenden Schichten liegt, sondern nur jede 2., 3. usw. Dem entsprechen bei konstantem Einfallswinkel die Hauptmaxima bei $\lambda/2$, $\lambda/3$ usw. Zwischen den Hauptmaxima treten noch Nebenmaxima auf, analog wie beim Beugungsgitter mit sehr wenigen Perioden (Ha76). In Abb. 4.17 ist die Reflektivität für einen Spiegelbelag mit 11 Schichten ReW/C auf einer Si-Einkristallscheibe als Funktion des Glanzwinkels θ gezeigt (HSS79). Die Periodenlänge der Schichtfolge ist so gewählt, daß sie für senkrechten Lichteinfall bei ungefähr 200 \AA Wellenlänge das Hauptreflexionsmaximum 1. Ordnung hat, die stärker absorbierenden Schichten sind jedoch dünner als optimal, um die höheren Ordnungen zu verstärken. Mit Hilfe der vielen Haupt- und Nebenmaxima ist es möglich, nicht nur die optischen Konstanten vom Si Substrat, ReW und C zu bestimmen, sondern auch die Dicke der einzelnen Schichten. Da das Anpassungsprogramm aber nur sinnvoll konvergiert, wenn gute Startwerte vorgegeben werden, wurden Messungen, wie sie in Abb. 4.17 gezeigt sind, auch an den Belägen mit 3, 5, 7 und 9 Schichten, die durch Abschatten eines Teils des Substrates hergestellt waren, gemacht. Für die Anpassung des Belags mit drei Schichten müssen dann nur Startwerte für drei Schichtdicken eingegeben werden und bei fünf Schichten brauchen dann nur zwei zusätzliche Schichtdicken angepaßt werden. Auf diese Weise können die angegebenen Parameter mit guter Sicherheit bestimmt werden. Das verwendete Anpassungsprogramm ist von Pomerantz et al. (PS80) ausführlich geschildert. Die in Abb. 4.17 gestrichelt eingezeichnete Anpassung gibt die Lage der vielen Interferenzmaxima sehr genau wieder, fällt aber für große Glanzwinkel nicht so schnell ab wie die experimentellen Werte. Gute Übereinstimmung auch in der relativen Höhe der Maxima kann erreicht werden, wenn die Rauigkeit nach Gl. 2.10 berücksichtigt wird. Die auf diese Weise bestimmte Rauigkeit $\sigma = 3 \text{ \AA}$ beschreibt aber nicht unbedingt die Höhenverteilung der Oberfläche des Spiegels, sondern ist ein Parameter, der das Streulichtverhalten charakterisiert. Da möglicherweise der Beitrag der

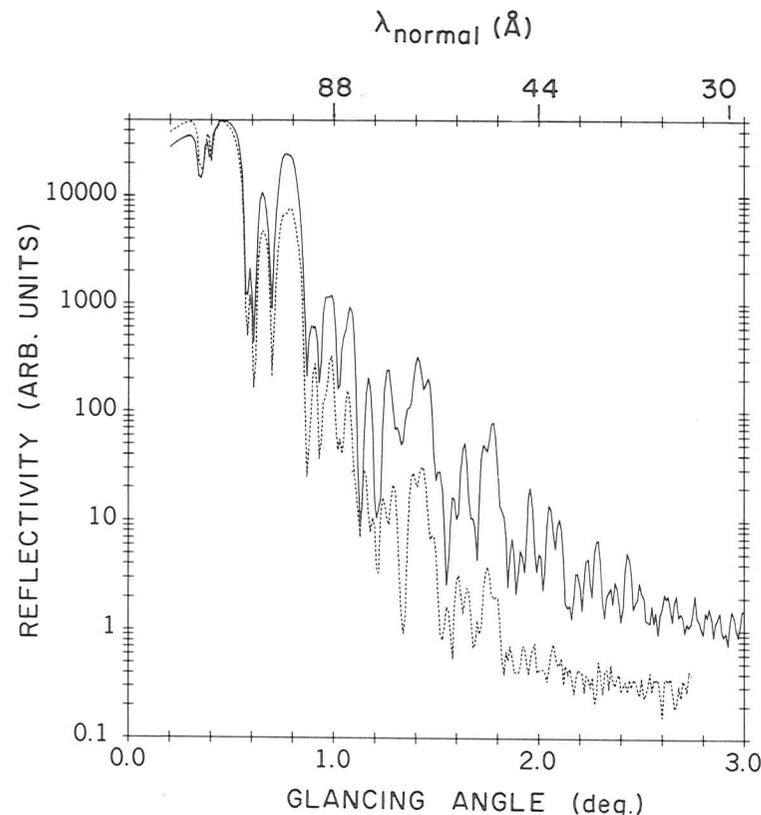


Abb. 4.18 Gemessene Reflektivität als Funktion des Einfallswinkels für 9 Schichten ReW/C, die gleichzeitig auf Silizium (durchgezogene Kurve) und superpolierten Quarz (gestrichelt) aufgedampft wurden. Nimmt man $\sigma = 3 \text{ \AA}$ für die Bedampfung auf Silizium an (vgl. Abb. 4.17), so erhält man aus dem Verhältnis der Reflektivitäten nach Gl. 2.10 $\sigma = 9 \text{ \AA}$ für die Bedampfung auf Quarz (SSH80).

unkorrelierten, durch die Bedampfung erzeugten Rauigkeit einer Grenzfläche zum Streulicht bei einem Mehrschichtspiegelbelag davon abhängt, wie hoch die Intensität des stehenden Wellenfeldes an der Grenzfläche ist und die Grenzflächen bei einer Kombination aus unterschiedlich stark absorbierenden Materialien in der Nähe der Knoten liegen, kann die topographische Rauigkeit σ die sich aus zwischen allen Schichten korrelierten und unkorrelierten Anteilen zusammensetzt, größer sein als der von uns bestimmte Wert σ_{eff} . Die effektive Rauigkeit soll nur dazu dienen, abzuschätzen, welchen Streulichtanteil man bei anderen Wellenlängen und Einfallswinkeln erwartet. Die oben in Abb. 4.17 aufgetragene Wellenlänge $\lambda_{normal} = \lambda / \sin\theta$ gibt an, für welche Wellenlänge bei senkrechtem Lichteinfall man die gleiche Reduzierung der Reflektivität wie beim Glanzwinkel θ und $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ zu erwarten hat. Benutzt man diese Skala, dann zeigen unsere Messungen, daß die Ausbeute der Mehrschichtspiegel bei senkrechtem Lichteinfall etwa bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ von den theoretischen Voraussagen abzuweichen beginnen. Aber auch bei 50 \AA wird noch die Hälfte des Lichts spekulär reflektiert, die andere Hälfte diffus gestreut. Die Anpassung der Rauigkeit an die durch Abschattung hergestellten Beläge mit 3 bis 9 Schichten zeigen keinen Anstieg der Rauigkeit mit der Schichtzahl, so daß die Vermutung gerechtfertigt erscheint, daß die Rauigkeit im wesentlichen durch das Si-Substrat bestimmt ist.

Die Rolle des Substrates ist durch gleichzeitiges Aufdampfen von 9 Schichten ReW/C auf eine mechanisch und chemisch polierte Si-Einkristallscheibe und eine superpolierte (BB67, Ho70b) Quarzplatte untersucht worden. Die in Abb. 4.18 gezeigten Reflektivitätskurven (SSH80) lassen erkennen, daß die Bedampfung auf Quarz bei größeren Einfallswinkeln um eine Größenordnung schlechter reflektiert. Nimmt man für die Bedampfung auf Si wie in Abb. 4.17 eine Rauigkeit von $\sigma = 3 \text{ \AA}$ an, so läßt sich aus dem Verhältnis der Reflexionswerte für die Bedampfung auf Quarz eine Rauigkeit von 9 \AA ausrechnen. Dieses Beispiel zeigt, daß die Rauigkeit der aufgedampften Schichten zumindest wesentlich kleiner sein muß als die der Quarzunterlage, da sonst die Unterschiede zwischen den Substraten nicht erkennbar wären. Neuere Messungen von Spiller (Sp80) haben ergeben, daß für Periodenzahlen größer 25 die Reflektivität von Mehrschichtbelägen auf Quarz im Verhältnis bessere Ergebnisse liefert, was sich auf einen möglichen topographischen Glättungsprozeß durch die aufgedampften Schichten zurückführen läßt.

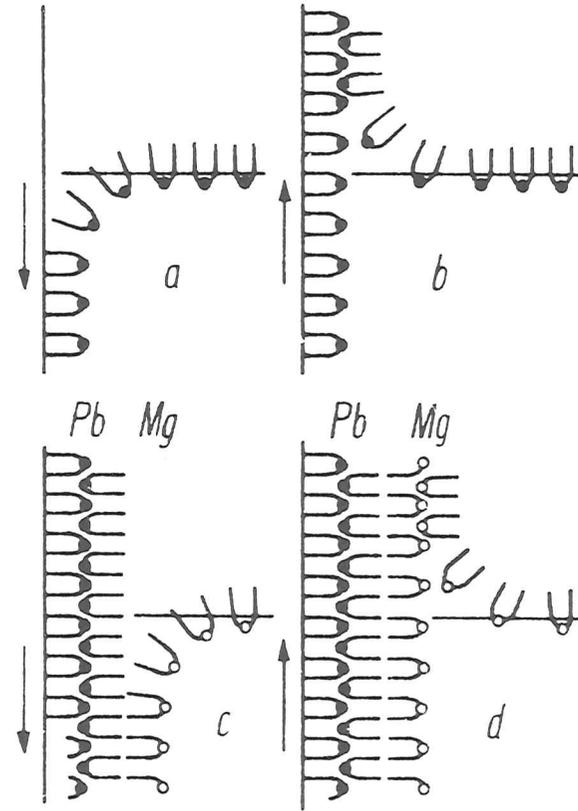


Abb. 4.19

Herstellung einer monomolekularen Schicht Pb-Stearat nach der Langmuir-Blodgett Methode durch Eintauchen (a) und Herausziehen (b) des Substrates aus einem Wasserbad, dessen Oberfläche mit einer monomolekularen Schicht Pb-Stearat bedeckt ist. Um große Gitterkonstanten zu erreichen, kann die nächste Schicht z.B. aus Mg-Stearat (b,c) hergestellt werden. Die horizontalen Linien markieren die Wasseroberfläche (aus SU77).

4.3 Langmuir-Blodgett Kristalle

Nach der Langmuir-Blodgett Methode (BL37) hergestellte organische Kristalle sind sehr ähnlich aufgebaut wie unsere aufgedampften Mehrfachschichten. Sie bestehen auch aus Schichten mit Metallatomen als starken Streuern und Zwischenschichten mit vorwiegend Kohlenstoff.

Die Herstellung ist von Charles (Ch71) ausführlich beschrieben und wird hier nur soweit wiedergegeben, wie es für das Verständnis der von uns verwendeten Proben notwendig ist. Ausgangsmaterial für die Herstellung sind Metallsalze von Fettsäuren, in unserem Fall Blei- und Magnesiumstearat. Diese Salze sind in Wasser unlöslich und bilden submonomolekulare Schichten auf der Wasseroberfläche. Drückt man diese Schicht zusammen, so richten sich die Moleküle senkrecht zur Wasseroberfläche aus, wobei die hydrophilen Seiten mit den Metallatomen zum Wasser hingerrichtet sind und die hydrophoben Kohlenwasserstoffketten nach oben zeigen. Wird, wie in Abb. 4.19a (aus SU77) gezeigt, ein Substrat mit wasserabweisender Oberfläche in die Flüssigkeit getaucht und ein seitlicher Druck auf die Molekülschicht ausgeübt, so bildet sich eine monomolekulare Schicht auf der Substratoberfläche, beim Herausziehen (Abb. 4.19b) legen sich die Moleküle umgekehrt auf die erste Schicht. Es entsteht so eine Doppelschicht aus Metallstearat, wobei alle Metallionen in einer Ebene liegen. Durch wiederholtes Eintauchen lassen sich so Mehrschichtkristalle mit mehr als 100 Perioden und, je nach Art der Fettsäuren, Gitterkonstanten zwischen 35 Å und 80 Å herstellen. Für senkrechten Lichteinfall wird damit ein Spektralbereich von 70 bis 160 Å erfaßt. Kleinere Gitterkonstanten für kurzwelligeres Licht bereiten Schwierigkeiten, weil die erforderlichen kleineren organischen Moleküle zu leicht flüchtig sind. Größere Gitterkonstanten lassen sich nach der in Abb. 4.19c und d skizzierten Methode (SU77) erreichen, indem das Substrat abwechselnd in ein Bad mit Pb-Stearat und eins mit Mg-Stearat getaucht wird.

Die Anwendung von Langmuir-Blodgett Kristallen als monochromatisierendes Element mittlerer Auflösung ist von verschiedenen Autoren untersucht worden (Ch71, Ru75, Su77, HPGS78); es gibt jedoch keine ausführliche Untersuchung der absoluten Ausbeute.

Die von uns vermessenen Proben (hergestellt in der Arbeitsgruppe von Prof. K. Ulmer vom Kernphysikalischen Institut der Universität Karlsruhe) bestanden aus je 50 Doppelschichten abwechselnd Pb-Stearat und Mg-Stearat und waren

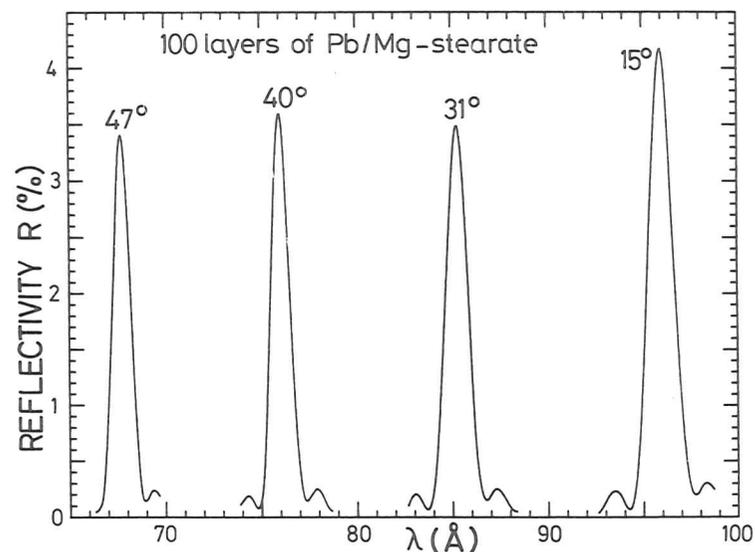


Abb. 4.20 Gemessene Reflektivität eines nach der Langmuir-Blodgett Methode hergestellten Schichtkristalls mit je 50 Perioden Pb-Stearat und 50 Perioden Mg-Stearat in alternierender Folge. Es handelt sich um Braggreflexe 2. Ordnung bei verschiedenen Einfallswinkeln.

auf Glasträger mit einer Oberflächenrauigkeit kleiner 20 \AA aufgebracht. Die Gitterkonstante beträgt 100 \AA . Die Lage des Ausbeutemaximums 1. Ordnung für $\alpha = 15^\circ$ (gegen die Normale) bei $\lambda = 191 \text{ \AA}$ bestätigt diesen Wert für die Gitterkonstante sehr gut. Die maximale Ausbeute war jedoch kleiner als 0.1%, was damit zu erklären ist, daß Mg bei $\lambda = 248 \text{ \AA}$ seine L-Absorptionskante hat (HGK75), so daß bei $\lambda = 191 \text{ \AA}$ die Absorption von Pb und Mg etwa gleich hoch ist, was zur fast vollständigen Auslöschung des Bragg-Reflexes 1. Ordnung führt.

Der Reflex 2. Ordnung bei $\lambda = 95.9 \text{ \AA}$ und $\alpha = 15^\circ$ ist in Abb. 4.20 gezeigt. Die maximale Reflektivität beträgt 4.2% und ist etwa doppelt so hoch wie bei 22.5 Perioden ReW/C-B im gleichen Wellenlängenbereich (Abb. 4.18). Berücksichtigt man jedoch auch die relative Halbwertsbreite von 1.5% für den Langmuir-Blodgett-Kristall und von 4.1% für die aufgedampfte Mehrfachschicht, so ist die integrale Reflektivität der Mehrfachschicht höher. Eine gleichartige Beschichtung auf der nicht feinpolierten Rückseite des Substrates ergab auch noch eine Reflektivität $R_{\max} = 3.7\%$. Dies bestätigt die Beobachtung (Ga66, PS80), daß die Kristalle Unebenheiten des Substrates im Bereich bis zu einem Mikrometer überbrücken können und so die Rauigkeit der Oberfläche erheblich reduzieren. Die etwas größere Halbwertsbreite des Reflexes von der Rückseite von 1.7% deutet auf geringfügig schlechtere Ausrichtung der Moleküle aufgrund der Unebenheit der Substratrückseite hin. Für schrägen Lichteinfall verschiebt sich das Reflexionsmaximum zu kürzeren Wellenlängen, die maximale Ausbeute ändert sich dabei jedoch nur geringfügig (Abb. 4.20). Von Henke et al. (HPGS78) werden noch höhere indirekt bestimmte Ausbeutewerte von 9% bei $\lambda = 80 \text{ \AA}$ und nahe senkrechten Lichteinfall für Bleimyristat angegeben, die aber bei schrägem Einfall schneller abnehmen.

Das vorläufige Resultat ist, daß z.Zt. nach der Langmuir-Blodgett Methode mehr Schichten streng periodisch übereinandergestapelt werden können als mit Aufdampftechniken und daß deshalb die Wellenlängenselektion besser ist. Da aber die Metallschichten in Langmuir-Blodgett Kristallen sehr dünn und von geringerer Dichte als im Festkörper sind, ist die integrale Reflektivität kleiner als bei aufgedampften Schichtfolgen. Beachtenswert ist die Möglichkeit, gute Reflektivität bei senkrechtem Lichteinfall im weichen Röntgengebiet auch mit mäßig rauhen Substratoberflächen zu erzielen. Diese Ergebnis sollte durch systematische Untersuchungen abgesichert werden. Nachteilig sind die wahrscheinlich geringe Stabilität der Schichten gegen Erwärmung oder hohe Strahlenbelastung und die

Begrenzung des Spektralbereichs auf $\lambda > 70 \text{ \AA}$ für senkrechten Lichteinfall. Beschichtungen dieser Art lassen sich auch auf abbildende optische Elemente aufbringen (SU77), jedoch ist wegen der Schmalbandigkeit die Kombination aus zwei abbildenden Spiegeln, wie es oft zur Reduktion von Abbildungsfehlern notwendig ist, kaum möglich, da entlang jedes Strahles die Einfallswinkel genau übereinstimmen müssen, damit die Reflexionsmaxima überlappen (vgl. Absch. 9.3).

Um die Vorteile der Langmuir-Blodgett-Technik und der Aufdampfmethode zu vereinen, wurde versucht (bei IBM), Mehrschichtstrukturen mit aufgedampften Metallschichten und Zwischenschichten aus Stearat herzustellen. Das Verfahren ist sehr umständlich, da die Probe nach jeder Bedampfung aus dem Aufdampfstand ausgebaut werden muß, und führte zu keinem positiven Ergebnis.

5. Zukünftige Weiterentwicklungsmöglichkeiten und Anwendungen

Mit Hilfe der Schichtdickenkontrolle durch in situ Reflexionsmessungen ist es gelungen, 22.5 Perioden ReW/C-B ohne unkorrigierbare Phasenfehler übereinanderzudampfen, mit dem Ergebnis, daß die maximale Reflektivität bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ gegenüber einer opaken Einzelschicht ReW um einen Faktor 120 gesteigert wurde. Die neusten Ergebnisse von Spiller (Sp80) zeigen, daß mit 39.5 Perioden ReW/C-B bei $\alpha = 15^\circ$ und $\lambda = 125 \text{ \AA}$ eine maximale Reflektivität von 5% erreichbar ist. Bei diesem Stand der Herstellungstechnik wird die Frage sinnvoll, welche optimalen Reflektivitätswerte man mit beliebig großen Periodenzahlen erreichen kann. Für senkrechten Lichteinfall wird diese Frage im folgenden Abschnitt beantwortet und darauf aufbauend im Abschnitt 5.2 ein Überblick über zukünftige Anwendungsmöglichkeiten von Mehrschichtspiegelbelägen im extremen Vakuumultraviolett und weichen Röntgengebiet gegeben.

5.1 Optimale Werte für senkrechten Lichteinfall

Als Grundlage für die Rechnungen, die zeigen sollen, welche optimalen Werte für die maximale Reflektivität, die integrale Reflektivität und die Halbwertsbreite der Maxima mit beliebig großer Schichtzahl erreichbar sind, dienen die Materialkombinationen Au/C und Ag/C. Ausschlaggebend für diese Auswahl der Materialien ist erstens, daß die optischen Konstanten über einen großen Spektralbereich bekannt sind (HGK75) und daß zweitens von uns der Nachweis geführt werden konnte, daß Kohlenstoff und Metalle stabile Grenzflächen bilden. Wie in Absch. 3.1 dargestellt, sind reine Goldschichten wegen ihrer Rauigkeit schlecht geeignet, aber Legierungen wie AuPd wahrscheinlich glatter. Diese Vermutung hat sich inzwischen bestätigt (Sp80). Die Kombination Ag/C ergibt die höchsten theoretischen Reflektivitätswerte im weichen Röntgengebiet und wird deshalb ebenfalls betrachtet. Messungen von Heitmann et al. (HP77) zeigen, daß 500 \AA dicke Ag-Schichten auf Glas nur 4 \AA Rauigkeit haben.

Die mit 500 Perioden Au/C erreichbare maximale Reflektivität R_{max} bei senkrechtem Lichteinfall ist in Abb. 5.1 (gestrichelt) gezeigt. Die 500 Perioden entsprechen in dem dargestellten Spektralbereich von 20 - 250 \AA einer unendlichen Schichtfolge. Zur Interpretation des spektralen Verlaufs von R_{max} sind in Abb. 5.2 die optischen Konstanten n und k für beide Materialien nach Hagemann et al. (HGK75) dargestellt. Im langwelligeren Bereich absorbieren beide Materialien recht stark. So bedeutet ein Wert $K = 0.08$, daß von einer Schicht der Dicke $d = \lambda$ ohne Berücksichtigung der stehenden Welle nur 1/e der einfallenden Intensität transmittiert wird. Daraus wird ersichtlich, daß bei $\lambda = 250 \text{ \AA}$ nur

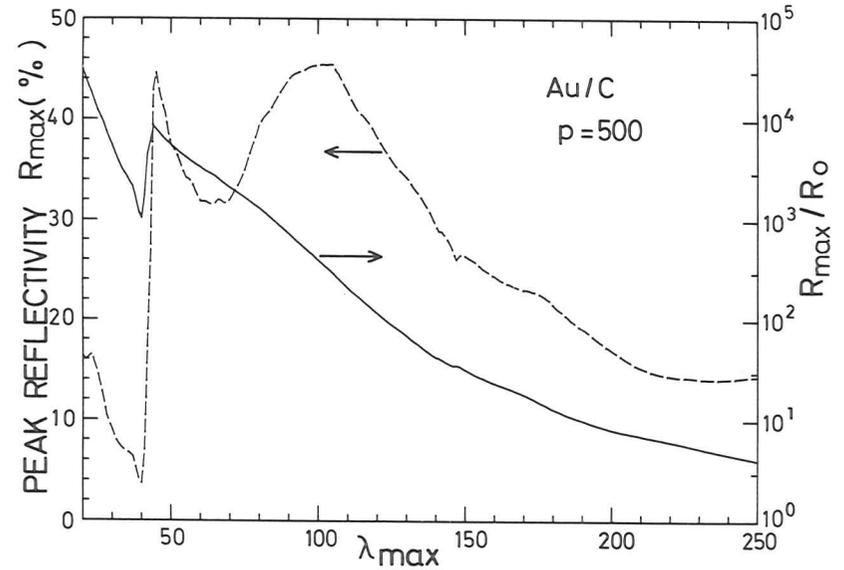


Abb. 5.1 Optimale Mehrschichtreflektivität R_{max} im Interferenzmaximum mit 500 Perioden Au/C als Funktion der Wellenlänge des Maximums bei senkrechtem Lichteinfall (gestrichelt) und die Steigerung der Reflektivität im Maximum gegenüber der Reflektivität R_0 einer dicken Goldschicht (durchgezogen). 500 Perioden entsprechend im dargestellten Spektralbereich einer unendlichen Periodenzahl. Optische Konstanten: siehe Abb. 5.2

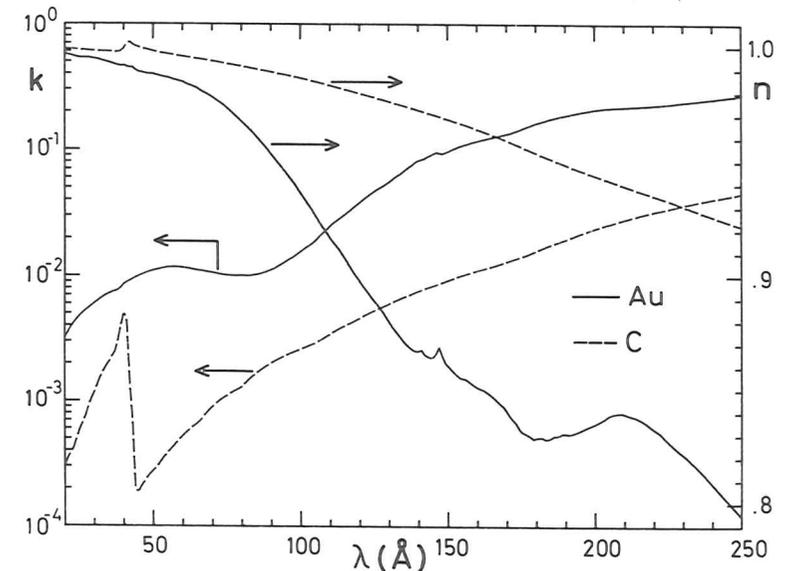


Abb. 5.2 Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von Au und C als Funktion der Wellenlänge (nach HGK75).

sehr wenige Schichten zur Reflektivität beitragen können und deshalb der Reflektivitätsgewinn R_{\max}/R_0 (durchgezogen in Abb. 5.1) nur einen Faktor 4 beträgt. R_0 ist dabei die Reflektivität einer opaken Schicht Au.

Für kürzere Wellenlängen nimmt die Transmission der Materialien stark zu, während der Reflexionskoeffizient für jede Grenzfläche nicht so schnell abnimmt, da $\Delta\delta = \delta_{\text{Au}} - \delta_{\text{C}}$ langsamer als $\Delta k = k_{\text{Au}} - k_{\text{C}}$ abnimmt. Durch die Beteiligung von vielen Grenzflächen mit relativ großem Reflexionskoeffizienten steigt die erreichbare Mehrschichtreflektivität auf ca. 46% bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$. Bei 65 \AA hat die Mehrschichtreflektivität ein Minimum, das, wie man aus dem monotonen Anstieg der Kurve R_{\max}/R_0 ablesen kann, auf einer geringeren Reflektivität von Au in diesem Bereich beruht. An der Kohlenstoff K-Kante fällt R_{\max} tief ab, da die Absorption im C stark ansteigt. Mit dem erneuten Abfallen der Absorption im Kohlenstoff auf der kurzwelligen Seite der K-Kante steigt die Mehrschichtreflektivität wieder an, da aber $\Delta\delta$ und Δk sehr klein sind, wird trotz $3 \cdot 10^4$ -facher Reflektivitätssteigerung bei $\lambda = 20 \text{ \AA}$ nur $R_{\max} = 16\%$ erreicht.

In Abb. 5.3 ist gezeigt, wie die maximale Reflektivität mit der Periodenzahl ansteigt. Während bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ bereits 60 Perioden ausreichen, um das Optimum zu erhalten, steigen bei 50 \AA und 30 \AA die Kurven auch bei 250 Perioden noch weiter an. Für Anwendungen ist oft weniger die maximale Reflektivität als vielmehr die integrale Reflektivität und die Halbwertsbreite des Reflexionsmaximums von Bedeutung. In Abb. 5.4 ist die (volle) relative Halbwertsbreite $\Delta\lambda/\lambda$ als Funktion der Periodenzahl aufgetragen. Bei kleinem p ist $\Delta\lambda/\lambda = 1/p$, die Grenzwerte von 3.5% bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ und 0.5% bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$ sind durch die Eindringtiefe des Lichts bestimmt. Man kann aber noch bessere Auflösung erreichen, wenn man die stärker absorbierenden Schichten dünner macht als es für optimales R_{\max} notwendig ist, denn dann wird die Eindringtiefe größer. Die mittlere Reflektivität R_{mean} in einem Wellenlängenintervall $\Delta\lambda = 0.05 \lambda_{\text{max}}$ um λ_{max} herum ist ebenfalls in Abb. 5.4 angegeben. Diese Größe ist ein Maß für die integrale Reflektivität und erreicht schon bei kleineren Periodenzahlen als R_{\max} ein Optimum und fällt dann wieder leicht ab. Der Grund für diesen leichten Abfall liegt darin, daß für die maximale Reflektivität mit steigender Periodenzahl immer dünnere Schichten des stärker absorbierenden Materials günstig sind, um die Eindringtiefe des Lichts zu erhöhen (vgl. Abb. 2.4). Bei großen Periodenzahlen wird dadurch aber die maximale Reflektivität kaum noch verbessert, während die Halbwertsbreite des Maximums weiter abnimmt.

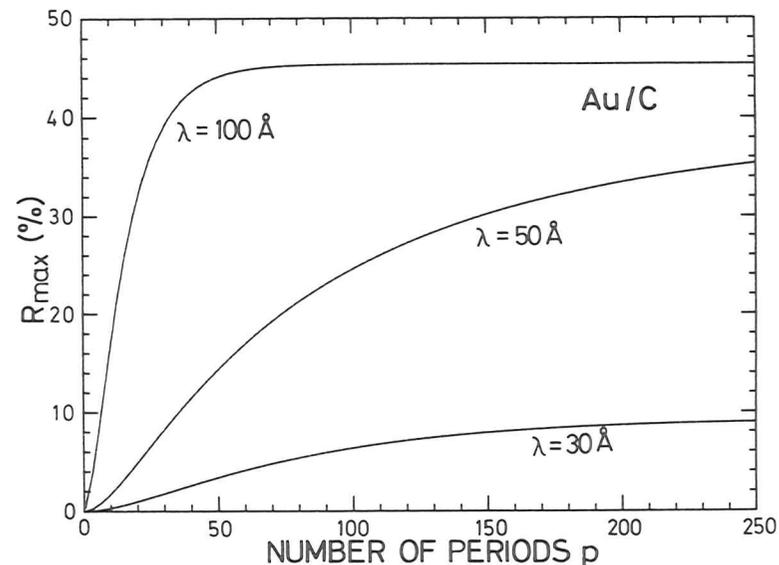


Abb. 5.3 Reflektivität von Mehrschichtbelägen aus Au/C im Interferenzmaximum als Funktion der Gesamtzahl der Perioden bei verschiedenen Wellenlängen λ und senkrechtem Lichteinfall.

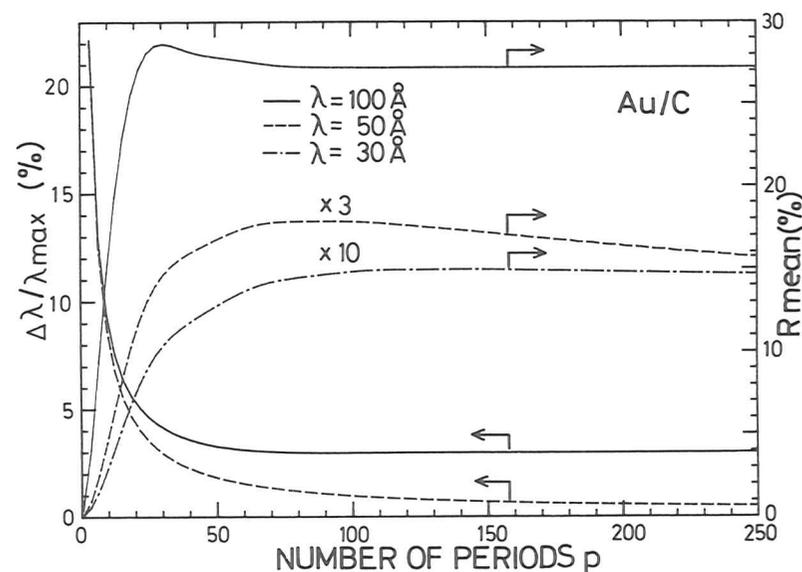


Abb. 5.4 Relative (volle) Halbwertsbreite $\Delta\lambda/\lambda$ von Mehrschichtbelägen aus Au/C als Funktion der Gesamtzahl der Perioden bei verschiedenen Wellenlängen λ und die über ein 5% breites Band um das Maximum herum gemittelte Reflektivität R_{mean} . Die Werte von R_{mean} für $\lambda = 30 \text{ \AA}$, $\lambda = 50 \text{ \AA}$ sind um einen Faktor 10 bzw. 3 vergrößert dargestellt.

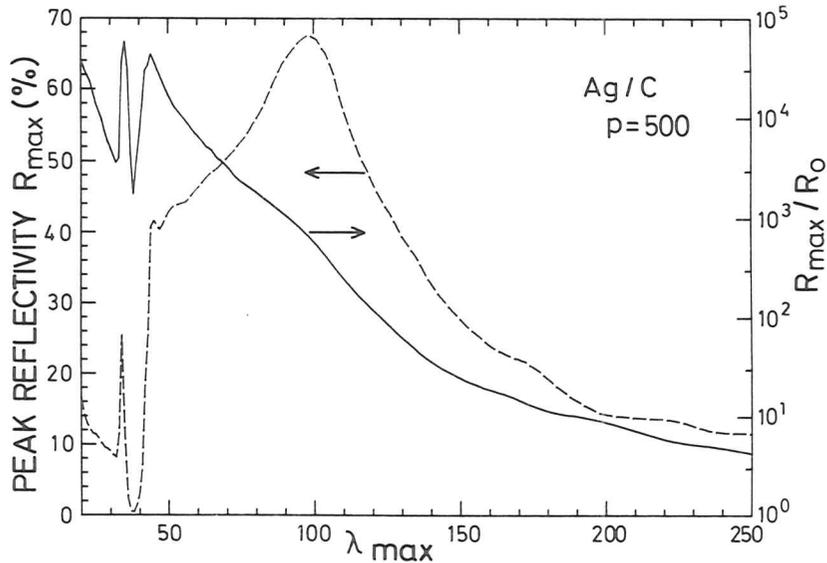


Abb. 5.5 Optimale Mehrschichtreflektivität R_{\max} im Interferenzmaximum mit 500 Perioden Ag/C als Funktion der Wellenlänge des Maximums bei senkrechtem Lichteinfall (gestrichelt) und die Steigerung der Reflektivität im Maximum gegenüber der Reflektivität R_0 einer dicken Silberschicht (durchgezogen). 500 Perioden entsprechen im dargestellten Spektralbereich einer unendlichen Periodenzahl. Optische Konstanten: siehe Abb. 5.6

Mit der Kombination Ag/C (Abb. 5.5) lassen sich im Prinzip noch höhere Reflektivitätswerte im Maximum erreichen als mit Au/C. Bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ sind fast 70% Mehrschichtreflektivität möglich. Wie aus den in Abb. 5.6 dargestellten optischen Konstanten hervorgeht, ist das Optimum bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ durch ein großes $\Delta\delta = \delta_{\text{Ag}} - \delta_{\text{C}}$ und kleine Absorption in beiden Materialien bestimmt. Ebenso ist das Optimum bei $\lambda = 34 \text{ \AA}$ auf der langwelligen Seite der $M_{4,5}$ -Absorptionskante des Silbers zu erklären. Während sich die Extinktionskoeffizienten kaum unterscheiden, ist $n_{\text{Ag}} > 1$ und die optimale Schichtfolge entspricht weitgehend einer $\lambda/4$ Schichtfolge für absorptionsfreie Materialien.

Im Bereich $\lambda > 250 \text{ \AA}$ läßt sich durch Mehrschichtbeläge nur wenig gewinnen. Kohlenstoff scheidet als Abstandsmaterial aus, da seine Absorption zu hoch ist. Andererseits ist seine Reflektivität aber zu schlecht, um in Kombination mit einem schwach absorbierenden Metall wie z.B. Al erheblich bessere Reflektivität als mit einer einzelnen Edelmetallschicht zu erhalten. Eine Kombination wie Au/Al ergibt knapp 40% Reflektivität zwischen 400 und 600 \AA und eine mögliche Diffusion ließe sich durch eine dünne Diffusionsbarriere aus Kohlenstoff verhindern.

5.2 Anwendungsmöglichkeiten für Mehrschichtspiegelbeläge

Mehrschichtspiegelbeläge erweitern den Anwendungsbereich von Spiegeloptiken für senkrechten Lichteinfall bis hinunter zu etwa 50 \AA Wellenlänge und möglicherweise noch etwas darüber hinaus. Damit wird auch für diesen Bereich die Konstruktion hochauflösender Spiegeloptiken mit geringen Aberrationen und großen Aperturen möglich. Die Anwendung eines solchen Spiegelobjektives mit Mehrschichtbelägen für die Mikroskopie wird im 2. Teil dieser Arbeit (Kap.6-10) untersucht. Auch in der Astronomie gibt es verschiedene Anwendungsmöglichkeiten (UBK79), da die weiche Röntgenstrahlung aus dem Weltraum in den letzten Jahren durch Satellitenexperimente zugänglich geworden ist. So sind für senkrechten Lichteinfall Einspiegelteleskope mit sehr großer sammelnder Fläche denkbar, die astronomische Objekte mit mittlerer Winkelauflösung in einem schmalbandigen Spektralbereich im weichen Röntgengebiet abbilden, aber auch hochauflösende Zweispiegelsysteme in Cassegrain Montierung (Ba67). Für den Labortest von Teleskopen für das weiche Röntgengebiet kann ein mehrschichtbedampftes Paraboloid für senkrechten Lichteinfall als Kollimator dienen und so den Bau sehr langer Vakuumkammern ersparen.

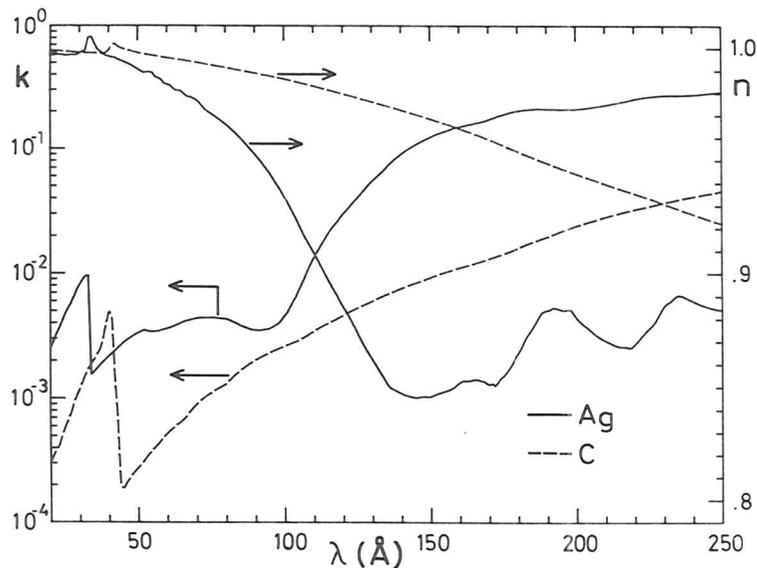


Abb. 5.6 Brechungsindex n und Extinktionskoeffizient k von Ag und C als Funktion der Wellenlänge (nach HGK75).

Auch im Wellenlängenbereich $\lambda < 50 \text{ \AA}$ können Spiegel mit Mehrschichtbelägen bei streifendem Einfall als gleichzeitig dispergierende und abbildende Elemente eingesetzt werden. Demonstrationen der Wirkungsweise von Mehrschichtbelägen bei streifendem Einfall im weichen Röntgengebiet gibt es bei Spiller (Sp80) und Barbee et al. (BK78, UBK79). Mehrschichtbeläge sind überall dort vorteilhaft, wo entweder die hohe Monochromasie, die man mit natürlichen Kristallen zwangsläufig erreicht, nicht benötigt wird und statt dessen höhere integrale Ausbeute erwünscht ist, oder wo die Gitterkonstante natürlicher Kristalle zu klein ist und organische Kristalle nicht haltbar genug sind oder auch zu geringe Ausbeute haben. Zusätzlich läßt sich die Strahlführung und der Photonenfluß verbessern, da sich die Mehrschichtbeläge auf beliebig gekrümmte Flächen aufdampfen lassen.

Bei hochauflösenden Monochromatoren mit Kristallen oder Gittern können Mehrschichtbeläge auf einem Vorspiegel oder gegebenenfalls direkt auf dem Gitter einen begrenzten Spektralbereich verstärken und so die Unterdrückung höherer Ordnungen und des Streulichts verbessern.

Das Verhältnis der Reflektivität für s- und p-polarisiertes Licht zueinander wird zwar durch die Mehrschichtbedampfung kaum verändert (Sp72b), doch läßt sich die geringe Reflektivität bei dem für Polarisatoren optimalen Einfallswinkel von ungefähr 45° durch Mehrschichtbeläge erheblich steigern. Damit wird der Einsatz eines solchen Polarisators im extremen Vakuumultraviolett und weichen Röntgengebiet oft überhaupt erst möglich und die Unterdrückung der p-polarisierten Komponente läßt sich gegebenenfalls durch mehrmalige Reflexion noch verstärken.

Für die Entwicklung von Laserquellen im Spektralbereich um $\lambda = 100 \text{ \AA}$ (Ja77) können auch schon Mehrschichtspiegelbeläge mit mittlerer Reflektivität (10 - 30%) dazu dienen, dem Laserprozeß eine Vorzugsrichtung zu geben.

Periodische Schichtfolgen mit etwa 100 \AA Periodenlänge oder weniger sind nicht nur als Spiegelbeläge im weichen Röntgengebiet geeignet, sondern ebenso als Reflektoren und Polarisatoren für Neutronen (LKPS76, MD77). Möglicherweise haben solche periodischen Schichtfolgen auch noch andere besondere Eigenschaften wie z.B. eine höhere Sprungtemperatur für die Supraleitfähigkeit. Das Verfahren zur Schichtdickenkontrolle ohne akkumulierte Schichtdickenfehler durch Reflektivitätsmessung im weichen Röntgengebiet während der Bedampfung gestattet auch für solche Anwendungen die notwendige Genauigkeit bei der Herstellung der Proben.

6. Mikroskopie mit weicher Röntgenstrahlung

Die Mikroskopie mit ultraweicher Röntgenstrahlung im Wellenlängenbereich von $10 - 100 \text{ \AA}$ verspricht eine Reihe von Vorteilen gegenüber anderen mikroskopischen Verfahren, die z.B. sichtbares Licht oder Elektronen verwenden (KS79). Von großer Bedeutung ist dabei, daß die Röntgenabsorptionskanten in diesem Wellenlängenbereich eine Bestimmung der elementspezifischen Zusammensetzung ohne besondere Färbetechniken erlauben. Kombiniert mit der Möglichkeit, wäßrige Proben im Photonenenergiebereich unterhalb der Sauerstoff K-Kante zu durchstrahlen, ist damit die Voraussetzung gegeben, auch lebende biologische Präparate mit einer gegenüber dem Lichtmikroskop um mehr als eine Größenordnung verbesserten Auflösung zu untersuchen. Das Elektronenmikroskop hingegen gestattet nur mit aufwendigen Techniken und um den Preis verringerten Kontrastes die Untersuchung von Proben in wäßriger Lösung (Pa74, BP76, BHB76).

Die einfachste Methode zur Erzielung des Kontrastes, d.h. der Bildinformation, stellt die Röntgenabsorptionsmikroskopie dar. Die Wechselwirkung weicher Röntgenstrahlung mit Materie besteht fast ausschließlich aus Absorption, was die Deutung der Ergebnisse sehr erleichtert, da Streuprozesse nicht berücksichtigt werden müssen, sondern die Photonen gradlinig durch die Probe hindurchtreten. Eine Änderung der Transmission beruht entweder auf einer Dickenänderung oder auf einer Variation der Zusammensetzung. Typische lineare Absorptionskoeffizienten im Spektralbereich von $10 - 100 \text{ \AA}$ sind in KS79 angegeben und haben die Größenordnung von $1 \mu\text{m}^{-1}$. Für Anwendungen in der Biologie und Medizin ist dies insbesondere von Bedeutung, da deshalb Proben von wenigen Micrometer Dicke wie Zellorganellen oder auch ganze Zellen mit geeigneter Lichtschwächung durchstrahlt werden können. Die um mehr als eine Größenordnung größeren Absorptionskoeffizienten in der Transmissionselektronenmikroskopie erfordern auch entsprechend dünnere und kompliziertere Schnitte.

Durch die im weichen Röntgenbereich liegenden Absorptionskanten treten starke Diskontinuitäten im Verlauf der Absorptionskoeffizienten auf, und mit Hilfe von grob monochromatisierter Strahlung von einigen Prozent Bandbreite sollten sich bereits gute Kontraste zwischen verschiedenen Elementen je nach Lage ihrer Absorptionskanten erzielen lassen. So wird von McGowan

et al. (GBMB79) eine erhebliche Verbesserung des Materialkontrastes in biologischen Präparaten durch schmalbandige Beleuchtung erzielt. Eine Verfeinerung stellt die Methode des differentiellen Kontrastes (CN60) dar. Um die Verteilung einer bestimmten Atomsorte zu bestimmen, macht man Aufnahmen mit monochromatischem Licht, einmal bei einer Wellenlänge dicht unterhalb der Absorptionskante des betreffenden Elementes, das andere Mal dicht oberhalb. Subtrahiert man die Intensitäten der Aufnahmen, so erhält man ein Bild von der Verteilung des betreffenden Elementes, da sich die Absorptionskoeffizienten der anderen Atomsorten nur wenig und kontinuierlich ändern. Diese Methode wurde in neuerer Zeit von Pollack et al. (PLPF77) mit Hilfe von Synchrotronstrahlung als durchstimmbare Lichtquelle angewendet.

Für biologische Anwendungen ist besonders der Spektralbereich zwischen der Sauerstoff K-Kante bei $\lambda = 23,4 \text{ \AA}$ und der Kohlenstoff K-Kante bei $\lambda = 43,7 \text{ \AA}$ von Wichtigkeit, da Wasser in diesem Bereich nur schwach absorbiert, während die organischen Verbindungen, aus denen die Zellorganellen aufgebaut sind, wegen des hohen Kohlenstoffanteils stärker absorbieren. Der lineare Absorptionskoeffizient von Proteinen ist z.B. über diesen ganzen Spektralbereich fast eine Größenordnung höher als der von Wasser (KS79). Bisher ist die mikroskopische Aufnahme einer lebenden Zelle in wässriger Lösung nur Schmahel et al. (SRNC80) gelungen, wobei der Kontrast sehr schlecht war, da die benutzte Wellenlänge größer als $43,7 \text{ \AA}$ war.

Neben der Information aus der Absorption ist es auch möglich, die entstehenden Photoelektronen und die Fluoreszenzstrahlen (HH72) auszuwerten. Da sowohl die Fluoreszenzstrahlung als auch die entstehenden Augerelektronen ein diskretes Energiespektrum haben, eignen sie sich gut für elementspezifische Untersuchungen. In Kombination mit einem entsprechenden Spektrometer lassen sich sogar die Flächenverteilungen von verschiedenen Elementen gleichzeitig bestimmen. Die Fluoreszenzmethode eignet sich wegen der geringen Ausbeute aber nicht für die leichten Elemente. Modellrechnungen von Kirz (Ki80) und Kirz et al. (KS078) zeigen, daß ab der Ordnungszahl 13 diese Methode vergleichbar oder gar besser als die Absorptionsmethode ist. Zu beachten ist noch, daß die Fluoreszenzstrahlung eine relativ große Austrittstiefe hat, während die höher energetischen Photoelektronen nur von der Probenoberfläche kommen.

Auch die Strahlenbelastung, der die Probe ausgesetzt werden muß, um eine bestimmte Auflösung und einen gewünschten Kontrast zu erreichen, ist für die Auswahl des mikroskopischen Verfahrens für biologische Präparate von Bedeutung. Sayre et al. (SKFK77a, SKFK77b, SKFK78) vergleichen in Modellrechnungen Elektronen und Photonen aus dem ultraweichen Röntgengebiet und kommen zu dem Ergebnis, daß bei gleicher Auflösung die Bestrahlungsdosis für biologische Präparate mit Photonen um bis zu einen Faktor 10^{-4} geringer ist. Trotzdem ist die Strahlenbelastung auch im Röntgenmikroskop noch so groß, daß die Gefahr struktureller Veränderungen in der Probe besteht.

Den offensichtlichen Vorteilen der Mikroskopie mit weicher Röntgenstrahlung stehen zwei gravierende Nachteile entgegen: (1) die Notwendigkeit einer intensiven Quelle hoher Leuchtdichte, und (2) der Mangel an geeigneten optischen Elementen für eine hochaufgelöste Abbildung. Aufgrund des Fehlens intensiver Quellen im ultraweichen Röntgengebiet konzentrierten sich die früheren Arbeiten auf den Spektralbereich zwischen $1 - 10 \text{ \AA}$, wo aber wegen der größeren Transmission der Bildkontrast schlechter ist. Brechungsoptiken sind im weichen Röntgengebiet nicht möglich, da der Brechungsindex zu wenig von 1 abweicht, und wegen der hohen Absorption dicke Linsen nicht realisiert werden können. Die Reflektivität ist bei steilem Lichteinfall zu gering für Spiegeloptiken. Deshalb benutzten die ersten Verfahren Schattenwurf- und Projektionstechniken ohne direkt abbildende optische Elemente oder Spiegel bei extrem streifendem Einfall, um die Totalreflexion auszunutzen (siehe Kap. 10). Die Auflösung dieser Verfahren ist nicht wesentlich besser als die des Lichtmikroskops. Diese älteren Arbeiten sind in mehreren Übersichtsartikeln dargestellt (KP57, CN60, En62, Co65, HRS72).

Einen neuen Aufschwung hat die Mikroskopie im weichen Röntgengebiet erfahren, als mit der Synchrotronstrahlung (Ku79) eine Lichtquelle verfügbar wurde, die den Anforderungen weit besser gerecht wird. Die für die Mikroskopie wichtigsten Eigenschaften sind:

- 1) Die hohe Strahlungsdichte (Photonen / (eV · sec · Quellfläche · Raumwinkelement)); sie bestimmt, welche Auflösung bei vorgegebener Zählrate bestenfalls erreichbar ist. Die geringe Divergenz der Strahlung ist kein Nachteil, da die Akzeptanz der Instrumente gering ist.

- 2) Die Durchstimmbarkeit der Lichtquelle über das ganze weiche Röntgengebiet; sie erlaubt die Wahl der Wellenlänge zur Erzielung des optimalen Kontrastes und die Anwendung der Methode des differentiellen Kontrastes.

Als erste haben Horowitz und Howell (HH72) Synchrotronstrahlung als Lichtquelle für ein Rastermikroskop mit einer Lochblende benutzt und eine Auflösung von $2 \mu\text{m}$ erreicht. Die ersten Aufnahmen mit wesentlich höherer Auflösung als im Lichtmikroskop gelangen mit Hilfe der Kontaktmikroskopie (Gu78), wo statt fotografischer Filme praktisch kornfreie Photoresiste benutzt und anschließend die Kontaktkopien im Rasterelektronenmikroskop vergrößert werden. Von Schmahl und Rudolph (SR69) wurden holographisch hergestellte Fresnel'sche Zonenplatten entwickelt und für eine vergrößerte Abbildung mit Röntgenstrahlung bei $\lambda = 44 \text{ \AA}$ verwendet. Im Frühjahr 1979 ist es damit zum ersten Mal gelungen, die Auflösung des Lichtmikroskops zu übertreffen (SRNC80). Die neuere Entwicklung der Röntgenmikroskopie ist von Kirz und Sayre (KS79) und in dem Konferenzband (Pa80) zusammenfassend dargestellt. Im Kapitel 10 werden die wichtigsten Verfahren charakterisiert und mit dem in dieser Arbeit beschrifteten Weg der Verwendung von Spiegeloptiken für senkrechten Lichteinfall verglichen.

7. Aufbau des Mikroskops

7.1 Generelle Überlegungen

Die Grundidee unseres Mikroskops ist die Verwendung von Spiegeloptiken für nahe senkrechten Lichteinfall. Prinzipielle Vorteile sind die geringen Aberrationen, die eine fehlerfreie Abbildung auch mit sphärischen Spiegeln erlauben und die Möglichkeit, relativ große Aperturen zu verwirklichen. Die geringe Reflektivität aller Spiegelmaterialien im weichen Röntgengebiet hat diesen Weg bisher versperrt. Für $\lambda = 200 \text{ \AA}$ sind die höchsten Reflektivitäten von Spiegelmaterialien in der Größenordnung von 1% (vgl. HGK75) und sie fallen etwa proportional zur 4. Potenz der Wellenlänge (GK79). Deshalb ist die Bedampfung mit Mehrschichtinterferenzbelägen zur Steigerung der Reflektivität Voraussetzung für die Verwendung von Spiegeln bei nahe senkrechtem Einfall im weichen Röntgengebiet. Diese Reflektivitätssteigerung ist wellenlängenselektiv, deshalb ist mit ihr eine Monochromatisierung verbunden, deren relative Bandbreite proportional zur Zahl der wirksamen Perioden ist. Dies ist einerseits für die Mikroskopie vorteilhaft, da schmalbandige Beleuchtung den Kontrast steigert (vgl. Kap. 6) und deshalb eine extra Monochromatisierung unnötig macht, andererseits kann die Wellenlänge nicht beliebig durchgeföhren werden.

Sphärische Flächen sind beim Spiegelschleifen selbstgenerierend und lassen sich deshalb neben ebenen Flächen mit der höchsten Konturengenauigkeit herstellen. Auch ist die Oberflächenrauigkeit am geringsten, da sich nur für diese Flächen eine Quasizufallsbewegung der Poliermaschine verwirklichen läßt. Asphärische Flächen dagegen weisen immer periodische Abweichungen auf. Interferometrische Tests von sphärischen Spiegeln sind außerdem einfacher (SS76). Verwendet man sphärische Spiegel bei streifendem Einfall, so kann man diese Vorteile jedoch nicht voll nutzen, weil die Auflösung durch Abbildungsfehler begrenzt ist. Asphärische Spiegelflächen hingegen erlauben zwar eine viel bessere Korrektur der Abbildungsfehler, doch ist es mit den gegenwärtigen Herstellungsverfahren noch nicht gelungen, Auflösungen unter $1 \mu\text{m}$ zu erreichen (Si80).

Außer Spiegeloptiken lassen sich auch Zonenplatten für die Abbildung mit weicher Röntgenstrahlung verwenden. Die dabei erreichbare Auflösung ist abhängig von der Breite der äußersten Zone und der Korrektur des Öffnungs-

fehlers. Die zum Zeitpunkt des Beginns unseres Projektes zur Verfügung stehenden Zonenplatten erlaubten eine Auflösung von 0.5 μm (NRS76).

Ein Überblick über die wichtigsten Verfahren in der Röntgenmikroskopie und ihren aktuellen Stand ist in Kap. 10 gegeben.

Für Abbildungen mit hoher Auflösung sind auch bei senkrechtem Lichteinfall mindestens zwei sphärische Spiegel notwendig, so daß sich die Abbildungsfehler kompensieren. Die von uns ausgewählte Konfiguration geht auf K. Schwarzschild (Sc05) zurück (siehe Abb. 7.2). Es handelt sich um eine Kombination eines kleinen konvexen Spiegels und eines größeren konkaven Spiegels mit einer zentralen Bohrung. Das Licht wird zweimal reflektiert und verläßt das Objektiv in der gleichen Richtung wie es einfällt. Durch den konvexen Spiegel werden ca. 45% der linearen Apertur abgeschattet, was einen Intensitätsverlust von 20% bewirkt. Dem ist entgegenzuhalten, daß durch den "linsenartigen" Strahlengang das Präparat, der Probenhalter und der Detektor nicht den einfallenden Strahl abschatten. Die optischen Eigenschaften dieses Objektivs sind im Abschnitt 7.4 diskutiert.

7.2 Das Prinzip des Mikroskops

Das Prinzip des Mikroskops ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Das Objekt wird nicht direkt abgebildet, sondern das Mikroskop arbeitet nach dem Rasterverfahren.

Der Elektronenstrahl im Synchrotron oder Speicherring stellt eine Lichtquelle von ca. 1 mm Höhe dar. Es ist das Ziel, ein rund 10^4 -mal verkleinertes Bild der Lichtquelle zu erzeugen, um damit die Probe abzurastern. Eine Abbildung in einem Schritt ist aus praktischen Gründen nicht möglich, da z.B. bei einem Abstand von 20 m von der Quelle die Brennweite nur 2 mm betrage, was zu kaum herstellbaren Krümmungsradien der Spiegel führen würde. Die Verkleinerung soll deshalb in 2 Schritten um annähernd gleiche Faktoren erfolgen. Für die erste Stufe ist ein fokussierender Spiegel für streifenden Lichteinfall wie z.B. ein Ellipsoid, Paraboloid oder Toroid vorteilhaft. Wegen des streifenden Einfalls ist die Reflektivität hoch und das Streulicht gering. Die auftretenden Abbildungsfehler (insbesondere Koma) und Fehler in der Konturengenauigkeit haben keinen Einfluß auf die Auflösung des Mikroskops, da die Größe des Zwischenbildes durch eine Lochblende von einigen μm Durchmesser definiert wird.

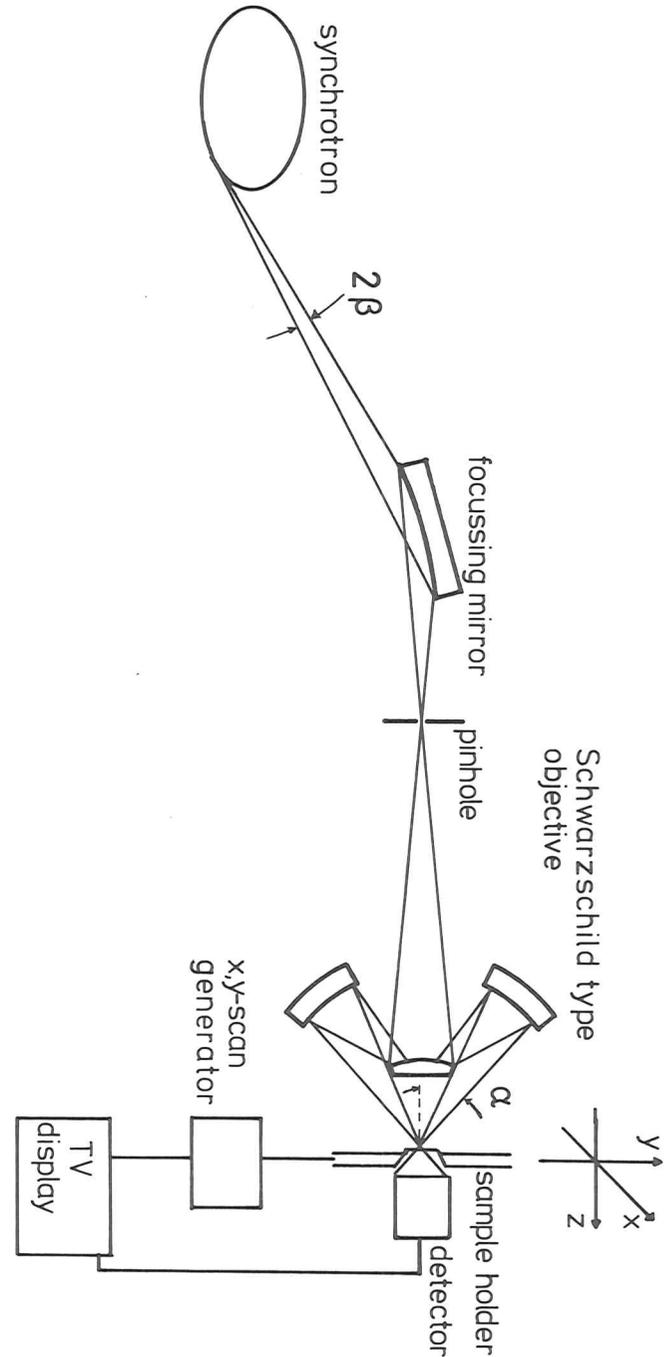


Abb. 7.1 Prinzip eines Rastermikroskops mit sphärischen Spiegeloptiken für senkrechten Lichteinfall. Die Quelle wird in zwei Stufen mit einem Spiegel für streifenden Einfall und einem Schwarzschildobjektiv rund 10^4 -mal verkleinert auf die Probe abgebildet. Die Probe wird mechanisch gerastert.

776

Die zweite Verkleinerung geschieht mit Hilfe des Schwarzschildobjektives. Es bildet das Zwischenbild auf der Probe ab. Da es nicht mit einfachen Mitteln möglich ist, analog wie beim Rasterelektronenmikroskop den Lichtfleck über die Probe hinwegzubewegen, muß statt dessen die Probe mit einem Rastermechanismus an dem Lichtfleck entlang geführt werden. Es können die transmittierte Intensität oder auch ein Sekundärsignal wie z.B. Photoelektronen vom Detektor gemessen werden. Analog wie beim Rasterelektronenmikroskop kann man das Bild auf einem Fernsehschirm darstellen, wobei die Stellung des Rasterschlittens den Strom für die Ablenkspulen steuert und der Detektor die Helligkeit.

7.3 Das Rasterverfahren

Vom Standpunkt der Abbildungseigenschaften und Auflösung ist ein Rastermikroskop völlig äquivalent zu einem direkt abbildenden System (Ke77), jedoch unterscheiden sie sich erheblich in ihren Anforderungen an die Lichtquelle und in etlichen praktischen Aspekten.

Für das Rasterverfahren muß die Quelle verkleinert abgebildet werden. Nach den Gesetzen der Optik ist mit einer Verkleinerung der geometrischen Ausdehnung immer eine entsprechende Vergrößerung der Divergenz des zur Abbildung verwendeten Lichtbündels verbunden (Helmholtz-Invariante, BW75, S. 164). Dies bedeutet, daß sich eine Lichtquelle mit einer gegebenen Fläche und Divergenz des abgestrahlten Lichtbündels nicht ohne Intensitätsverlust beliebig verkleinern läßt. Deshalb ist zur Charakterisierung einer Lichtquelle außer der Intensität (Photonenzahl pro Auflösungsintervall und Zeiteinheit) auch die Strahlungsdichte (Intensität pro Flächeneinheit und Raumwinkelement) von großer Bedeutung. Von Kunz (Ku74) werden die Strahlungsdichten verschiedener Quellen verglichen mit dem Resultat, daß Synchrotronstrahlung - speziell von Speicherringen - konventionellen Röntgenlichtquellen auch in den charakteristischen Linien um mehr als eine Größenordnung überlegen ist und damit in dieser Hinsicht die beste Lichtquelle für ein Rastermikroskop darstellt (andere Vorteile der Synchrotronstrahlung siehe Kap. 6).

Angewandt auf unser Mikroskop ergibt sich folgende Konsequenz: Es seien α die bildseitige Apertur des Mikroskops und $\sin \beta \sim \beta$ die objektseitige Apertur oder Akzeptanz (vgl. Abb. 7.1). Bei einer linearen Verkleinerung der Quelle um einen Faktor 10^4 und einer bildseitigen Apertur von 0.3 beträgt die Akzeptanz 0.03 mrad. Die vertikale Winkelbreite der Synchrotronstrahlung bei der

Wellenlänge $\lambda = 100 \text{ \AA}$, abgestrahlt von einem 3.5 GeV Elektron auf einer Bahn mit 12 m Radius beträgt 0.6 mrad (berechnet nach Ku79). Hinzu kommt noch die Divergenz des Elektronenstrahls, die typischerweise 0.1 mrad beträgt. Damit ergibt sich, daß das Rastermikroskop weniger als 1/10 der vertikalen Divergenz ausnutzt. Eine Verbesserung ließe sich nur durch eine Reduzierung der Elektronenstrahlhöhe erreichen, wodurch sich die notwendige Verkleinerung verringert und dementsprechend die Akzeptanz erhöht.

Die horizontale Divergenz der Synchrotronstrahlung wird bei diesen Betrachtungen nicht extra berücksichtigt, da die Bahnebene im zeitlichen Mittel gleichmäßig mit Strahlung gefüllt ist. Da die horizontale Ausdehnung des Elektronenstrahls in der Praxis immer größer als die vertikale Ausdehnung ist und dies von der Zwischenblende im Mikroskop abgeschnitten wird, bleibt auch die horizontale Ausdehnung der Quelle unerwähnt.

Ein direkt abbildendes Mikroskop kann einen wesentlich größeren Raumwinkel akzeptieren, da der Kondensator weniger verkleinert und das ganze Objektfeld gleichzeitig beleuchtet ist. Für ein Gesichtsfeld von 1000×1000 Auflösungselementen ist die Akzeptanz 10^6 Mal größer. Im Rastermikroskop werden die Auflösungselemente nacheinander beleuchtet.

Das von uns gewählte Rasterprinzip hat für die Realisierung und Anwendung des Mikroskops eine Reihe von wichtigen Vorteilen.

- 1) Die Strahlenbelastung der Probe wird erheblich reduziert. Aufgrund der zweimaligen Reflexion hat das Schwarzschildobjektiv nur eine Ausbeute von einigen Promille bis Prozent, und es transmittiert nur einen begrenzten Spektralbereich. Bei einer direkt abbildenden Version würden alle Verluste erst im Objektiv hinter der voll bestrahlten Probe auftreten; in der Rasterversion wird die Probe nur noch von solchen Photonen getroffen, die tatsächlich zum Bildkontrast beitragen.
- 2) Der Detektor braucht nicht positionsempfindlich zu sein, sondern kann nach dem Kriterium optimaler Ausbeute ausgewählt werden; auch dies verringert die Strahlenbelastung der Probe.
- 3) Die Information ist in Echtzeit erhältlich. Bei einem direkt abbildenden Mikroskop ist dies nur mit sehr viel größerem Aufwand über "Channelarrays" oder Bildwandler möglich.

- 4) In Verbindung mit einem Kleinrechner ist Signalverarbeitung zur Verbesserung des Bildes wie Kontraständerung oder Untergrundsabzug leicht möglich. Die für die Methode des differentiellen Kontrastes (vgl. Kap. 6) notwendige Bildsubtraktion läßt sich sofort durchführen.
- 5) Die Vergrößerung kann einfach durch Verändern des Rasterbereiches variiert werden. Es lassen sich auf diese Weise große Probenbereiche schnell durchmustern oder auch Detailbilder mit hoher Auflösung machen.
- 6) Da es sich um eine reine Abbildung auf der optischen Achse handelt, spielt von allen Bildfehlern nur die sphärische Aberration eine Rolle.

7.4 Das Schwarzschildobjektiv

Schwarzschildobjektive werden bereits seit 40 Jahren in der Mikroskopie benutzt, speziell für den infraroten und ultravioletten Spektralbereich (No55, Ro55, WG74). In Abbildung 7.2 ist der Aufbau und Strahlengang dargestellt. Der konvexe Spiegel erzeugt vom Objekt O ein stark verkleinertes virtuelles Zwischenbild I; dies wird vom Konkavspiegel schwach vergrößert nach I' abgebildet. Die Hauptpunkte liegen in der Nähe der Krümmungsmittelpunkte und fallen in konzentrischer Montierung mit dem gemeinsamen Zentrum C zusammen. Da das Zentrum C außerhalb des Objektivs dem Bild beim Rastern zugewandt liegt, hat dieses Spiegelobjektiv einen sehr großen Arbeitsabstand gegenüber einem Linsenobjektiv gleicher Brennweite.

Der wichtigste Vorteil dieser Spiegelkombination besteht darin, daß sich die Abbildungsfehler der beiden Spiegel teilweise kompensieren. So wird das Koma in 3. Ordnung allein durch einen konzentrischen Aufbau eliminiert und auch der Öffnungsfehler und der Astigmatismus verschwinden in 3. Ordnung, wenn folgende Bedingung eingehalten wird (Gr50, Ri57):

$$\frac{R_1}{R_2} = -1.5 + \frac{R_1}{R_1 - s_1} + \sqrt{1.25 - \frac{R_1}{R_1 - s_1}} \quad (7.1)$$

Dabei sind R_1 , R_2 die Krümmungsradien des konvexen, bzw. konkaven Spiegels und s_1 der Abstand des Objekts vom konvexen Spiegel. Gemäß der Vorzeichenkonvention von Flügge (F156) sind dabei R_2 und s_1 negativ. Für die Brennweite f des konzentrischen Systems gilt:

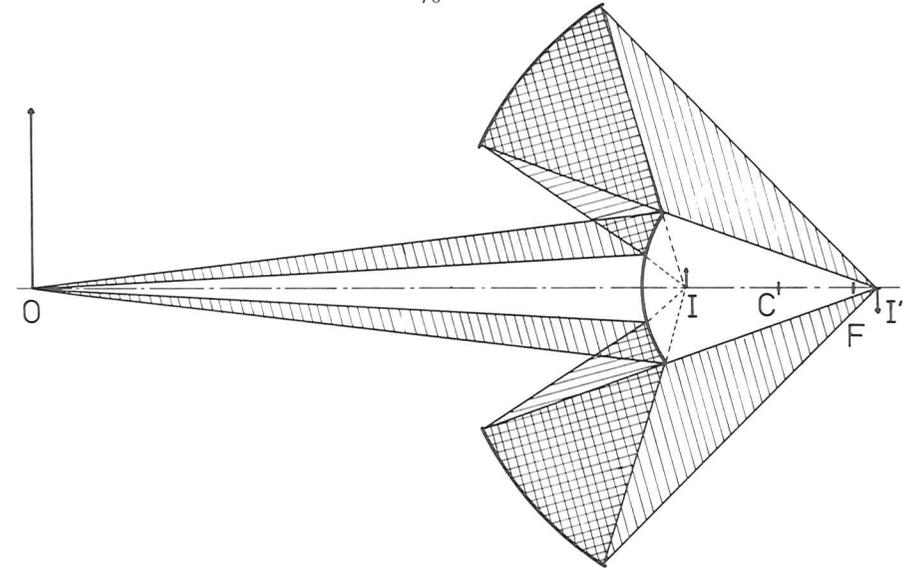


Abb. 7.2 Aufbau und Strahlengang eines Schwarzschildobjektivs. Der konvexe Spiegel erzeugt vom Objekt O ein stark verkleinertes virtuelles Bild, das vom Konkav-Spiegel nur schwach vergrößert nach I' abgebildet wird. C ist das gemeinsame Krümmungszentrum der Spiegel.

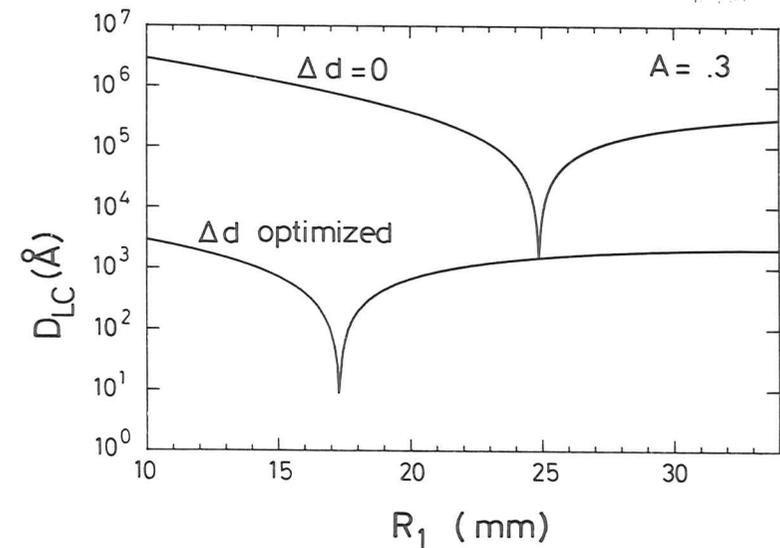


Abb. 7.3 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion des Radius R_1 des konvexen Spiegels. Im konzentrischen Fall hat das Objektiv eine Brennweite von $f = 20$ mm und verkleinert 100-mal. Im nicht konzentrischen Fall ist der Spiegelabstand bei gleichen Krümmungsradien optimiert worden. Einzelheiten siehe Text.

$$f = \frac{1}{2} \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2} \quad (7.2)$$

Für numerische Aperturen größer als 0.5 werden jedoch die Aberrationen höherer Ordnung so groß, daß schon die Auflösung im Sichtbaren dadurch begrenzt wird (Gr50).

Beim konzentrischen Objektiv, das die Bedingung 7.1 erfüllt, geht die lineare zentrale Abschattung für starke Verkleinerungen von unten gegen den Grenzwert 44.7% entsprechend 20% Flächenabschattung. Der Einfluß einer solchen annularen Apertur auf die Auflösung und die Schärfentiefe im Falle beugungsbegrenzter Abbildung ist zuerst von Linfoot et al. (LW53) berechnet worden und in neuerer Zeit von Sheppard (Sh77, Sh78) im Zusammenhang mit einem optischen Rastermikroskop untersucht worden. Speziell für Schwarzschildobjektive ist Staehr diesen Fragen in einer Diplomarbeit (St80) nachgegangen. Das wesentliche Ergebnis ist, daß sich das Punktauflösungsvermögen und die Schärfentiefe mit einer annularen Apertur verbessern lassen. Für den Prototyp haben diese Beugungserscheinungen noch keine Bedeutung, die einzige Auswirkung der zentralen Abschattung ist eine Verringerung der Ausbeute des Objektivs.

Strahldurchrechnungen ("ray tracing")

Quantitative Angaben über den Einfluß von Abbildungsfehlern gibt es bei Grey (Gr51). Dabei wird für Objektive großer numerischer Apertur berechnet, inwieweit die Aberrationen die Intensität im zentralen Beugungsscheibchen verringern und dies auf die Größe des Gesichtsfeldes bezogen. Von Norris et al. (NSW51) wurde experimentell untersucht, inwieweit Aplanasie (Freiheit vom Öffnungsfehler) auch durch Abweichung von der Konzentrität statt durch Einhaltung der Bedingung 7.1 zu erreichen ist. Die interferometrischen Messungen bestätigten diese Annahme, zeigten aber, daß sich durch die anderen Aberrationen das Bildfeld verringert.

Um diese Frage für unsere Anwendungen genauer zu untersuchen, wurde ein "ray-tracing"-Programm geschrieben. Das Programm zerlegt die Abbildung in einzelne Translations- und Reflexionstransformationen und ist im Anhang kurz beschrieben. Es geht von einer Punktquelle aus und rechnet im Monte-Carlo-Verfahren eine größere Anzahl von Strahlen geometrisch-optisch durch. Die Abbildungsfehler bewirken, daß sich nicht alle Strahlen in einem Punkt schneiden, aber eine Fläche engster Einschnürung bilden. Liegt der Objektpunkt

auf der optischen Achse, wie bei einem Rastermikroskop, ist diese Fläche ein Kreis, dessen Durchmesser das Programm berechnet, da man in der Praxis auf ihn scharf stellt.

Um eine Ordnung in die Vielzahl der veränderbaren Parameter wie Spiegelradien R_1, R_2 , Brennweite f , Abweichung von der Konzentrität Δd , Objektabstand s_1 und Abbildungsmaßstab V zu bringen, wurde von folgenden Voraussetzungen ausgegangen. Es soll das Ziel sein, ein Objektiv zu berechnen, das 100-fach verkleinert und eine Brennweite von $f = 20$ mm hat. Dies führt auf einen Objektabstand von 2 m. Legt man noch den Krümmungsradius des konvexen Spiegels fest, so sind für den konzentrischen Fall über Gleichung 7.2 R_2 und dann auch alle übrigen Parameter festgelegt.

In Abb. 7.3 (obere Kurve) ist der Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion von R_1 für ein konzentrisches Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0.3 und den genannten Parametern dargestellt. Im allgemeinen kompensieren sich die sphärischen Aberrationen der beiden Spiegel nicht sehr gut, und der minimale Zerstreukreis hat einen Durchmesser von vielen μm . In dem scharfen Minimum wird genau die Bedingung 7.1 erfüllt und D_{LC} erreicht den optimalen Wert von 1400 \AA .

Ausgehend von den so festgelegten Krümmungsradien R_1, R_2 des konzentrischen Objektivs kann man nun den Abstand zwischen den Spiegeln solange verändern, bis D_{LC} für jedes gegebene R_1 ein Minimum annimmt. Dabei bleiben Brennweite und Abbildungsmaßstab nicht konstant, doch ist die Veränderung nur gering (vgl. Absch. 9.1). Das Resultat ist durch die untere Kurve in Abb. 7.3 dargestellt. Abgesehen vom Minimum der oberen Kurve läßt sich durch Optimierung von Δd immer ein Faktor $10^{-2} - 10^{-3}$ für D_{LC} gewinnen. Auch im nicht-konzentrischen Fall gibt es wieder ein absolutes Minimum mit $D_{LC} = 9 \text{ \AA}$. Um nachzuweisen, daß theoretisch eine nahezu beugungsbegrenzte Abbildung möglich ist, muß auch geprüft werden, ob der optische Weg aller in die Apertur fallenden Strahlen gleich ist. Diese Frage ist in Absch. 9.1 genauer dargestellt. Als Ergebnis sei hier vorweggenommen, die optische Weglängendifferenz ist immer kleiner als 1 \AA , so daß im Prinzip mit einem Schwarzschildobjektiv in einem Rastermikroskop auch im weichen Röntgengebiet eine Auflösung entsprechend der Beugungsgrenze erreicht werden kann. Ob ein solches Objektiv technisch mit vernünftigem Aufwand realisierbar ist, wird in Kap. 9 erörtert, ebenso finden sich dort weitere Einzelheiten zu den Modellrechnungen.

Für den Aufbau eines Prototyps ist als Ergebnis der Rechnung von Bedeutung, daß mit beliebigen Krümmungsradien der Spiegel immer ein minimaler Zerstreukreis kleiner als 2000 \AA erreicht werden kann.

Will man dieses Ergebnis auf andere Brennweiten bei gleichem Abbildungsmaßstab übertragen, so ist dies aufgrund des Ähnlichkeitsgesetzes der geometrischen Optik einfach möglich, da alle Beziehungen erhalten bleiben, wenn alle Längen mit dem gleichen Faktor multipliziert werden. Dies bedeutet z.B., daß durch eine Verkürzung der Brennweite sich auch der Durchmesser des kleinsten Zerstreukreises entsprechend verringert. Einer Verkleinerung der Brennweite sind allerdings technische Grenzen gesetzt.

Justierung

Da die Experimente und auch die Rechnungen zeigen, daß der Justierung des Schwarzschildobjektives besondere Bedeutung zukommt, sollen die Justierparameter und das angewandte Justierverfahren geschildert werden. Zur Erläuterung der Diskussion dient Abbildung 7.4. Die optische Achse des Objektives sei durch den Krümmungsmittelpunkt C_2 des Konkavspiegels und den Mittelpunkt seiner Apertur festgelegt, dann kann man die Justierung des Konvexspiegels M_2 durch Parallelverschiebung in drei zueinander senkrechten Richtungen und eine Rotation um seinen Krümmungsmittelpunkt C_1 erreichen. Sind die anderen Parameter richtig justiert, so hat die Rotation um den Mittelpunkt keinen großen Einfluß auf die Abbildungsleistung, da durch eine unsymmetrische Apertur des Spiegels M_1 nur die Gesamtapertur unsymmetrisch wird. Durch einen geeigneten Halter läßt sich erreichen, daß die Apertur von M_1 automatisch symmetrisch zur optischen Achse ist, sowie daß der Krümmungsmittelpunkt C_1 auf der optischen Achse liegt. Die Zentrierung des Systems erfolgt durch Bewegung von M_1 in x- und y-Richtung. Durch Verschiebung entlang der optischen Achse werden die Aberrationen minimiert.

Die Justierung des von uns verwendeten Objektives erfolgte im Sichtbaren durch Einbau in ein vergrößerndes Mikroskop an Stelle eines Linsenobjektives. Zum Einstellen wird das Beugungsscheibchen, das bei der Abbildung eines sehr kleinen Loches in einer aufgedampften Schicht entsteht, benutzt. Bei zentriertem Objektiv erscheinen die Beugungsringe auf ihrem ganzen Umfang gleich hell. Da die Intensität in den Beugungsringen nur sehr klein ist im Vergleich zur Helligkeit des Airy-Scheibchens und nach außen schnell abnimmt, kann man sich nur an dem ersten Beugungsring orientieren.

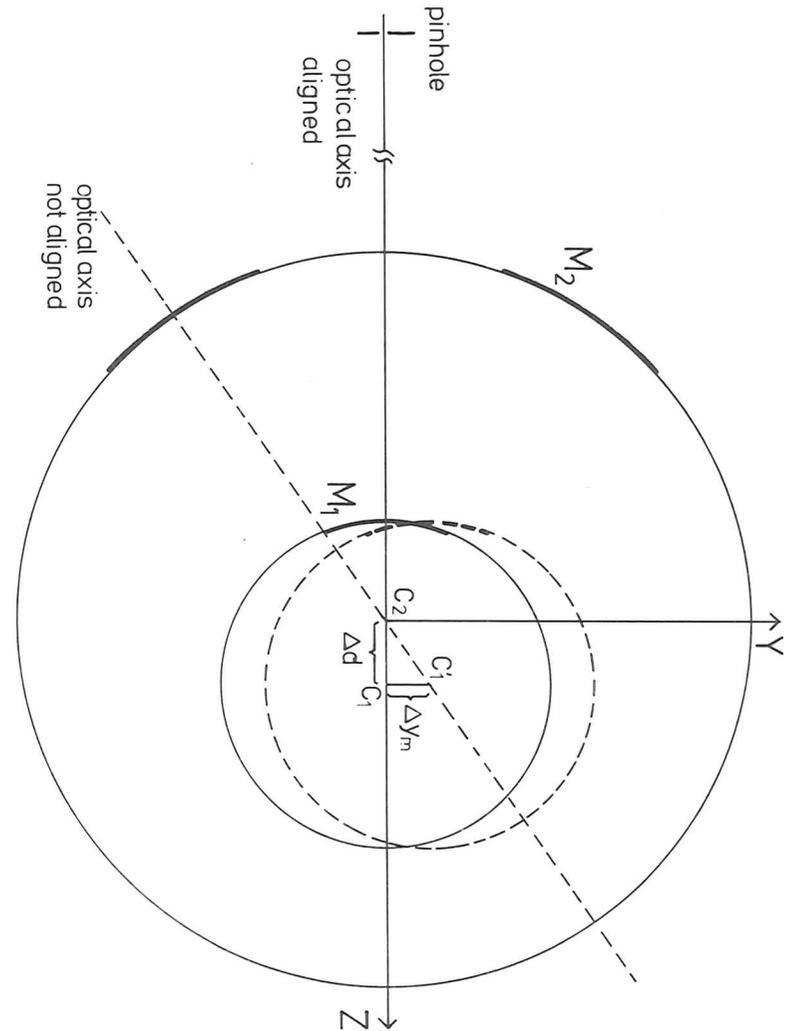


Abb. 7.4 Prinzipskizze für die Justierung des Schwarzschildobjektives. C_1, C_2 : Krümmungsmittelpunkte des konvexen Spiegels M_1 , bzw. des konkaven Spiegels M_2 . Δd : Abweichung von der Konzentrität in Richtung der optischen Achse. Δy_m : Dezentrierung senkrecht zur optischen Achse. Die einzelnen Justierschritte sind im Text erläutert.

Die Einstellung der optimalen Abweichung Δd_{opt} von der Konzentrizität erfolgt durch wechselweises Über- und Unterfokussieren. Dabei erscheint das defokussierte Bild der Lochblende im allgemeinen einmal mehr und einmal weniger durch Aberrationen verzerrt. Δd wird dann solange verändert, bis die Resultate einer Über- und Unterfokussierung gleich sind, dann befindet man sich im Minimum der Aberrationen. Dies muß mit einer Tubuslänge durchgeführt werden, die der Objektivweite im Rastermikroskop entspricht, da der optimale Wert von Δd eine Funktion des Abbildungsmaßstabes ist.

7.5 Aufbau des Prototyps

Mit dem Aufbau eines Prototyps für ein Rastermikroskop mit Spiegeloptiken sollten die damit verbundenen physikalischen und technischen Probleme untersucht und Erfahrung gesammelt werden, welche Aussichten diese Methode im Vergleich zu anderen hat.

Das Ziel, nur das Prinzip zu demonstrieren, hat den für den Prototyp notwendigen Aufwand erheblich verringert. Es wurde auf ein elektronisch aufwendiges System zur Aufnahme und Darstellung von 2-dimensionalen Bildern verzichtet, da die Auflösung auch durch Rastern in nur einer Richtung getestet werden kann. Da der erste Verkleinerungsschritt mit einem Spiegel für streifenden Einfall bekannte Technologie ist und die Abbildungseigenschaften des Spiegels wegen der Lochblende nur Auswirkung auf die Intensität, nicht aber auf die Auflösung hat, wurde nur die 2. Stufe mit dem Schwarzschildobjektiv hinter einem Monochromator für streifenden Einfall (DK72) mit einem fokussierenden Paraboloid aufgebaut.

In Abb. 7.5 ist der Aufbau des Prototyps dargestellt. Der Elektronenstrahl im Synchrotron DESY stellt eine Lichtquelle von 2 mm vertikaler und 10 mm horizontaler Ausdehnung dar. Das Licht fällt in ca. 42 m Entfernung auf den ebenen Vorspiegel des Monochromators und wird von dort auf das Gitter reflektiert, das wie ein Spiegel benutzt wird. Das Paraboloid bildet die Quelle im Maßstab 1:40 verkleinert in die Ebene des Austrittsspaltes ab. Der Austrittsspalt wurde durch eine Lochblende ersetzt, die das Zwischenbild auf einen Durchmesser von 50 µm begrenzt. Vom Schwarzschildobjektiv, dessen konvexer Spiegel einen Abstand von 1 m von der Lochblende hat, wird das Zwischenbild 74-fach verkleinert auf die Probe abgebildet. Der Probenhalter ist mit

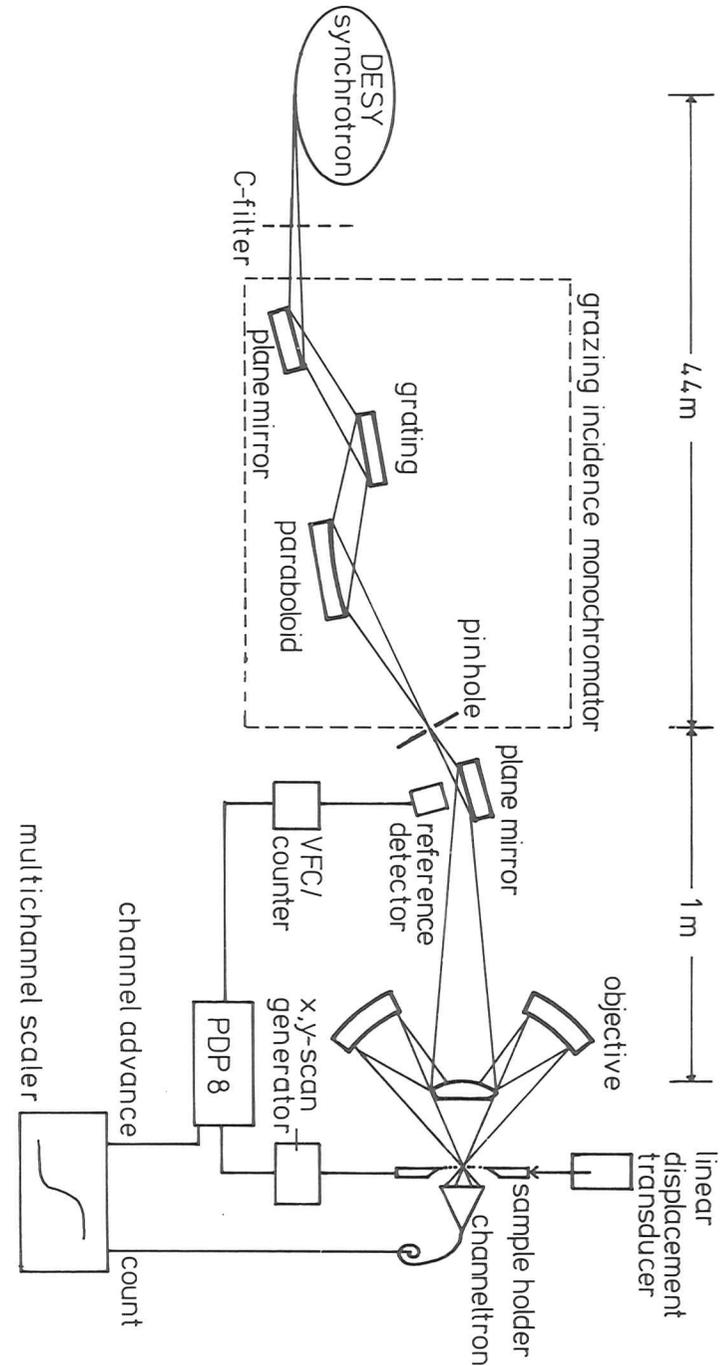


Abb. 7.5 Schema des Aufbaus des Prototypen für das Rastermikroskop. Die erste Verkleinerungsstufe wird durch einen Monochromator für streifenden Einfall, der im direkten Bild benutzt wird, realisiert, die zweite Verkleinerung geschieht mit dem Schwarzschildobjektiv.

optischen Schlitten (Fa. Physik-Instrumente) zum Rastern der Probe und zum Scharfstellen in drei Richtungen verfahrbar. Die Schlitten werden von Gleichstrommotoren über Mikrometerschrauben angetrieben. Die Position der Schlitten kann entweder mit linearen Kohleschichtpotentiometern (Fa. TWK) gemessen werden, die einen Gesamtweg von 25 mm und eine Auflösung besser als 1 µm haben oder mit induktiven Weggebern (Fa. Penny and Giles), die einen Weg von 1 mm und eine Auflösung besser als 500 Å haben (St80). Das Spiel der Weggeber ist vergleichbar mit ihrer Auflösung.

Alternativ kann die Probe mit Hilfe von zwei piezoelektrischen Stellelementen (Fa. Physik-Instrumente) in einem Bereich 40 x 40 µm² bewegt werden. Diese Stellelemente werden von einem Kleinrechner (PDP8) über einen Digitalanalogwandler und ein programmierbares Hochspannungsnetzgerät angesteuert und lassen sich in Schritten von nominell 100 Å bewegen.

Die von der Probe transmittierten Photonen wurden mit Hilfe eines Channeltrons in einem Vielkanalzähler registriert, wobei die Kanalzahl dem Ort auf der Probe zugeordnet ist. Da die Intensität im Synchrotron erheblichen zeitlichen Schwankungen unterliegt, muß ein Referenzdetektor verwendet werden. Er mißt den Strom der Photoelektronen des goldbedampften Ablenkspiegels hinter der Zwischenblende (GKK74, Gu74). Dieses Signal wird von einem Spannungsfrequenzwandler digitalisiert und mit einem Referenzzähler gemessen. Wenn der Referenzzähler seinen gesetzten Wert erreicht hat, wird vom Computer der Vielkanal und der Rastermechanismus weitergeschaltet.

Für die Messungen mit Synchrotronstrahlung wurden bevorzugt die piezoelektrischen Stellelemente zum Rastern verwendet, da sich mit ihnen die ganze Messung vom Rechner aus steuern ließ. Interferometrische Untersuchungen von Staehr (St80) hatten ergeben, daß die piezoelektrischen Stellelemente zwar eine sehr hohe Ortsauflösung erlauben, sie aber wegen der großen Hysterese eine erhebliche Nichtlinearität aufweisen. Auch folgen sie einer Änderung der angelegten Spannung nicht momentan. Wegen der großen Dauer der Messungen mit Synchrotronstrahlung war dieses Zeitverhalten aber bedeutungslos. Um trotz der Hystereseeffekte reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wurde bei jeder Messung der ganze Verstellbereich durchfahren. Um die Abweichungen von der Linearität zu korrigieren, wurden die Stellelemente mit einem induktiven Taster geeicht und die Meßkurven entsprechend umgerechnet.

Das Schwarzschildobjektiv war von der Fa. Ealing unbedampft gekauft und bei DESY mit 3.5 Perioden ReW/C optimiert für λ = 200 Å bedampft worden. In einem normalen Mikroskop mit 160 mm Tubuslänge vergrößert es 15-mal die numerische Apertur von 0.28 erlaubt eine förderliche Gesamtvergrößerung um 300-fach. Die optische Qualität der Spiegel soll Anforderungen im Sichtbaren und nahen Ultraviolett genügen, deshalb betrug die Konturengenauigkeit λ/10 (bezogen auf λ = 5000 Å). Über die Oberflächenrauigkeit konnte die Firma keine Angaben machen. Alle wichtigen Parameter des Objektivs bezogen auf die geometrischen Verhältnisse in unserem Aufbau sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Ein gleiches Schwarzschildobjektiv ohne Mehrschichtbedampfung war von W. Stachr im Rahmen einer Diplomarbeit (St80) zusammen mit der Rastereinrichtung als optisches Rastermikroskop mit einem He-Ne Laser als Lichtquelle aufgebaut und getestet worden. Dort lassen sich auch weitere Einzelheiten, insbesondere auch Testergebnisse mit den piezoelektrischen Stellelementen, finden.

Tabelle 7.1

Geometrische Parameter des verwendeten Schwarzschildobjektivs

Krümmungsradius des konvexen Spiegels	R ₁ = 17 mm
Krümmungsradius des konkaven Spiegels	R ₂ = -45 mm
Durchmesser des konvexen Spiegels	D ₁ = 7.34 mm
Durchmesser des konkaven Spiegels	D ₂ = 33 mm
Durchmesser der zentralen Bohrung	L = 14 mm
Brennweite	f = 13.65 mm
Abstand Lochblende - konvexer Spiegel	s ₁ = 1000 mm
Optimale Abweichung von der Konzentrizität	Δd _{opt} = 15.2 µm
Abbildungsmaßstab (Verkleinerung)	V = 74
lineare zentrale Abschattung	ZA = 44%
numerische Apertur	A = 0.27
freier Arbeitsabstand	e = 31 mm
Durchmesser des minimalen Zerstreuungskreises	D _{LC} = 600 Å
Konturengenauigkeit	λ/10

8. Meßergebnisse mit dem Prototyp und Diskussion

8.1 Spektrale Transmission des Objektivs

Das für die Mikroskopie mit Synchrotronstrahlung verwendete Schwarzschildobjektiv ist vom Verfasser bei DESY mit 3.5 Perioden ReW/C bedampft worden. Die Schichtdicken wurden dabei mit einem Schwingquarz gemessen (vgl. Absch.3.3). Die Schichtfolge war so optimiert, daß das Reflexionsmaximum um $\lambda = 200 \text{ \AA}$ liegen sollte. Diese relativ große Wellenlänge wurde für den ersten Versuch, ein Spiegelobjektiv zu bedampfen, gewählt, um mit einer kleinen Schichtzahl auszukommen, da es bei der Schichtdickenkontrolle mit einem Schwingquarz nur selten gelingt, durch eine Schichtzahl größer 7 die maximale Reflektivität wesentlich zu steigern (vgl. Absch.4.2.1) und die integrale Reflektivität (Fläche unter dem Maximum) schon ein Optimum erreicht hat.

Da die erste Stufe des Mikroskops aus einem Monochromator für streifenden Einfall bestand, dessen Gitter für die mikroskopischen Messungen in der 0. Ordnung benutzt wurde, ließ sich mit diesem Monochromator auch die spektrale Transmission des Schwarzschildobjektivs messen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Die Transmissionskurve hat ein deutliches, von der Mehrschichtbedampfung verursachtes Maximum bei $\lambda = 206 \text{ \AA}$ mit einer relativen Halbwertsbreite von 14%. Im Wellenlängenbereich oberhalb von $\lambda = 400 \text{ \AA}$ steigt die Ausbeute stark an, wie es auch bei den Mehrschichtbelägen beobachtet wird (vgl. Absch.4.2.1). Zusammen mit den Spiegeln des Schwarzschildobjektivs ist auch ein Si-Scheibchen bedampft worden. Seine Reflektivität wurde im Reflektometer gemessen und ist hier zum Vergleich quadriert aufgetragen, entsprechend der zweimaligen Reflexion im Schwarzschildobjektiv. Das Reflektivitätsmaximum der Vergleichsbedampfung liegt bei $\lambda = 193 \text{ \AA}$, der maximale Reflektivitätswert beträgt $R_{\text{max}} = 6.4\%$ entsprechend $R_{\text{max}}^2 = 0.41\%$. Die relative Halbwertsbreite ist ebenfalls 14%. Da die Ausbeute des Schwarzschildobjektivs nur relativ gemessen werden konnte, ist die Kurve zur Bestimmung der absoluten Werte im langwelligen Bereich an die quadratische Reflektivität der Vergleichsbedampfung angepaßt. Die Anpassung im Langwelligen ist gerechtfertigt, da der Anstieg der Reflektivität dort nur durch den Anstieg der optischen Konstanten $l-n$ und k verursacht wird und kein Interferenzeffekt ist. Mit der Anpassung erhält man dann eine maximale Ausbeute von 0.22%.

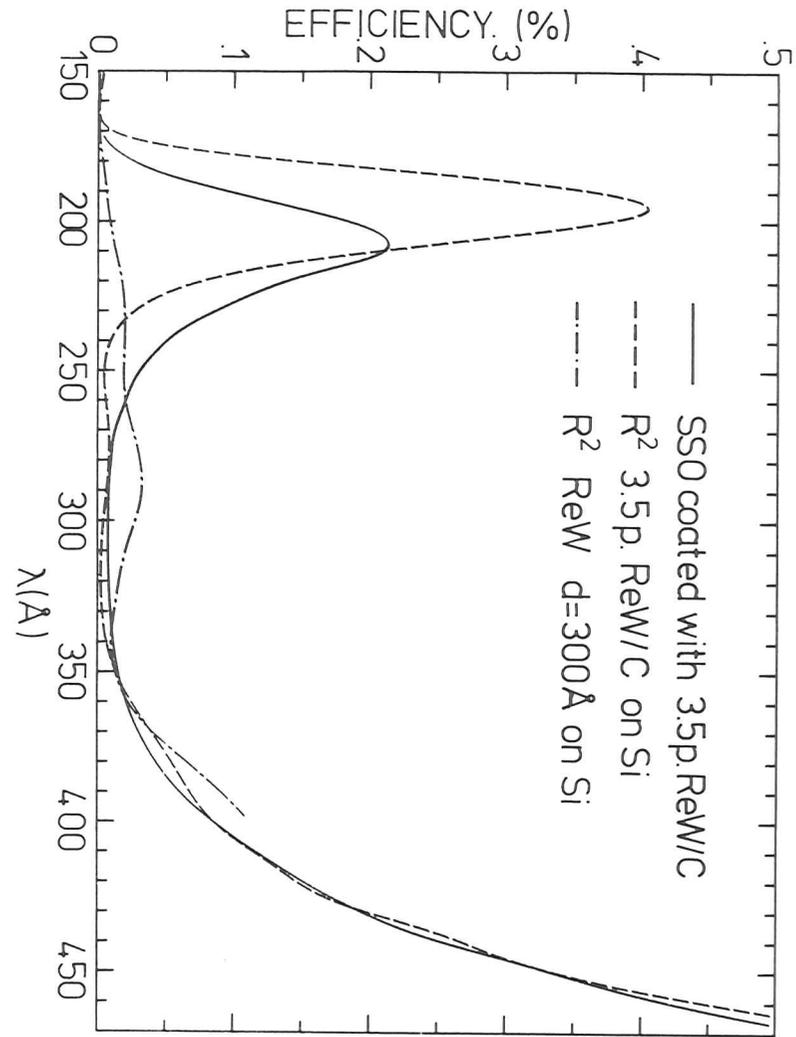


Abb. 8.1 Ausbeute des mit 3.5 Perioden ReW/C bedampften Schwarzschildobjektivs (SS0) im Vergleich mit dem Quadrat der Reflektivität eines gleichzeitig bedampften Si-Scheibchens und dem Quadrat der Reflektivität einer opaken, 300 Å dicken Schicht ReW auf Si. Die Ausbeute des SS0 konnte nur relativ gemessen werden, die absoluten Werte wurden durch Anpassung im Langwelligen an die erste Vergleichskurve bestimmt.

Für die Unterschiede in der Lage und Höhe der Ausbeutemaxima gibt es mehrere Erklärungsmöglichkeiten. Ungefähr 5 Å Verschiebung lassen sich bereits durch den Unterschied im Einfallswinkel bei den Messungen erklären. Das Si-Scheibchen wurde im Reflektometer bei $\alpha = 15^\circ$ gemessen, der mittlere Einfallswinkel auf die Objektivspiegel ist nur halb so groß. Weiterhin war das Objektiv zu Justierzwecken längere Zeit normaler Zimmerluft und damit auch Feuchtigkeit ausgesetzt. Feuchte Luft führt erfahrungsgemäß zur Bildung einer Oxidschicht auf ReW, die nach 1 - 2 Wochen auch als milchige Trübung der Oberfläche beobachtet werden kann. Eine solche Deckschicht kann die Lage des Maximums ins Langwellige verschieben und deshalb auch die Reflektivität im Maximum vermindern. Auch mit der Anpassung der Ausbeutekurve des Objektivs ist eine Ungenauigkeit verbunden.

Um abzuschätzen, welchen Vorteil eine Mehrschichtbedampfung gegenüber einer opaken Einzelschicht ReW bringt, ist in Abb. 8.1 noch die quadratische Reflektivität einer 300 Å dicken Schicht ReW aufgenommen. Vergleicht man die Flächen unter der Ausbeutekurve des Objektivs mit der Fläche unter der Kurve der quadratischen Reflektivität von ReW im Bereich $\lambda < 260 \text{ Å}$, so ergibt sich ein Gewinn von einem Faktor 7, bei dem mehrschichtbedampften Si-Scheibchen von einem Faktor 10. Geht man davon aus, daß für den Bildkontrast höchstens 20% Bandbreite förderlich ist, so ist der Gewinn 14-fach beim Objektiv und 38-fach beim mitbedampften Si-Scheibchen.

8.2 Intensität

Die gemessene Intensität hinter dem Mikroskop betrug ca. 100 Pulse pro Sekunde bei einer Dunkelpulszahlrate von weniger als 10 Pulsen pro Minute.

Um abzuschätzen, inwiefern diese Zählrate mit den Erwartungen aufgrund der geometrischen Anordnung in Einklang steht, wird von der Strahlungsdichte des Synchrotrons ausgegangen, dann berechnet, was das Mikroskop aus geometrisch-optischen Gründen davon akzeptieren kann und anschließend berücksichtigt, welche Verluste die optischen Elemente im Strahlengang verursachen.

Die Strahlungsdichte der Synchrotronstrahlungsquelle wurde mit einem vorhandenen Computerprogramm (KK77) berechnet und beträgt 2.9×10^{18} Photonen / $(\text{sec} \cdot \text{Å} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sterad})$ bei $\lambda = 206 \text{ Å}$, einem Elektronenstrom $I = 10 \text{ mA}$ und einer Endenergie der Elektronen $E = 6.5 \text{ GeV}$. Da das Synchrotron während der Testphase des Mikroskops nur als Injektor für den Großspeicherring PETRA im "Single-Bunch"

Betrieb gefahren wurde, betrug der tatsächliche Strom nur 0.35 mA bei einem Tastverhältnis von 5/6. Dies muß mit einem Faktor 0.029 berücksichtigt werden, so daß sich eine tatsächliche Strahlungsdichte von 8.5×10^{16} Photonen / $(\text{sec} \cdot \text{Å} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sterad})$ ergibt.

Das Produkt aus Quellfläche und Raumwinkel, in den abgestrahlt wird, stellt ein Volumenelement im Phasenraum dar und ist invariant bei Abbildungen (vgl. Absch. 7.3). Das Phasenraumelement, das das Mikroskop akzeptieren kann, wird durch die Lochblende mit 50 µm Durchmesser und die Eingangsapertur des Schwarzschildobjektivs von 3.6 mrad, entsprechend einem Raumwinkel von 4.2×10^{-5} sterad festgelegt. Zu berücksichtigen ist noch die zentrale Abschattung von flächenmäßig 20%. Es ergibt sich ein Phasenraumvolumen von $6.6 \times 10^{-10} \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad}$. Dieses Phasenraumelement ist unabhängig davon, ob das Schwarzschildobjektiv fehlerfrei abbildet, da das Phasenraumvolumen nur von den geometrischen Parametern Durchmesser der Lochblende, Durchmesser des konvexen Spiegels und Abstand des konvexen Spiegels von der Lochblende festgelegt wird. Nicht berücksichtigt ist allerdings das Koma bei der Abbildung mit dem Paraboloid. Beachtet man noch, daß das Objektiv aufgrund der Mehrschichtbedampfung einen Spektralbereich mit einer relativen Bandbreite von 14% transmittiert, so ergibt sich eine maximal mögliche Zählrate von 1.6×10^9 Photonen/sec, wenn alle optischen Elemente die Ausbeute 1 hätten.

Für die Verluste aufgrund der optischen Elemente im Strahlengang (vgl. Abb. 7.4) werden die folgenden Abschätzungen gemacht:

1) Kohlenstoff-Filter:

Das Kohlenstoff-Filter dient zum Abschneiden des langwelligen Spektralbereichs oberhalb von $\lambda = 400 \text{ Å}$, da die Reflektivität der Mehrschichtbeläge dort wieder stark ansteigt. Bei $\lambda = 206 \text{ Å}$ beträgt die Transmission des 500 Å dicken Filters 44% (HGK75) und die Transmission des Trägernetzes 70%.

2) Vorspiegel des Monochromators:

Die günstigste Stellung des Vorspiegels wurde experimentell bei $\theta = 6^\circ$ Glanzwinkel ermittelt. Die Oberfläche des Vorspiegels ist ebenso wie die der optischen Elemente 3) - 5) mit Gold bedampft. Aus Absorptionsmessungen gewonnene optische Konstanten (HGK75) führen auf eine Reflektivität von 77%. Da die von uns an Gold gemessenen Reflektivitäten im allgemeinen niedriger liegen und auch über den Grad der Oberflächenverunreinigung durch von der

Synchrotronstrahlung gekrachte Kohlenwasserstoffe nicht bekannt ist, wird eine Ausbeute von 50% angenommen.

3) Gitter des Monochromators:

Das Gitter des Monochromators wurde in der 0. Ordnung quasi als Spiegel benutzt bei einem Glanzwinkel von $\theta = 7.5^\circ$. Nach eigenen Messungen (HKRS78) beträgt die Ausbeute in der 0. Ordnung für ein bereits längere Zeit mit Synchrotronstrahlung gebrauchtes Gitter 25% ($\lambda = 194 \text{ \AA}$).

4) Paraboloid des Monochromators:

Der Einfallswinkel beträgt $\theta = 5.7^\circ$, analog wie bei 2) wird 50% Ausbeute angenommen.

5) Ablenkspiegel hinter der Lochblende: $\theta = 4^\circ$, Ausbeute: 50%.

6) Schwarzschildobjektiv: Ausbeute 0.22% (vgl. Absch. 8.1)

7) Detektor:

Als Detektor wurde ein Channeltron mit einer zusätzlichen mit KCl bedampften Vorkathode zur Erhöhung der Quantenausbeute verwendet. Von Lenth (Le75) werden für die absoluten Photoausbeuten γ (emittierte Elektronen/einfallende Photonen) für nur kurz belüftete Aufdampfschichten von CsJ: $\gamma = 0.5$ und LiF: $\gamma = 0.3$ angegeben. Da sich die Ausbeute an Luft verringert, wird für unsere Kathode $\gamma = 0.2$ angenommen. Ein weiterer Faktor von 0.5 berücksichtigt, daß nicht alle Elektronen von der Kathode in das Channeltron gelangen.

Für alle optischen Elemente zusammen ergibt sich damit ein Abschwächungsfaktor von 3.0×10^{-6} . Daraus folgt als Abschätzung für die Zählrate hinter dem Mikroskop 4.8×10^3 Pulse pro Sekunde. Der Unterschied zu der tatsächlich gemessenen Zählrate von 10^2 Pulse/sec läßt sich vielleicht durch die Unsicherheiten erklären, die bei der Schätzung der Abschwächung durch die optischen Elemente eingehen. Unberücksichtigt geblieben sind auch die Abbildungsfehler des Paraboloids. Eine ähnliche Abschätzung von Lenth (Le75) für die Ausbeute des auch hier benutzten Monochromators führte auf einen 5-fach höheren Wert als tatsächlich von ihm gemessen.

8.3 Test der Auflösung

Um die Auflösung des Mikroskops bei nur eindimensionaler Bildarstellung zu testen, wurde eine Rasierklingenkante abgerastert. Die Meßkurve stellt die Faltung einer Stufenfunktion, dem geometrisch-optischen Bild der Rasierklingenkante, mit dem Intensitätsprofil des vom Mikroskop erzeugten verkleinerten Bildes der Quelle dar. Dieses Intensitätsprofil bestimmt das Auflösungsvermögen des Mikroskops, es läßt sich aus dem Helligkeitsverlauf an der Rasierklingenkante ermitteln.

Um sicherzustellen, daß wirklich überwiegend Photonen aus dem Wellenlängenbereich um $\lambda = 200 \text{ \AA}$ zur Abbildung beitragen, reicht die monochromatisierende Wirkung der Mehrschichtinterferenzbeläge nicht aus. Oberhalb der doppelten Wellenlänge steigt die Reflektivität stark an (Abb. 8.1). Zur Unterdrückung dieses langwelligen Spektralbereichs wurde ein Kohlenstoff-Filter von 500 \AA Dicke verwendet, dessen Absorption mit wachsender Wellenlänge ansteigt. Oberhalb von 1400 \AA , wo Kohlenstoff wieder transparenter wird, reicht die Energie der Photonen nicht mehr aus, Photoelektronen aus der KCl-Kathode auszulösen (Bl71). Die Wahl der Dicke des Kohlenstoff-Filters stellt einen Kompromiß zwischen hoher spektraler Reinheit und guter Transmission bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ dar. 500 \AA Kohlenstoff transmittieren bei $\lambda = 206 \text{ \AA}$ 44%, bei der doppelten Wellenlänge nur noch 1.4%. Die mit diesem Filter (A) erzielte spektrale Einheit wurde wie folgt geprüft: Die Transmission eines 2. Kohlenstoff-Filters B wurde einmal direkt mit dem Monochromator bei $\lambda = 206 \text{ \AA}$ gemessen und einmal in der Mikroskopanordnung, bestehend aus Spiegelobjektiv, Filter A und Detektor. Würde die Mikroskopanordnung alle langwelligen Anteile des Spektrums unterdrücken, so müßte sich bei beiden Messungen die gleiche Transmission für Filter B ergeben. Ein kleinerer Transmissionswert gemessen in der Mikroskopanordnung beruht auf einer Verfälschung der Messung durch langwelliges Licht, das vom Filter B stärker absorbiert wird als im Bereich um 200 \AA . Aus der Differenz der Transmissionswerte wurde eine spektrale Reinheit von 76% für die Auflösungsmessungen mit dem Mikroskop berechnet.

In Abb. 8.2 wird die originale Abtastkurve einer Rasierklingenschneide gezeigt. Die Kante hat eine Gesamtbreite von etwa $2 \mu\text{m}$. Die Rasterung erfolgte in Schritten von 400 \AA mit einem piezoelektrischen Stellelement, die Abweichung von der Linearität in der Ortskoordinate ist korrigiert (vgl.

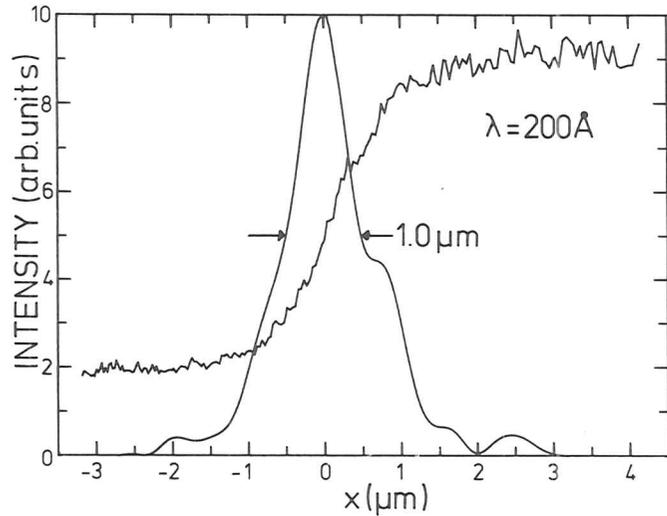


Abb. 8.2 Lineare Abtastung einer Rasierklingenkante mit Synchrotronstrahlung bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ und die daraus berechnete Intensitätsverteilung im vom Schwarzschildobjektiv erzeugten verkleinerten Bild der Quelle. Die Messung dauerte 2h bei ca. 100cts/sec.

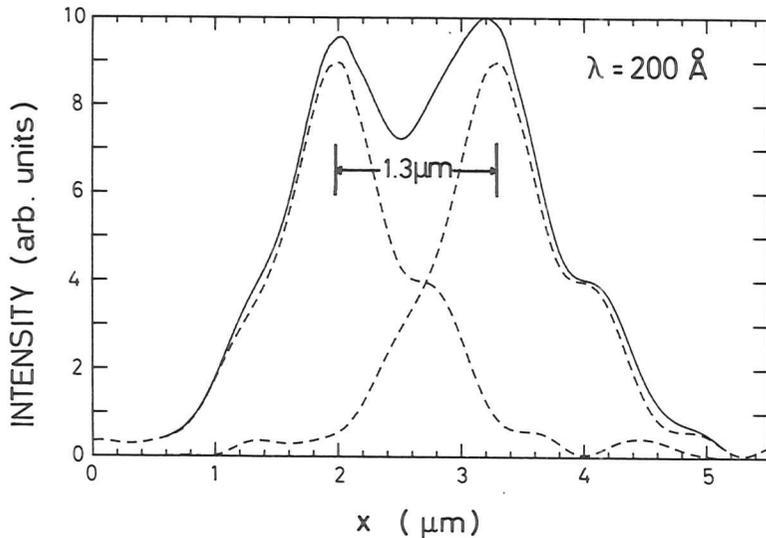


Abb. 8.3 Punktauflösungsvermögen des Mikroskops für $\lambda = 200 \text{ \AA}$, bestimmt aus der in Abb. 8.2 gezeigten Intensitätsverteilung (gestrichelt). Fordert man in Anlehnung an das Rayleigh-Kriterium einen Rückgang der Summe (durchgezogen) der Intensitäten von zwei Punktquellen auf 73.5% zwischen den Maxima, so ergibt sich ein auflösbarer Abstand von 1.3 \mu m .

Absch. 7.5). Die Zählrate auf der hellen Seite der Rasierklingenschneide (rechts in Abb. 8.2) betrug ca. 100 Pulse/sec, pro Kanal wurden dort ca. 3000 Pulse gezählt. Bei einem Strom von 0.35 mA im Synchrotron dauert die Messung 1h 40min.

Um aus dem Helligkeitsverlauf an der Rasierklingenkante das Intensitätsprofil in der Bildebene zu berechnen, haben wir folgenden Weg eingeschlagen: Es wurde ein Koordinatensystem (x,y) senkrecht zur optischen Achse in der Bildebene eingeführt, die x -Achse in Richtung der Rasterbewegung. Es wird vorausgesetzt, daß die gesuchte Intensitätsverteilung I rotations-symmetrisch zum Ursprung ist, d.h. $I(x,y) = I(x^2 + y^2)$. Differenziert man die Meßkurve $M(x)$ nach x so erhält man

$$\frac{d M(x)}{dx} = \int I(x^2 + y^2) dy \quad (8.1)$$

Die Lösung der Integralgleichung erfolgte numerisch. Wie leicht einzusehen ist, gibt es nicht für beliebigen Verlauf von $M(x)$ eine Lösung, vielmehr muß $M(x)$ streng monoton sein und $dM(x)/dx$ für große x schnell genug abfallen. Um die Berechnung von $I(x,y)$ durchführen zu können, wurde deshalb die Meßkurve mit einem Fitprogramm geglättet, das jeweils n Punkte um $(x_i, M(x_i))$ durch ein Polynom 2. Grades approximiert und einen neuen Wert für $M(x_i)$ durch Interpolation bestimmt. Die Lösung der Integralgleichung (Gl. 8.1) ist als Schnitt $I(x,0)$ durch die Intensitätsverteilung in Abb. 8.2 dargestellt. Die Annahme einer rotations-symmetrischen Intensitätsverteilung $I(x,y)$ ist nicht ganz gerechtfertigt, da die Meßkurve $M(x)$ nicht punktsymmetrisch zur steilsten Stelle auf dem Anstieg ist. Um die Rechnung realistischer zu machen, wurde $M(x)$ für $x < 0$ genommen und symmetrisch ergänzt und daraus $I(x,0)$ für $x < 0$ berechnet und analog für $x > 0$ verfahren. Auf diese Weise erklärt sich die Schulter der Intensitätsverteilung für $x > 0$, die auf eine reproduzierbare Struktur im Helligkeitsverlauf zurückzuführen ist. Auf sie wird weiter unten eingegangen.

Bei einer fehlerfreien Abbildung einer Punktquelle mit einer Optik der numerischen Apertur A gilt für den Radius r_1 des Airyscheibchens (entspricht dem Radius des ersten dunklen Beugungsringes)

$$r_1 = \frac{0.61\lambda}{A} \quad (8.2)$$

Für eine annulare Apertur wie beim Schwarzschildobjektiv gilt diese Formel nur näherungsweise, r_1 ist etwas kleiner als bei einer zirkularen Apertur (St80, HSK80). Für das Schwarzschildobjektiv mit $A = .27$ ergibt sich bei $\lambda = 206 \text{ \AA}$ in dieser Näherung $r_1 = 450 \text{ \AA}$. Unsere berechnete Intensitätsverteilung ist also sehr viel breiter als das Airyscheibchen und die Oszillationen an den Seiten haben nichts mit Beugungsringen zu tun, vielmehr beruhen sie auf statistischen Schwankungen in der Meßkurve. Wollte man die aber noch herausglätten, so würde man gleichzeitig den Anstieg an der Kante verbreitern.

Das Auflösungsvermögen einer fehlerfreien, rein beugungsbegrenzten Optik wird im allgemeinen nach dem Rayleigh Kriterium bestimmt (BW75, S. 414). Nach diesem Kriterium werden 2 Punkte gerade noch als getrennt auflösbar angesehen, wenn ihr Abstand gleich dem Radius r_1 aus Gl. 8.2 ist. Die von beiden Punkten hervorgerufenen Beugungsfiguren überlagern sich dann gerade so, daß die Intensität zwischen den Maxima auf 73.5% abfällt. Dieses Kriterium läßt sich auch auf ein Rastermikroskop anwenden. Den beiden Punktquellen entsprechen im Rastermikroskop zwei Lochblenden, deren Durchmesser sehr viel kleiner als r_1 (Gl. 8.2) sein müssen. Beim Abrastern der Lochblenden wird von jeder Lochblende das Intensitätsprofil im Fokus reproduziert. Eine exakte Beschreibung der Auflösung ist nicht durch eine einzige Zahlenangabe möglich, sondern nur mit der Modulationstransferfunktion (Go68), die für jede Ortsfrequenz von periodischen Strukturen des Objekts mit Kontrast eins angibt, wie groß der Bildkontrast ist.

Um für unser Mikroskop die Auflösung zu charakterisieren, kann man in grober Näherung die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung von 1 \mu m (Abb. 8.2) benutzen. Diese Größe ist nur eingeschränkt sinnvoll, da die Intensitätsverteilung nicht rotationssymmetrisch ist. Eine bessere Beschreibung der Auflösung ist in Abb. 8.3 gegeben. Überlagert man zwei um 1.3 \mu m gegeneinander verschobene Intensitätsprofile aus Abb. 8.2, so erhält man eine Einsattelung auf 73.5% bezogen auf den Mittelwert der Maxima. In Anlehnung an das Rayleigh Kriterium beträgt die Auflösung 1.3 \mu m , und ist damit vergleichbar mit der beugungsbegrenzten Auflösung im Sichtbaren (St80).

In Abb. 8.2 ist ein Untergrund von etwa 20% der maximalen Zählrate vor dem Einsatz der Kante zu erkennen. In Abb. 8.4 ist der geglättete Verlauf der linearen Abtastung über einen größeren Bereich dargestellt. Die Messung erfolgte in größeren Schritten und deshalb mit schlechterer Auflösung, so daß

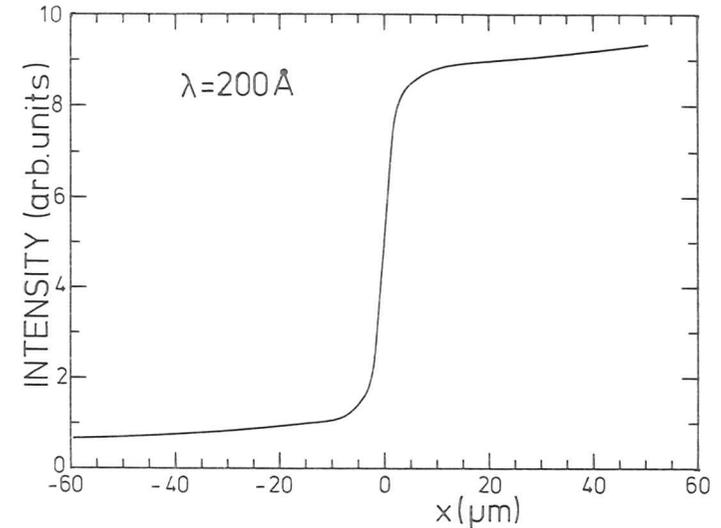


Abb. 8.4 Lineare Abtastung einer Rasierklingenkante bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ über einen großen Rasterbereich. Der leichte Anstieg auch in großem Abstand von der Kante zeigt, daß das verkleinerte Bild der Quelle von einem breiten flachen Streulichtuntergrund umgeben ist.

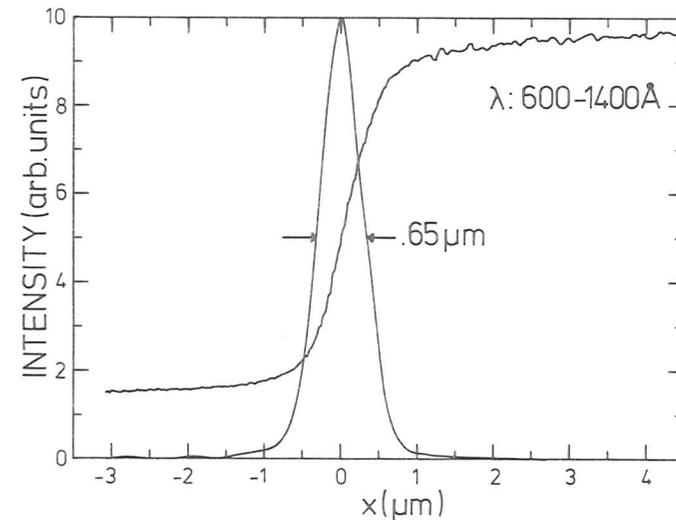


Abb. 8.5 Lineare Abtastung einer Rasierklingenkante im Wellenlängenbereich 600 - 1400 Å und die daraus berechnete Intensitätsverteilung im vom Schwarzschildobjektiv erzeugten verkleinerten Bild der Quelle.

die Kante breiter erscheint als in Abb. 8.2. Man erkennt, daß die Steigung auch in diesem größeren Bereich vor und hinter der Kante nicht auf Null abfällt, sondern die Kurve immer leicht ansteigt. Dies bedeutet, daß die oben berechnete Intensitätsverteilung auf einem sehr breiten flachen Untergrund sitzt. Erklären läßt sich dieser Streulichtuntergrund durch Oberflächenrauigkeit der Spiegel. Das zentrale herausragende Maximum der Gesamtintensitätsverteilung in der Bildebene bestimmt zwar, welche Details überhaupt noch aufgelöst werden können, aber durch den Streulichtuntergrund wird der Kontrast aller dargestellten Strukturen verschlechtert und damit auch die Auflösung im Sinne der Modulationstransferfunktion verringert.

Da die Halbwertsbreite des zentralen Maximums des Intensitätsprofils aus Abb. 8.2 nicht durch Beugung bestimmt ist, sollen die Auswirkungen der anderen Parameter: Aberrationen, Größe des geometrisch-optischen Bildes der Quelle, Justierfehler, ungenügende Konturengenauigkeit der Spiegel und in Vorwärtsrichtung fokussiertes Streulicht erörtert werden.

Abbildungsfehler des genau justierten Objektivs sind im Vergleich zur Halbwertsbreite sehr klein und können ausgeschlossen werden. In Absch. 8.4 wird gezeigt, daß der minimale Zerstreukreis einen Durchmesser von 600 \AA hat.

Zur weiteren Klärung der Frage werden ergänzende Messungen mit Synchrotronstrahlung im Wellenlängenbereich $600 \text{ \AA} < \lambda < 1400 \text{ \AA}$ herangezogen. Diese Messungen wurden ohne das Kohlenstoff-Filter gemacht. Da die Reflektivität der Spiegelbeläge oberhalb von $\lambda = 600 \text{ \AA}$ sehr viel größer ist als im Interferenzmaximum bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$, trägt ohne das Filter ganz überwiegend der langwellige Spektralbereich zur Abbildung bei. Die Obergrenze von $\lambda = 1400 \text{ \AA}$ wird durch das Kathodenmaterial KCl bestimmt. Da die Zählraten bei diesen Messungen 10^3 -mal höher waren als bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$, wurden sie auch zum Scharfstellen des Mikroskops benutzt.

Abb. 8.5 zeigt das beste Ergebnis einer linearen Abtastung der Rasierklingenkante und die daraus berechnete Intensitätsverteilung in der Bildebene. Die Halbwertsbreite des Intensitätsprofils von $0,65 \text{ \mu m}$ ist durch das geometrische Bild der Zwischenblende von 50 \mu m Durchmesser, 74-mal verkleinert zu deuten. Dieses Bild zeigt, daß die Konturengenauigkeit der Spiegel die Auflösung bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ nicht auf $1,3 \text{ \mu m}$ begrenzt hat, ebensowenig hätte eine kleinere Zwischen-

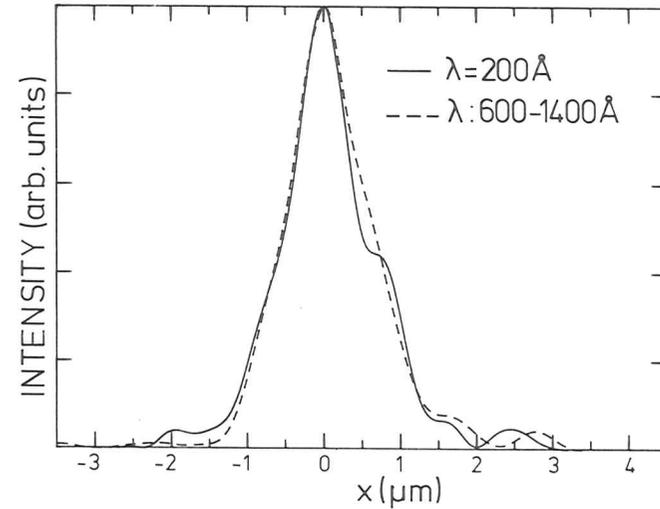


Abb. 8.6 Intensitätsverteilung im vom Schwarzschildobjektiv erzeugten verkleinerten Bild der Quelle, gemessen bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ und bei $600 \text{ \AA} < \lambda < 1400 \text{ \AA}$. Die Justierung des Objektivs blieb nicht über längere Zeit erhalten. Die Messung im Langwelligen erfolgte kurz nach einer Neujustierung, die Messung bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ einige Tage später, es ist bereits wieder eine Veränderung der Justierung zu erkennen.

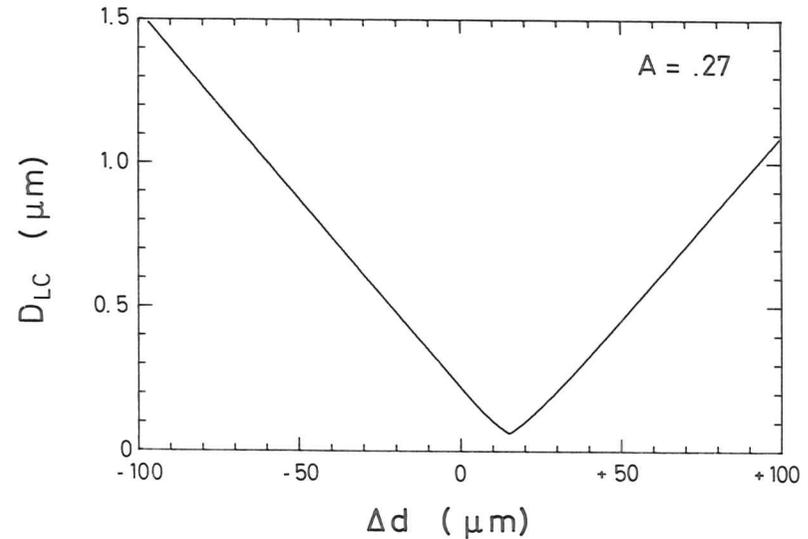


Abb. 8.7 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion der Abweichung Δd von der Konzentrität der Spiegel für das im Prototyp verwendete Schwarzschildobjektiv. Das Optimum wird bei $\Delta d = 15,2 \text{ \mu m}$ mit $D_{LC} = 0,06 \text{ \mu m}$ erreicht.

blende die Auflösung wesentlich verbessert. Zu dem gleichen Urteil über die Konturengenauigkeit der Spiegel kommt man auch nach den Ergebnissen von Staehr (St80). In dieser Arbeit wird mit einem baugleichen Schwarzschildobjektiv gezeigt, daß die Auflösung im Sichtbaren ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) mit 1.2 \mu m beugungsbegrenzt ist und die Beugungsmuster auch im einzelnen sehr gut mit der Theorie übereinstimmen. Daher war zu erwarten, daß zumindest die Konturengenauigkeit auch eine bessere Auflösung bei kürzeren Wellenlängen erlaubt.

Zwischen den Messungen mit Synchrotronlicht im langwelligen Bereich und bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ lagen wegen notwendiger Umbauten an der Apparatur jeweils einige Tage. In dieser Zeit hat sich das Schwarzschildobjektiv jedesmal von selbst dejustiert, und es mußte nach dem in Abschnitt 7.4 beschriebenen Verfahren der konvexe Spiegel neu zentriert werden. Eine Korrektur der Justierung in situ war nicht möglich. Als Ursache der Dejustierung kommen Vibrationen des Objektivs durch Turbomolekularpumpen in Frage (gemessen werden konnte nur bei ausgeschalteten Turbopumpen, da die Vibration die Auflösung um ca. 2000 \AA verschlechterten) oder auf das langsame Lösen von Klebeverbindungen in der Objektivhalterung im Vakuum, da Luftbläschen im Leim ohne den atmosphärischen Gegendruck den Klebstoff langsam auseinanderdrücken.

In Abb. 8.6 wird die aus einer Messung im Langwelligen berechnete Intensitätsverteilung mit der Intensitätsverteilung bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ aus Abb. 8.2 verglichen. Beide Messungen erfolgten im Abstand von wenigen Tagen; das Objektiv wurde zwischendurch nicht neu zentriert. Schon die im Langwelligen gemessene Intensitätsverteilung deutet auf eine schlechtere Justierung als in Abb. 8.5. In der Zeit zwischen den Messungen hat sich die Justierung weiter verändert. Aus dem Vergleich der Kurven kann aber geklärt werden, daß die Breite der Intensitätsverteilung bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ nicht durch in Vorwärtsrichtung gebündeltes Streulicht verursacht ist. Da der Streulichtanteil mit längerer Wellenlänge erheblich abnimmt, müßte die Intensitätsverteilung bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ deutlich breiter sein als im Langwelligen.

Aus diesen Argumenten ergibt sich, daß die Breite des Intensitätsprofils bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ im wesentlichen nur noch durch Justierfehler nach unten begrenzt sein kann. Da die Messungen und insbesondere das Scharfstellen sehr lange dauerten, konnten keine weiteren Versuche zur Verbesserung der Justierung unternommen werden. Im folgenden Abschnitt wird anhand von Strahldurchrechnungen für das

Objektiv gezeigt, wie hoch die Anforderungen an die Justiergenauigkeit sind.

8.4 Strahldurchrechnungen

Mit dem im Anhang beschriebenen Programm zur Strahldurchrechnung (vgl. auch Absch. 7.4) werden die optimalen Justierparameter des verwendeten Schwarzschildobjektivs berechnet und untersucht, wie sich Justierfehler auf die Abbildungsleistung auswirken.

Es wird von einer Punktquelle auf der optischen Achse ausgegangen. Da das Objektfeld bei einem Rastermikroskop nur so groß wie die Zwischenblende (50 \mu m Durchmesser) ist, ändern sich die Abbildungseigenschaften über so ein kleines Objektfeld nur unwesentlich. Analog zu der Arbeitsweise mit dem Mikroskop wird in den Rechnungen die Objektweite (Abstand Punktquelle - konvexer Spiegel) konstant gehalten und der minimale Zerstreukreis für jede Einstellung gesucht entsprechend dem Scharfstellen des Mikroskops. Die Ebene des minimalen Zerstreukreises wird als Bildebene des Objektivs bezeichnet. Die geometrischen Parameter des Objektivs sind in Tab. 7.1 zusammengestellt.

In Abb. 8.7 wird der Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion des Abstandes der beiden Spiegel entlang der optischen Achse dargestellt. Dabei wird der Nullpunkt der Abszisse durch die konzentrische Lage der Spiegel festgelegt, Δd gibt die Abweichung von der Konzentrität an. Die Kurve hat ein Minimum bei $\Delta d_{opt} = 15.2 \text{ \mu m}$, der minimale Zerstreukreis ist dort $D_{LC} = 600 \text{ \AA}$. Aber schon eine Dejustierung von 80 \mu m vergrößert D_{LC} auf 1 \mu m . Das Auftreten eines Zerstreukreises anstelle eines stigmatischen Bildes ist eine Folge der sphärischen Aberration, für festen Abstand der Spiegel ist D_{LC} eine Funktion des Öffnungswinkels des zur Abbildung verwendeten Strahlenbündels. In Abb. 8.8 ist der Zusammenhang von sphärischer Aberration und Öffnungswinkel näher erläutert. Aufgetragen ist die transversale sphärische Aberration (TSA), d.h. der Abstand des Durchstoßpunktes eines Strahls durch die Bildebene zur optischen Achse, als Funktion von $\sin \alpha$, wobei α der Neigungswinkel des Strahls zur optischen Achse auf der Bildseite ist. Dies ist gezeigt für verschiedene Werte des Parameters Δd . In der Gauß'schen Bildebene läßt sich die TSA in eine Potenzreihe nach $\sin \alpha$ entwickeln, in der aus Symmetriegründen nur ungerade Glieder ab 3. Ordnung auftreten (We74). Bei unkorrigierten Systemen kann die TSA im allgemeinen bereits durch das Glied 3. Ordnung

beschrieben werden, in unserem Fall bewirken die Glieder höherer Ordnung ein Zurückbiegen der Kurve zur Nulllinie. Betrachtet man die TSA nicht in der Gaußebene, sondern in einer dazu verschobenen Bildebene, so muß die Potenzreihenentwicklung um ein lineares Glied erweitert werden. Dies erklärt den linearen Verlauf der Kurven für kleine Werte von $\sin\alpha$. Der zentral abgeschattete Bereich ist in Abb. 8.8 gekennzeichnet; es zeigt sich, daß die maximale TSA durch die zentrale Abschattung nur gering verringert wird, d.h. die Korrektur des Öffnungsfehlers wird durch die annulare Apertur nur unwesentlich verbessert.

In Abb. 8.9 wird die Intensität im minimalen Zerstreukreis als Funktion seines Radius für die gleichen Werte des Parameters Δd dargestellt. Danach steigt das Intensitätsprofil zum Rand hin an, für nicht optimales Δd ist der Anstieg schwächer. Wäre das tatsächliche Intensitätsprofil nur durch den Öffnungsfehler bestimmt, so würde man das Mikroskop nicht genau auf die Ebene des minimalen Zerstreukreises scharf stellen, sondern etwas daneben, wo der Zerstreukreis zwar größer ist, der Hauptteil der Intensität aber näher am Zentrum liegt. Trotzdem stellt D_{LC} eine gute Möglichkeit zur Charakterisierung der Abbildungseigenschaften dar.

Als nächstes soll der Einfluß der Zentrierung des konvexen Spiegels betrachtet werden. Eine Verschiebung des konvexen Spiegels um einen Betrag Δy_m (vgl. Abb. 7.4) senkrecht zur Symmetrieachse des Konkavspiegels verschiebt die Symmetrieachse der beiden Krümmungskugeln. Man kann diese als neue optische Achse auffassen und hat eine extrem außeraxiale Abbildung mit asymmetrischer Apertur und einem veränderten Wert für die Abweichung von der Konzentrität $\Delta d' = C_2 C_1'$. In Abb. 8.10 wird das Muster der Durchstoßpunkte durch die Bildebene für das optimal justierte Objektiv und ein um $\Delta y_m = 2 \mu\text{m}$ verstelltes Objektiv gezeigt. Es wurden 800 Strahlen, die statistisch über die Apertur verteilt waren, durchgerechnet. In Abb. 8.10 A erkennt man deutlich das Intensitätsprofil aus Abb. 8.9 mit dem Anstieg am Rand des Zerstreukreises. Die Verschiebung um $\Delta y_m = 2 \mu\text{m}$ weitet die Zerstreufigur auf 2000 \AA Ausdehnung auf. Man kann links noch einen Teil des ursprünglichen Zerstreukreises erkennen. Diese Verstellung kann die Schulter in der von uns gemessenen Intensitätsverteilung im Fokus bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ (Abb. 8.2) erklären.

Um die Darstellung zu vereinfachen, werden auch diese nicht mehr rotations-symmetrischen Flächen engster Einschnürung durch einen minimalen Zerstreukreis charakterisiert; es ist der kleinste Kreis, der alle Punkte einschließt.

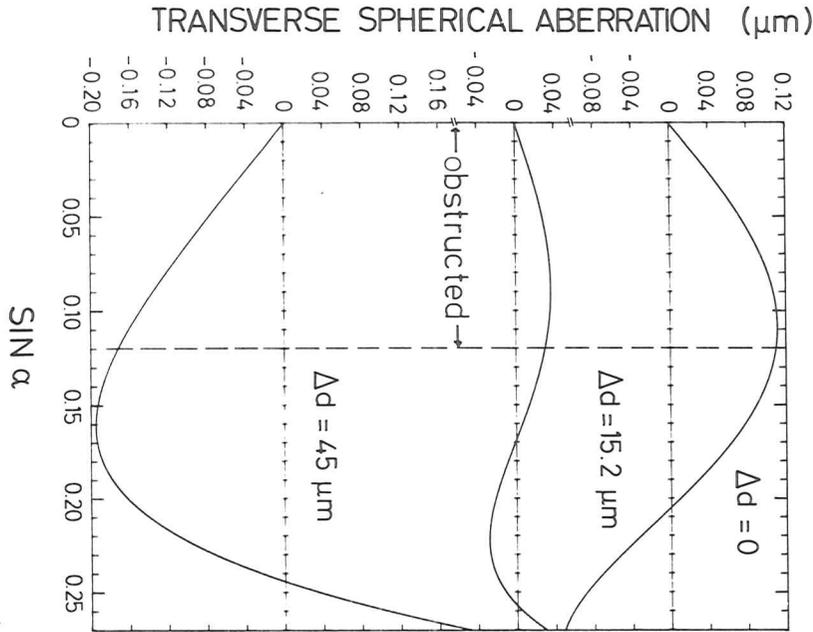


Abb. 8.8 Transversale sphärische Aberration, d.h. Abstand des Durchstoßpunktes eines Strahles durch die Bildebene zur optischen Achse, als Funktion von $\sin\alpha$, wobei α der Neigungswinkel zur optischen Achse auf der Bildseite ist, für verschiedene Werte der Abweichung Δd von der Konzentrität. Objektivparameter: siehe Tab. 7.1

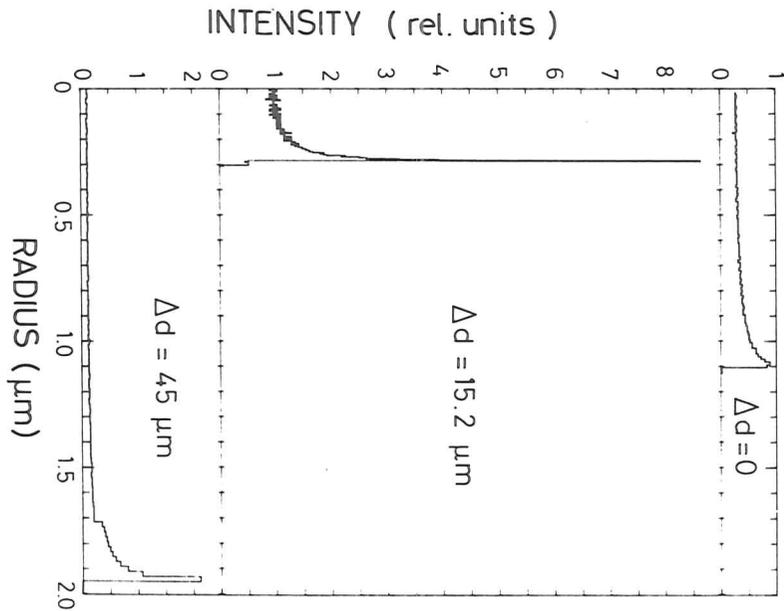


Abb. 8.9 Intensitätsprofil im minimalen Zerstreukreis als Funktion seines Radius für die gleichen Werte der Abweichung Δd von der Konzentrität wie in Abb. 8.8.

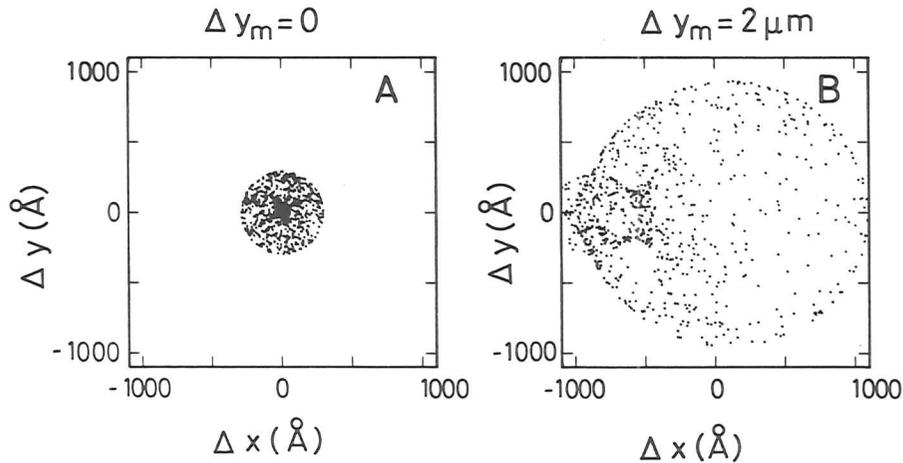


Abb. 8.10 Durchstoßpunkte durch die Bildebene von 800 statistisch über die Apertur verteilten Strahlen bei einem optimal justierten Schwarzschildobjektiv (A) und einem um $\Delta y_m = 2 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 7.4) dezentriertem Objektiv. Objektivparameter wie beim Prototyp (siehe Tab. 7.1).

Abb. 8.11 zeigt den Durchmesser des minimalen Zerstreukreises als Funktion der Verschiebung Δy_m des Konvexspiegels senkrecht zur optischen Achse mit Δd als Parameter. Bereits eine Verschiebung um $5 \mu\text{m}$ reicht aus, um den Zerstreukreis auf $0.5 \mu\text{m}$ oder mehr aufzuweiten. Diese starke Auswirkung einer sehr geringen Verschiebung des Konvexspiegels erklärt, warum eine Dejustierung des Objektivs so häufig auftreten konnte.

Als weiterer möglicher Justierfehler muß noch diskutiert werden, welche Auswirkungen es hat, wenn die Punktquelle sich nicht auf der optischen Achse des in sich justierten Objektivs befindet. Bei einer solchen außeraxialen Abbildung ist im allgemeinen das Koma der schwerste Abbildungsfehler, da das Koma direkt proportional zum Abstand des Objektes von der optischen Achse ist, während die übrigen Abbildungsfehler nur vom Quadrat des Abstandes abhängen (We74). Das Koma 3. Ordnung verschwindet aber im konzentrischen Aufbau und da die optimale Einstellung nur wenig von der Konzentrizität abweicht, ist das Bildfeld in diesem Fall recht groß und ein Abstand der Punktquelle von 10 mm von der Achse vergrößert den minimalen Zerstreukreis nur um ca. 10%.

Ein direkter Vergleich der Intensitätsprofile aus Rechnung und Messung ist schwierig, da die gemessenen Intensitätsprofile eine Faltung der Intensitätsübertragungsfunktion, d.h. der von einer Punktquelle verursachten Intensitätsverteilung in der Bildebene, mit dem geometrisch-optischen Bild der Zwischenblende darstellt. Hinzu kommt, daß die Intensitätsübertragungsfunktion auch noch modifiziert wird durch Abweichungen der Spiegelflächen von der Idealkontur. Die Statistik in den Meßkurven war nicht gut genug, um eine Entfaltung sinnvoll erscheinen zu lassen. Aber die Strahldurchrechnungen zeigen, daß entweder ein Abweichen um $80 \mu\text{m}$ vom optimalen Abstand der Spiegel oder eine Verschiebung um $9 \mu\text{m}$ senkrecht zur optischen Achse schon genügen, um eine Aufweitung des minimalen Zerstreukreises von 600 \AA Durchmesser auf $1 \mu\text{m}$ zu erklären. Beide Werte liegen an der Grenze der Einstellgenauigkeit im Sichtbaren nach dem in Abschnitt 7.4 beschriebenen Verfahren.

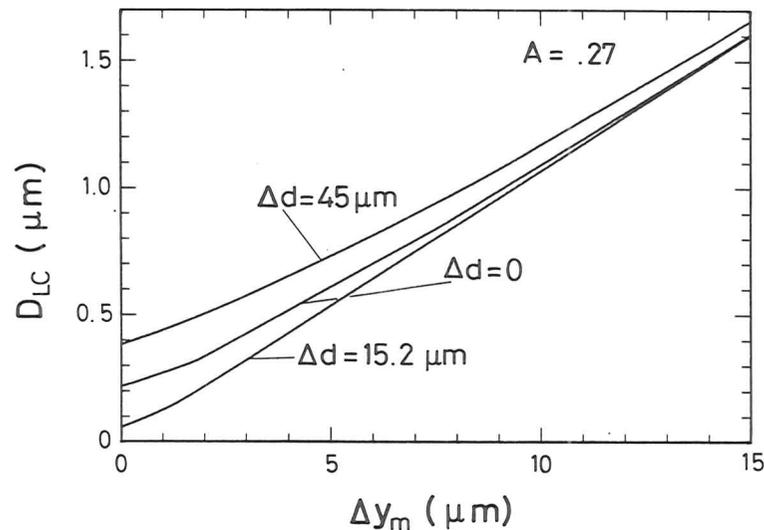


Abb. 8.11 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion der Verschiebung Δy_m des Konvexspiegels senkrecht zur optischen Achse (vgl. Abb. 7.4) für verschiedene Abweichungen Δd von der Konzentrizität. Objektivparameter wie beim Prototyp (siehe Tab. 7.1).

8.5 Bilder von einer Zonenplatte

Um die Auflösung des Mikroskops an einem Objekt zu testen, wurde eine Zonenplatte mit freitragenden Golddrähten bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ mikroskopiert. In Abb. 8.12 sind die linearen Abtastkurven dargestellt. Das obere Bild zeigt einen Ausschnitt nahe der Mitte der Zonenplatte, wo der Abstand aufeinanderfolgender gleichartiger Ringe 7.2 \mu m beträgt. Die Messung dauerte 1 Stunde. Links ist ein Loch in der Zonenplatte, die Intensität dort kann zur Beurteilung des Kontrastes dienen. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß die Intensität in größerer Entfernung noch leicht ansteigt (vgl. Abb. 8.4). Der Kontrast der Abbildung ist kleiner als bei der Rasierklingenkante (vgl. Abb. 8.2), obwohl die Zonen breiter sind als die angegebene Intensitätsverteilung. Dies läßt sich nicht mit einem stark von eins abweichenden Strich-Lücke-Verhältnis erklären, da der Hub sowohl nach unten als auch nach oben gleich weit verkürzt ist.

Die untere Abbildung zeigt einen Ausschnitt mehr am Rande der Zonenplatte, die Periodizität beträgt dort nur noch 3.5 \mu m . Die Abtastgeschwindigkeit für dieses Bild wurde um einen Faktor 4 verlangsamt, um die Zählstatistik zu verbessern. Die Messung dauerte 2 Stunden. Bei der halben Periodenlänge hat sich der Kontrast erheblich verschlechtert. Als mögliche Erklärung läßt sich anführen: Vibrationen der freistehenden Zonenplatte, ungenügende Scharfstellung (da sehr zeitaufwendig) und eine weitere Dejustierung des Objektivs gegenüber der in Abb. 8.2 dargestellten Messung.

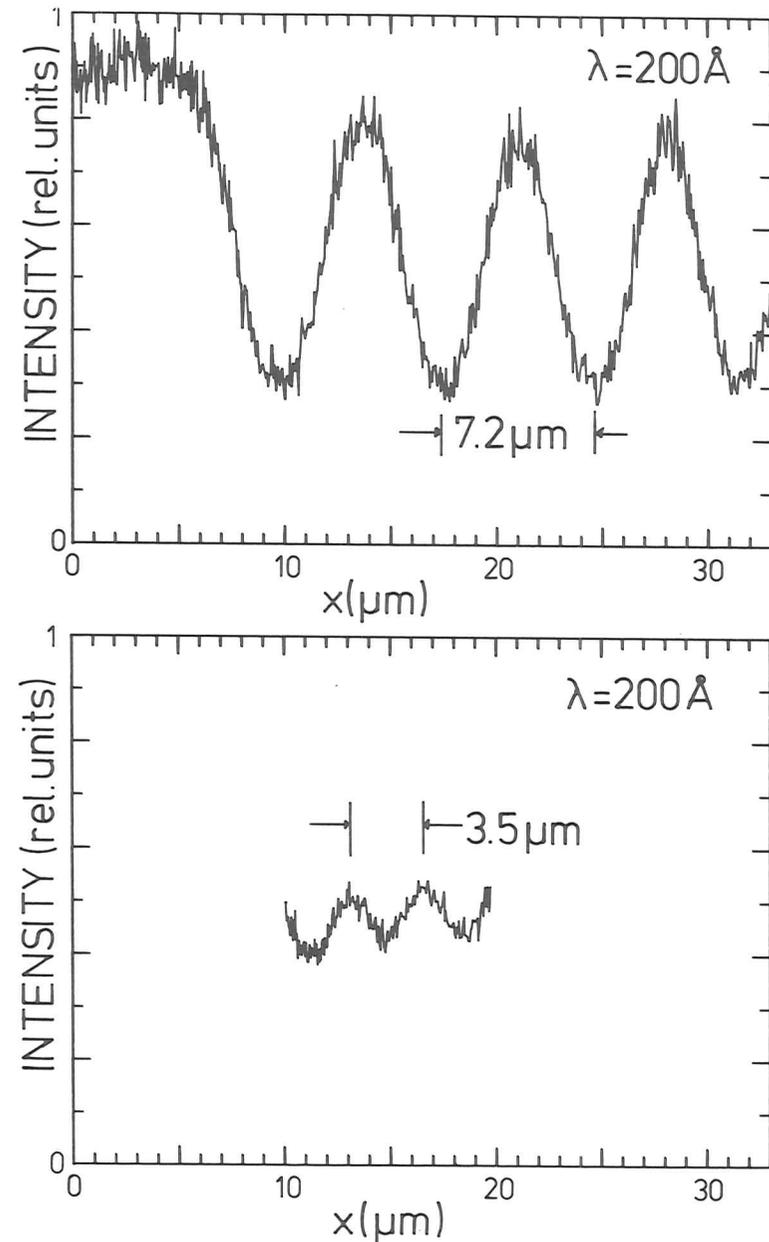


Abb. 8.12

Lineare Abtastung einer Fresnel'schen Zonenplatte (freitragend aus Au) mit 7.2 \mu m Periodizität nahe der Mitte der Zonenplatte (oben) und 3.5 \mu m Periodizität in der Nähe des Randes (unten). Die Intensitätseinheiten für beide Bilder sind vergleichbar, die Abtastgeschwindigkeit für das untere Bild war um einen Faktor 4 verlangsamt, um ausreichende Statistik zu erhalten. Die Meßzeiten betragen 1 h (oben) und 2 h (unten).

9. Abschätzung der Weiterentwicklungsmöglichkeiten

Um die in Kap. 6 zusammengestellten Vorteile der Mikroskopie mit weicher Röntgenstrahlung nutzen zu können, ist es notwendig, daß das Mikroskop im Spektralbereich $\lambda < 100 \text{ \AA}$ verwendet werden kann, wobei dem Bereich $23 \text{ \AA} < \lambda < 44 \text{ \AA}$ für die Untersuchung wäßriger Proben besondere Bedeutung zukommt. Allerdings sind auch auf dem Gebiet der Licht- und Elektronenmikroskopie eine ganze Reihe von speziellen Verfahren entwickelt worden um Fragestellungen anzugehen, von denen man sich mit der Röntgenmikroskopie einfachere Lösungen erhofft. Deshalb ist außer dem vorteilhaften Kontrastmechanismus auch die Auflösung von Bedeutung; sie muß erheblich besser sein als die des Lichtmikroskops und der des Elektronenmikroskops nicht zu weit unterlegen sein. Bisher ist es nur mit der Kontaktmikroskopie gelungen, im weichen Röntgengebiet eine Auflösung nahe der Beugungsgrenze zu erreichen (FSTB77).

Das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops ist durch die numerische Apertur der Objektivs von maximal $A = 1.4$ (für die Untersuchung wäßriger Proben maximal $A = 1.2$) gegeben und beträgt je nach Wellenlänge des Lichts ca. 2000 \AA (Cl67). Für ein direkt mit Röntgenstrahlung vergrößerndes Mikroskop ist eine Steigerung um mindestens einen Faktor 5 anzustreben, damit die Vorteile den erheblichen technischen Aufwand rechtfertigen.

Ausgehend von den vorliegenden Erfahrungen soll in diesem Kapitel erörtert werden, ob unser Konzept von sphärischen Spiegeloptiken mit Mehrschichtinterferenzbelägen für senkrechten Lichteinfall so weiterentwicklungsfähig ist, daß folgende Ziele erreicht werden können: (1) 300 \AA Auflösung und (2) Anwendungsmöglichkeit von $\lambda = 100 \text{ \AA}$ bis mindestens zur Kohlenstoff-Kante bei $\lambda = 44 \text{ \AA}$.

9.1 Auflösung

In Absch. 7.4 war bereits darauf hingewiesen worden, daß es im Prinzip mit einem Schwarzschildobjektiv möglich ist, einen Zerstreukreis von nur 9 \AA Durchmesser zu erreichen. Es wurde dabei von einem konzentrischen Spiegelobjektiv mit einer Brennweite von $f = 20 \text{ mm}$ und einem Abbildungsmaßstab von $V = 100$ ausgegangen und dann für jeden Krümmungsradius R_1 der optimale Abstand der Spiegel bestimmt. In Abb. 9.1 ist dies ausführlicher dargestellt. Für Objektivs mit numerischer Apertur $A = 0.2$, $A = 0.3$ und $A = 0.4$ ist der Durch-

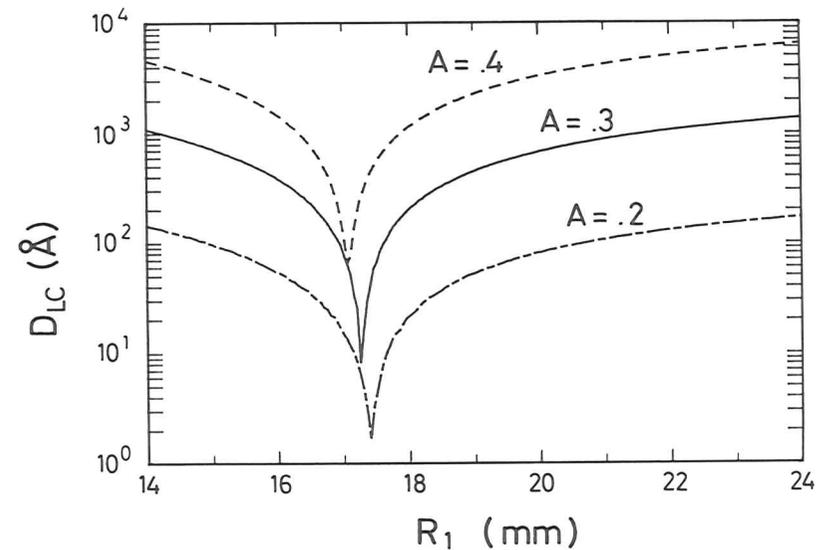


Abb. 9.1 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion des Krümmungsradius des konvexen Spiegels für verschiedene numerische Aperturen A . Ausgehend von Objektivs, die in konzentrischer Montierung 100-mal verkleinern und eine Brennweite von $f = 20 \text{ mm}$ haben, wird dann der Abstand der Spiegel optimiert (siehe Abb.9.2).

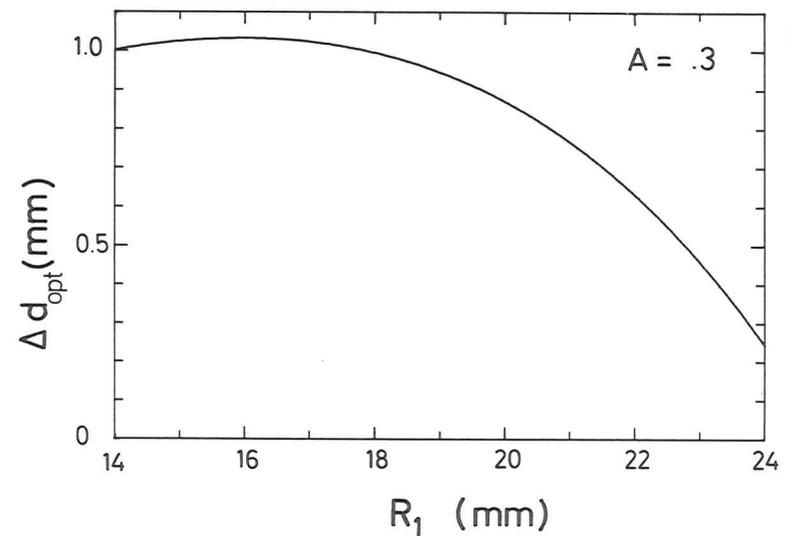


Abb. 9.2 Optimaler Abstand Δd_{opt} der Spiegel im Schwarzschildobjektiv als Funktion des Krümmungsradius R_1 des Konvexspiegels. Δd_{opt} führt auf die in Abb. 9.1 gezeigten Werte des minimalen Zerstreukreises für $A = 0.3$. $\Delta d_{opt} = 0$ entspricht einem konzentrischen Aufbau.

messer des minimalen Zerstreukreises als Funktion von R_1 aufgetragen. Die Kurven zeigen scharfe Minima in der Nähe von $R_1 = 17$ mm. Für ein Objektiv mit $A = 0.2$ läßt sich ein optimaler Zerstreukreis von $D_{LC} = 2 \text{ \AA}$ Durchmesser erreichen, aber auch mit einem viermal lichtstärkeren Objektiv mit $A = 0.4$ gilt $D_{LC} = 82 \text{ \AA}$ im Minimum. Der Vorteil einer Apertur von nur 0.2 ist, daß für alle Werte von R_1 der Durchmesser des minimalen Zerstreukreises kleiner als 300 \AA ist; die Wahl von R_1 kann also noch durch andere Kriterien bestimmt werden. Für die um 0.1 größeren Aperturen ist D_{LC} jeweils rund zehnmal größer.

Als Ergänzung zu Abb. 9.1 ist in den Abb. 9.2, 9.3 dargestellt, wie sich die Objektivparameter der optimalen Einstellung als Funktion von R_1 verändern. Die optimale Abweichung von der Konzentrizität Δd_{opt} ist in Abb. 9.2 für die numerische Apertur $A = 0.3$ dargestellt, der Unterschied zu anderen Aperturen ist sehr klein. In Abb. 9.3 sind weitere geometrische Parameter wie der Krümmungsradius R_2 des Konkavspiegels und die Durchmesser der beiden Spiegel D_1, D_2 gezeigt. Auch die Brennweite ändert sich mit R_1 , da sie durch die Optimierung des Spiegelabstandes verändert wird. Diese Brennweitenänderung ist bei konstanter Objektweite mit einer Änderung des Abbildungsmaßstabes verknüpft, der sich von $V = 128$ bei $R_1 = 14$ mm auf $V = 102$ bei $R_1 = 24$ mm verringert, doch sind diese Veränderungen für unsere Berechnung optimaler Spiegelparameter unbedeutend. Auch die lineare zentrale Abschattung ändert sich als Funktion von R_1 von fast 60% bei $R_1 = 14$ mm auf 46% bei $R_1 = 24$ mm. Dies hat nur geringe Auswirkungen auf die Intensität. Die wichtigsten Parameter der optimalen Spiegelkonfigurationen sind in Tab. 9.1 zusammengestellt.

Die geometrisch-optische Berechnung von Konfigurationen mit Zerstreukreisdurchmessern kleiner als 100 \AA beweist noch nicht, ob solche Optiken wirklich nahezu beugungsbegrenzt abbilden können. Zusätzlich müssen die optischen Weglängendifferenzen für verschiedene Strahlen berechnet werden. Für die optimalen Konfigurationen aus Abb. 9.1 ist in Abb. 9.4 der Gangunterschied von Strahlen mit Neigungswinkel α gegen die optische Achse relativ zu einem Strahl mit $\alpha = 0$ dargestellt. Für $A = 0.2$ ist der Gangunterschied in der annularen Apertur (durchgezogene Linie) kleiner als 0.03 \AA , für $A = 0.3$ kleiner als 0.3 \AA und für $A = 0.4$ ungefähr 8 \AA . Das bedeutet, daß mit einem Schwarzschildobjektiv vom Prinzip her auch für das ultraweiche Röntgengebiet der Öffnungsfehler bei mittleren Aperturen so weit reduziert werden kann, daß auf der Achse eine nahezu beugungsbegrenzte Abbildung möglich ist.

Tablle 9.1 Geometrische Parameter eines optimalen Schwarzschildobjektives für verschiedene numerische Aperturen. Die Objektweite (Abstand Punktquelle - konvexer Spiegel) beträgt 2000 mm.

	Numerische Apertur			
	A	0.2	0.3	0.4
Durchmesser des minimalen Zerstreukreises	$D_{LC} (\text{Å})$	2	9	82
Krümmungsradius des konvexen Spiegels	$R_1 (\text{mm})$	17.40	17.25	17.05
Krümmungsradius des konkaven Spiegels	$R_2 (\text{mm})$	-30.80	-30.33	-29.72
Durchmesser des konvexen Spiegels	$D_1 (\text{mm})$	6.9	10.3	13.6
Durchmesser des konkaven Spiegels	$D_2 (\text{mm})$	18.3	26.8	34.5
Optimale Abweichung von der Konzentrizität	$\Delta d_{opt} (\text{mm})$	1.0132	1.0171	1.0222
Brennweite	f (mm)	17.37	17.31	17.22
Abbildungsmaßstab	V	115	116	116
Lineare zentrale Abschattung	ZA(%)	55	55	56

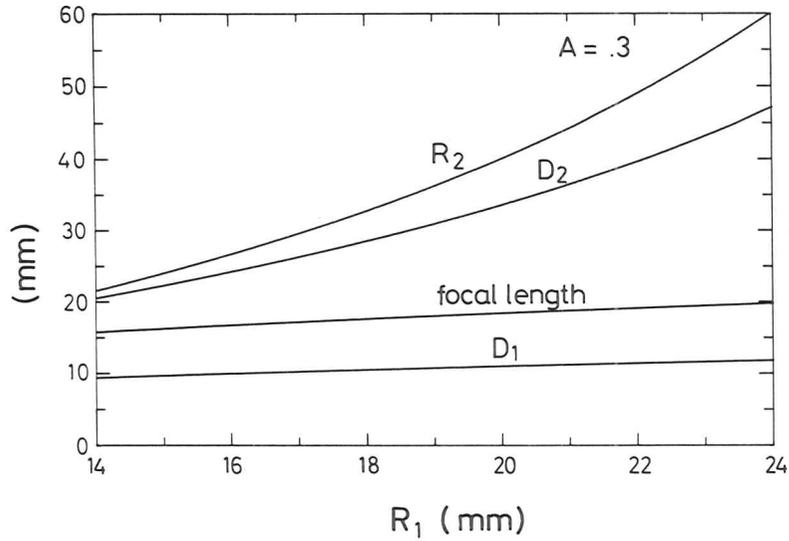


Abb. 9.3 Krümmungsradius R_2 und Durchmesser D_2 des Konkavspiegels, Durchmesser des Konvexspiegels und Brennweite als Funktion von R_1 , berechnet für die optimalen Objektivinstellungen aus Abb. 9.1. Die dargestellten Parameter hängen von R_1 und Δd_{opt} (Abb. 9.2) ab.

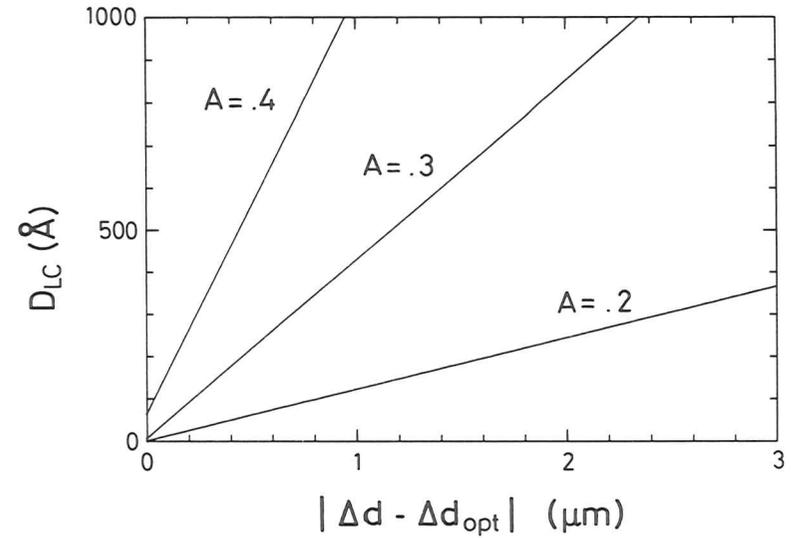


Abb. 9.5 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} in Abhängigkeit von der Abweichung von dem optimalen Abstand der Spiegel $|\Delta d - \Delta d_{opt}|$ für Objektive mit den gemäß Abb. 9.1 günstigsten Werten für R_1 .

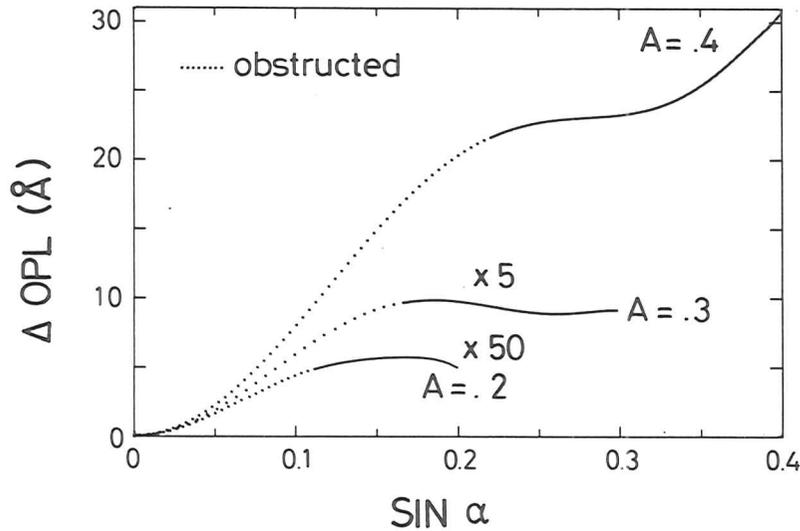


Abb. 9.4 Optische Weglängendifferenzen ΔOPL vom Objekt bis zur Bildebene als Funktion von $\text{sin } \alpha$, wobei α der Neigungswinkel der Strahlen gegen die optische Achse im Bildraum ist. Die zentral abgeschatteten Bereiche sind gepunktet dargestellt. Die Werte für $A = 0.3$ und $A = 0.2$ sind 5- bzw. 50-mal vergrößert dargestellt.

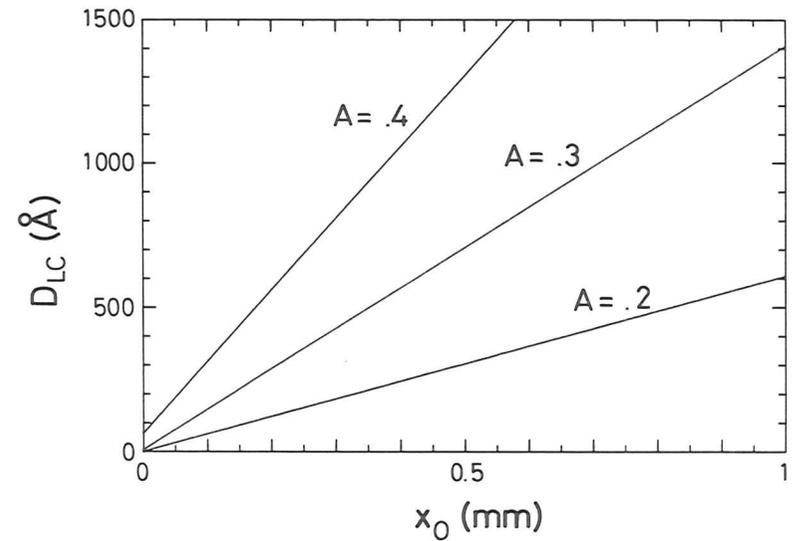


Abb. 9.6 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion des Abstandes x_0 des Objekts zur optischen Achse für Objektive mit den gemäß Abb. 9.1 günstigsten Werten für R_1 .

Die Erfahrungen mit dem Prototyp des Mikroskops haben jedoch gezeigt, daß die Justierung eines solchen Zweispiegelsystems sehr schwierig ist, und unter Umständen die erreichbare Auflösung bestimmt. Deshalb wurde der Einfluß von Dejustierungen für die optimalen Konfigurationen untersucht. Die Auswirkung einer Verstellung des Abstandes der Spiegel Δd ist in Abb. 9.5 dargestellt. Selbst bei der kleinsten Apertur reicht eine Abweichung um $2.5 \mu\text{m}$ vom optischen Abstand aus, um den minimalen Zerstreukreisdurchmesser auf 300 \AA zu vergrößern. Die Auswirkung einer nicht genau auf der optischen Achse liegenden Quelle wird in Abb. 9.6 gezeigt. Es ist der Zerstreukreisdurchmesser D_{LC} als Funktion des Abstandes x_0 der Quelle von der optischen Achse aufgetragen. Für $A = 0.2$ darf die Quelle höchstens 0.5 mm von der Achse entfernt sein, damit $D_{LC} < 300 \text{ \AA}$ ist. Diese Anforderung ist nicht allzu schwer durch eine gute Vorjustierung des Objektivs zu erfüllen. Bezüglich der Anwendung des Objektivs für ein direkt abbildendes Mikroskop kann man aus Abb. 9.6 ablesen, daß man bei gleicher Anforderung an die Auflösung mit dem Abbildungsmaßstab $V = 115$ (vgl. Tab. 9.1) nur ein $4.3 \mu\text{m}$ großes Gesichtsfeld hätte, was 145 Auflösungselementen entspricht.

Wie aus Abb. 9.7 hervorgeht, erfordert die Zentrierung des konvexen Spiegels die größte Genauigkeit. Es ist der Zerstreukreisdurchmesser D_{LC} als Funktion der Verschiebung Δy_m des konvexen Spiegels senkrecht zur optischen Achse (vgl. Absch. 8.4 und Abb. 7.4) aufgetragen. Eine Dezentrierung $\Delta y_m = 0.25 \mu\text{m}$ hat bei einem Objektiv mit $A = 0.2$ eine Aufweitung des minimalen Zerstreukreises auf 300 \AA zur Folge, d.h. die Justiertoleranz ist kleiner als 10 Auflösungselemente. Einschränkend muß bemerkt werden, daß sich die Justiertoleranzen vergrößern, wenn man anstelle des Durchmessers des minimalen Zerstreukreises die Breite des Intensitätsprofils, beschrieben durch einen Kreis, der einen bestimmten Anteil aller Strahlen einschließt, betrachtet.

Diese Ergebnisse führen zu der Frage, ob es möglich ist, eine Konfiguration zu finden, die eine geringere Idealauflösung hat, aber unempfindlicher gegen Justierfehler ist. Um dieser Frage nachzugehen, ist in Abb. 9.8 für ein Objektiv mit numerischer Apertur $A = 0.2$ der minimale Zerstreukreis als Funktion von R_1 über einen großen Bereich dargestellt. Zusätzlich sind die Zerstreukreise für dejustierte Konfigurationen aufgetragen, wobei jeweils eine der folgenden Verstellungen angenommen wurde: (1) der Spiegelabstand ist um $|\Delta d - \Delta d_{opt}| = 10 \mu\text{m}$ verstellt, (2) die Quelle hat einen Abstand von

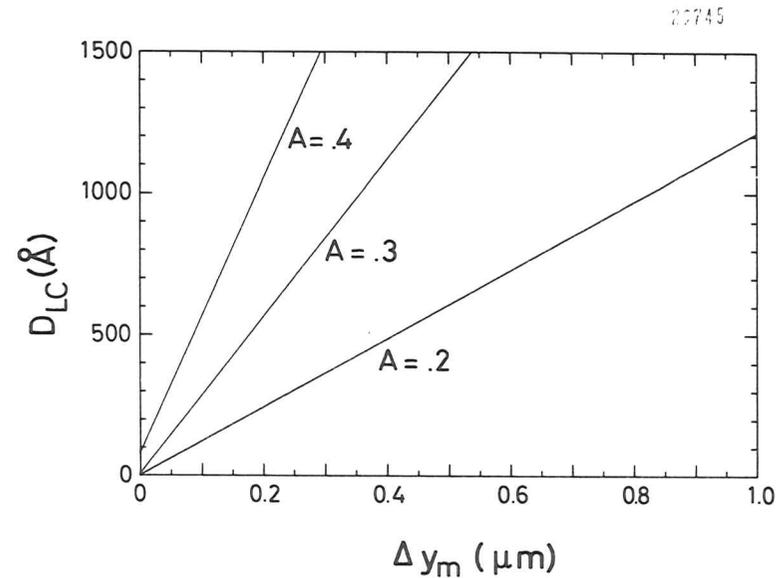


Abb. 9.7 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} in Abhängigkeit von der Verschiebung Δy_m des Konvexspiegels senkrecht zur optischen Achse für Objektive mit den gemäß Abb. 9.1 günstigsten Werten für R_1 .

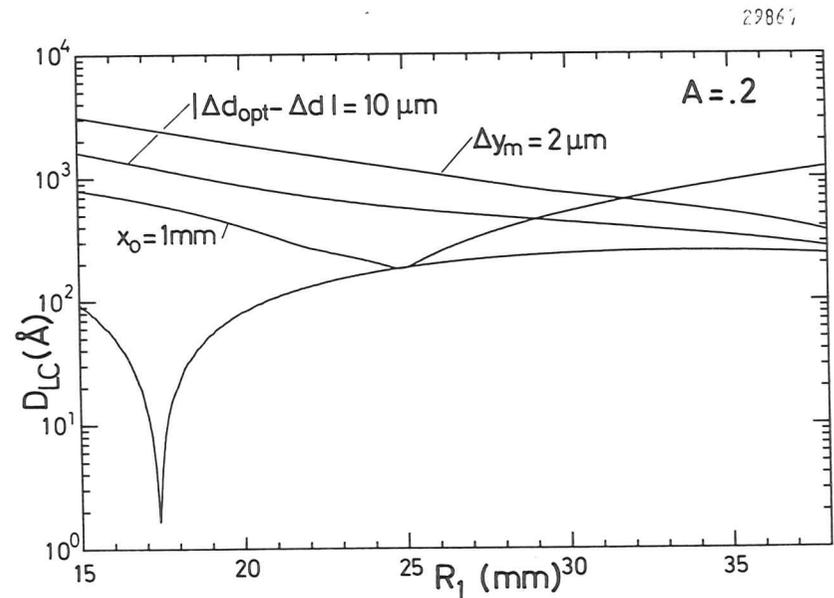


Abb. 9.8 Durchmesser des minimalen Zerstreukreises D_{LC} als Funktion von R_1 (vgl. Abb. 9.1) für ein ideal justiertes Objektiv mit $A = 0.2$ und für Objektive, die entweder um $|\Delta d_{opt} - \Delta d| = 10 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 9.5), oder $\Delta y_m = 2 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 9.7) oder $x_0 = 1 \text{ mm}$ (vgl. Abb. 9.6) dejustiert sind.

$x_o = 1$ mm von der optischen Achse und (3) der konvexe Spiegel ist um $\Delta y_m = 2 \mu\text{m}$ dezentriert. Die Abb. 9.8 zeigt, daß diese Dejustierungen ausreichen, um das Minimum von D_{LC} völlig zum Verschwinden zu bringen. Der Einfluß einer außeraxialen Abbildung der Quelle wird für $R_1 = 24.8$ mm zu Null, was zu verstehen ist, da dort $\Delta d_{opt} = 0$ ist und die konzentrische Konfiguration die Bedingung (7.1) erfüllt, so daß die Seidelschen Aberrationen verschwinden. Die Auswirkung einer Dejustierung von Δd und Δy_m verringert sich für wachsendes R_1 beträchtlich. Dies hat aber eine Grenze, da bei vorgegebener Brennweite f gilt: $R_1 < 2f$. Da die axiale Justierung der Quelle am einfachsten ist, liegt das Optimum, vom Justierstandpunkt aus betrachtet, bei großen Werten von R_1 .

In Tab. 9.2 ist dies für $R_1 = 38$ mm näher erläutert. Es wird ein Objektiv mit höchstem Auflösungsvermögen (SO_1) und eins mit gleicher Apertur aber möglichst großem R_1 (SO_2) verglichen. Als Maß für die Justiertoleranz ist in der Tabelle angegeben, wie weit man die einzelnen Parameter verstellen darf, so daß der Zerstreukreisdurchmesser kleiner als 300 \AA bleibt. Bei Δd läßt sich ein Faktor 7 gewinnen, bei Δy_m ein Faktor 4. Von der Auflösungsbegrenzung durch die Beugung her gesehen, ist auch eine numerische Apertur $A = 0.1$ noch ausreichend, um für $\lambda < 50 \text{ \AA}$ eine Auflösung besser als 300 \AA zu erreichen. Deshalb ist in Tab. 9.2 auch noch ein Objektiv mit $A = 0.1$ und großem Krümmungsradius $R_1 = 38$ mm aufgenommen. Bei diesem Objektiv erhöhen sich die Justiertoleranzen um mehr als eine Größenordnung.

Verglichen mit einer Spiegelkonfiguration für optimale Auflösung ist mit einer Konfiguration mit großem R_1 vorteilhaft eine sehr viel geringere zentrale Abschattung verbunden, aber auch ein sehr großer Durchmesser des konkaven Spiegels, was die Herstellung erschwert (Zahlenwerte siehe Tab. 9.2).

9.2 Konturengenauigkeit und Oberflächenrauigkeit

Fehler in der Konturengenauigkeit und Oberflächenrauigkeit sind beides Abweichungen von der idealen Form der Spiegel. Die Unterscheidung ist nicht scharf, sondern an den Verfahren ausgerichtet, mit denen man ihren Einfluß auf die Abbildung berechnet. Im Prinzip läßt sich das reflektierte Wellenfeld in Fraunhofer-Näherung durch Fouriertransformation der Oberfläche berechnen. Da aber die genaue Form der Oberfläche nicht bekannt ist, müssen Näherungen benutzt werden.

Tabelle 9.2

Vergleich der Auswirkung von Dejustierungen auf verschiedene Spiegelobjektive

SO_1 ist nach minimalen Zerstreukreis ausgesucht, SO_2 nach größten Justiertoleranzen. Der Vergleich von SO_2 und SO_3 zeigt den Einfluß der Apertur auf die Justiertoleranzen.

Parameter der Objektive	SO_1	SO_2	SO_3
Apertur	A	.2	.1
Durchmesser des minimalen Zerstreukreises	$D_{LC} (\text{\AA})$	2	236
Krümmungsradius des konvexen Spiegels	$R_1 (\text{mm})$	17.4	38.0
Krümmungsradius des konkaven Spiegels	$R_2 (\text{mm})$	-30.8	-760.0
Optimale Abweichung von der Konzentrität	$\Delta d_{opt} (\text{mm})$	1.01	- 26.16
Lineare zentrale Abschattung	ZA (%)	55	19
Durchmesser des konkaven Spiegels	$D_2 (\text{mm})$	18.3	324
<u>Maximale Dejustierung, so daß $D_{LC} < 300 \text{ \AA}$</u>			

Abweichung vom optimalen Spiegelabstand	$ \Delta d - \Delta d_{opt} (\mu\text{m})$	2.5	17.8	364.0
Abstand der Punktquelle von der optischen Achse	$x_o (\text{mm})$.49	.09	1.05
Verschiebung des konvexen Spiegels senkrecht zur optischen Achse	$\Delta y_m (\mu\text{m})$.25	1.1	13.0

Mit Oberflächenrauigkeit bezeichnet man solche Abweichungen von der idealen Form, deren Periodizitäten sehr viel kleiner als die Spiegel-dimensionen sind. Diese Abweichungen lassen sich statistisch beschreiben und daraus der Anteil des spekulär reflektierten Lichtes und die Winkelverteilung des Streulichtes berechnen (vgl. Absch. 2.2). Abweichungen mit Periodizitäten von der gleichen Größenordnung wie die Spiegelausdehnung werden Konturenfehler genannt. Da sie sich nicht oft genug wiederholen, ist eine statistische Beschreibung nicht möglich. Man kann aber die individuelle Kontur für einen ganzen Spiegel z.B. interferometrisch vermessen und daraus das reflektierte Wellenfeld berechnen.

Konturengenauigkeit

Da Konturenfehler im obigen Sinne nicht statistisch beschreibbar sind, läßt sich ihr Einfluß auf die Abbildungseigenschaften nicht generell beschreiben. Die folgende Überlegung soll trotzdem dazu dienen, den Zusammenhang von Konturengenauigkeit und Auflösung abzuschätzen.

Die Idealkontur eines Spiegels sei so beschaffen, daß die Aberrationsabweichungen klein gegenüber dem Durchmesser des zentralen Beugungsscheibchens sind. Dann ist der optische Weg für alle Strahlen von der Quelle zum Zentrum des Airyscheibchens gleich. Weicht ein Teil der Spiegeloberfläche um einen Betrag h in der Höhe von der Idealkontur ab, so haben die von diesem Spiegelteil ausgehenden Wellenzüge A_h einen Gangunterschied von $2h \cos \beta$ in der Bildebene, wobei β der Einfallswinkel gegen die Normale ist. Falls dieser Gangunterschied $\lambda/2$ beträgt, so interferiert der Anteil A_h im Airyscheibchen destruktiv mit den übrigen nicht phasenverschobenen Wellenzügen. Die dem Airyscheibchen genommene Intensität findet sich im ersten dunklen Beugungsring wieder, wo die Interferenz aller Wellenzüge beim Idealspiegel zur Auslöschung führt, der Anteil A_h dagegen konstruktiv mit dem Rest interferiert. Ist die um h abweichende Zone des Spiegels ausreichend groß, so weitet ein Gangunterschied von $\lambda/2$ den Durchmesser des zentralen Lichtflecks um die Hälfte auf. Falls die Spiegeloberfläche keine Sprünge aufweist, ist mit einer Höhenabweichung auch ein Neigungsfehler verbunden. Bei einer Höhenabweichung $h = \lambda$ ist der Neigungsfehler gerade so groß, daß der Hauptanteil der Intensität des vom geneigten Spiegelement reflektierten Lichts nicht in das Airyscheibchen gelangt, sondern in den ersten Beugungsring, in dessen Richtung auch ein an der geneigten Spiegelzone geometrisch-optisch

gerechneter Strahl läuft. Verallgemeinert man diese Überlegung, so wird bei einem Gangunterschied von

$$2h \cos \beta = m\lambda \tag{9.1}$$

das Beugungsscheibchen in einen m -mal so großen Lichtfleck aufgeweitet. Mit dem Durchmesser r_1 des ungestörten Beugungsscheibchens aus Gl. (8.2), der nach dem Rayleigh-Kriterium identisch mit dem Auflösungsvermögen ist, gilt als Abschätzung für das durch Konturenfehler der Größe h begrenzte Auflösungsvermögen

$$\delta_K \approx \frac{h \cos \beta}{A} \tag{9.2}$$

Da die numerische Apertur A bei fester Brennweite ein Maß für den Durchmesser des Spiegels ist, besagt die Beziehung (9.2), daß es auf das Verhältnis von Höhenabweichung und Spiegeldurchmesser ankommt.

Für ein Schwarzschildobjektiv mit zwei Reflexionen bei senkrechtem Lichteinfall gilt dann

$$\delta_K = \frac{2h}{A} \tag{9.3}$$

wobei h die Konturenabweichung eines Spiegels ist.

Die Messung der Konturengenauigkeit von Spiegeln erfolgt üblicherweise interferometrisch (SS76). Die größte Genauigkeit erreicht man mit Vielstrahlinterferenzen, jedoch ist dazu eine Verspiegelung des Prüflings notwendig, weshalb sich diese Methode nicht für eine Kontrolle während des Schleifens eignet. Ohne Verspiegelung sind nur Zweistrahlinterferenzverfahren möglich, deren Genauigkeit auf $\lambda/10$ bis $\lambda/20$ beschränkt ist. Die Messung der Konturengenauigkeit von Konkavspiegeln ist mit Hilfe des Foucault'schen Schneidentests bis auf $h < \lambda/100$ möglich (Li55, Ba67), wobei eine Verspiegelung nicht unbedingt notwendig ist. Bei Konvexspiegeln kann man nur das gleichzeitig entstehende Gegenstück auf diese Weise prüfen. Da alle Testverfahren üblicherweise mit sichtbarem Licht arbeiten, läßt sich eine Höhenabweichung $h \approx 50 \text{ \AA}$ mit diesen Techniken erreichen, woraus sich nach Gl. (9.3) eine Begrenzung des Auflösungsvermögens auf $\delta_K = 500 \text{ \AA}$ für ein Objektiv mit $A = 0.2$ ergibt.

Interferometrische Tests mit Synchrotronstrahlung im Wellenlängenbereich um 500 \AA , wo noch keine Mehrschichtbedampfung notwendig ist, könnten die Genauigkeit des Tests wesentlich erhöhen.

Bei diesen extremen Anforderungen an die Konturengenauigkeit ist auch die Langzeitstabilität des Spiegelmaterials von großer Bedeutung. Diese Frage wird von Franks et al. (FGLP80) für verschiedene Materialien näher untersucht.

Oberflächenrauigkeit

Wie in Abschnitt 2.2 näher erläutert, wird der Anteil des spekulär reflektierten Lichts nur von der Oberflächenrauigkeit bestimmt, während die Winkelverteilung des Streulichts von der Ortsfrequenz der Unebenheiten, beschrieben durch die Autokorrelationsfunktion, abhängt. Die Messung der Oberflächenrauigkeit ist entweder direkt mit einem Profilmeßinstrument mit einer Abtastspitze (EB79, RJEB80), einem Nomarski-Interferenzmikroskop (KL79), einem Auflichtinterferenzmikroskop (Li77, Le78), einem Stereomikroskop (Fr78, RJEB80) und interferometrisch, z.B. nach der "FECO"-Methode (fringes of equal chromatic order) (BE76, Ho70a) möglich, oder indirekt durch Messung des integralen oder winkelaufgelösten Streulichts im Sichtbaren (Ho70b, HP77) oder Ultravioletten (RSBJ77) bei senkrechtem Lichteinfall und im weichen Röntgengebiet (Le78, KL79, RJEB80) bei streifendem Einfall. Mit Hilfe von skalaren oder vektoriellen Theorien (vgl. Absch. 2.2) können aus den Streulichtmessungen Parameter der Oberflächenstruktur berechnet werden, um so die Ergebnisse für andere Wellenlängen und Einfallswinkel zu verallgemeinern. Die zitierten Untersuchungen zeigen, daß die besten Poliererergebnisse mit Quarzglas, Kanigen (chemisch aufgebracht Nickel) und Siliziumcarbid zu erreichen sind, und die Rauigkeit der besten Proben zwischen $\sigma = 3 \text{ \AA}$ (Ho70a, Ho70b, HP77, Le78, KL79, RJEB80) und $\sigma = 6 \text{ \AA}$ (Be76, RSBJ77) liegt. Typische Werte für die Rauigkeit gut polierter Proben liegen jedoch zwischen 10 \AA und 20 \AA .

Die zitierten Rauigkeitsmessungen sind alle an ebenen Proben durchgeführt worden. Da der Schlifprozeß für sphärische Flächen dem für ebene Flächen sehr ähnlich ist, besteht die Aussicht, daß sich vergleichbare Ergebnisse auch für sphärische Spiegel erzielen lassen. Von Lenzen (Le78) wird angegeben, daß die Übertragung der Poliertechnik von ebenen Flächen auf asphärische

Flächen die Oberflächenrauigkeit von $\sigma = 3 \text{ \AA}$ auf $\sigma \sim 10 \text{ \AA}$ erhöht habe. Weiterhin stellt sich die Frage, wie die Oberflächenrauigkeit und das Streulicht von einer Bedampfung mit rund 100 Schichten verändert wird. Theoretisch läßt sich wahrscheinlich zeigen, daß der Einfluß der zusätzlichen durch die Mehrschichtbedampfung erzeugten Rauigkeit auf das Streulicht abnimmt, da mit steigender Schichtzahl die Grenzflächen zwischen den Schichten näher an die Knoten des stehenden Wellenfeldes heranrücken (vgl. Absch. 2.2). Experimentell konnte gezeigt werden, daß die Winkelabhängigkeit der Reflektivität bei einer Bedampfung von 11 Schichten ReW/C auf chemisch polierte Si-Einkristalle sich durch eine effektive Rauigkeit von $\sigma = 3 \text{ \AA}$ interpretieren läßt (Absch. 4.2.3). Der beobachtete Trend zu verringerter effektiver Rauigkeit mit wachsender Schichtzahl (SSH80) konnte inzwischen von Spiller (Sp80) genauer bestätigt werden. So beginnt bei Schichtzahlen größer 50 der Unterschied in der Reflektivität bei Bedampfung auf verschieden raue Substrate abzunehmen, was zu der Abschätzung führt, daß eine Substratrauigkeit von $\sigma = 8 \text{ \AA}$ gerade noch ausreichend ist, um auch im weichen Röntgengebiet noch gute Reflektivität bei senkrechtem Lichteinfall zu erhalten. Aus diesem Grund kann es sich erweisen, daß die Mehrschichtbedampfung nicht nur zur Erhöhung der Reflektivität, sondern ebenso zur Verringerung des Streulichts notwendig ist.

Der Anteil des spekulär reflektierten Lichts hängt extrem empfindlich von der Größe der Oberflächenrauigkeit im Verhältnis zur Wellenlänge ab. Für die besten Proben mit $\sigma = 3 \text{ \AA}$ ergibt sich bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$ und senkrechtem Lichteinfall noch 56% spekulärer Anteil. Die doppelte Rauigkeit, die noch annähernd im Fehlerbereich der Messungen liegt, verringert die nützliche Reflektivität auf 10% und die als typisch zu betrachtenden Werte von $\sigma = 10 \text{ \AA}$ würden nur noch 0.2% spekulären Anteil am gesamt reflektierten Licht ergeben. Für ein Schwarzschildobjektiv mit 2 Reflexionen bei nahezu senkrechtem Lichteinfall sind diese Werte noch zu quadrieren.

Das gestreute Licht reduziert aber nicht nur die nützliche Reflektivität, sondern der dicht um den spekulär reflektierten Strahl orientierte Anteil des Streulichts, der auf Unebenheiten mit großer Periodenlänge zurückzuführen ist, wird mit in den Detektor gelangen und den Kontrast der Abbildung verringern.

Bei der Herstellung von abbildenden Spiegeln ergibt sich die besondere Schwierigkeit, daß es keine ausreichend empfindlichen Methoden gibt, die Rauigkeit während des Polierens zu kontrollieren, sondern daß nur das fertige, bedampfte Objektiv im Mikroskopaufbau auf Streulicht untersucht werden kann.

9.3 Ausbeute des Mikroskops

Die Ausbeute des Mikroskops wird bestimmt durch die spekulare Reflektivität der optischen Komponenten, insbesondere die der beiden Spiegel des Schwarzschildobjektives. Der Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf die spekulare Reflektivität wurde im vorigen Abschnitt behandelt, deshalb wird in diesem Abschnitt nur von Reflektivitätswerten berechnet nach den Fresnel-formeln für ideal glatte Oberflächen ausgegangen.

Um abzuschätzen, welche optimalen Ausbeutewerte für ein mehrschichtbedampftes Spiegelobjektiv im Wellenlängenbereich um 50 \AA zu erwarten sind, greifen wir auf die Ergebnisse der Rechnungen für Au/C und Ag/C aus Kapitel 5 zurück. Für die Anwendung in der Mikroskopie ist anstelle hoher Reflektivität im Maximum vielmehr eine hohe mittlere Reflektivität in einem Spektralband bestimmter Breite notwendig. In Abb. 9.9 ist deshalb das Produkt aus maximaler Reflektivität R_{\max} und relativer (voller) Halbwertsbreite $\Delta\lambda/\lambda$ als Funktion der Periodenzahl für Au/C und Ag/C aufgetragen. Aus dem Vergleich mit der Abbildung 5.3 geht hervor, daß die so angenäherte integrale Reflektivität verhältnismäßig schneller ansteigt als die maximale Reflektivität und bereits bei 50 Perioden (Au/C) bzw. 100 Perioden (Ag/C) ein Maximum erreicht und für große Periodenzahlen wieder leicht abfällt. Ab einer Mindestperiodenzahl von ca. 30 (Au/C) bzw. 70 (Ag/C) kann man deshalb bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$ davon ausgehen, daß die integrale Reflektivität nur noch schwach von der Periodenzahl abhängt. Die Ausbeute des Mikroskops ist daher weitgehend unabhängig davon, welche Anforderungen man an die Bandbreite stellt. Es ist nur die Schichtzahl entsprechend zu wählen. Für Au/C läßt sich aus Abbildung 9.9 ablesen, daß für Periodenzahlen größer 30 mindestens 24% Reflektivität mal 1% Bandbreite bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$ theoretisch möglich sind. Bei zweimaliger Reflexion verringert sich die Bandbreite um ungefähr einen Faktor $\sqrt{2}$, deshalb kann für ein mit Au/C bedampftes Schwarzschildobjektiv eine Ausbeute bis zu 4% mal 1% Bandbreite erwartet werden. Unterhalb der Kohlenstoff K-Kante läßt sich im Prinzip mit Ag/C bei $\lambda = 34 \text{ \AA}$ noch 1/3 dieses Wertes erreichen, mit Au/C noch 1/25 bei $\lambda = 30 \text{ \AA}$.

Der Gewinn an Intensität gegenüber einem Spiegelobjektiv mit einer opaken Metallschicht ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Bandbreite, die man für die Anwendung benötigt. Zum Erzielen eines materialspezifischen Kontrastes scheint eine Bandbreite von ca. 10% ausreichend (Ki79). Andere Anwendungen,

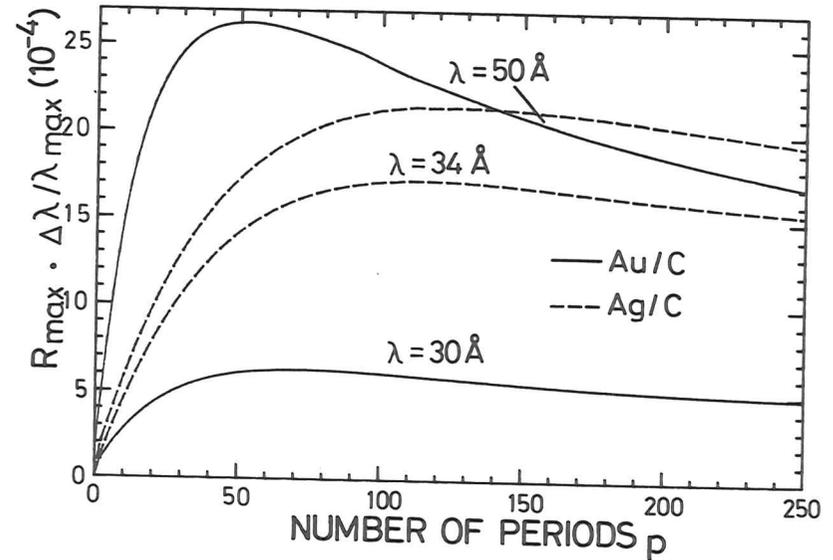


Abb. 9.9 Produkt aus Reflektivität R_{\max} im Interferenzmaximum und relativer Halbwertsbreite $\Delta\lambda/\lambda_{\max}$ des Maximums für Mehrschichtbeläge aus Au/C und Ag/C als Funktion der Gesamtzahl der Perioden p . Dieses Produkt ist ein Maß für die integrale Reflektivität.

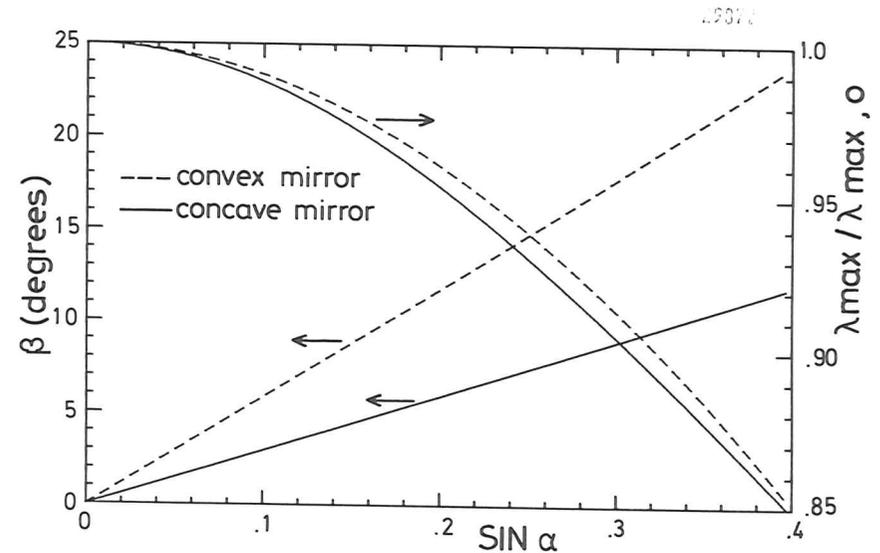


Abb. 9.10 Einfallswinkel β auf den konvexen und konkaven Spiegel eines Schwarzschildobjektives (Parameter Tab. 9.1, $A = 0.4$) für Strahlen, die den Winkel α mit der optischen Achse im Bildraum bilden. Bedeutung von $\lambda_{\max}/\lambda_{\max,0}$ siehe Text.

wie die Methode des differentiellen Kontrastes erfordern schmalere Bänder, aber meist im Zusammenhang mit kontinuierlicher Durchstimmbarkeit, die aber bei einem mehrschichtbedampften Spiegelobjektiv nicht möglich ist. Nimmt man die Bandbreite von 10% als Maßstab, so beträgt der Intensitätsgewinn gegenüber einer Bedampfung mit einer einzelnen dicken Goldschicht ($R = 0.0067\%$) bei Mehrschichtbedampfung mit Au/C einen Faktor 6.3×10^4 .

Da eine Mindestzahl von 30 Perioden notwendig ist, um eine gute integrale Reflektivität, egal bei welcher Bandbreite, zu erreichen, ist die tatsächliche Bandbreite kleiner als 3% (vgl. Abb. 5.4). Es stellt sich daher die Frage, ob es überhaupt möglich ist, die beiden Spiegel des Schwarzschildobjektives so zu bedampfen, daß von beiden Spiegeln genau der gleiche Spektralbereich maximal reflektiert wird. Die erste Schwierigkeit besteht darin, daß ein durch das Objektiv laufender Strahl unter verschiedenen Winkeln auf die beiden Spiegel fällt. Dies ist in Abb. 9.10 genauer dargestellt. Es sind die Einfallswinkel β auf den konvexen und konkaven Spiegel als Funktion von $\sin \alpha$ aufgetragen, wobei α der Neigungswinkel ist, den der Strahl mit der optischen Achse im Bildraum bildet. Für die Rechnungen wurden die Parameter eines Spiegelobjektives mit optimaler Auflösung bei einer numerischen Apertur von $A = 0.4$ gewählt (siehe Tab. 9.1), aber die Ergebnisse sind typisch für alle Spiegelobjektive mit gleichem Abbildungsmaßstab und auch die Werte für kleinere Aperturen lassen sich direkt ablesen. Es zeigt sich, daß der Einfallswinkel auf den konvexen Spiegel etwa doppelt so groß ist wie der auf den Konkavspiegel; für ein Objektiv mit numerischer Apertur $A = 0.4$ bedeutet dies für einen Randstrahl $\beta_1 \sim 24^\circ$ und $\beta_2 = 12^\circ$. Die Lage der Reflexionsmaxima ist dann um 7% gegeneinander verschoben und bei 3% Bandbreite der Reflexionsmaxima gibt es praktisch keinen Überlapp mehr. Glücklicherweise wird dieser Effekt aber weitgehend dadurch kompensiert, daß auch die Schichtdicke gemessen in Richtung der Flächennormalen nicht konstant ist. Nimmt man an, die Aufdampfbedingungen seien so gewählt, daß ein ebener Spiegel völlig gleichmäßig bedampft würde, was sich durch eine flächige Quelle, großen Abstand des Spiegels von der Quelle oder Bewegung des Spiegels während der Bedampfung erreichen läßt, dann nimmt die Schichtdicke auf einem gekrümmten Spiegel, gemessen in Richtung der Flächennormalen zum Rand hin ab. Ebenso wie eine Vergrößerung des Einfallswinkels, verschiebt auch eine Verringerung der Schichtdicken das Reflexionsmaximum zu kürzeren Wellenlängen, da $\lambda_{\max} \sim \cos \beta \cdot P$ (P : Periodenlänge). Der erste Effekt ist beim Konkavspiegel stärker, der andere Effekt beim Konkavspiegel. In Abb. 9.10 ist gezeigt, um welchen Faktor sich die Lage

des Reflexionsmaximums im Vergleich zu seiner Lage bei $\beta = 0^\circ$ und nomineller Schichtdicke verschiebt, wenn beide Effekte berücksichtigt werden. Der Unterschied zwischen den beiden Spiegeln ist immer kleiner als 1%, der Überlapp der Reflexionskurven für denselben Strahl also gut, jedoch ändert sich der maximal reflektierte Spektralbereich mit dem Neigungswinkel α , der gegen die optische Achse im Bildraum gemessen ist. Berücksichtigt man noch die zentrale Abschattung und die Tatsache, daß Justierprobleme nur Aperturen kleiner als 0.2 sinnvoll erscheinen lassen, so ist die Vergrößerung der Bandbreite hinter dem Schwarzschildobjektiv nur geringfügig.

9.4 Schlußfolgerungen für ein verbessertes Mikroskop

Es konnte anhand von Strahldurchrechnungen demonstriert werden, daß es im Prinzip möglich ist, sogar im weichen Röntgengebiet mit einem Schwarzschildobjektiv in einem Rastermikroskop beugungsbegrenzte Auflösung bis zu numerischen Aperturen von $A = 0.4$ zu erreichen. Die Anforderung an die Justierung der beiden Spiegel ist aber extrem hoch. Es gibt jedoch Objektivparameter mit etwas geringerer Auflösung im richtig justierten Zustand aber besserer Auflösung bei kleinen Dejustierungen. Beschränkt man sich weiterhin auf Aperturen kleiner 0.2, so lassen sich die Justiertoleranzen erheblich senken. Die erreichbare Auflösung ist zweitens von der Konturengenauigkeit abhängig. Die Testverfahren für sphärische Spiegel gestatten eine Kontrolle der Formabweichung auf ca. 50 \AA , was eine Auflösung von etwa 500 \AA ermöglichen sollte. Diese Anforderung geht aber erheblich über das hinaus, was üblicherweise von der optischen Industrie angeboten wird.

Rechnungen zur integralen Reflektivität von Mehrschichtinterferenzspiegeln haben gezeigt, daß mit 30 bis 50 Perioden bereits annähernd optimale integrale Ausbeute zu erreichen ist. Das Problem der Schichtdickenkontrolle für solche Schichtzahlen kann im Prinzip durch das in Zusammenarbeit mit E. Spiller entwickelte Verfahren der Messung der Reflektivität im weichen Röntgengebiet während der Bedampfung als gelöst betrachtet werden, wenn es auch noch eine Reihe von technischen Schwierigkeiten zu überwinden gibt, ehe dieses Verfahren mit reproduzierbaren Ergebnissen für die Bedampfung von teuren abbildenden Spiegeln im ganzen Wellenlängenbereich unter $\lambda = 100 \text{ \AA}$ angewendet werden kann. Geht man von Materialien mit bekannten optischen Konstanten (HGK75), wie z.B. Gold oder Silber in Kombination mit Kohlenstoff aus, so lassen sich kurz vor dem Einsatz der Kohlenstoff-K-Kante Ausbeutewerte von bis zu 4% bezogen auf 1% Bandbreite erreichen und im biologisch noch interessanteren Bereich hinter

der Kante noch 0.1 - 1%. Es bedarf jedoch noch weiterer Untersuchungen, um festzustellen, welche Materialien einerseits günstige optische Konstanten in diesem Bereich haben und andererseits auch genügend glatte Schichten bilden.

Das wahrscheinlich schwerwiegendste Problem ist die Oberflächenrauigkeit der Spiegel, die bei senkrechtem Lichteinfall benutzt werden. Superpolierte ebene Spiegel haben eine Rauigkeit zwischen $\sigma = 3 \text{ \AA}$ und $\sigma = 10 \text{ \AA}$. Diese Spannweite entscheidet aber gerade über die Anwendbarkeit der Spiegel, da in einem Fall bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$ 25% nützliche Ausbeute des Objektivs im Verhältnis zur theoretischen erreicht werden kann und im anderen Fall nur ein nützlicher Anteil von 4×10^{-6} . Es bestehen aber Aussichten, daß die Mehrschichtbedampfung auch das Streulicht verringern. Die Poliertechniken in der optischen Industrie befinden sich zur Zeit insbesondere wegen der Entwicklung von Hochleistungsspiegeln für Laser in rascher Entwicklung. Der endgültige Test der Rauigkeit ist nur im fertig zusammengebautem Mikroskop durchführbar.

Wenn man die skizzierten Techniken für die Herstellung und Bedampfung optischer Komponenten nutzt und entsprechende Tests durchgeführt hat, scheint der Aufbau eines verbesserten Mikroskops mit dem Ziel, im Wellenlängenbereich um $\lambda = 50 \text{ \AA}$ eine Auflösung besser als 1000 \AA zu erreichen, möglich. Die verbesserte Version sähe der Prinzipskizze in Abb. 7.1 sehr ähnlich und hätte eine numerische Apertur von ungefähr $A = 0.15$. Bei dieser Apertur wären die Spiegelparameter gemäß Absch. 9.1 nur entsprechend einem Kompromiß zwischen Justiertoleranz und Durchmesser des Konkavspiegels zu wählen, da die Auflösung des ideal justierten Objektivs für beliebige Spiegelparameter kleiner als 100 \AA wäre. Je nach der Spektralverteilung der Synchrotronstrahlungsquelle müßte der Aufbau eventuell durch einen ebenen Vorspiegel ergänzt werden, der als Tiefpaßfilter die teuren fokussierenden Spiegel vor der harten Röntgenstrahlung schützt (HSK80). Da die Absorption weicher Röntgenstrahlung in Luft gering ist, bei $\lambda = 90 \text{ \AA}$ transmittiert eine 0.5 mm dicke Luftschicht 30%, bei $\lambda = 50 \text{ \AA}$ transmittiert sie 70%, kann sich die Probe zwischen 2 dünnen Fenstern aus Kohlenstoff oder einer organischen Folie an Luft befinden. Diese Fenster haben nur einen Durchmesser von etwa 50 \mu m . Außer der Probe kann sich dann auch der Rastermechanismus an Luft befinden.

Die Vorjustierung des Mikroskops kann im Sichtbaren bei Beleuchtung der Lochblende im Zwischenbild erfolgen, die endgültige Justierung muß im Gegensatz zum Prototyp in situ möglich sein. Der erste Schritt ist die Ausrichtung des Konkavspiegels, so daß der Mittelpunkt seiner Apertur, sein Krümmungsmittelpunkt und die Lochblende im Zwischenbild die optische Achse definieren. Für die weitere Justierung wird dann nur noch der konvexe Spiegel verschoben, und zwar in zwei Richtungen senkrecht zur optischen Achse zum Zentrieren und einer parallel zur optischen Achse zum Einstellen des günstigsten Abstandes der Spiegel. Zentrierung und Abstandseinstellung müssen dann nacheinander wiederholt durchgeführt werden. Für die Feinjustierung des Konkavspiegels in der Größenordnung von Mikrometern oder Bruchteilen davon bieten sich piezoelektrische Stallelemente an. Im Sichtbaren kann die Justierung entweder als optisches Rastermikroskop mit einem sehr kleinen Loch in einer Folie als Objekt erfolgen (St80) oder vielleicht noch günstiger und schneller in Analogie zum Foucault'schen Schneidentest (Li55, Ba67), der direkte Beobachtung erlaubt.

Um die Zählrate eines solchen Mikroskops abzuschätzen, gehen wir beispielhaft von DORIS als Lichtquelle aus. Bei den Maschinenparametern $E = 3.5 \text{ GeV}$ und $I = 250 \text{ mA}$ beträgt die Strahlungsdichte im Photonenenergiebereich $E_{ph} = 250 \text{ eV}$ 5×10^{20} Photonen / (sec cm^2 sterad eV) (Ku74). Bei einer Auflösung von 500 \AA und einer numerischen Apertur von $A = 0.15$ kann das Mikroskop ein Phasenraumelement von $1.4 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$ sterad akzeptieren. Die Ausbeute des Schwarzschildobjektivs beträgt maximal 4% integriert über die Bandbreite, zu berücksichtigen sind ferner zwei Spiegel für streifenden Einfall mit je 50% Reflektivität. Die Absorption in den Fenstern und der Luftschicht wird zusammen mit einem Faktor 0.1 in Rechnung gestellt. Es ergibt sich eine Zählrate von 1.7×10^6 Pulse/sec. Dieser Wert muß noch um etwa eine Größenordnung nach unten korrigiert werden, um die Verluste durch Streulicht zu berücksichtigen. Bei einer Zählrate von 10^5 Pulse/sec könnten rund 1000 Bildpunkte pro Sekunde abgerastert werden (Ki79), für ein Bild mit 500×500 Bildpunkten bräuchte man dann ca. 4 Minuten.

10. Vergleich mit anderen Verfahren der Röntgenmikroskopie

10.1 Kontaktmikroskopie

Die Kontaktmikroskopie (CN60, Gu78) ist die älteste Methode der Röntgenmikroskopie, da sie ohne optisches Element für Röntgenstrahlung auskommt. Das Objekt wird in direkten Kontakt mit einer Photoplatte gebracht und mit annähernd parallelem Licht bestrahlt. Diese 1:1 Kopie wird anschließend lichtoptisch vergrößert. Das Auflösungsvermögen ist durch das Korn des Films und die Beugung beim Lichtmikroskop beschränkt. Die wesentliche Verbesserung dieses Verfahrens gelang Feder et al. (FSST76) mit der Verwendung von praktisch kornfrei arbeitendem Photoresist für Röntgenstrahlung (SS72) anstelle von Filmplatten. Durch die Absorption von Photonen und die Stöße von Photoelektronen werden die langen Molekülketten des Resists zerstücktelt und daher seine Löslichkeit verändert. Beim "Entwickeln" werden die belichteten Teile schneller gelöst als die unbelichteten und dabei das Absorptionsprofil der Probe in ein Höhenprofil im Resist umgewandelt. Durch Bedampfung mit einer dünnen Metallschicht wird die Oberfläche leitfähig gemacht und dann läßt sich das Höhenprofil mit einem Rasterelektronenmikroskop stark vergrößert betrachten. Diese Methode hat viele Schritte mit der Röntgenlithographie (SEFG76, FS77, SFT78) gemeinsam, die für die Herstellung hochintegrierter Halbleiterschaltkreise von großer technischer Bedeutung ist.

Das Auflösungsvermögen wird durch Halbschatteneffekte, Fresnelbeugung am Objekt, Reichweite der Photoelektronen im Resist und das Rastermikroskop bestimmt (Gu78). Mit Synchrotronstrahlungsquellen können Halbschatteneffekte vernachlässigt werden, da wegen der hohen Kollimation der Strahlung im großen Abstand von der Quelle belichtet werden kann. Schätzt man den Einfluß der Beugung im einfachsten Fall durch Fresnelbeugung an einer scharfen Kante des Objekts, das einen Abstand a zum Photoresist hat, ab, so gilt für den Abstand r_n des ersten hellen Beugungsstreifens von dem geometrischen Bild der Kante

$$r_n = \sqrt{a\lambda} \quad (10.1)$$

Will man bei $\lambda = 40 \text{ \AA}$ eine Auflösung besser als 100 \AA erreichen, darf der Abstand a nicht größer als 2500 \AA sein bzw. nur eine Schicht dieser Dicke wird scharf abgebildet. Während sich der Einfluß der Beugung für kurze Wellenlängen verringert, vergrößert sich dafür die Reichweite der im Resist erzeugten Photoelektronen, die ihrerseits wieder Bindungen aufbrechen können.

Das Optimum liegt im Wellenlängenbereich zwischen 20 \AA und 40 \AA , wo auch das Absorptionsvermögen des Resists relativ groß ist (enthält hauptsächlich C). Das Auflösungsvermögen beträgt dort etwa 50 \AA ; solche Strukturen sind mit einem sehr guten Rasterelektronenmikroskop gerade noch darstellbar. Für hohe Auflösung hat sich der relativ unempfindliche Resist PMMA (Polymethylmethacrylat) als besonders geeignet erwiesen. Von Feder et al. (FSTB77) konnte damit eine Auflösung von ca. 100 \AA an einer biologischen Probe demonstriert werden.

Wegen der Beugungseffekte kann höchste Auflösung nur mit einer sehr dünnen Resistschicht erreicht werden. In einer solchen Schicht werden aber weniger als 1% der Photonen absorbiert, was zu einer ungünstig hohen Strahlenbelastung der Probe führt (SF77, Sp79). Bei breitbandiger ($25 \text{ \AA} < \lambda < 45 \text{ \AA}$) Beleuchtung mit Synchrotronstrahlung von DESY ($I = 8 \text{ mA}$) betragen typische Belichtungszeiten 10 Minuten, mit einer Röntgenröhre rund 100mal länger (SFTE76, SEFG76). An einem Speicherring sollte eine Verkürzung auf Sekunden möglich sein und mit einem ca. 1:1 fokussierenden Spiegel ließe sich eine weitere wesentliche Verbesserung erzielen.

Die Untersuchung lebender Zellen ist bisher aus praktischen Gründen, wie Bewegung der Zellen während der Belichtung nicht gelungen (GBUB79), wohl aber die Untersuchung wäßriger Proben zwischen durchstrahlbaren Membranen aus Siliziumnitrid (FS80). Über die Demonstration der Tauglichkeit der Kontaktmikroskopie für biologische Anwendungen hinaus gibt es bereits erste problemorientierte medizinische und biologische Untersuchungen (siehe Pa80).

Vom biologischen Standpunkt aus ist auch die räumliche Darstellung der Probe von besonderem Interesse. Dies läßt sich entweder durch Aufnahme von zwei Bildern unter verschiedenen Winkeln (FS80) oder durch "in line" Hologramme in der Art von Gabor erreichen, wobei die von der Probe transmittierte Welle als Referenz dient (Sp79).

10.2 Zonenplattenmikroskopie

Neben Reflexionsoptiken lassen sich auch Zonenplatten für Abbildungen mit Röntgenstrahlen verwenden (SR69). Sie lassen sich als radiale Transmissionsgitter mit nach außen zunehmender Liniendichte beschreiben. Man kann sie auch auffassen - und herstellen - als ein Hologramm einer sphärischen Welle mit einer ebenen oder ebenfalls sphärischen Referenzwelle (Sc74). Bei der Beleuchtung

mit der Referenzwelle wird dann, neben anderen Beugungsordnungen, auch die sphärische Ausgangswelle wieder rekonstruiert.

Für den Radius des n-ten Ringes gilt bei Vernachlässigung von Gliedern 5. und höherer Ordnung (NRS74)

$$r_n^2 = n \cdot \lambda \cdot f + \frac{n^2 \lambda^2}{4} C(V) \quad (10.2)$$

dabei ist f die Brennweite in erster Ordnung, λ die Lichtwellenlänge und C(V) eine Konstante, die vom Abbildungsmaßstab V abhängt und für große V gegen 1 strebt. Für die Brennweite f folgt in guter Näherung

$$f = \frac{r_1^2}{\lambda} \quad (10.3)$$

d.h. die Brennweite der Zonenplatte ist wellenlängenabhängig. Für die Breite der n-ten Zone dr_n erhält man durch Differenzbildung aus Gl. 10.2 (SR69) für C(V) = 1

$$dr_n = \frac{\lambda}{2} \frac{f + \frac{n\lambda}{2}}{r_n} = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha_n} \quad (10.4)$$

dabei ist α_n der halbe Öffnungswinkel des n-ten Ringes vom Brennpunkt aus gesehen. Aus der Beziehung (10.4) kann man entnehmen, daß die Breite der Zonen für große n gegen $\lambda/2$ strebt und nicht gegen Null, wie man bei Vernachlässigung des Termes mit λ^2 in Gl. 10.2 oft annimmt. Der Grenzwert $\lambda/2$ gilt nur für die Überlagerung einer sphärischen Welle mit einer ebenen Welle ($V \rightarrow \infty$, d.h. C(V) \rightarrow 1), für die Überlagerung zweier sphärischer Wellen gilt $dr_\infty = \lambda/4$.

Der Existenz eines wellenlängenabhängigen Grenzwertes für die Zonenbreite kommt aus zwei Gründen besondere Bedeutung zu:

1) Benutzt man die Zonenplatte mit einer anderen als zur Herstellung verwendeten Wellenlänge, so treten Aberrationen auf, die dem Öffnungsfehler für Linsen vergleichbar sind. Dies kann aber durch Einführung von sphärischen Aberrationen in die zur Herstellung benutzten Wellenfronten korrigiert werden (NRS74, RS80).

2) Das Auflösungsvermögen der Zonenplatte wird durch die Breite des äußersten Ringes bestimmt. Nach dem Rayleigh Kriterium (vgl. Absch. 8.3) ist das Punktauflösungsvermögen δ durch die numerische Apertur A bestimmt. Für eine

Zonenplatte mit N Zonen gilt $A = \sin \alpha_N$ und mit Gl. 10.4 erhält man

$$\delta = \frac{0,61 \lambda}{\sin \alpha_N} \approx dr_N \quad (10.5)$$

Um hohe Auflösung zu erreichen muß man also Wege finden, möglichst schmale äußere Zonen herzustellen. Beim holographischen Herstellungsverfahren ist die Auflösung unabhängig von der Wellenlänge, bei der man die Zonenplatte benutzt auf ein Viertel der Herstellungswellenlänge beschränkt (Benutzung höherer Ordnungen siehe unten).

Eine schmalere äußerste Zone bringt aber nicht nur eine Verbesserung der Auflösung, sondern erhöht auch die numerische Apertur $\sin \alpha_N$, wie man aus der Beziehung 10.5 ablesen kann.

Da die Auflösung nur von der Breite der äußersten Zone dr_N abhängt, ist die Zonenzahl N noch frei wählbar. Dabei sind zwei Aspekte zu beachten. Da die Brennweite der Zonenplatte wellenlängenabhängig ist (Gl. 10.3), kann die in Gl. 10.5 angegebene Auflösung nur bei Verwendung von monochromatischer Strahlung der Bandbreite $\Delta\lambda/\lambda = 2/N$ (RS80) erreicht werden. Um bei einer Kontinuumsquelle die Ausbeute nicht unnötig zu verringern, ist eine kleine Zonenzahl anzustreben. Dem steht aber entgegen, daß die Brennweite sehr klein wird, da sie bei vorgegebener Breite der äußersten Zone von der Zonenzahl N abhängt. Vernachlässigt man in Gl. 10.2 und 10.4 die Glieder mit λ^2 und eliminiert r_N , so erhält man

$$f = \frac{4dr_N^2}{\lambda} N \quad (10.6)$$

Für $N = 100$, $dr_N = 750 \text{ \AA}$ und $\lambda = 50 \text{ \AA}$ erhält man $f = 450 \text{ \mu m}$. Die Herstellung einer solchen Zonenplatte auf holographischem Wege stößt aber auf technische Schwierigkeiten, da die Brennweite nach Gl. 10.3 umgekehrt proportional zur Wellenlänge ist und deshalb in UV bei z.B. $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ nur $7,5 \text{ \mu m}$ beträgt. Aus diesem Grund wird man doch größere Zonenzahlen wählen und eine entsprechend größere Monochromasie in Kauf nehmen müssen.

Auch die Lichtstärke (relative Öffnung) der Zonenplatte ist unabhängig von der Zonenzahl N bzw. der Monochromasie. Die relative Öffnung $2 \tan \alpha_N = r_N/f$ ist bei gegebener Wellenlänge nach Gl. 10.5 nur durch die äußerste Zonenbreite dr_N bestimmt. Mit der Wahl von N wird dann nur die Größe von r_N und f festgelegt.

Die Ausbeute einer Amplitudenzonenplatte beträgt in der 1. Ordnung maximal 10%. Außer der 1. Ordnung treten noch höhere Beugungsordnungen auf, die im Abstand $f_m = f/m$, $m=1,2..$ von der Zonenplatte fokussiert werden. Von diesen Brennpunkten höherer Ordnung aus gesehen ist $\sin \alpha_N$ um einen Faktor m vergrößert, wodurch sich die Auflösung nach Gl. 10.5 entsprechend erhöht, allerdings fällt die Ausbeute in der m -ten Ordnung proportional zu m^2 . Durch die Herstellung von Phasenzonenplatten läßt sich die Ausbeute in der 1. Ordnung bis auf 40% steigern und die höheren geraden Ordnungen unterdrücken (Ki74). Eine Verdopplung der Ausbeute von Transmissionsgittern auf diesem Wege konnte bereits von Schnopper et al. (SSDE77) und Predehl et al. (PHB79) im weichen Röntgengebiet erreicht werden.

Schmahl, Rudolph und Niemann haben ein direkt abbildendes Zonenplattenmikroskop am Synchrotron DESY aufgebaut (NRS76, SRN78) und vor kurzem eine verbesserte Version am Speicherring ACO (Paris) getestet (SRNC80). Dieses Mikroskop besteht aus einem ebenen Gitter und einer Kondensorzonenplatte zur monochromatischen Beleuchtung der Probe bei $\lambda = 45 \text{ \AA}$ und einer Mikrozonenplatte, die das Objekt 50mal vergrößert auf eine Photoplatte abbildet. Die erreichte Auflösung, demonstriert an Algen und Zellen, entspricht gut den theoretisch erwarteten Werten von 1500 \AA in der 1. Ordnung und 750 \AA in der 2. Ordnung. Mit Hilfe einer speziellen Probenkammer konnten auch zum ersten Mal lebende Zellen von der Leber einer Ratte abgebildet werden.

Die Ausbeute der Mikrozonenplatte betrug 6% (Ni79) in der ersten Ordnung. Die Belichtungszeiten lagen zwischen einigen Sekunden und einigen Minuten. Die Ausbeute dieses Mikroskops ist nicht direkt mit der unseres Prototyps vergleichbar, da (1) bei sehr unterschiedlichen Wellenlängen gemessen wurde, (2) ein direkt abbildendes Mikroskop eine ganz andere Akzeptanz als ein Rastermikroskop (vgl. Absch. 7.3) hat und (3) jedes Mikroskop an die spezifischen Parameter der Lichtquelle wie z.B. Quellgröße angepaßt ist. Ein Vergleich auf der Basis zukünftiger optimaler Arbeitsweise wird weiter unten angestellt.

Die bisher benutzten Zonenplatten für dieses Mikroskop wurden holographisch bei $\lambda = 2570 \text{ \AA}$ hergestellt (RS80). Eine wesentliche Steigerung des Auflösungsvermögens ist dabei mangels geeignet stabiler kurzweiliger Laserlichtquellen nur durch Arbeiten mit höheren Beugungsordnungen der Zonenplatte möglich. Deshalb wird von Rudolph et al. (RS80) ein neues Verfahren zur Herstellung von Zonenplatten durch Mehrschichtbedampfung auf einem rotierenden Draht und anschließendes Abdrehen dünner Scheiben entwickelt. Alternativ ist auch das

Schreiben einer Zonenplatte mit einem Elektronenstrahlolithographiesystem durchführbar (SFS79). Beide Verfahren sollten im Prinzip wesentlich schmalere Zonen und kürzere Brennweiten ermöglichen.

10.3 Spiegeloptiken für streifenden Einfall

Spiegeloptiken für streifenden Lichteinfall haben breite Anwendung in der Mikroskopie und Astronomie gefunden (KP57, CN60, Co65, Ki67, Fr77, Un78). Ihr Vorteil liegt in der Tatsache, daß der Brechungsindex der meisten Materialien im Röntgengebiet geringfügig kleiner als 1 ist und deshalb bei streifendem Einfall äußere Totalreflexion auftritt. Dieser Effekt tritt besonders deutlich im Wellenlängenbereich $\lambda < 20 \text{ \AA}$ auf, wo der Absorptionskoeffizient ausreichend klein ist.

Für den Gangunterschied d eines Strahls mit Einfallswinkel θ gegen die Flächentangente, der von einer Unebenheit mit Höhe h reflektiert wird, gilt im Vergleich zu einem von der Sollfläche reflektierten Strahl $d = 2 h \sin \theta$. Bei streifendem Einfall (z.B. $\theta = 3^\circ$) ist dieser Gangunterschied rund 20mal kleiner als bei senkrechtem Einfall. Deshalb sind auch die Anforderungen an die Konturengenauigkeit und die Oberflächenrauigkeit der Spiegel um diesen Faktor geringer als bei senkrechtem Lichteinfall.

Das einfachste abbildende Spiegelsystem besteht aus zwei um 90° gegeneinander gedrehten sphärischen Spiegeln (KB48, Hi57, KP57, Bo77), wobei sich der starke Astigmatismus, der mit einem einzelnen sphärischen Spiegel bei streifendem Einfall verbunden ist, stark verringern läßt. Bis auf das Koma lassen sich die Bildfehler durch geeignete Blenden so weit korrigieren, daß eine axiale Auflösung um $0.5 \mu\text{m}$ erreicht wurde (Co65). Eine Weiterentwicklung dieses Weges stellen toroidale Spiegel dar, wie sie von Aoki et al. (SA78, AS80) vorgeschlagen werden. Eine bessere Korrektur der Aberrationen - insbesondere auch des Kommas ist mit den von Wolter (Wo52) vorgeschlagenen Kombinationen aus zwei asphärischen Spiegeln wie z.B. einem Hyperboloid und einem Ellipsoid möglich. Bei diesem Aufbau befindet sich das Objekt in dem einen Brennpunkt des Hyperboloids und wird durch Reflexion an seiner Fläche stark vergrößert in den gemeinsamen Brennpunkt von Hyperbel und Ellipse (virtuell) abgebildet. Die zweite Reflexion am Ellipsoid erzeugt eine schwach verkleinerte Abbildung des Zwischenbildes im anderen Ellipsenbrennpunkt (Analogie zum Schwarzschildobjektiv, Absch. 7.4). Auf diesem Prinzip basieren neue Entwicklungen achsensymmetrischer Mikroskope (CS75, CH76), die für die Abbildung von "Laserfusionstargets"

bestimmt sind (PBAM75, Bo77, BA78, Si80). Diese Entwicklung wurde unterstützt durch die erfolgreiche Verwendung von Wolterteleskopen in der Astronomie (GRVS65).

Die maximale Apertur eines Spiegelobjektives für streifenden Einfall ist durch den Grenzwinkel für die Totalreflexion θ_c (Glanzwinkel) auf $A = \sin\theta_c$, der kürzesten Wellenlänge, die man benutzen will, begrenzt. Für achsensymmetrische Systeme mit m Reflexionen des Strahls gilt sogar $A = 2m \cdot \sin\theta_c$. Da für den kurzwelligen Bereich näherungsweise gilt $\sin\theta_c \sim \lambda$, ist das Auflösungsvermögen nach Gleichung 8.2 unabhängig von der Wellenlänge und beträgt je nach der Elektronendichte des Spiegelmaterials etwa 100 \AA . Die tatsächlich bisher erreichte Auflösung ist jedoch um 2 Größenordnungen schlechter (Ba78, Si80). Dies zeigt, daß die Fabriktionsfehler bei solchen außeraxialen asphärischen Flächen so groß sind, daß die oben beschriebenen Vorteile des streifenden Einfalls bei weitem nicht ausreichen, sie zu kompensieren.

Die Anwendung in einem Rastermikroskop ist bisher noch nicht versucht worden, obwohl wegen der rein axialen Abbildung ein einzelnes rotationssymmetrisches Ellipsoid ausreichen würde, was die Herstellung vereinfachen und das Problem der Justierung der beiden Teilspiegel zueinander eliminieren würde. Kurz-brennweitige Systeme mit großem Abbildungsmaßstab sind wegen des damit verbundenen geringen Durchmessers jedoch sehr schwer herstellbar.

Ungünstig ist, daß die Apertur dieser achsensymmetrischen Spiegelsysteme einen äußerst schmalen Ring bildet und deshalb nur mit schlechtem Wirkungsgrad an die Quelle angepaßt werden kann.

10.4 Andere Verfahren der Röntgenmikroskopie

Neben den in den vorigen Abschnitten beschriebenen Verfahren, deren Entwicklung zur Zeit aktiv betrieben wird, gibt es noch andere von denen hier kurz die Projektionsmikroskopie, die Verwendung einer Lochblende und die Holographie erwähnt werden sollen.

Von den älteren Methoden ohne abbildendes optisches Element hat die Projektionsmikroskopie ("Point Projection Microscopy") den größten Erfolg gehabt und beträchtliche Verbreitung erfahren (CN60, Co65). Bei dieser Methode wird die Probe von einer Mikrofokusröhre in sehr kleinem Abstand beleuchtet und die transmittierte Strahlung auf einem weit entfernten Schirm als vergrößertes Schatten-

bild aufgefangen. Die beste erreichte Auflösung beträgt $0.1 \mu\text{m}$. Eine weitere Steigerung scheint kaum noch möglich, da bei der Benutzung harter Röntgenstrahlung die Quellgröße durch die Reichweite der hochenergetischen Elektronen in der Anode bestimmt ist und bei weicher Röntgenstrahlung die Fresnelbeugung wegen des großen Abstandes von Objekt und Film erheblich ist. Von Brünger (Br78) wurde dieses Prinzip zu einem Rastermikroskop weiterentwickelt. Dabei dient ein Rasterelektronenmikroskop als bewegte Röntgenquelle. Bei Bewegung des beleuchteten Lichtflecks wandert das Bild an einem Detektor hinter einer ortfesten Blende vorbei.

Horowitz und Howell (HH72) haben das erste Röntgenmikroskop für Synchrotronstrahlung gebaut. Anstelle eines abbildenden Elements wird eine Lochblende von $1 \mu\text{m}$ Durchmesser benutzt und die Probe mit einem Rasterschlitten dicht hinter der Lochblende durch den feinen Röntgenstrahl geführt. Die erreichbare Auflösung ($\sim 1 \mu\text{m}$) ist einerseits durch Beugung, andererseits durch die Schwierigkeit, ein Loch mit sehr geringem Durchmesser in eine stark absorbierende und deshalb dicke Folie zu bohren, begrenzt. Kirz (Ki79, KBR80) hat diese Idee aufgegriffen, plant aber für die Zukunft doch die Verwendung einer Zonenplatte oder eines Spiegelobjektives um die Lochblende noch mal verkleinert abzubilden.

Eine holographische Aufnahme erlaubt die beste Nutzung der Information aus der von der Probe transmittierten Welle und könnte die für viele Anwendungen wichtige, 3-dimensionale Information geben. Von Spiller (Sp80) wird analysiert, daß mit stark monochromatischem Licht von einer Synchrotronstrahlungsquelle und mit einem höchstauflösenden Film, wie ihn der in der Kontaktmikroskopie gebrauchte Resist PMMA darstellt, eine Auflösung von 100 \AA erreichbar sein sollte. Abbildende optische Elemente, die in der Lage wären, eine punktförmige Referenzquelle zu erzeugen, könnten die Anforderungen an die Monochromasie und das Auflösungsvermögen des Films erheblich reduzieren. Aoki et al. (AK74) haben ein Hologramm bei $\lambda = 8.3 \text{ \AA}$ aufgenommen und eine Auflösung von $4 \mu\text{m}$ erreicht.

10.5 Abwägung der Vor- und Nachteile

Für eine abschließende Beurteilung beschränken wir uns auf die neueren Verfahren: Kontaktmikroskopie, Abbildung mit Zonenplatten und Spiegelobjektive für streifenden oder senkrechten Lichteinfall. Im ersten Teil wird die Kontaktmikroskopie den mit Röntgenstrahlung vergrößert bzw. verkleinert abbildenden Verfahren, die insbesondere auch den Bau von Rastermikroskopen erlauben,

gegenübergestellt und anschließend wurden diese unter sich verglichen. Als Ergänzung folgen einige Anmerkungen zur Verwendung eines Ellipsoids bei senkrechtem Einfall.

Die Kontaktmikroskopie hat bisher die höchste Auflösung nahe der physikalischen Grenze demonstriert und es besteht wenig Aussicht, daß ein abbildendes Verfahren dies in Zukunft übertreffen wird. Doch wird dieser Vorteil aus zwei Gründen eingeschränkt: Die hohe Auflösung ist nur in einer sehr dünnen Schicht auf der dem Resist zugekehrten Seite der Probe erreichbar, bei dicken Proben wird der Rest unscharf abgebildet. Mit einem abbildenden Objektiv lassen sich beliebige Ebenen der Probe scharf einstellen. Ferner wird die hohe Auflösung erkauft mit einer rund 100mal höheren Bestrahlungsdosis für die Probe als nötig, wodurch in vielen Anwendungen die nutzbare Auflösung beschränkt sein kann. Ein abbildendes System im Rastermode, wie es zumindest in der Endstufe von allen Experimentatoren angestrebt wird, kann die Strahlenbelastung auf das für den Kontrast notwendige Maß reduzieren. Quantitative Auswertung der Kontaktbilder ist bisher nicht versucht worden und erscheint sehr schwierig, da die Lösungseigenschaften des Resists berücksichtigt werden müssen (SP79). Bei einem Rastermikroskop dagegen steht die Information sofort in digitaler Form zur Verfügung. Bei hoher Auflösung wird die Methode des differentiellen Kontrastes in der Kontaktmikroskopie zusätzlich erschwert, da zwei Bilder unabhängig voneinander aufgenommen werden müssen und hinterher wieder zur Deckung zu bringen sind. Zwar ist die Aufnahme einer Kontaktkopie technisch relativ einfach und die Vergrößerung mit dem Rasterelektronenmikroskop eine Standardmethode, doch liegt das Ergebnis erst Stunden nach der Aufnahme vor. Es können nie größere Probenbereiche schnell grob durchgemustert werden um zu entscheiden, ob eine hochaufgelöste Aufnahme lohnt. Eine abbildende Echtzeitmethode erlaubt auch die Beobachtung zeitlicher Veränderungen an demselben Objekt. Die Kontaktmikroskopie gibt nur Information über das Absorptionsprofil der Probe, mit einem Rastermikroskop lassen sich auch Fluoreszenz und Photoelektronen als Meßsignal verwenden. Aus all diesen Gründen ist es lohnend, neben der Kontaktmikroskopie auch andere Methoden mit abbildenden optischen Elementen zu entwickeln.

Vergleicht man die Verfahren mit optischen Elementen untereinander, so ist die Auflösung das wichtigste Kriterium. Bei der Zonenplatte ist es durch die Breite der äußersten Zone festgelegt, läßt sich aber durch Arbeiten in höheren Ordnungen noch um einen Faktor 2 oder 3 steigern. Zur Zeit werden die besten

Zonenplatten holographisch hergestellt (RS80), deshalb ist die Auflösung auf die Hälfte der zur Herstellung verwendeten Wellenlänge beschränkt. Mit dem schichtweisen Bedampfen eines Drahtes oder durch Schreiben einer Maske mit einem Elektronenstrahlolithographiesystem sollte in Zukunft eine Auflösung von besser als 300 \AA möglich sein. Entscheidend ist aber auch, daß die Ringe auf einen Bruchteil der Zonenbreite d_r rund sind. Während das holographische Interferenzmuster diese Bedingung von sich aus erfüllt, stellt dies für die neuen Methoden eine Schwierigkeit dar.

Mit einem Schwarzschildobjektiv konnte im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal eine Auflösung von etwa $1 \mu\text{m}$ bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ erzielt werden, ohne daß befriedigende Justiermöglichkeiten vorhanden waren und besonders präzise gefertigte Spiegel verwendet wurden. Theoretisch ist eine Auflösung von 100 \AA möglich und die schon heute verfügbaren Herstellungstechniken sollten eine Auflösung von etwa 500 \AA erlauben. Die Justierung der Spiegel zueinander ist ein weiterer kritischer Faktor. Spiegel für streifende Reflexion mit zwei asphärischen Flächen erlauben im kurzwelligen Bereich ($\lambda < 40 \text{ \AA}$) auch bei kleinen Aperturen im Prinzip eine Auflösung besser als 100 \AA . Trotz großem technischen Aufwand bei der Spiegelherstellung ist es aber bisher nicht gelungen, eine Auflösung von unter $1 \mu\text{m}$ zu erreichen. Neue Testverfahren mit schneller Rückkopplung an die Hersteller könnten die Entwicklung voranbringen. Bisher ist das höchste Auflösungsvermögen mit einer Zonenplatte (750 \AA , SRNC80) demonstriert worden, doch scheint das Potential aller Verfahren ähnlich zu sein.

Neben der Auflösung ist auch die Ausbeute des Objektivs von zentraler Bedeutung. Bei der Zonenplatte hängt die nutzbare Ausbeute davon ab, wie groß die Zonenzahl und damit die notwendige Monochromasie ist. Bei der von Schmahl et al. (SRNC80) verwendeten Zonenplatte mit 626 Zonen und einer Ausbeute von 6% ergibt sich auf 1% Bandbreite umgerechnet eine Ausbeute von 1%. Zwar hängt die Auflösung nicht direkt mit der Monochromasie zusammen, doch wird bei hoher Auflösung eine große Zonenzahl gebraucht, um praktikable Brennweiten zu bekommen. Bei 100 \AA Auflösung und 1000 Zonen beträgt die Brennweite $90 \mu\text{m}$ bei $\lambda = 44 \text{ \AA}$. Mit der Annahme von 1000 notwendigen Zonen bei verbesserter Auflösung ergibt sich für eine Amplitudenzoneplatte dann maximal 0.1% Ausbeute bezogen auf 10% Bandbreite, die für kontrastreiche Abbildungen im allgemeinen ausreicht; mit einer Phasenzonenplatte ließe sich dieser Wert noch um einen Faktor 4 steigern. Für das Schwarzschildobjektiv haben wir bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ eine Ausbeute von 0.3% bezogen auf 10% Bandbreite gemessen. Theoretisch ist für $\lambda = 50 \text{ \AA}$ 0.4% möglich, im kürzeren Wellenlän-

genbereich nur 0.01-0.1%. Da noch ein Streulichtverlust von bis zu einer Größenordnung berücksichtigt werden muß, dürfte die reale Ausbeute des Schwarzschildobjektivs etwas schlechter sein. Von der Apertur unterscheiden sich beide Verfahren nicht. Die höchste Ausbeute hat zweifellos ein Spiegelobjektiv für streifenden Einfall mit nahezu 100% Reflektivität, obwohl ein großer Teil der einfallenden Intensität aufgrund von Anpassungsschwierigkeiten der Quelle an die schmale ringförmige Apertur verlorengeht.

Vergleicht man die optischen Elemente von der Anwendung her, so hat die Zonenplatte gegenüber dem Schwarzschildobjektiv zwei sehr entscheidende Vorteile. Ihre Justierung ist denkbar leicht und in Verbindung mit einem geeigneten Vormonochromator, der gleichzeitig die erste Verkleinerungsstufe darstellt, ist auf einfache Weise eine Wahl der Wellenlänge entsprechend dem günstigsten Kontrast oder auch Messungen oberhalb und unterhalb einer Absorptionskante möglich. Für andere Anwendungen, wie z.B. die Untersuchung von laserproduzierten Plasmen kann der große Arbeitsabstand des Schwarzschildobjektivs ein ausschlaggebender Vorteil sein. Das Anwendungsfeld eines Spiegelobjektivs für streifenden Einfall liegt vorwiegend im kurzwelligen Bereich, wo auch der Effekt der Totalreflexion wegen der geringen Absorption besonders ausgeprägt ist, während Spiegelobjektive für senkrechten Einfall einfacher für den langwelligen Bereich oberhalb der Kohlenstoff-K-Kante zu realisieren sind.

Als Alternative zu einem Schwarzschildobjektiv soll zum Abschluß noch ein einzelnes Ellipsoid betrachtet werden. Die prinzipiellen Vorteile sind offensichtlich: es ermöglicht in einem Rastermikroskop eine stigmatische Abbildung bei großer Apertur, es ist nur ein Spiegel zu justieren, die Ausbeute ist höher und das Streulicht geringer. Ein einem Schwarzschildobjektiv mit 2 m Gegenstandsweite und 100facher Verkleinerung äquivalentes Ellipsoid hat die Halbachsen $a = 1000$ mm und $b = 197$ mm. Bei einer Apertur von $A = 0.2$ weicht das Ellipsoid nur um maximal $2.5 \mu\text{m}$ von einer Kugel ab, bei $A = 0.1$ sogar nur um 330 \AA . Dies zeigt jedoch auch wie hoch die Anforderungen an die Konturengenauigkeit sind, denn der sphärische Vergleichsspiegel mit $A = 0.1$ produziert einen minimalen Zerstreukreis von $1.5 \mu\text{m}$ Durchmesser. Die Frage, ob man aus einem sphärischen Ausgangsspiegel das Ellipsoid mit der geforderten Konturengenauigkeit schleifen kann, hängt von den entsprechenden Testmöglichkeiten ab. Bei interferometrischen Tests könnte das konvexe Gegenstück zum konkaven sphärischen Ausgangsspiegel als Referenzfläche dienen. Um den Vorteil geringeren Streulichts als in einer Zweispiegelkombination zu haben, darf die

Oberflächenrauigkeit bei der endgültigen Formgebung höchstens um einen Faktor $\sqrt{2}$ erhöht werden. Für die Anwendung ist es ein gravierender Nachteil, daß der Strahl in sich selbst zurückreflektiert wird, da deshalb Probe und Detektor einen Teil des einfallenden Lichts abschatten und insbesondere das Arbeiten hinter einem Fenster an Luft ausgeschlossen ist.

11. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Eigenschaften von Mehrschichtinterferenzspiegelbelägen für das extreme Vakuumultraviolett und ultraweiche Röntgengebiet untersucht. Die dabei gewonnenen Erfahrungen führten zu einer wesentlichen Verbesserung des Herstellungsverfahrens. Mit diesen Mehrschichtbelägen läßt sich der Anwendungsbereich von Spiegeloptiken für senkrechten Lichteinfall zu kurzen Wellenlängen erweitern, was die Herstellung hochauflösender Objektive vereinfacht. Damit eröffnet sich unter anderem ein völlig neuer Weg zur Mikroskopie mit weicher Röntgenstrahlung. Die damit verbundenen physikalischen und technischen Probleme wurden anhand eines Prototyps untersucht, und es konnten Voraussagen über die Aussichten dieses mikroskopischen Verfahrens gemacht werden.

Mehrschichtinterferenzspiegelbeläge

In dem ersten Stadium der Experimente wurden Beläge mit bis zu 13 Schichten mit einem Reflektometer am Synchrotron DESY bei nahe senkrechtem Lichteinfall im Spektralbereich 150 - 250 Å untersucht. Während elektronenmikroskopische Aufnahmen gezeigt haben, daß das früher von uns als stark absorbierendes Material verwendete Gold sehr rauhe Schichten bildet und deshalb wahrscheinlich die gemessene Reflektivität auf weniger als 1/5 der theoretisch erwarteten Werte begrenzt hat, konnten mit Schichtfolgen aus einer ReW-Legierung und Kohlenstoff mit 7 oder weniger Schichten fast die theoretischen Voraussagen erreicht werden. Das beste Ergebnis war eine Reflektivität von 9.6 % im Maximum bei $\lambda = 197 \text{ \AA}$, $\alpha = 15^\circ$, gegenüber 1.3 % Reflektivität einer dicken Schicht ReW. Für die Modellrechnungen zur Beurteilung der Ergebnisse der Reflektivitätsmessungen muß man die optischen Konstanten der Materialien des Spiegelbelags und des Substrates kennen. Da im Photonenenergiebereich $h\nu > 30 \text{ eV}$ nur für Re Werte aus der Literatur zur Verfügung stehen, die aber offensichtlich unzureichend sind, haben wir im Bereich $30 \text{ eV} < h\nu < 110 \text{ eV}$ die Reflektivität von Re, W, Si bei verschiedenen Einfallswinkeln gemessen und daraus die optischen Konstanten berechnet. Zusätzlich konnte auch die Oberflächenrauigkeit der Metallschichten ermittelt werden mit dem Ergebnis, daß Wolfram-Schichten weniger rau als Rhenium-Schichten sind, die Legierung ReW aber die glattesten Filme bildet.

Die Messung der Reflexionsspektren einer großen Anzahl von Mehrschichtproben hat ergeben, daß bei der Schichtdickenmessung während der Bedampfung mit einem Schwingquarz sich schon nach mehr als 7 Schichten die Fehler so akkumulieren, daß nicht

mehr alle Grenzflächen in Phase zur reflektierten Welle beitragen. Für den Wellenlängenbereich um $\lambda = 100 \text{ \AA}$ scheidet diese Herstellungsmethode aus, da dort sehr viel mehr Schichten benötigt werden, um gute Reflektivität bei senkrechtem Lichteinfall zu erhalten. Wesentlich bessere Ergebnisse konnten mit Schichtfolgen erreicht werden, bei denen die Schichtdicken aus der Oszillation der Reflektivität während der Bedampfung, gemessen mit dem Licht einer charakteristischen Röntgenquelle bei schrägem Einfall, bestimmt wurde. Unsere Messungen bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ zeigten, daß bis zu 45 Schichten phasengerecht zur Reflektivität beitrugen. Die maximale Reflektivität von 2.2 % bei 15° Einfallswinkel gegen die Normale stellt eine 120-fache Steigerung gegenüber einer einzelnen dicken Schicht ReW dar.

Messungen der Reflektivität als Funktion des Einfallswinkels bei streifendem Einfall mit einer konventionellen Röntgenquelle haben gezeigt, daß die effektive Rauigkeit eines Mehrschichtbelages mit 11 Schichten ReW/C auf einem mechanisch und chemisch polierten Siliziumeinkristallscheibchen nur 3 \AA beträgt. Da außerdem keine Zunahme der Rauigkeit mit der Schichtzahl beobachtet werden konnte, ist die Erwartung begründet, daß Mehrschichtspiegelbeläge bei senkrechtem Lichteinfall bis hinunter zu $\lambda = 50 \text{ \AA}$ benutzt werden können. Theoretisch sind maximale Reflektivitäten zwischen 30 und 70 % im Wellenlängenbereich $50 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}$ möglich.

Eine Vergleichsmessung an Schichtkristallen mit 100 Perioden, die nach der Langmuir-Blodgett Methode hergestellt wurden, ergab, daß die maximale Reflektivität bei $\lambda = 100 \text{ \AA}$ doppelt so hoch ist wie bei einer aufgedampften Schichtfolge mit 22.5 Perioden. Die relative Halbwertsbreite des Reflexionsmaximums von 1/65 (theoretisch 1/100) beweist, wie gut die Periodizitätsbedingung erfüllt ist. Die Reflektivität integriert über das Maximum, ist aber geringer als bei dem aufgedampften Spiegelbelag, obwohl dieser viel weniger Perioden hatte. Dies liegt an der geringen "Schichtdicke" des hochabsorbierenden Materials in diesen Schichtkristallen.

Mikroskopie

Es wurde ein Prototyp eines Mikroskops mit einem Spiegelobjektiv nach Schwarzschild aufgebaut. Das Objektiv besteht aus 2 sphärischen Spiegeln, deren Aberrationen sich kompensieren, und hat eine numerische Apertur von 0.28. Es diente dazu, ein stark verkleinertes Bild der Synchrotronstrahlungsquelle zu erzeugen, an dem das Objekt mechanisch vorbeigeführt wurde. Das transmittierte Licht wurde

dann als Funktion des Ortes aufgezeichnet. Eine solche Rasterversion ist unter anderem vorteilhaft, da alle optischen Elemente, die einen Intensitätsverlust verursachen, sich vor der Probe befinden und so die Strahlenbelastung der Probe am geringsten ist. Außerdem treten bei einer rein axialen Abbildung nur sphärische Aberrationen auf. Die beiden Spiegel des Objektivs wurden mit je 7 Schichten ReW/C bedampft. Die gemessene Ausbeute betrug 0.2 % im Maximum bei $\lambda = 200 \text{ \AA}$ und die spektrale Bandbreite 14 %.

Die Auflösung des Mikroskops wurde anhand von eindimensionalen Abtastungen einer Rasierklingenkante getestet und daraus die zweidimensionale Intensitätsverteilung in der Fokalebene berechnet. Das verkleinerte Bild der Quelle hatte eine Halbwertsbreite von 1.3 \mu m , dieser Wert entspricht auch dem Auflösungsvermögen, wenn man es analog zum Rayleigh-Kriterium definiert. An einer Zonenplatte konnte eine Auflösung von 3.5 \mu m demonstriert werden. Die Auflösung war im wesentlichen durch die fehlende Möglichkeit, die beiden Spiegel des Objektes in situ zu justieren, begrenzt. Anhand von "ray-tracing" Rechnungen konnte bestätigt werden, daß die Auflösung sehr empfindlich von der Justierung abhängt und eine Dejustierung um 80 \mu m im Abstand der Spiegel entlang der optischen Achse oder eine Verstellung um 9 \mu m senkrecht zur optischen Achse ausreichen, um die gemessenen Werte der Auflösung zu erklären. Fehler in der Konturengenaugkeit der Spiegel haben die Auflösung dagegen weniger beeinträchtigt. Der Betrieb des Synchrotrons mit nur 1/20 des Stromes gegenüber der Planungsphase hat die Experimente sehr erschwert. Die Zählrate betrug 100 Pulse/sec und jede lineare Abtastung, auch zum Scharfstellen, dauerte 1-2 Stunden.

Um anzugeben, welche theoretische Auflösung mit einem Schwarzschildobjektiv erreicht werden kann, wurden weitere "ray-tracing" Rechnungen durchgeführt. Es konnten neue Konfigurationen berechnet werden, die für Objektive mit einer numerischen Apertur kleiner 0.4 auch im weichen Röntgengebiet noch eine beugungsbegrenzte Auflösung ermöglichen (bei einer numerischen Apertur von 0.3 z.B. wird ein Bildpunkt durch Aberrationen nur zu einem Zerstreukreis mit 9 \AA Durchmesser aufgeweitet). Es wurde außerdem geprüft, wie groß die Anforderungen an die Justiergenauigkeit sind, um eine bestimmte Auflösung zu erreichen, und Vorschläge für Konfigurationen mit besonders großen Justiertoleranzen gemacht. Es wurde abgeschätzt, daß mit den zur Zeit verfügbaren Methoden zur Messung der Konturengenaugkeit von sphärischen Spiegeln eine Auflösung von 500 \AA mit einem Spiegelobjektiv für senkrechten Lichteinfall erreichbar sein müßte. Legt man die optischen Konstanten von Gold und Kohlenstoff zugrunde, so kann ein Schwarzschildobjektiv bei $\lambda = 500 \text{ \AA}$ eine gemittelte Ausbeute von 0.4 % bei 10 % Bandbreite haben

oder einen entsprechend höheren Wert bei schmalerer Bandbreite. Allerdings muß noch ein Streulichtverlust aufgrund der Oberflächenrauigkeit von mindestens einem Faktor 4 berücksichtigt werden.

Ein abschließender Vergleich mit anderen, schon weiter entwickelten Verfahren der Röntgenmikroskopie, namentlich der Kontaktmikroskopie und der Mikroskopie mit Zonenplatten und Spiegeloptiken für streifenden Lichteinfall, ergab, daß trotz der hohen Auflösung (100 \AA), die mit der Kontaktmikroskopie schon erreicht wurde, alle mit Röntgenstrahlung abbildenden Elemente, die den Bau eines Rastermikroskops ermöglichen, wesentliche eigene Vorteile bieten. Alle diese abbildenden Elemente lassen theoretisch die gleiche Auflösung erwarten. Während mit Zonenplatten nach einer langjährigen Entwicklung inzwischen 700 \AA Auflösung erreicht wurde, konnten wir mit unserem Spiegelobjektiv auf Anhieb eine Auflösung erreichen, die von gleicher Größenordnung wie die von Spiegeloptiken für streifenden Einfall ist, deren Entwicklung auch schon seit langem betrieben wird. Vom Gesichtspunkt der maximal erreichbaren Ausbeute her ist die der Zonenplatte, trotz der erforderlichen Monochromasie, etwas höher als die eines Schwarzschildobjektivs. In dieser Hinsicht sind Spiegeloptiken für streifenden Einfall am günstigsten, doch ist die Anpassung ihrer schmalen Ringapertur an die Lichtquelle schwierig.

Die Messungen und Rechnungen dieser Arbeit haben gezeigt, daß ein Rastermikroskop mit einem Schwarzschildobjektiv mit Mehrschichtbelägen durchaus konkurrenzfähig zu anderen schon länger entwickelten Verfahren der Mikroskopie mit weicher Röntgenstrahlung sein kann. Es konnte dargestellt werden, daß die technischen Probleme lösbar sind, doch ist dafür noch sehr viel technische Entwicklungsarbeit erforderlich.

Anhang

Strahldurchrechnung für ein Schwarzschildobjektiv

Die Indices $i = 1, 2, 3, 4$ beziehen sich in dieser Reihenfolge auf die Objektebene, die Oberfläche des konvexen Spiegels, die Oberfläche des konkaven Spiegels und die Bildebene. Ziel der Strahldurchrechnung ist es, für einen Strahl mit den Richtungskosini ($\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$), der von einem Punkt x_0, y_0, z_0 der Objektebene ausgeht, die Richtung des zweimal reflektierten Strahles zu bestimmen und die Koordinaten des Durchstoßpunktes durch eine gewählte Bildebene. Dies läßt sich als eine Transformation bestehend aus drei Verschiebungen zwischen der Objektebene und dem konvexen Spiegel, von dort zum konkaven Spiegel und zur Bildebene und zwei Reflexionen an den Spiegeloberflächen beschreiben. Das Koordinatensystem sei so gewählt, daß die z-Achse die Symmetrieachse ist.

Für eine Translation eines Punktes (x_0, y_0, z_0) um eine Strecke d_{01} parallel zur Strahlrichtung beschrieben durch den Einheitsvektor ($\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$) gilt

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + \alpha_0 d_{01} \\ y_1 &= y_0 + \beta_0 d_{01} \\ z_1 &= z_0 + \gamma_0 d_{01} \end{aligned}$$

$$d_{01}^2 = (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2$$

Die Strahlrichtung bleibt durch die Translation unverändert, d.h.

$$\alpha_1 = \alpha_0, \quad \beta_1 = \beta_0, \quad \gamma_1 = \gamma_0.$$

Bei der Reflexion wird nur die Richtung des einfallenden Strahles geändert, der Aufpunkt bleibt gleich. Sei \vec{n} der dem einfallenden Strahl entgegenliegende Einheitsvektor in Richtung der Flächennormale im Aufpunkt und \vec{s} der Einheitsvektor in Richtung des einfallenden Strahles, so gilt für den Einfallswinkel θ gemessen gegen die Normale

$$\cos\theta = -\vec{n} \cdot \vec{s}$$

Für den Einheitsvektor \vec{s}' in Richtung des reflektierten Strahles gilt dann

$$\vec{s}' = \vec{s} - 2(\vec{n} \cdot \vec{s}) \vec{n}$$

und für die Koordinaten von \vec{s}'

$$\begin{aligned} \alpha' &= \alpha + 2 \cos\theta \cdot n_x \\ \beta' &= \beta + 2 \cos\theta \cdot n_y \\ \gamma'^2 &= 1 - \alpha'^2 - \beta'^2 \end{aligned}$$

Die Strahldurchrechnung läßt sich in fünf Teiltransformationen zerlegen

$$T_{01} \cdot R_1 \cdot T_{12} \cdot R_2 \cdot T_{13}$$

T₀₁: Sind die Ortskoordinaten des Objektpunktes und des Aufpunktes auf dem ersten Spiegel gegeben, so läßt sich daraus die Richtung des einfallenden Strahles bestimmen

$$\alpha_1 = \alpha_0 = \frac{x_1 - x_0}{d_{01}}$$

$$\beta_1 = \beta_0 = \frac{y_1 - y_0}{d_{01}}$$

$$\gamma_1^2 = \gamma_0^2 = 1 - \alpha_0^2 - \beta_0^2$$

Es sei S_1 der gemäß unseren Konventionen negative Abstand (vgl. Abschn. 7.4) der Objektebene vom Vertex des konkaven Spiegels, so gilt

$$d_{01}^2 = (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2$$

$$z_1 = -\sqrt{R_1^2 - x_1^2 - y_1^2}$$

$$z_0 = S_1 - R_1$$

wobei der Ursprung unseres Koordinatensystems im Krümmungsmittelpunkt des konvexen Spiegels liegt. R_1 : Krümmungsradius des Konvexspiegels

R₁: Mit dem Einheitsvektor in Normalenrichtung $\vec{n} = (x_1, y_1, z_1)/R_1$ (R_1 Radius des konvexen Spiegels) gilt für den Einfallswinkel θ_1

$$\cos\theta_1 = -(\alpha_1 x_1 + \beta_1 y_1 + \gamma_1 z_1) / R_1$$

und für die Richtung des reflektierten Strahls $\vec{s}'_1 = (\alpha'_1, \beta'_1, \gamma'_1)$

$$\alpha_1' = \alpha_1 + 2 \cos\theta_1 \cdot x_1/R_1$$

$$\beta_1' = \beta_1 + 2 \cos\theta_1 \cdot y_1/R_1$$

$$\gamma_1' = -\sqrt{1 - \alpha_1'^2 - \beta_1'^2}$$

T₁₂: Da die Strahlrichtung durch die Verschiebung unverändert bleibt, gilt $(\alpha_2, \beta_2, \gamma_2) = (\alpha_1', \beta_1', \gamma_1')$, und für die Koordinaten des Aufpunkts auf den konkaven Spiegel gilt

$$x_2 = x_1 + \alpha_2 d_{12}$$

$$y_2 = y_1 + \beta_2 d_{12}$$

$$z_2 = -\sqrt{R_2^2 - x_2^2 - y_2^2} - \Delta d$$

Dabei ist Δd die Differenz zwischen dem tatsächlichen Abstand der Vertices der Spiegel und ihrem Abstand im konzentrischen Fall. Für d_{12} gilt

$$d_{12} = -a + \sqrt{a^2 - b}$$

$$a = \alpha_2 x_1 + \beta_2 y_1 + \gamma_2 (z_1 + \Delta d)$$

$$b = x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 + \Delta d^2 + 2z_1 \Delta d - R_2^2$$

R_2 : Krümmungsradius des Konkavspiegels

R₂: Entsprechend der Reflexion R_1 gilt

$$\cos\theta_2 = -(\alpha_2 x_2 + \beta_2 y_2 + \gamma_2 (z_2 - \Delta d)) / R_2$$

$$\alpha_2' = \alpha_2 + 2 \cos\theta_2 \cdot x_2/R_2$$

$$\beta_2' = \beta_2 + 2 \cos\theta_2 \cdot y_2/R_2$$

$$\gamma_2' = \sqrt{1 - \alpha_2'^2 - \beta_2'^2}$$

T₂₃: Die Beobachtungsebene liege bei $z = z_3$, dann ergibt sich für die Koordinaten des Durchstoßpunktes

$$x_3 = x_2 + \alpha_2' d_{23}$$

$$y_3 = y_2 + \beta_2' d_{23}$$

$$\text{wobei } d_{23}^2 = (x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2 + (z_3 - z_2)^2$$

Um die Auswirkung einer Dejustierung des konvexen Spiegels M_1 senkrecht zur optischen Achse zu berechnen, müssen T_{O1} und R_1 modifiziert werden. Der Krümmungsmittelpunkt verschiebe sich von $(0,0,0)$ nach $(\Delta x_m, \Delta y_m, 0)$, dann wird die Spiegeloberfläche beschrieben durch

$$(x - \Delta x_m)^2 + (y - \Delta y_m)^2 + z^2 = R_1^2$$

und damit gilt

$$z_1 = -\sqrt{R_1^2 - (x_1 - \Delta x_m)^2 - (y_1 - \Delta y_m)^2}$$

Für den Einheitsvektor in Normalenrichtung ergibt sich

$$\vec{n} = (x_1 - \Delta x_m, y_1 - \Delta y_m, z_1)/R_1$$

Dies muß bei der Berechnung von $\cos\theta_1$, α_1' und β_1' berücksichtigt werden.

- AK74 S. Aoki and S. Kikuta, Japan.J.Appl.Phys. 13, 1385 (1974)
- AS80 S. Aoki and V. Sakayanagi, Ann.N.Y.Acad.Sci., im Druck
- Ba67 K. Bahner, in Handbuch der Physik XXIX, S. Flügge, ed., Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1967); p. 227
- BA78 M.J. Boyle and H.G. Ahlstrom, Rev.Sci.Instrum. 49, 746 (1978)
- BB67 H.E. Bennett and J.M. Bennett in Physics of Thin Films, Vol. 4, G. Hass and R.E. Thun, eds., Academic Press, N.Y. (1967)
- BC64 B.W. Battermann and H. Cole, Rev.Mod.Phys. 36, 681 (1964)
- Be63 P.H. Berning, in Physics of Thin Films, Vol. 1, G. Hass, ed., Academic Press, N.Y. and London (1963), p. 69
- Be76 J.M. Bennett, Appl.Opt. 15, 2705 (1976)
- BHB76 S. Basu, G. Hausner and O.F. Parsons, J. Appl.Phys. 47, 752 (1976)
- Bk78 T.W. Barbee and D.C. Keith, in Workshop on X-Ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research, H. Winick and G. Brown, eds., Stanford Synchrotron Radiation Laboratory Report No. 78/04, p. III-26 (1978)
- BL171 D. Blechschmidt, Dissertation, Universität München (1971)
Interner Bericht DESY F41-71/2
- BL37 K.B. Blodgett and I. Langmuir, Phys.Rev. 51, 964 (1937)
- Bo77 M.J. Boyle, SPIE, Vol.106, X-Ray Imaging, R.C. Chase and G.W. Kuswa, eds., Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, p. 86 (1977)
- BP61 H.E. Bennett and J.O. Porteus, J.Opt.Soc.Am. 51, 123 (1961)
- BP76 S. Basu and D.F. Parsons, J.Appl.Phys. 47, 741 (1976)
- Br78a W. Brünger, in Scanning Electron Microscopy, Vol. 1, SEM Inc., AMF O'Hare, IL60666, USA (1978), p. 423
- BS63 P. Beckmann and A. Spizzichino, The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces, Pergamon Press Ltd., N.Y. (1963)
- BW75 M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford, 5th Edition (1975) p. 381
- Ca79 C.K. Carniglia, Opt.Engr. 18, 104 (1979)
- Ch71 M.W. Charles, J.Appl.Phys. 42, 3329 (1971)
- CJKS77 P. Chaudhari, W. Johnson, U. Köster, and E. Spiller (private Mitteilung)
- Cl67 H.C. Claussen, in Handbuch der Physik XXIX, S. Flügge, ed., Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y. (1967), p. 343
- CN60 V.E. Cosslett and W.E. Nixon, X-ray microscopy, University Press, Cambridge (1960)
- Co65 V.E. Cosslett, Rep.Progr.Physics 28, 381 (1965)

- DK72 H. Dietrich and C. Kunz, Rev.Sci.Instrum. 43, 434 (1972)
- DL77 A.G. Dirks and H.J. Leamy, Thin Solid Films 47, 219 (1977)
- Ea74 J.M. Eastman, Thesis, University of Rochester (1974)
(Available from Univ. Microfilms, Ann Arbor, MI 48106)
- Ea78 J.M. Eastman, in Physics of Thin Films, Vol. 10, G. Hass and M.H. Francombe, eds., Academic Press, N.Y. (1978)
- EB79 J.M. Elson and J.M. Bennett, J.Opt.Soc. Am. 69, 31 (1979)
- EB79a J.M. Elson and J.M. Bennett, Opt. Engr. 16, 117 (1979)
- En62 A. Engström, X-Ray Microanalysis in Biology and Medicine, Elsevier Publishing Company, Amsterdam (1962)
- FGLP79 A. Franks, B. Gale, K. Lindsey, D.J. Pugh, C.J. Robbie and M. Stedman, Ann.N.Y.Acad.Sci., im Druck (1980)
- FGSS68 B. Feuerbacher, R.-P. Godwin, T. Sasaki and M. Skibowski, J. Opt. Soc. Am. 58, 1434 (1968)
- FIOS72 H. Fujita, Y. Iguchi, Y. Okada and T. Sasaki, J.Phys.Soc. Japan 33, 1494 (1972)
- F156 J. Flügge, Leitfaden der geometrischen Optik und des Optikrechners, Vandenhoeck und Ruprecht, Göttingen (1956)
- FM71 G.R. Field and E. Murphy, Appl. Opt. 10, 1402 (1971)
- Fr77 A. Franks, Sci.Prog., Oxf. 64, 371 (1977)
- Fr78 A. Franks, in Workshop on X-ray Instrumentation for Synchrotron Radiation Research, eds. H. Winick and G. Brown, Stanford 1978, p. VII-101
- FS80 R. Feder and D. Sayre, Ann. N.Y. Acad.Sci., im Druck (1980)
- FSS76 R. Feder, D. Sayre, E. Spiller, J. Topalian and J. Kirz, J. Appl. Phys. 47, 1192 (1976)
- FSTB77 R. Feder, E. Spiller, J. Topalian, A.N. Broers, W. Gudat, B.J. Panessa, Z.A. Zadunaisky and J. Sedat, Science 197, 259 (1977) and DESY SR-77/06 (1977)
- Ga66 G.L. Gaines, Insoluble Monolayers at Liquid-Gas Interfaces, Interscience, N.Y. (1966)
- GBMB79 J.Wm.McGowan, B. Borwein, J.A. Medeiros, T. Beveridge, J.O. Brown, E. Spiller, R. Feder, J. Topalian and W. Gudat, J. Cell Biology, im Druck
- Gi65 R. Giacconi, J.Opt.Soc.Amer. 55, 345 (1965)
- GK72 W. Gudat and C. Kunz, phys. stat. sol. (b) 52, 433 (1972)
- GK79 W. Gudat and C. Kunz, in Synchrotron Radiation, ed. by C. Kunz, Topics in Current Physics, Vol.7, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y. (1979) p. 55
- GKK74 W. Gudat, C. Kunz and J. Karlau, Appl. Opt. 13, 1412 (1974)
- GL79 S.J. Gourley and H.P. Lissberger, Optica Acta 26, 117 (1979)
- Go68 J.W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, San Francisco (1968)

- Gr50 D. S. Grey, J.Opt.Soc.Am. 40, 283 (1950)
- Gr51 D.S. Grey, J. Opt. Soc. Am. 41, 183 (1951)
- GRVS69 R. Giacconi, W.P. Reidy, G.S. Vaiana, L.P. Van Speybroeck, and T.F. Zehnpfennig, Space Sci.Rev. 9, 3 (1969)
- Gu74 W. Gudat, Dissertation Universität Hamburg (1974)
Interner Bericht DESY F41-74/10
- Gu78 W. Gudat, Nucl. Instr. Methods 152, 279 (1978)
DESY SR 77/21
- Ha76 R.-P. Haelbich, Diplomarbeit Universität Hamburg (1976)
Interner Bericht DESY F41-76/05
- He70 O. S. Heavens, Thin Film Physics, Methuen & Co. Ltd., London (1970)
- HGK75 H.-J. Hagemann, W. Gudat, and C. Kunz, J. Opt.Soc.Am. 65, 742 (1975)
and Interner Bericht DESY SR-74/7
- HGK76 H.-J. Hagemann, W. Gudat and C. Kunz
phys. stat. sol. (b) 74, 507 (1976)
- HH72 P. Horowitz and J.A. Howell, Science 178, 608 (1972)
- Hi57 W. Hink in X-Ray Microscopy and Microradiography, Academic Press Inc., N.Y. (1957)
- HK76 R.-P. Haelbich and C. Kunz, Opt. Commun. 17, 287 (1976)
- HKRS78 R.-P. Haelbich, C. Kunz, D. Rudolph and G. Schmahl,
Nucl. Instr. Methods 152, 127 (1978)
- Ho70/a I.J. Hodgkinson, J.Phys. E: Sci.Instrum. 3, 300 (1970)
- Ho70/b I.J. Hodgkinson, J.Phys. E: Sci.Instrum. 3, 341 (1970)
- HP77 D. Heitmann and V. Permien, Opt. Commun. 23, 131 (1977)
- HPGS78 B.L.Henke, R.C.C. Perera, E.M. Gullikson, and M.L. Schattensburg,
J. Appl. Phys. 49, 480 (1978)
- HRS72 T.A. Hall, H.O.E. Rockert and R.L.De C.H. Saunders, X-Ray Microscopy in Clinical and Experimental Medicine, Charles C. Thomas, Springfield, Ill. (1972)
- HRSK69 R. Haensel, K. Radler, B. Sonntag and C. Kunz, Sol.State Comm. 7, 1495 (1969)
- HSK80 R.-P. Haelbich, W. Staehr and C. Kunz, Ann.N.Y. Acad.Sci., im Druck (1980)
- HSS79 R.-P. Haelbich, A. Segmüller and E. Spiller, Appl.Phys.Lett. 34, 184 (1979)
- Hu65 W.R. Hunter, J.Opt.Soc.Am. 55, 1197 (1965)
- Hu67 W.R. Hunter, Appl. Opt. 6, 2140 (1967)
- Hu71 W.R. Hunter in Proceedings III. Int.Conf. on Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Y. Nakai, ed., Phys. Soc. of Japan, Tokyo (1971)
p. 2a C2-1
- IU80 H.Inz and K.Unz, J.Unreprod.Results 1, 111 (1980)
- Ja77 P. Jaegle, Proc.XIII. Int.Conf. Phenomena in Ionized Gases 1977, PtIII, Phys.Soc.German Democratic Republic, ed., Leipzig (1977),p.173

- KB48 P. Kirkpatrick and A.V. Baez, J.Opt.Soc.Am. 38, 766 (1948)
- KBR80 J. Kirz, R. Burg and H. Rarback, Ann.N.Y.Acad.Sci., im Druck (1980)
- Ke77 D. Kermisch, J.Opt.Soc.Am. 67, 1357 (1977)
- KHC77 S. Kim, D.J. Henderson and P. Chaudhari, Thin Solid Films 47, 155 (1977)
- Ki67 P. Kirkpatrick in Handbook of X-Rays, ed. by E.F. Kaelble, McGraw-Hill, N.Y. (1967)
- Ki74 J. Kirz, J.Opt.Soc.Am. 64, 301 (1974)
- Ki79 J. Kirz, in Proceedings of the "Lithography/Microscopy Beam Line Design Workshop", C.R. Dannemiller, ed., Stanford Synchrotron Radiation Center, SSRL Report No. 79/02 (1979), p. 41
- Ki80 J. Kirz, Ann.N.Y. Acad. Sci. im Druck (1980)
- KK77 E.E. Koch und C. Kunz (Herausgeber), Synchrotronstrahlung bei DESY, Hamburg (1977)
- KL79 P.A.J. de Korte and R. Lainé, Appl. Optics 18, 236 (1979)
- KP57 P. Kirkpatrick and H.H. Pattee, in Handbuch der Physik, Vol. 30, ed. by S. Flügge, Springer-Verlag, Heidelberg (1957), p. 305
- KSD78 J.Kirz, D. Sayre and J. Dilcher, Ann.N.Y.Acad.Sci. 306, 291 (1978)
- KR75 L.L. Kazmerski and D.M. Racine, J.Appl.Phys. 46, 791 (1975)
- KS79 J. Kirz and D. Sayre in Synchrotron Radiation Research, S. Doniach and H. Winick, eds., Plenum Press (1979)
- Ku74 C. Kunz, in Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, ed. by E.E. Koch, R. Haensel and C. Kunz, Pergamon-Vieweg, Braunschweig (1974), p. 753
- Ku79 C. Kunz in Synchrotron Radiation, ed. by C. Kunz, Topics in Current Physics, Vol. 7, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1979), p. 1
- LD78 H.J. Leamy and G.A. Dirks, J.Appl.Phys. 49, 3430 (1978)
- Le75 W. Lenth, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1975)
Internal Report DESY F41-75/07
- Le78 R. Lenzen, Dissertation, Universität Tübingen (1978)
- Li55 E.H. Linfoot, Recent Advances in Optics, Clarendon Press, Oxford (1955)
- Li77 H. Lichte, Dissertation, Universität Tübingen (1977)
- LKPS76 J.W. Lynn, J.K. Kjems, L. Passell, A.M. Saxena and B.P. Schoenborn, J.Appl.Cryst. 9, 454 (1976)
- LW53 E.H. Linfoot and E. Wolf, Proc.Phys. Soc. Lond. B66, 145 (1953)
- MD77 F. Mezei and P.A. Dagleish, Comm.Phys. 2, 41 (1977)
- NC72 J.E. Nestell, Jr. and R.W. Christy, Appl.Opt.11, 643 (1972)
- Ni79b B. Niemann, Ann.N.Y. Acad. Sci., im Druck (1980)
- No55 K.P. Norris, Research 8, 94 (1955)
- NRS74 B. Niemann, D. Rudolph and G. Schmahl, Opt.Com. 12, 160 (1974)
- NRS76 B. Niemann, D. Rudolph and G. Schmahl, Appl. Opt. 15, 1883 (1976)

NS74 T. Nagatani and M. Saito, in ITT Scanning Electron Microscopy/1974, O. Johari, ed., ITT Research Institute, Chicago, Illinois (1974)

NSW51 K.P. Norris, W.E. Seeds and M.H.F. Wilkins, J.Opt.Soc.Am. 41, 111 (1951)

Pa74 D.F. Parsons, Science 186, 407 (1974)

Pa80 D.F. Parsons, ed., Proceedings of the Conference on Ultrasoft X-Ray Microscopy, New York (1979), Annals of the New York Academy of Sciences, im Druck

PBAM75 T.M. Palmieri, M.J. Boyle, H.G. Ahlstrom, and J.A. Monjes, Lawrence Livermore Laboratory Report UCRL-77081

Pe70 S.V. Pepper, J.Opt.Soc.Am. 60, 805 (1970)

PHB79 P. Predehl, R.-P. Haelbich and H. Bräuminger, Appl.Opt. 18, 2906 (1979)

PLPF77 F. Polack, S. Lowenthal, Y. Petroff and Y. Farge, Appl.Phys.Lett. 31, 785 (1977)

Po63 J.O. Porteus, J.Opt.Soc.Am. 53, 1394 (1963)

PS80 M. Pomerantz and A. Segmüller, Thin Solid Films, im Druck (1980) IBM Research Report RC7291, 9/6/78

PT64 H.R. Philipp and E.A. Taft, Phys.Rev. 136, A1445 (1964)

Re57 H. Riesenberg in Jenaer Jahrbuch 1956, ed. by VEB Carl Zeiss, Jena (1957) p. 30

RJ78 V. Rehn and V.O. Jones, Opt.Engr. 17, 504 (1978)

RJEB80 V. Rehn, V.O. Jones, J.M. Elson and J.M. Bennett, Nucl.Instr. Methods, im Druck (1980)

Ro55 E.M.F. Roe, Research 8, 147 (1955)

Rö70 J. Römer, Diplomarbeit Universität Hamburg (1970)

RP73 L. Reimer und G. Pfefferkorn, Raster-Elektronenmikroskopie, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1973)

RS80 D. Rudolph and G. Schmahl, Ann.N.Y.Acad.Sci., im Druck (1980)

RSBJ77 V. Rehn, J.L. Stanford, A.D. Baer, V.O. Jones and W.J. Choyke, Appl. Optics 16, 1111 (1977)

RU75 F. Riehle and K. Ulmer, phys. stat. sol. (a) 32, K23 (1975)

SA78 Y. Sakayanagi and S. Aoki, Appl.Opt. 17, 601 (1978)

Sc05 K. Schwarzschild, Untersuchung zur geometrischen Optik II, Theorie der Spiegelteleskope, Abh. Königl. Ges. Wiss., Göttingen (1905)

Sc74 G. Schmahl, in Vacuum Ultraviolet Radiation Physics, Herausg. E. E. Koch, R. Haensel and C. Kunz, Pergamon-Vieweg, Braunschweig (1974) S. 667

Se73 A. Segmüller, Thin Solid Films 18, 287 (1973)

SEFG76 E. Spiller, D.E. Eastman, R. Feder, W.D. Grobman, W. Gudat and J. Topalian, J. Appl. Phys. 47, 5450 (1976)

SF77 E. Spiller and R. Feder, in: Topics in Appl. Phys., Vol. 22, ed. H.J. Queisser, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1977) p. 35

SFS79 D.C. Shaver, D.C. Flanders and H.I. Smith, in Proceedings of the Lithography/Microscopy Beam Line Design Workshop, Stanford Synchrotron Radiation Center, C.R. Dannemiller, ed., SSRL Report No. 79/02 (1979) p. 131

SFT78 E. Spiller, R. Feder and J. Topalian, J.Physique Colloq. 39, C4-205 (1978)

SFTE76 E. Spiller, R. Feder, J. Topalian, D. Eastmann, W. Gudat and D. Sayre, Science 191, 1172 (1976)

Sh77 C.J.R. Sheppard, Optik 48, 329 (1977)

Sh78 C.J.R. Sheppard, Laser and Elektrooptik 2, 46 (1978)

Si80 J.K. Silk, Ann. N.Y. Acad. Sci., im Druck (1980)

SKE77 A. Segmüller, P. Krishna and L. Esaki, J. Appl. Cryst. 10, (1977)

SKFK77a D. Sayre, J. Kirz, R. Feder, D.M. Kim and E. Spiller, Ultramicroscopy 2, 337 (1977)

SKFK77b D. Sayre, J. Kirz, R. Feder, D.M. Kim and E. Spiller, Science 196, 1339 (1977)

SKFK78 D. Sayre, J. Kirz, R. Feder, D.M. Kim, and E. Spiller, Ann.N.Y. Acad. Sci. 306, 286 (1978)

Sp72a E. Spiller, Appl. Phys. Lett. 20, 365 (1972)

Sp72b E. Spiller in Proceedings of ICO-IV, Santa Monica, Calif. (Nat. Academy of Science - National Research Council, Washington, D.C., 1974) p. 525

Sp76 E. Spiller, Appl. Optics 15, 2333 (1976)

Sp79 E. Spiller in Proceedings of the Lithography/Microscopy Beam Line Design Workshop, Stanford Synchrotron Radiation Center, C.R. Dannemiller, ed., SSRL Report No. 79/02 (1979) p. 41

Sp80 E. Spiller in Handbook on Synchrotron Radiation, E. E. Koch, ed., in Vorbereitung

SR69 G. Schmahl und D. Rudolph, Optik 29, 577 (1969)

SRN78 G. Schmahl, D. Rudolph and B. Niemann, J. Physique Colloq. 39, C4-202 (1978)

SRNC80 G. Schmahl, D. Rudolph, B. Niemann and O. Christ, Ann.N.Y. Acad. Sci., im Druck (1980)

SS50 R.S. Sennet and G.D. Scott, J.Opt.Soc.Am. 40, 203 (1950)

SS72 D.L. Spears and H.I. Smith, Electron. Lett. 8, 102 (1972)

SS76 G. Schulz and J. Schwider, in Progress in Optics XIII, E. Wolf, ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1976) p. 93

SSDE77 H.W. Schnopper, L.P. Van Speybroeck, J.P. Delvalle, A. Epstein, E. Källne, R.Z. Bachrach, J. Dijkstra and L. Lantwaard, Appl. Opt. 16, 1088 (1977)

SSH80 E. Spiller, A. Segmüller and R.-P. Haelbich, Ann.N.Y. Acad. Sci. im Druck (1980)

St80 W. Staehr, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1980)
SU77 W. Schwander and K. Ulmer, phys.stat.sol.(a) 41, K167 (1977)
UBK79 J.H. Underwood, T.W. Barbee, Jr. and D.C.Keith, SPIE, Vol.184,
Space Optics Imaging X-Ray Optics Wkorkshop, Society of Photo-
Optical Instrumentation Engineers, Bellingham, Washington, p. 123
Un78 J.H. Underwood, American Scientist 66, 476 (1978)
We74 W.T. Welford, Aberrations of the Symmetrical Optical System,
Academic Press, London (1974)
WG74 J.R. Wood and D.A.I. Goring, J. Microscopy 100, 105 (1974)
Wo52 H. Wolter, Ann.Phys. 10, 94 (1952)
VZ77a A.V. Vinogradov and B. Ya. Zeldowich, Appl. Opt. 16, 89 (1977)
VZ77b A.V. Vinogradov and B. Ya. Zeldowich, Opt. Spectrosc. 42, 404 (1977)

Die vorliegende Arbeit entstand innerhalb der Forschungsgruppe F41 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. C. Kunz, dessen wissenschaftliche Betreuung wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

Ein großer Teil der Mehrschichtbedampfungen für den ersten Teil der Arbeit wurde von Dr. E. Spiller vom IBM Forschungslabor in New York hergestellt. Für die gute Zusammenarbeit mit vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen auch zur Mikroskopie möchte ich mich herzlich bedanken. Die Messungen mit einer charakteristischen Röntgenquelle und die Anpassungsrechnungen dazu wurden von Dr. A. Segmüller, ebenfalls vom IBM Forschungslabor in New York, durchgeführt, wofür ich mich bedanken möchte.

Für den Aufbau und Test des Rastermechanismus und die Planung der Vakuumkammer für das Mikroskop möchte ich mich bei Herrn W. Staehr vielmals bedanken.

Der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. M. Harsdorff vom Institut für Angewandte Physik der Universität Hamburg gebührt Dank für einige Mehrschichtbedampfungen, ebenso der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. K. Ulmer vom Physikalischen Institut der Universität Karlsruhe für die Herstellung von Langmuir-Blodgett Kristallen.

Viele Mitglieder der Forschungsgruppe F41 und des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität haben mich bereitwillig unterstützt, namentlich möchte ich erwähnen Herrn H. Zeiger (Aufdampflabor), die Herren O. Beimgraben, Dipl.-Phys. G. Sprüssel und Dipl.-Phys. G. Tolkieln (Datenauswertung), Herrn W. Schmidt (Konstruktion und Aufbau der Vakuumkammer für das Mikroskop), Herrn D. Michael (Vakuumtechnik), die Herren K. Geske und H. Habersaat (Elektronik) und Herrn J. Weber (mechanische Werkstatt).

Nicht unerwähnt sollen auch alle diejenigen bleiben, die in der Verwaltung, dem Einkauf, der Bibliothek tätig sind oder technische Dienste verrichten. Ihre schnelle Hilfe war eine wesentliche Voraussetzung für die Durchführung des Forschungsvorhabens. Frau Walter sorgte für die zügige Anfertigung von Abbildungen, Herr J. Schmidt und Frau M. Sörensen für die photographischen Reproduktionen. Die mühevollen Schreibarbeiten lag in den Händen von Frau U. Steusloff und Frau H. Lehmann. Ihnen allen sei herzlich gedankt.