

KfK 2788  
April 1979

# Dreidimensionale Abbildung von $\gamma$ -Quellverteilungen mit Fresnelzonenplatten

G. Eck, H. Bluhm  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

KfK 2788

Dreidimensionale Abbildung  
von  $\gamma$ -Quellverteilungen  
mit Fresnelzonenplatten

G. Eck

H. Bluhm

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

# Dreidimensionale Abbildung von $\gamma$ -Quellverteilungen mit Fresnelzonenplatten

## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht die Eignung von zirkularen und linearen Fresnelzonenplatten zur räumlichen Abbildung von punkt- und stabförmigen  $\gamma$ -Quellverteilungen mit spaltspektrumsähnlichen Energien.

Mit Hilfe der Fresnel-Kirchhoffschen Beugungstheorie wurden das Auflösungsvermögen, die Tiefenschärfe und das Gesichtsfeld, sowie die Antwortfunktionen für Punktquellen als Funktion der Zonenanzahl und des innersten Zonenradius neu berechnet. Auch wurde der Einfluß der höheren Terme in der Entwicklung der Zonenplattenapertur nach Exponentialfunktionen bestimmt.

Für die experimentellen Untersuchungen wurde eine Zonenplattenkamera, bestehend aus zirkularen W- oder linearen Pb-Platten auf einer Al-Unterlage und aus einer Röntgenfilmkassette, aufgebaut. Die in kodierter Form vorliegenden Bilder wurden mit einem analogen optischen Rekonstruktions-system mit einem He-Ne-Laser dekodiert.

Unterschiedliche räumlich verteilte Quellkonfigurationen wurden mit Hilfe einer punktförmigen Cf-252 Quelle und einer stabförmigen Sb-124 Quelle simuliert. Die analoge Rekonstruktion der kodierten Bilder konnte die ursprünglichen räumlichen Quellkonfigurationen mit guter Genauigkeit reproduzieren. Außerdem war es möglich die relativen Intensitäten der Quellen richtig zu bestimmen. Hierbei ergab sich der von der Theorie bestätigte quadratische Zusammenhang zwischen Quell- und Bildintensität.

## Threedimensional imaging of $\gamma$ -source distributions with Fresnel zone plates

### Abstract

The present paper investigates the ability of circular and linear Fresnel zone plates to image point- and pinlike  $\gamma$ -sources with fission spectrum energies.

Using the Fresnel-Kirchhoff diffraction theory resolution, depth of field and field of view as well as point response functions have been recalculated for different numbers of zones and different central radii. Also the influence of higher terms in the exponential expansion of the zone plate aperture has been determined.

To carry out experimental investigations a zone plate camera consisting of an x-ray film cassette and circular W- or linear Pb zone plates on an Al-support has been built. The coded images were decoded with the help of an analogue optical reconstruction system containing a He-Ne-laser.

Different spatially distributed source configurations have been simulated using a Cf-252 point source and an Sb-124 pin source. The analogue reconstruction of the coded images succeeded in reproducing the original geometrical source configurations with satisfactory accuracy. In addition it was possible to determine the relative source intensities correctly and a quadratic connection between source and image intensities, confirmed by theory, has been found.

## Inhaltsverzeichnis

Seite:

1.	<u>Einleitung</u>	
1.1	Verfahren zur Abbildung von $\gamma$ -Quellverteilungen und ihre Anwendung in der experimentellen Reaktorsicherheitsforschung	1
1.2	Das Prinzip der Abbildung mit codierenden Aperturen	2
2.	<u>Theoretische Grundlagen</u>	
2.1	Transmissionsfunktion und Brennweite von Fresnelzonenplatten	6
2.2	Das seitliche (x,y) Auflösungsvermögen des Gesamtsystems	8
2.2.1	Zirkulare Zonenplatten	
2.2.2	Lineare Zonenplatten	
2.2.2.1	x-Richtung	
2.2.2.2	y-Richtung	
2.3	Das räumliche Auflösungsvermögen des Gesamtsystems	22
2.3.1	Zirkulare Zonenplatten	
2.3.2	Lineare Zonenplatten	
2.4	Verbesserung des Auflösungsvermögens durch die Foci höherer Ordnung	26
2.5	Das Massenauflösungsvermögen	27
2.6	Das Gesichtsfeld einer Zonenplatte	30

	<u>Seite:</u>	
3.	<u>Der experimentelle Aufbau</u>	
3.1	Die Fresnelzonenplattenkamera	33
3.1.1	Beschreibung der verwendeten Zonenplatten	
3.1.2	Beschreibung des Filmmaterials	
3.2	Die verwendeten $\gamma$ -Quellen und ihre Manipulation	39
3.3	Das analoge Rekonstruktionssystem	43
3.3.1	Das Gesamtsystem	
3.3.2	Beschreibung der einzelnen Systemkomponenten	
3.3.2.1	Lasert und Raumfilter	
3.3.2.2	Linien und Kameras	
3.3.2.3	Das Mikrophotometer	
4.	<u>Durchföhrung der Experimente, Ergebnisse und Interpretation</u>	
4.1	Praktische Durchföhrung	49
4.1.1	Aufnahme der codierten Bilder	
4.1.2	Justierung des analogen Rekonstruktionssystems	
4.1.3	Der Rekonstruktionssprozeß	
4.2	Berechnungen zur quantitativen Auswertung	56
4.3	Ergebnisse und Interpretation	60
4.3.1	Ergebnisse der qualitativen Rekonstruktion	
4.3.2	Ergebnisse der quantitativen Rekonstruktion	
5.	<u>Zusammenfassung und Schlußfolgerungen</u>	86

Anhang

Literaturverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen

Verzeichnis der verwendeten Symbole



## 1. Einleitung

### 1.1 Verfahren zur Abbildung von $\gamma$ -Quellverteilungen und ihre Anwendung in der experimentellen Reaktorsicherheitsforschung

Bei Experimenten zur Brennstoffbewegung während eines Unfalls in natriumgekühlten, schnellen Reaktoren, wie sie am CABRI-Reaktor in Cadarache und am ACRR in Sandia durchgeführt werden sollen, läßt sich die momentane Verteilung des Brennstoffs während des Experiments mit Hilfe der vom Brennstoff selbst emittierten Strahlung abbilden. Direkte optische Methoden scheiden aus, da das den Brennstoff umgebende Material undurchsichtig ist.

Grundsätzlich kann man sowohl die Spaltneutronen als auch die bei der Spaltung entstehende harte  $\gamma$ -Strahlung zur Abbildung verwenden /1,2/.

Das einfachste Abbildungssystem ist die Lochkamera (Pinhole).

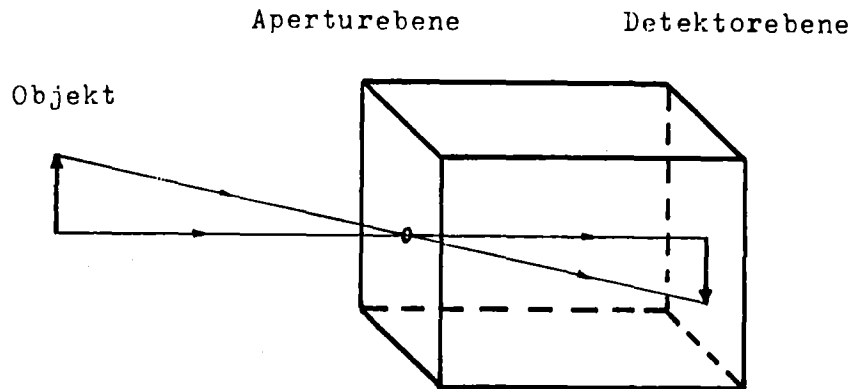


Abb. 1-1 Lochkamera (Pinhole)

Jeder Punkt eines leuchtenden oder beleuchteten Objekts erzeugt auf einem Schirm (Detektor) durch das Pinhole einen hellen Fleck (Bildpunkt). Die Summe aller dieser Bildpunkte ergibt dann ein umgekehrtes Bild des Objekts /3/.

Das Auflösungsvermögen einer Lochkamera wird durch den Durchmesser des Pinhole bestimmt und ist eine konkurrierende Größe zur Quantenausbeute pro Auflösungselement. Das bedeutet, man erreicht entweder eine gute Ortsauflösung oder eine gute Quantenausbeute (= Zeitauflösung). Für die Abbildung

von  $\gamma$ -Quellverteilungen bietet sich die Lochkamera an, weil sie bei Verwendung eines geeigneten Detektors mit  $\gamma$ -Quanten genau so arbeitet wie mit Photonen im optischen Bereich und deshalb in der Lage ist, direkt ein Bild des Objekts zu liefern.

Ähnliches gilt für Kollimatorverfahren, deren Vertreter in der Reaktorphysik das Hodoscope ist. Solche Hodoscope wurden für den Treatreactor in Idaho und den CABRI-Reaktor in Cadarache entwickelt. In beiden Fällen werden allerdings die Spaltneutronen zur Abbildung verwendet, was aber keinen grundsätzlichen Unterschied im Verfahren zur Folge hat /4,5,6/.

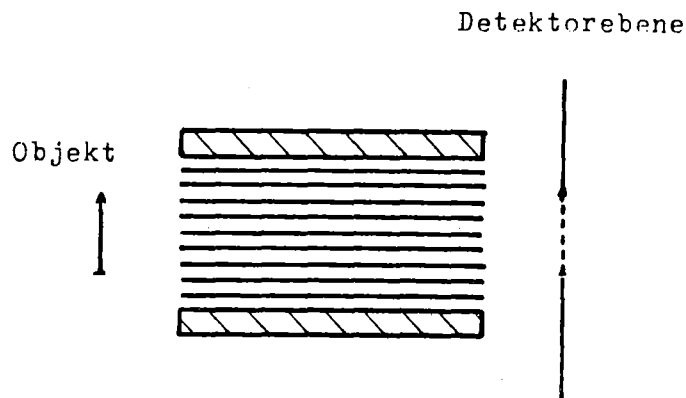


Abb. 1-2 Kollimator

Bei dem Kollimatorverfahren betrachtet jedes Detektorelement durch ein Kollimatorrohr nur jeweils ein Auflösungselement des Objekts. Dadurch erhält man auf dem Detektor ein gerastertes Bild des Objekts. Auflösungsvermögen und Quantenausbeute sind wie bei der Lochkamera konkurrierende Größen und je nach der Geometrie der Anordnung können sogar ungünstigere Werte erreicht werden als bei der Lochkamera.

## 1.2 Das Prinzip der Abbildung mit codierenden Aperturen

Während die Lochkamera und die verschiedenen Kollimatorverfahren im Prinzip einstufige Prozesse sind, d.h. grundsätzlich direkt ein Bild des betrachteten Objekts produzieren können, handelt es sich bei der Abbildung mit codierenden Aperturen um ein zweistufiges Verfahren.

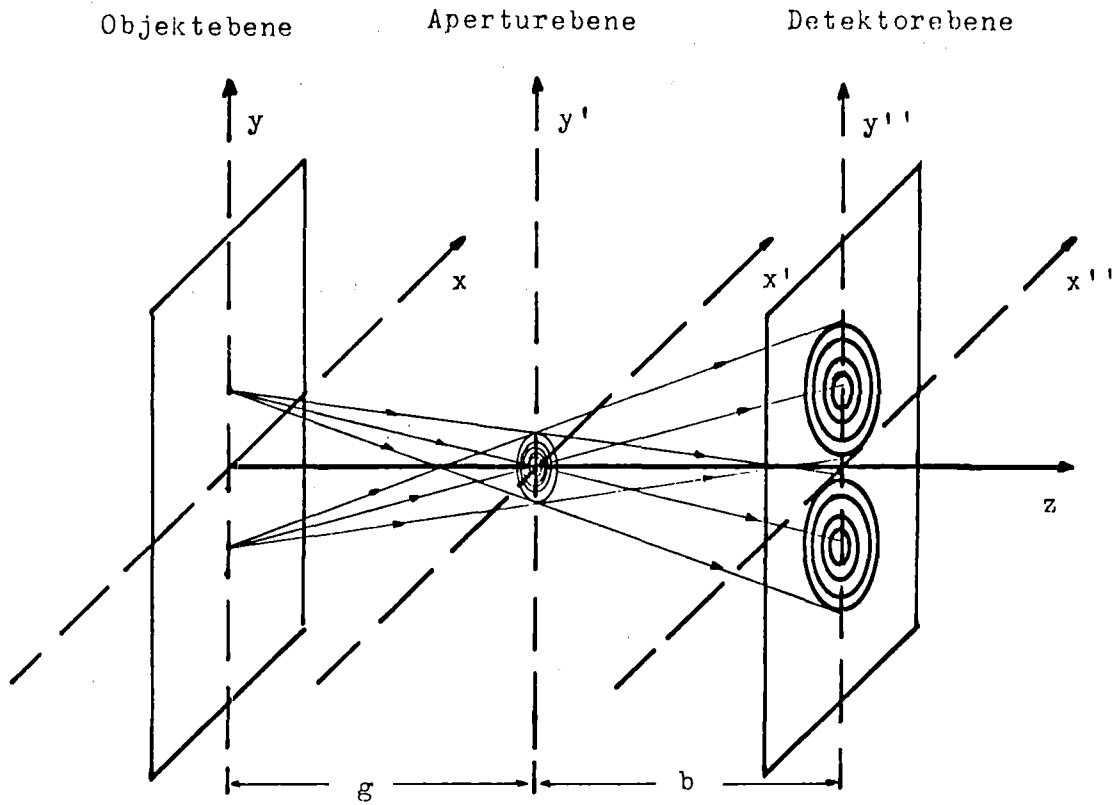


Abb. 1-3 Prinzip der Abbildung mit einer codierenden Apertur

Zwischen Quellverteilung und Detektor befindet sich eine teilweise absorbierende "Maske", die codierende Apertur. Sie hat eine bekannte und definierte Transmissionsfunktion  $C(\vec{r}')$ . Die von einer Quellverteilung  $Q(\vec{r})$  emittierte Strahlung erzeugt so auf dem Detektor eine Summe von Schattenbildern der codierenden Apertur. Das ist das codierte Bil  $I(\vec{r}'')$  der Quellverteilung /7/.

$$(1-1) \quad I(\vec{r}'') \sim \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\vec{r}) \cdot C(\alpha\vec{r}'' + \beta\vec{r}) d^3\vec{r} \sim Q * C$$

mit

$$(1-2) \quad \alpha = \frac{g}{g+b} \quad ; \quad \beta = \frac{b}{g+b}$$

Im codierten Bild ist, wie man aus Gl. (1-1) sieht, die gesamte Information über die räumliche Ausdehnung der Quellverteilung und die zu den einzelnen Raumpunkten gehörende relative Quellstärke enthalten. Anschaulich kann man das wie folgt erklären:

Ein näher bei der Apertur liegender Quellpunkt erzeugt ein Schattenbild mit größerem Durchmesser, als ein weiter entfernt liegender. Das ist die Speicherung der z-Koordinate.

Die Schattenbilder zweier gegeneinander parallel zur Apertur verschobenen Quellpunkte sind ebenfalls gegeneinander verschoben. Das enthält die Information über die x- und y-Koordinaten.

Ein Punkt mit größerer Quellstärke erzeugt ein helleres (kontrastreicheres) Schattenbild, als ein Punkt mit kleinerer Quellstärke, was die Information über die relative Quellstärke darstellt.

Die Decodierung des codierten Bildes ist die zweite Stufe des Verfahrens. Wie diese Decodierung im Prinzip zu erfolgen hat, ergibt sich aus Gl. (1-1). Mit den Fouriertransformierten von  $I(\vec{r}'')$  und  $C(\vec{r}')$ ,  $\tilde{I}(-\frac{\alpha\vec{k}}{\beta})$  und  $\tilde{C}(-\frac{\vec{k}}{\beta})$  erhält man

$$(1-3) \quad Q(\vec{r}) \sim \alpha \cdot (g+b)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{I} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} d^3 \vec{k}$$

Die Decodierung muß aber nicht in jedem Fall rechnerisch ausgeführt werden. Bei Verwendung einer geeigneten codierenden Apertur sind auch analoge Decodierungsverfahren möglich.

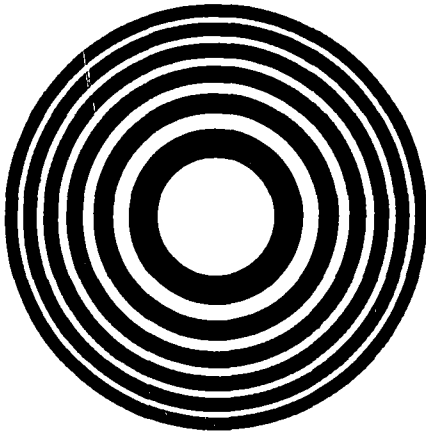
Die am häufigsten verwendete codierende Apertur ist deshalb die Fresnelzonenplatte. Wegen ihrer Ähnlichkeit mit dem Hologramm eines punktförmigen Objekts können die codierten Bilder nach einer dem Gesamtsystem angepaßten Verkleinerung als Hologramme des Objekts aufgefaßt werden. Man nennt sie deshalb Pseudohologramm. Die Rekonstruktion entspricht dann der eines gewöhnlichen Hologramms. Dieses einfache Rekonstruktionsverfahren ist für die meisten qualitativen Auswertungen ausreichend.

Codierende Aperturen haben gegenüber dem Pinhole und dem Kollimatorverfahren zwei Vorteile. Erstens können sie so gebaut werden, daß sie bei gleichem Auflösungsvermögen eine größere Effektivität haben. Zweitens sind sie prinzipiell in der Lage dreidimensionale Bilder zu erzeugen, was bei den anderen Methoden nur durch den gleichzeitigen Einsatz mehrerer Instrumente möglich ist.

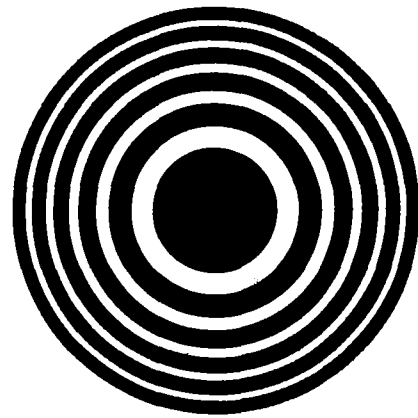
In der vorliegenden Arbeit werden die Abbildungseigenschaften zirkularer und linearer Fresnelzonenplatten im Hinblick auf die Beobachtung von Brennstoffbewegungen bei simulierten Unfällen in Testreaktoren untersucht.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1 Transmissionsfunktion und Brennweite von Fresnelzonenplatten



2-1.1 zirkular, positiv



2-1.2 zirkular, negativ



2-1.3 linear, positiv



2-1.4 linear, negativ

Abb. 2-1 Fresnelzonenplatten

Abbildung 2-1.1 bis 2-1.4 zeigt zirkulare und lineare, positive und negative Fresnelzonenplatten. Die Transmissionsfunktion  $C(\vec{r}')$  einer Fresnelzonenplatte ist gegeben durch

$$(2.1-1) \quad C(\vec{r}') = \begin{cases} t_1 & \text{wenn } \sin\left(\pi \frac{r_1^2}{r_+^2}\right) \geq 0 \\ t_2 & \text{wenn } \sin\left(\pi \frac{r_1^2}{r_+^2}\right) < 0 \end{cases}$$

$r_1$  ist der Radius der innersten Zone.

$t_1$  und  $t_2$  sind Transmissionskoeffizienten, sie stellen das Verhältnis zwischen einfallender und durchgelassener Amplitude dar.

Für positive Zonenplatten gilt  $t_1 > t_2$ ; für negative Zonenplatten ist  $t_2 > t_1$ . Aus Gl. (2.1-1) ergibt sich, daß sich die Radien  $r_n$  der einzelnen Zonen zueinander verhalten, wie die Wurzeln ganzer Zahlen.

$$(2.1-2) \quad r_n = r_1 \cdot \sqrt{n}$$

Wenn man  $C(\vec{r}')$  als komplexe Fourierreihe entwickelt, erhält man / 7, 8/

$$(2.1-3) \quad C(\vec{r}') = \frac{t_1 + t_2}{2} + i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{p} e^{-ip\pi \frac{r_1^2}{r_+^2}} ; p \text{ ungerade}$$

Vergleicht man die einzelnen Summanden mit der Transmissionsfunktion  $t(r')$  einer idealen dünnen Linse /9, 10, 11/

$$(2.1-4) \quad t(r') \sim e^{-ik \frac{r'^2}{2f}}$$

$f$  ist die Brennweite;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

so zeigt sich, daß man eine Fresnelzonenplatte als eine Summe solcher Linsen mit den Brennweiten  $f_p$  auffassen kann.

$$(2.1-5) \quad f_p = \frac{r_1^2}{\lambda \cdot p}$$

Der Term  $(t_1 + t_2)/2$  berücksichtigt das Licht, das ungebeugt durch die Zonenplatte hindurch geht (d.c.-term).

Lineare Zonenplatten sind Zylinderlinsen vergleichbar. Bei ihrem Einsatz als codierende Aperturen fallen sie unter den Begriff "Hybride Systeme", da sie eine Kombination aus Fresnelzonenplatte (x-Richtung) und Pinhole (y-Richtung) darstellen.

## 2.2 Das seitliche (x,y) Auflösungsvermögen des Gesamtsystems

Als Gesamtsystem wird im Folgenden der gesamte Prozeß von der Aufnahme des codierten Bildes bis zu seiner endgültigen Rekonstruktion verstanden. Das beinhaltet insbesondere: auch die Geometrie bei der Aufnahme des Schattenbildes (Fig. 1-3), sowie die vor dem zweiten Schritt aus praktischen Gründen übliche Verkleinerung des codierten Bildes auf  $1/n$  der ursprünglichen Größe.

### 2.2.1 Zirkulare Fresnelzonenplatten

Um das Auflösungsvermögen einer Fresnelzonenplatte zu bestimmen, muß man die durch eine einfallende ebene Welle im Brennpunkt erzeugte Beugungsfigur kennen.

Die Berechnung dieser Beugungsfigur muß in Fresnelscher Näherung erfolgen, da die Fraunhofersche Näherung nur verwendet werden darf, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind /12/

$$(2.2-1) \quad a) \quad |z'| \gg \frac{(\xi^2 + \eta^2)_{\max}}{\lambda}; \quad b) \quad |z| \gg \frac{(\xi^2 + \eta^2)_{\max}}{\lambda}$$

$z, z'$  sind die Entfernungen von Lichtquelle und Beugungsfigur zur Apertur;  
 $\lambda$  ist die Wellenlänge des verwendeten Lichts;  
 $\xi, \eta$  sind die Koordinaten in der Aperturebene.



Für eine einfallende ebene Welle gilt  $|r'| \rightarrow \infty$  und somit ist Gl. (2.2-1)a quasi immer erfüllt.

Gl. (2.2-1)b kann aber nicht erfüllt werden, da

$$(2.2-2) \quad \frac{(\xi^2 + \eta^2)_{\max}}{\lambda} = \frac{a^2}{\lambda} = N \frac{r_1^2}{\lambda} = N \cdot f$$

$a$  = Radius der Zonenplatte =  $r_1 \cdot \sqrt{N}$

$N$  = Anzahl der Zonen

$r_1$  = Radius der innersten Zone

und  $|z| = f$  (Beugungsfigur im ersten reellen Brennpunkt), was bedeuten würde  $f = N \cdot f$ .

Das Fresnel-Kirchhoffsche-Beugungsintegral lautet in Fresnelscher Näherung /12/

$$(2.2-3) \quad U(R, \theta, s') \sim \iint_A A(\rho, \phi) \cdot \exp\left\{ik \left[-\frac{R\rho}{z}(\cos\theta \cos\phi + \sin\theta \sin\phi) + \frac{\rho^2}{2z}\right]\right\} \rho d\rho d\phi$$

Da die Beugungsfigur einer zirkularen Zonenplatte in ihrem ersten Brennpunkt ( $p = +1$ ) berechnet werden soll, gilt  $s' = f$  und  $A(\rho, \phi) = C(\vec{r}')$  Gl. (2.1-3).

Damit läßt sich Gl. (2.1-3) in drei Terme aufspalten, so daß gilt

$$(2.2-4) \quad U(R, \theta, f) \sim T_1 + T_2 + T_3$$

mit

$$(2.2-5) \quad a) \quad T_1 = \frac{t_1 + t_2}{2} \iint_A \exp\left\{ik \left[-\frac{R\rho}{f}P(\cos\theta \cos\phi + \sin\theta \sin\phi) + \frac{\rho^2}{2f}P\right]\right\} \rho d\rho d\phi$$

$$b) \quad T_2 = i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \iint_A \exp\left\{-ik \frac{\rho^2}{2f}P\right\} \cdot \exp\left\{ik \left[-\frac{R\rho}{f}P(\cos\theta \cos\phi + \sin\theta \sin\phi) + \frac{\rho^2}{2f}P\right]\right\} \rho d\rho d\phi$$

$$c) \quad T_3 = i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \sum_p \left\{ \frac{1}{p} \iint_A \exp\left\{ik \frac{\rho^2}{2f}P\right\} \right\} \cdot \exp\left\{ik \left[-\frac{R\rho}{f}P(\cos\theta \cos\phi + \sin\theta \sin\phi) + \frac{\rho^2}{2f}P\right]\right\} \rho d\rho d\phi$$

Bei  $T_3$  ist  $p \neq +1$ . Dieser Summand wurde bei  $T_2$  berücksichtigt.  
 $P$  stellt die Ordnung des jeweils betrachteten Focus dar und ist im Normalfall 1.

$T_1, T_2$  und  $T_3$  können nun folgendermaßen interpretiert werden:

$T_1$  stellt den Beitrag der ungebeugt durchgelassenen Amplitude zur Gesamtlichterregung  $U(R, \theta, f)$  dar.

$T_2$  ist der "eigentliche Focus".

$T_3$  liefert den Beitrag der Foci höherer Ordnung ( $p \neq +1$ ) zu  $U(R, \theta, f)$ .

Die Intensitätsverteilung  $I(R, \theta, f)$  ist gegeben als

$$(2.2-6) \quad I(R, \theta, f) = |U(R, \theta, f)|^2$$

Mit den Gleichungen (2.2-4) erhält man

$$(2.2-7) \quad I(R, \theta, f) \sim a^4 4(t_1 - t_2)^2 \frac{J_1^2(v)}{v^2} + \mathcal{R}(R, \theta, f)$$

In  $\mathcal{R}(R, \theta, f)$  sind alle Terme zusammengefaßt, die durch  $T_1$  oder  $T_3$  erzeugt werden.  $\mathcal{R}(R, \theta, f)$  repräsentiert damit die Abweichung von  $I(R, \theta, f)$  einer Zonenplatte gegenüber einer vergleichbaren Linse, da der Term  $4 a^4 (t_1 - t_2)^2 \frac{J_1^2(v)}{v^2}$  formal der airyschen Beugungsfigur einer idealen dünnen Linse mit der Brennweite  $f$  und dem Durchmesser  $2a$  entspricht.

Die Einzelheiten der Rechnung, sowie die Definitionen von  $v$  und  $\mathcal{R}(R, \theta, f)$  befinden sich im Anhang A.

$I(R, \theta, f)$  wurde für eine "idealisierte", d.h.  $t_1, t_2 \in \{0, 1\}$ , Zonenplatte mit den verschiedensten Geometrien und unter Berücksichtigung von 2, 8 und 16 Foci höherer Ordnung berechnet. Dabei ergab sich folgendes:

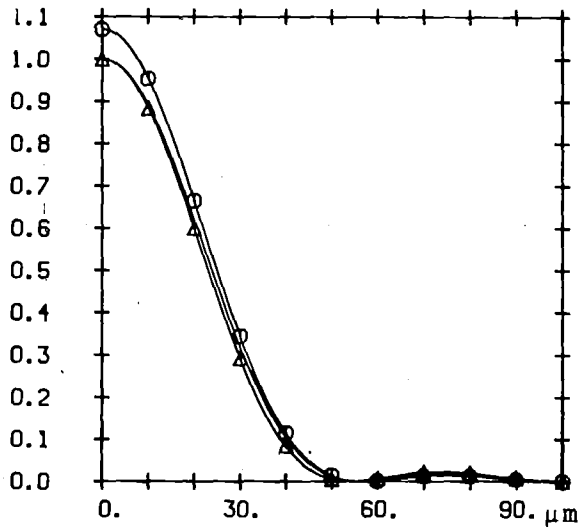
- a) Der Einfluß der Foci höherer Ordnung und des d.c.-Lichts ist offensichtlich gering. Das kann sich allerdings etwas ändern, wenn man von einer idealen zu einer realen Zonenplatte ( $|t_1 - t_2| < 1$ ) übergeht.

Nimmt man an, die hellen Zonen hätten die optische Dichte (OD) 1, das entspricht einer Amplitudentransparenz  $t_1 = 0.32$ , und die dunklen Zonen hätten OD 1.8, was  $t_2 = 0.013$  entspricht, ergibt sich ein Verhältnis  $(t_1 + t_2)^2 / (t_1 - t_2)^2 = 5.4$ , was bedeutet, daß der d.c.-Term relativ zum Focus um den Faktor 5.4 größer geworden ist.

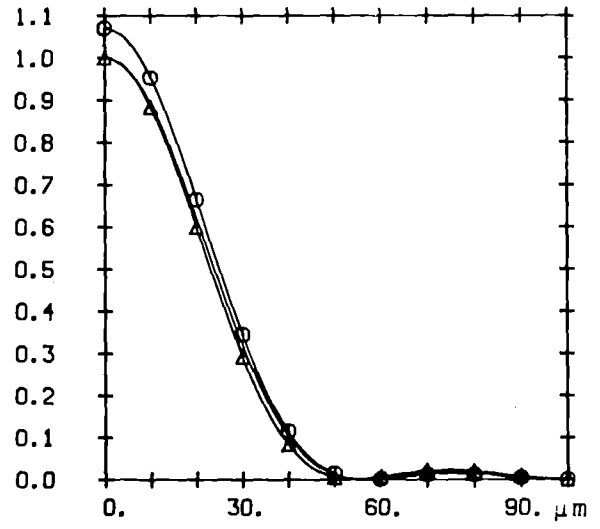
- b) Es besteht ein Unterschied zwischen positiver und negativer Zonenplatte. Das für das Auflösungsvermögen wichtige erste Minimum der Beugungsfigur liegt bei negativen Zonenplatten links und bei positiven Zonenplatten rechts vom ersten Minimum bei einer Linse mit gleichem Durchmesser und gleicher Brennweite wie die Zonenplatte. Das bedeutet, daß das Auflösungsvermögen einer negativen Zonenplatte theoretisch besser ist, als das einer vergleichbaren Linse. Da aber das erste Nebenmaximum derselben Zonenplatte höher ist, als das der entsprechenden Linse, gleicht sich der Nachteil der Linse bei einer hinreichend großen Dichte von Bildpunkten wieder aus. Im übrigen gleichen sich die Werte von negativer und positiver Zonenplatte denen der Linse bei zunehmender Anzahl der Zonen immer mehr an.

Die Ergebnisse von b) stimmen mit denen von D.J. Stigliani, R. Mitra und R.G. Semonin /13/ überein.

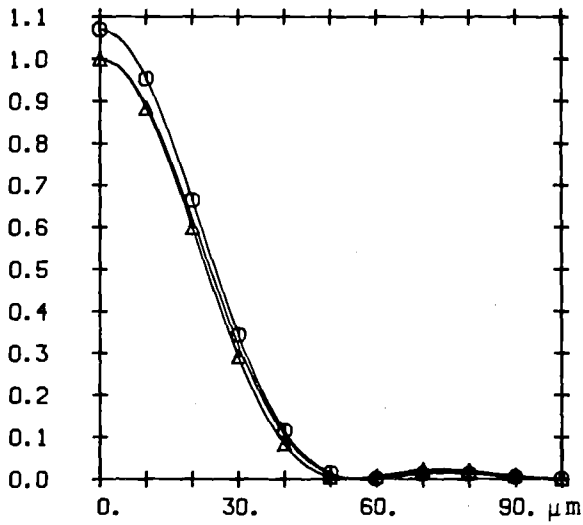
Abb. 2-2 zeigt die Beugungsfigur im ersten Brennpunkt für die diversen Zonenplattengeometrien. Die durchgezogene Linie stellt den der entsprechenden Linse vergleichbaren Term  $4 \frac{J_1^2(v)}{v^2}$  dar. Die zur negativen Zonenplatte gehörende Kurve ist mit  $\triangle$  und die zur positiven Zonenplatte gehörende Kurve ist mit  $\circ$  markiert.



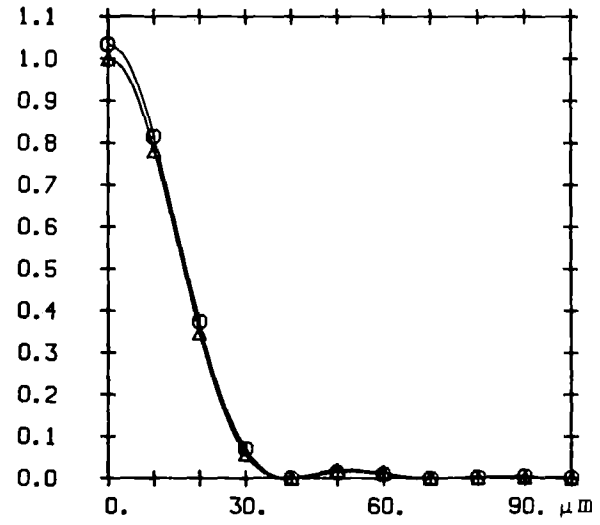
2-2.1 30 Zonen,  $r_1=500 \mu\text{m}$   
1.Focus, p ab -5



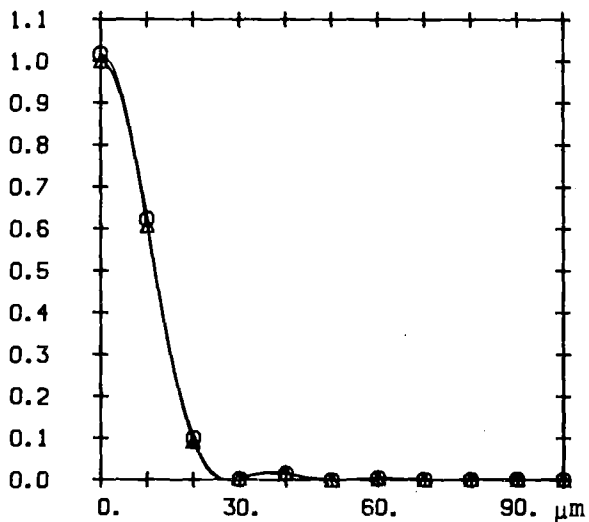
2-2.2 30 Zonen,  $r_1=500 \mu\text{m}$   
1.Focus, p ab -11



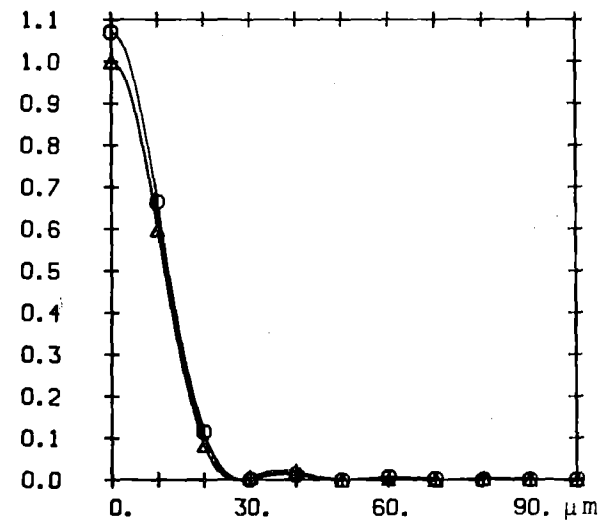
2-2.3 30 Zonen,  $r_1=500 \mu\text{m}$   
1.Focus, p ab -19



2-2.4 60 Zonen,  $r_1=500 \mu\text{m}$   
1.Focus, p ab -5



2-2.5 120 Zonen,  $r_1=500 \mu\text{m}$   
1.Focus, p ab -5



2-2.6 30 Zonen,  $r_1=250 \mu\text{m}$   
1.Focus, p ab -5

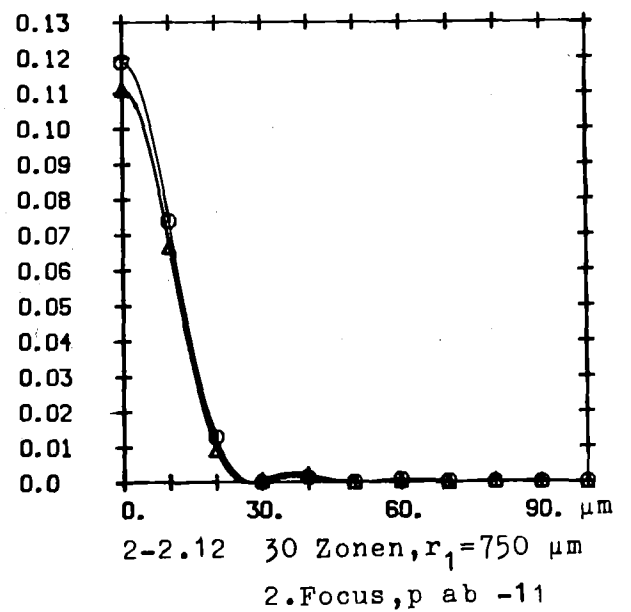
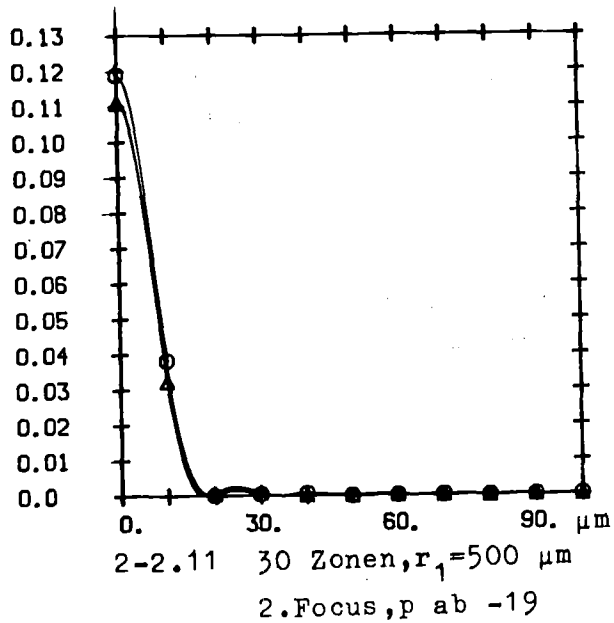
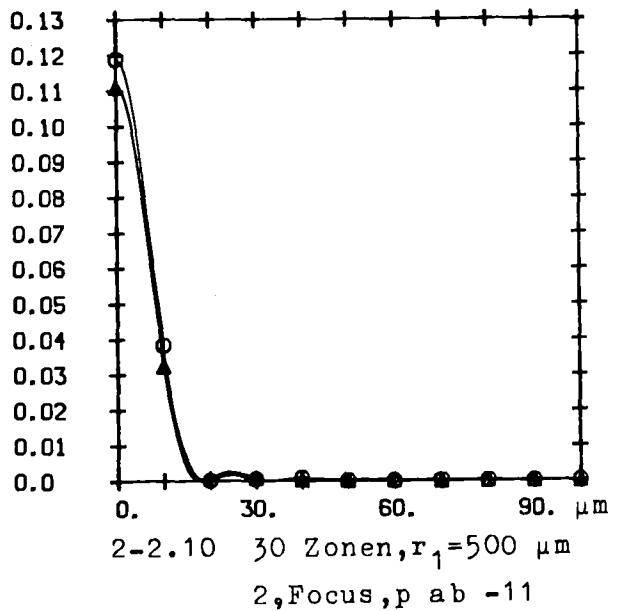
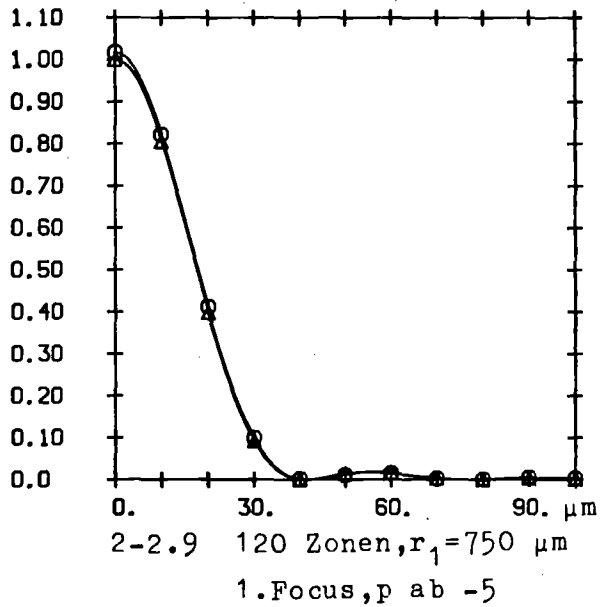
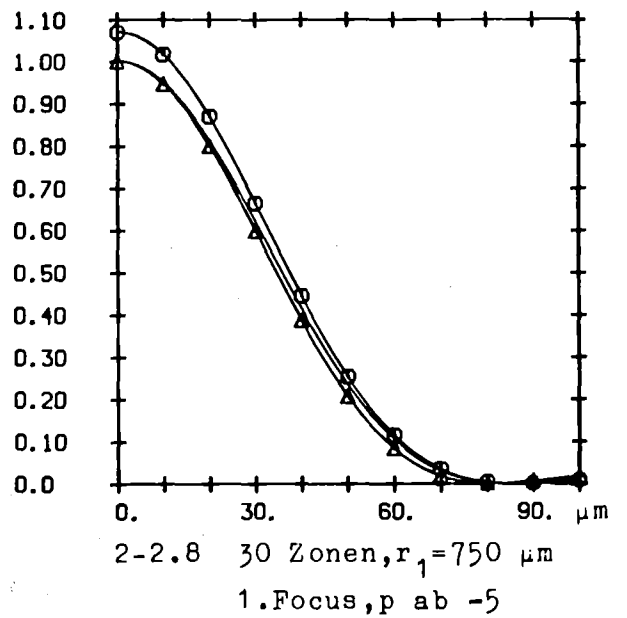
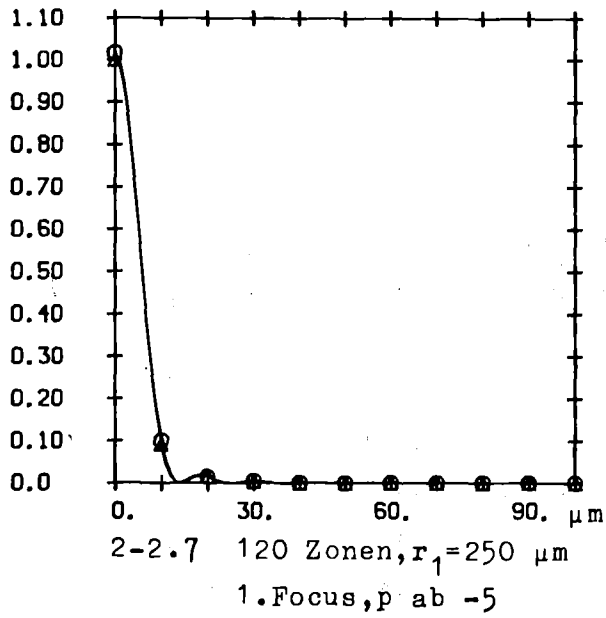


Abb. 2-2 Berechnete Beugungfiguren fuer zirkulare Fresnelzonenplatten

Die Graphiken zeigen, daß man den Einfluß der Foci höherer Ordnung, sowie den des d.c.-Lichts, das ohnehin bei der Rekonstruktion herausgefiltert wird, vernachlässigen kann.

Legt man für das Auflösungsvermögen das Rayleigh-Kriterium zugrunde, d.h. zwei Punkte gelten als aufgelöst, wenn das Hauptmaximum der airyschen Beugungsfigur des ersten Punktes in das erste Minimum der Beugungsfigur des zweiten Punktes fällt, so läßt sich der Abstand  $R$ , um den zwei Zonenplatten gegeneinander verschoben sein müssen, um dieser Bedingung zu genügen, wie folgt berechnen:

$$(2.2-8) \quad J_1(v_0) = 0$$

daraus folgt  $v_0 = 3.8317$  /14/ ; da

$$(2.2-9) \quad v_0 = k \frac{a R_0}{f}$$

ergibt sich mit Gl.(2.1-2) und Gl.(2.1-5)

$$(2.2-10) \quad R_0 = \frac{v}{\pi} \frac{1}{2} \frac{r}{\sqrt{N}}$$

$N$  = maximale Anzahl der Zonen

Da es für das praktische Rechnen günstiger ist, das Auflösungsvermögen auf die Breite des äußersten Ringes  $\Delta r_N$  der Zonenplatte zu beziehen,

$$(2.2-11) \quad \Delta r_N = r_1 (\sqrt{N} - \sqrt{N-1})$$

entwickelt man (2.2-11) nach  $1/N$ , berücksichtigt nur die ersten zwei Glieder und setzt das in Gl.(2.2-10) ein, so erhält man

$$(2.2-12) \quad R_0 \approx \frac{v_0}{\pi} \Delta r_N = 1.22 \cdot \Delta r_N$$

Der minimal auflösbare Quellabstand  $\Delta q$  ergibt sich somit unter Einbeziehung der Aufnahmegeometrie Fig. 1-3 als

$$(2.2-13) \quad \Delta q = 1.22 \frac{g+b}{b} \cdot \Delta r_N$$

### 2.2.2 Lineare Zonenplatte

Wie schon erwähnt, sind lineare Zonenplatten eine Kombination aus Fresnelzonenplatte (x-Richtung) und Pinhole (y-Richtung). Deshalb muß das Auflösungsvermögen getrennt nach x- und y-Richtung berechnet werden.

Die Transmissionsfunktion  $C(\vec{r}')$  unterscheidet sich in x-Richtung formal nicht von der zirkularen Zonenplatte. Deshalb kann auch Gl. (2.1-2) übernommen werden. Lediglich in den Integrationsgrenzen besteht ein Unterschied zur zirkularen Zonenplatte.

Für eine lineare Zonenplatte mit der Höhe  $H$  und der Breite  $2a$  ergibt sich folgendes Beugungsintegral

$$(2.2-14) \quad U(x,y,z) \sim \int_0^H \int_{-a}^a \left[ \frac{t_1+t_2}{2} + i \frac{t_1-t_2}{\pi} \frac{1}{p} \exp\left\{-ik \frac{\xi^2}{2f}\right\} \right] \exp\left\{ik \left[-\frac{x\xi+y\eta}{z} + \frac{\xi^2+\eta^2}{2z}\right]\right\} d\xi d\eta$$

Dieses Integral kann als Produkt zweier voneinander unabhängiger Integrale dargestellt werden.

$$(2.2-15) \quad U(x,y,z) \sim \int_0^H \exp\left\{-ik \left[\frac{y\eta}{z} - \frac{\eta^2}{2z}\right]\right\} d\eta \cdot \int_{-a}^a \left[ \frac{t_1+t_2}{2} + i \frac{t_1-t_2}{\pi} \frac{1}{p} \exp\left\{-ik \frac{\xi^2}{2f}\right\} \right] \exp\left\{ik \left[\frac{\xi^2}{2z} - \frac{x\xi}{z}\right]\right\} d\xi$$

Für das Auflösungsvermögen in x-Richtung ist lediglich der zweite Faktor  $U_2$  von Bedeutung. Für  $H \rightarrow \infty$ , also im Fall einer linearen FZP, bei der die

Beugung an den Kanten oben und unten keine Rolle spielt, gilt

$$(2.2-16) \quad U_1(H \rightarrow \infty) \rightarrow \sqrt{\frac{f\lambda}{2p}} \frac{1}{2} (1+i)$$

### 2.2.2.1 x-Richtung

Das Vorgehen ist analog zur Berechnung des Auflösungsvermögens der zirkularen Zonenplatte. Der Term  $U_2$  wird in drei Terme aufgespalten.

$$(2.2-17) \quad U_2 = \int_0^a \left\{ \frac{t_1^+ t t_2}{2} - i \frac{t_1^- t_2}{\pi} \right\} \frac{1}{p} \exp \left\{ ik \frac{\xi^2}{2f} \right\} \exp \left\{ ik \left( \frac{\xi^2}{2f} P - \frac{x\xi}{f} P \right) \right\} d\xi$$

$$(2.2-18) \quad U_2 = T_1 + T_2 + T_3$$

mit

$$(2.2-19) \quad a) \quad T_1 = \frac{t_1^+ t t_2}{2} \int_0^a \exp \left\{ ikP \left[ \frac{\xi^2}{2f} - \frac{x\xi}{f} \right] \right\} d\xi$$

$$b) \quad T_2 = i \frac{t_1^- t_2}{\pi} \int_0^a \exp \left\{ -ik \frac{x\xi}{f} P \right\} d\xi$$

$$c) \quad T_3 = + \frac{t_1^- t_2}{\pi} \int_0^a \frac{1}{p} \exp \left\{ ik \frac{\xi^2}{2f} \right\} \exp \left\{ ik \left( \frac{\xi^2}{2f} P - \frac{x\xi}{f} P \right) \right\} d\xi$$

Die Berechnung der Integrale  $T_1, T_2$  und  $T_3$  befindet sich im Anhang B.

Die physikalische Bedeutung von Gl.(2.2-18) ist dieselbe wie die von Gl.(2.2-5).  $T_1$  beschreibt das ungebeugt durchgelassenen Licht,  $T_2$  bildet den eigentlichen Focus und  $T_3$  beschreibt den Einfluß der Foci höherer Ordnung.

Berücksichtigt man, daß sich die Platte eigentlich von  $-\infty$  bis  $+\infty$  in  $y$ -Richtung ausdehnt, und daß sie in  $x$ -Richtung von  $-a$  bis  $+a$  geht, so kommt zu I(x) aus Gl.(B.4-1) noch ein Faktor 16 hinzu, so daß man schließlich



$I(x)$  als

$$(2.2-20) \quad I(x) \sim \frac{4f\lambda}{p} \left\{ (t_1 - t_2)^2 \frac{a^2}{\pi^2} \frac{\sin^2\left(k \frac{a}{2f} Px\right)}{\left(\frac{k a Px}{2f}\right)^2} + \mathcal{R}(x) \right\}$$

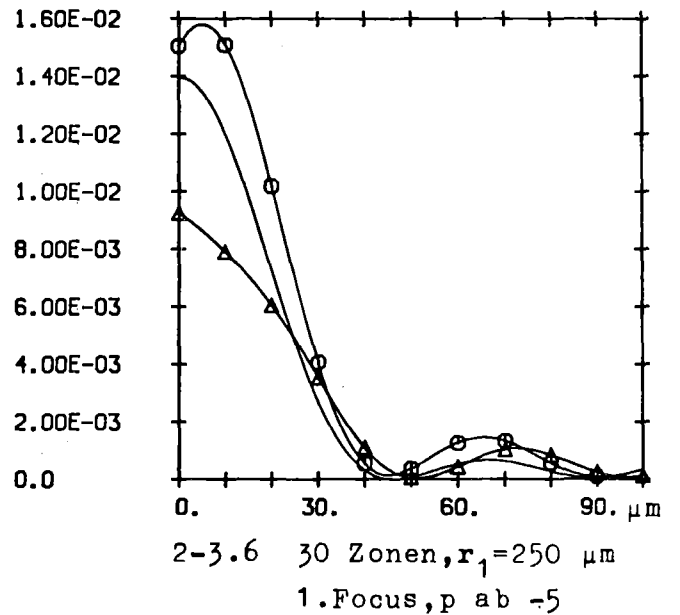
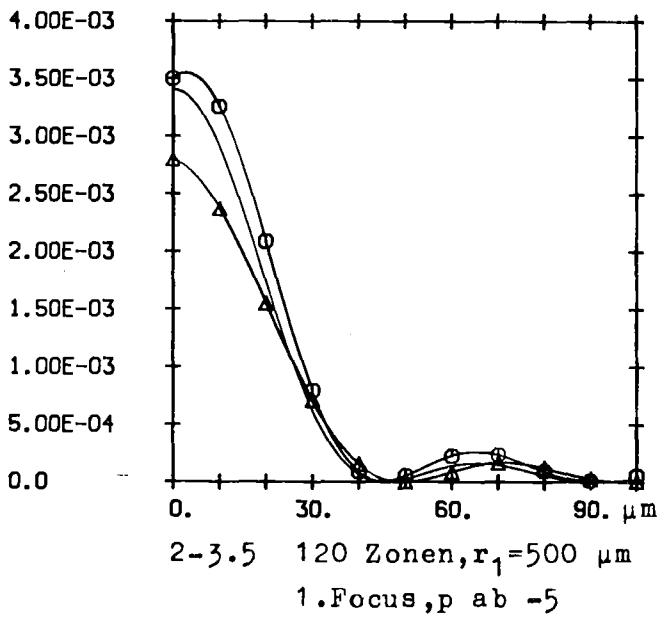
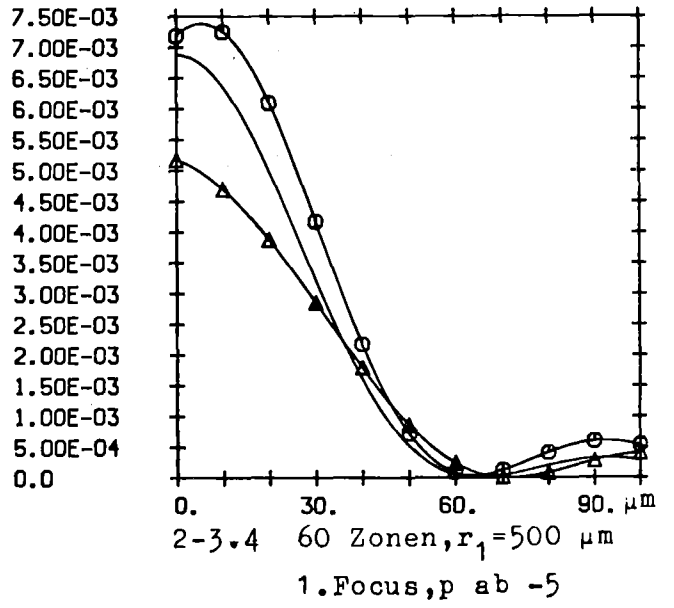
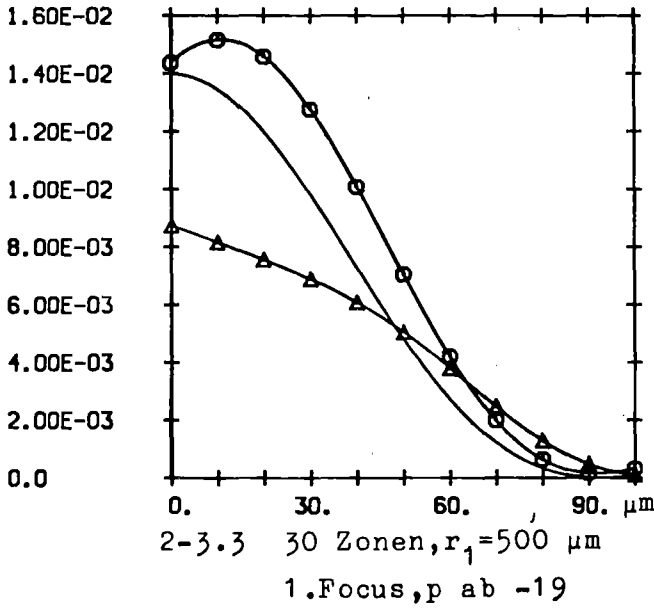
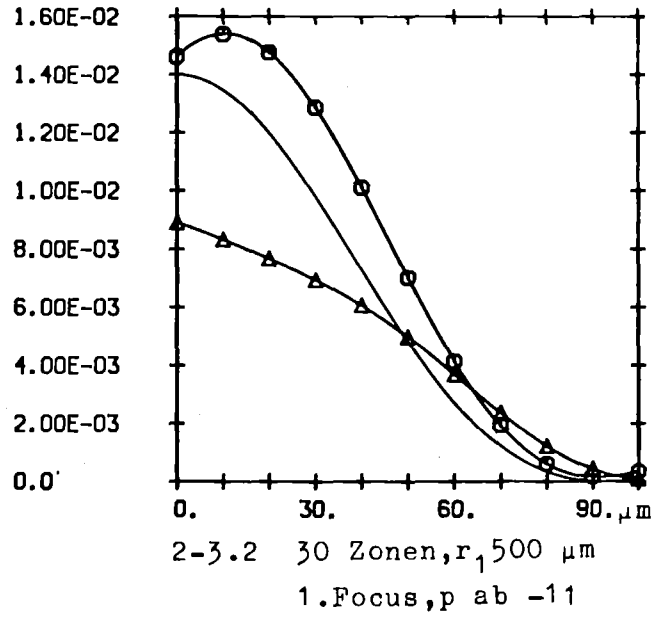
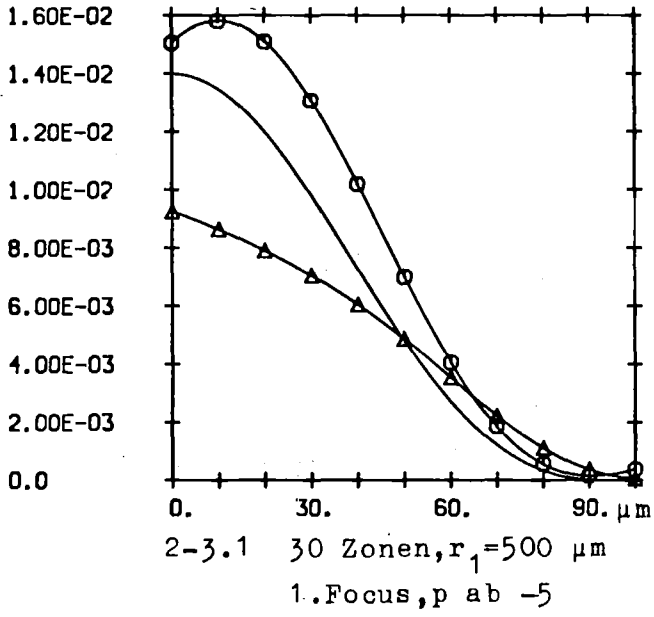
erhält.

Bildet man das Verhältnis der Hauptterme von zirkularen und linearen Zonenplatten für  $x = 0$ , also das Intensitätsmaximum, so erhält man für  $p = 1$

$$(2.2-21) \quad I_z/I_\ell = \frac{a^2 \pi^2}{4f\lambda} = \frac{\pi^2}{4} N$$

Dieses Ergebnis befindet sich in völliger Übereinstimmung mit den von Papoulis berechneten Werten /9/.

Für  $N = 29$  erhält man  $I_z/I_\ell = 71.5$ .



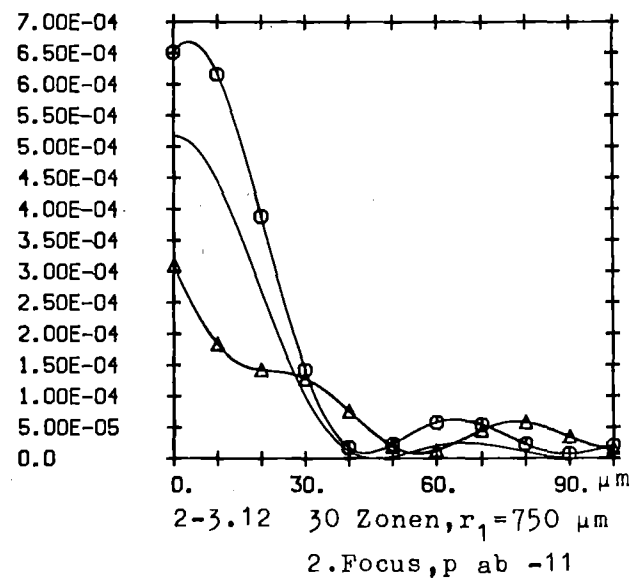
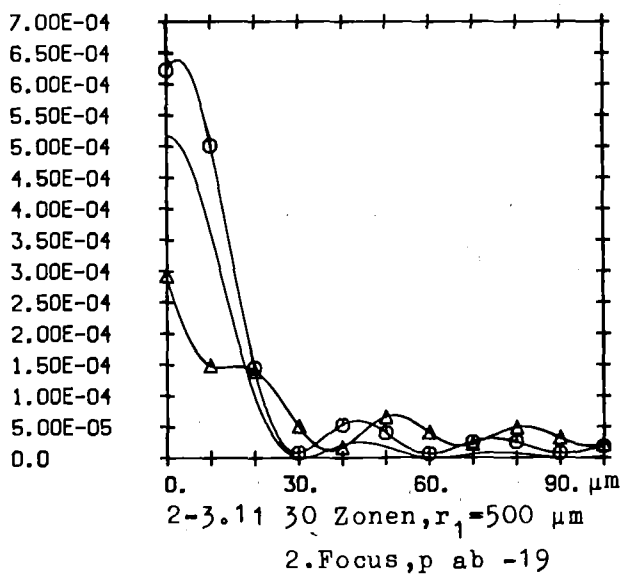
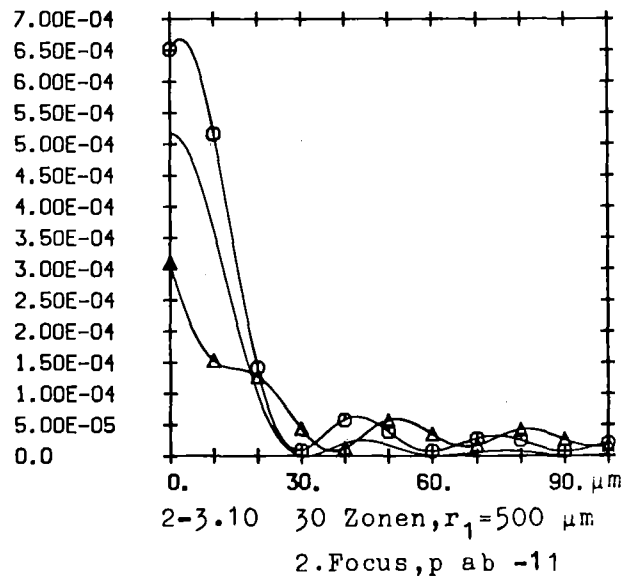
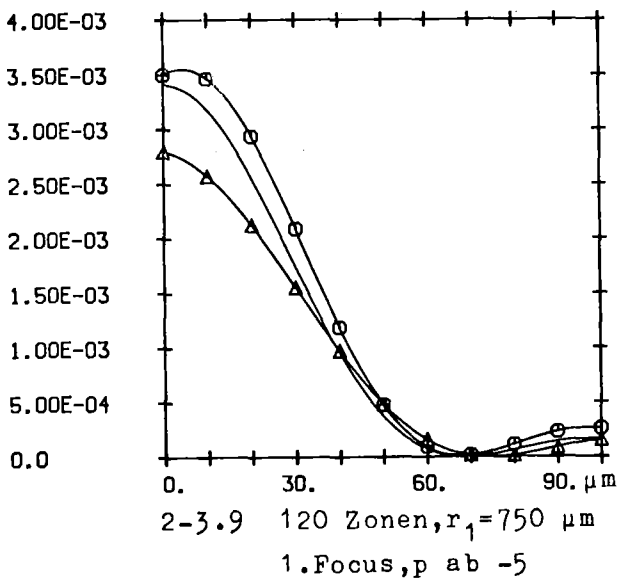
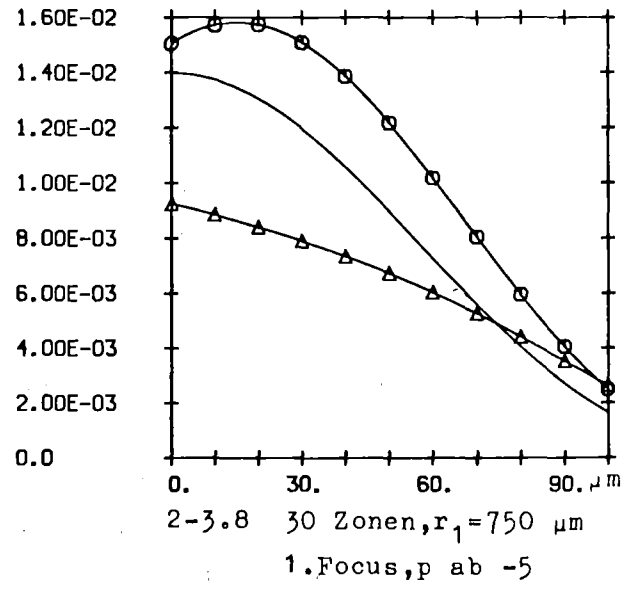
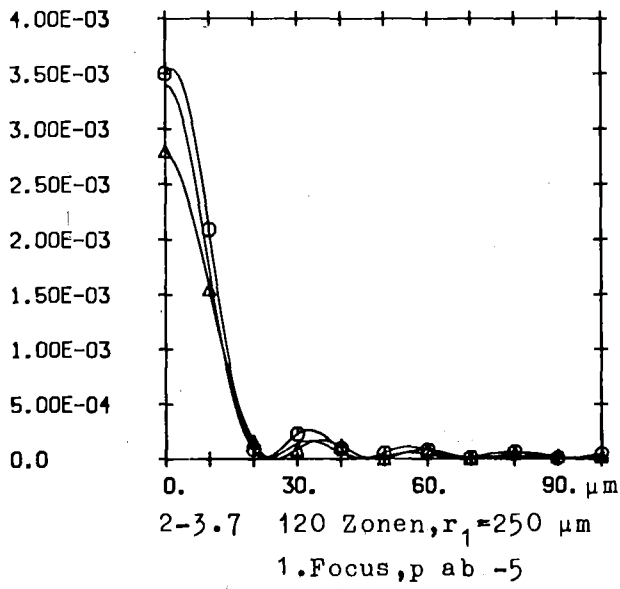


Abb. 2-3 Berechnete Beugungfiguren fuer lineare Fresnelzonenplatten

Abb. 2-3 zeigt die entsprechenden Intensitätskurven mit  $t_1, t_2 \in \{0,1\}$  für dieselben Parameter wie bei Abb.2-2. Die Normierung der Kurven entspricht ebenfalls Abb. 2-2.

Zunächst fällt auf, daß im Gegensatz zur zirkularen Zonenplatte ein deutlicher Unterschied zwischen negativer und positiver Platte besteht. Die positive Platte kommt wesentlich besser an den Hauptterm  $|T_2|^2$  heran als die negative. Falls man einen Focus höherer Ordnung betrachtet (siehe 2.4) werden die Unterschiede noch deutlicher. Die lineare Fresnelzonenplatte ist also von ganz anderer = schlechterer Qualität als die zirkuläre.

Berechnet man das Auflösungsvermögen in x-Richtung mit dem Hauptterm so erhält man

$$(2.2-21) \quad \sin \left( k \frac{a}{2} x_0 \right) = 0$$

daraus folgt

$$(2.2-22) \quad k \frac{a}{2} x_0 = \pi$$

Mit der Entwicklung von Gl.(2.2-11) ergibt sich

$$(2.2-23) \quad x_0 = 2 \cdot \Delta r_N$$

Das bedeutet, daß die lineare Fresnelzonenplatte gegenüber der zirkulären ein um ca.41% geringeres Auflösungsvermögen besitzt.

#### 2.2.2.2 y-Richtung

Wie schon erwähnt, wirkt die lineare Fresnelzonenplatte in y-Richtung wie ein Pinhole.

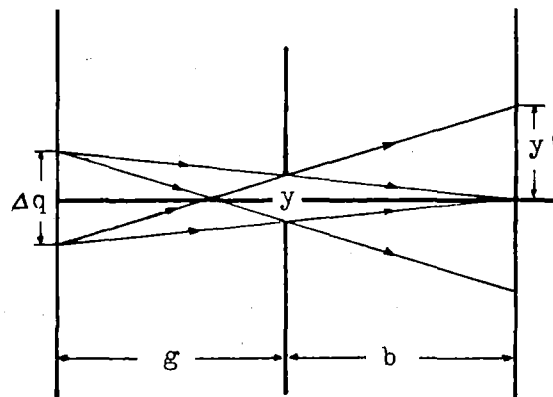


Abb. 2-4 Die lineare Zonenplatte als Pinhole  
Auflösung in y-Richtung

Ein Punkt des Objekts  $O$  erzeugt auf dem Detektor ein Schattenbild der linearen Zonenplatte mit der Öffnung  $y$  in  $y$ -Richtung. Die Höhe des Schattenbildes  $y'$  ergibt sich aus der Geometrie als

$$(2.2-23) \quad y' = y \frac{g+b}{g}$$

falls der Objektpunkt nicht allzuweit außerhalb der Achse liegt, was bei genügend großem Verhältnis  $g/b$  immer erreicht werden kann.

Zwei Punkte werden als aufgelöst betrachtet, wenn sich ihre Schattenbilder nicht überlagern. Daraus folgt, daß das Schattenbild des zweiten Quellpunktes um mindestens seine eigene Höhe gegen das Schattenbild des ersten Punktes verschoben sein muß. Damit ergibt sich der minimal auflösbare Quellabstand  $\Delta q$  in  $y$ -Richtung als

$$(2.2-24) \quad \Delta q = 2 \cdot y \cdot \frac{g+b}{b}$$

Das erscheint zunächst im Vergleich mit Gl. (2.2-13) günstig, man darf aber nicht vergessen, daß  $y$  nicht zu klein werden darf, da man sonst bei der Rekonstruktion eine Verschlechterung der Bildqualität in Kauf nehmen muß.

### 2.3 Das räumliche Auflösungsvermögen des Gesamtsystems

Das räumliche Auflösungsvermögen wird analog zum seitlichen Auflösungsvermögen gemäß dem Rayleigh-Kriterium definiert. Deshalb muß im folgenden immer das erste Minimum der Funktion  $I(0,0,z)$ , also der Intensitätsverteilung in z-Richtung in der Umgebung von  $z = f$  berechnet werden.

#### 2.3.1 Zirkuläre Zonenplatten

Ausgangsgleichung ist wieder das Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsintegral Gl. (2.2-3). Mit der Transmissionsfunktion der zirkulären Zonenplatte Gl.

(2.1-3) und unter Berücksichtigung, daß  $R = 0$ , erhält man zunächst

$$(2.3-1) \quad I \sim a^4 \left\{ (t_1 + t_2)^2 \frac{\pi^2}{4} \frac{2}{u} + \pi (t_1^2 - t_2^2) \frac{\sin \frac{1}{2} u}{\frac{1}{2} u} \left[ \frac{1}{p} \left( \frac{2}{q} - \frac{a \sin \frac{1}{2} q}{\frac{1}{2} q} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. (t_1 - t_2)^2 \left( \sum \frac{1}{p} \left( \frac{2}{q} - \frac{\cos \frac{1}{2} q}{\frac{1}{2} q} \right) \right)^2 + (t_1 - t_2)^2 \left( \sum \frac{1}{p} \frac{\sin \frac{1}{2} q}{\frac{1}{2} q} \right) \right. \right. \\ \left. \left. - \pi (t_1^2 - t_2^2) \left( \frac{2}{u} - \frac{\cos \frac{1}{2} u}{\frac{1}{2} u} \right) \left( \sum \frac{1}{p} \frac{\sin \frac{1}{2} q}{\frac{1}{2} q} \right) \right\}$$

Die Berechnung von Gl. (2.3-1) sowie die Definitionen von  $u$  und  $q(p)$  befinden sich in Anhang C.

Das Ergebnis von 2.2.1 rechtfertigt die Annahme, daß in der Umgebung des betrachteten ersten reellen Focus nur die zu  $p = -1$  gehörenden Terme wesentlich sind. Damit ergibt sich die Intensitätsverteilung in der Umgebung dieses Focus als

$$(2.3-2) \quad I \sim (t_1 - t_2)^2 a^4 \frac{\sin^2 \left\{ \frac{ka^2}{4} \left[ \frac{1}{f} - \frac{1}{z} \right] \right\}}{\left[ k \frac{a^2}{4} \left[ \frac{1}{f} - \frac{1}{z} \right]^2 \right]}$$

Mit der Umformung

$$(2.3-3) \quad z = f+d$$

wobei  $d$  der Abstand des ersten Minimums vom Hauptmaximum des betrachteten Focus ist, erhält man als Bedingung für dieses Minimum

$$(2.3-4) \quad \frac{d}{f(f+d)} \cdot \frac{ka^2}{4} = \pi$$

Da  $d \ll f$ ,  $\frac{d}{f} \approx 10^{-4}$  liefert eine Reihenentwicklung

$$(2.3-5) \quad \pi = \pi a^2 \frac{d}{2\lambda f^2}$$

daraus folgt

$$(2.3-6) \quad d = 2\lambda \frac{f^2}{a^2}$$

Das bedeutet, daß zwei Quellpunkte dann aufgelöst werden, wenn das zum ersten Quellpunkt gehörende Schattenbild der Zonenplatte die Brennweite  $f_1$  und das zum zweiten gehörende die Brennweite  $f_2$  hat, mit

$$(2.3-7) \quad f_2 = f_1 + d$$

Ein Quellpunkt in der Entfernung  $g$  von einer Zonenplatte mit dem innersten Radius  $r_1$ , die sich in der Entfernung  $b$  vom Detektor befindet (Abb. 1-3), wirft ein Schattenbild dieser Zonenplatte, das nach seiner Verkleinerung auf  $1/n$  der ursprünglichen Größe gemäß Gl. (2.1-5) die Brennweite  $f_1$  hat.

$$(2.3-8) \quad f_1 = \frac{(g+b)^2 r_1^2}{g_1^2 \lambda n^2}$$

Für eine zweite Punktquelle im Abstand  $\Delta q$  von der ersten gilt

$$(2.3-9) \quad g_2 = g_1 + \Delta q$$

Setzt man Gl.(2.3-9) in Gl.(2.3-8), d.h.  $g_2$  anstelle von  $g_1$ , so erhält man

$$(2.3-10) \quad f_2 = \frac{(g+\Delta q+b)^2}{(g+\Delta q)^2} \frac{r_1^2}{\lambda} \frac{1}{n^2}$$

mit Gl.(2.3-6) und (2.3-7) ergibt sich

$$(2.3-11) \quad f_2 = f_1 \left(1 + \frac{2}{N}\right)$$

Einsetzen von Gl.(2.3-8) in Gl.(2.3-11) liefert dann den minimal auflösbaren Quellabstand  $\Delta q$

$$(2.3-12) \quad \Delta q = (g+b) \frac{\sqrt{1 + \frac{2}{N}} - 1}{g - (g+b)\sqrt{1 + \frac{2}{N}}}$$

mit einer Reihenentwicklung nach  $2/N$  erhält man

$$(2.3-13) \quad \frac{\Delta q}{g} = - \frac{g+b}{b} \cdot \frac{1}{N}$$

### 2.3.2 Lineare Zonenplatten

Ausgangsgleichung ist Gl.(2.2-15). Um die Rechnung zu vereinfachen, werden die Terme mit  $p \neq +1$ , sowie der d.c.-Term nicht berücksichtigt. Das Ergebnis von 2.2.2.1 rechtfertigt das. Damit erhält man

$$(2.3-14) \quad U(x, y, z) \sim 2i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \int_0^H \exp\left\{-ik\left(\frac{y\eta}{z} - \frac{\eta^2}{2z}\right)\right\} d\eta \int_0^a \exp\left\{i\frac{k}{2}\left[\xi^2\left(\frac{1}{z} - \frac{1}{f}\right) - 2\frac{x\xi}{z}\right]\right\} d\xi$$



Da nur Punkte auf der z-Achse im Abstand d vom Focus betrachtet werden sollen, setzt man

$$(2.3-15) \quad x = y = 0 \quad ; \quad z = f-d$$

Da  $d \ll f$ , gilt

$$(2.3-16) \quad \frac{1}{z} = \frac{1}{f} \frac{1}{1 - \frac{d}{f}} \approx \frac{1}{f} \left(1 + \frac{d}{f}\right)$$

Damit erhält man unter Vernachlässigung der konstanten Faktoren

$$(2.3-17) \quad U(d) \sim \int_0^H e^{ik \frac{\eta^2}{f^2} (f+d)} d\eta \int_0^a e^{ik \frac{d\xi^2}{2f^2}} d\xi$$

Über die Transformationen

$$(2.3-18) \quad u = \frac{k}{2f^2} (f+d)\eta^2 \quad , \quad v = \frac{kd}{2f^2} \xi^2$$

lassen sich die Integrale in Fresnelintegrale überführen und man erhält

$$(2.3-19) \quad U(d) \sim \frac{1}{\sqrt{d(f+d)}} \int_0^{\frac{kH^2}{2f}(f+d)} e^{iu} \frac{du}{\sqrt{u}} \int_0^{\frac{ka^2}{2fd}} e^{iv} \frac{dv}{\sqrt{v}}$$

Da  $d \ll f$ , ist das erste Integral quasi eine Konstante. Somit ergibt sich die Intensität  $I = U \cdot U^*$  als

$$(2.3-20) \quad I(d) \sim \frac{1}{d \cdot f+d^2} \left\{ C^2 \left(\frac{ka^2}{2f^2} d\right) + S^2 \left(\frac{ka^2}{2f^2} d\right) \right\}$$

wobei C und S Fresnelintegrale sind. Ihre Definitionen und Eigenschaften findet man bei Abramowitz, Stegun /30/. Durch Anwendung der Regel von

l'Hôpital läßt sich leicht zeigen, daß der Grenzwert für  $d \rightarrow 0$  endlich ist. Aus Berechnungen, Gl. (2.3-20), mit dem Computer ergab sich, daß  $I(d)$  mit wachsendem  $d$  zwar langsam aber monoton abfällt.  $I(d)$  oszilliert nur extrem schwach und eine Definition des räumlichen Auflösungsvermögens gemäß dem Rayleigh-Kriterium ist deshalb nicht möglich. Da die Funktion  $I(d)$  in diesem Fall auch nicht analytisch zu handhaben ist, ist es auch nicht möglich, ein Auflösungsvermögen auf Grund eines anderen Kriteriums z.B. der Halbwertsbreite in geschlossener Form anzugeben.

#### 2.4 Verbesserung des Auflösungsvermögens durch die Foci höherer Ordnung

Von J.Gur und J.M.Forsyth /15/ wurde vorgeschlagen, die Rekonstruktion mit einem der Foci höherer Ordnung ( $|p| > 1$ ) durchzuführen, um ein besseres Auflösungsvermögen zu erhalten.

Wie groß eine solche Verbesserung wäre, läßt sich leicht berechnen, wenn man in Gl.(2.2-3) für  $s'$  die Brennweite  $f(P)$  des ausgewählten Focus  $P$ -ter Ordnung einsetzt und dann in der Aufspaltung Gl.(2.2-5) den zu  $P$  gehörenden Term als  $T_2$  herauszieht, während in der Summe in  $T_3$   $p$  jetzt zwar gleich  $+1$  werden kann aber immer ungleich  $P$  sein muß. Das Betragsquadrat von  $T_2$  liefert jetzt

$$(2.4-1) \quad T_2 = 4 \frac{a^4}{p^2} \frac{J_1^2(v(P))}{(v(P))^2}$$

mit

$$(2.4-2) \quad v(P) = k \frac{a \cdot R}{f(+1)} P$$

Aus Gl.(2.4-2) und Gl.(2.2-8) bis (2.2-13) kann man entnehmen, daß das Auflösungsvermögen proportional zu  $P$  besser wird, leider aber nimmt die Intensität der Foci mit  $1/P^2$  ab. Das könnte dazu führen, daß bei der

Abbildung relativ ausgedehnter Objekte wie z.B. Brennstäbe, die Bilder nicht mehr von Untergrund zu unterscheiden sind.

Da aber auch ohne Schwierigkeiten Auflösungen von ca. 1 mm mit dem Hauptfocus erreicht werden können (Gl. 2.2-13 mit  $g \approx b$ ), erscheint eine Verwendung der Foci höherer Ordnung bei reaktorphysikalischen Experimenten nicht unbedingt notwendig.

## 2.5 Das Massenaufklärungsvermögen

Für die Beurteilung der Verwendbarkeit von Fresnelzonenplatten zur Beobachtung von Brennstoffbewegungen ist nicht nur das geometrische Auflösungsvermögen wichtig. Man ist genauso sehr daran interessiert zu wissen, wieviel Brennstoff sich in einem bestimmten Volumenelement befindet. Die Bestimmung dieser Brennstoffmasse kann letztlich nur über die Bestimmung der Quellstäbe der betreffenden Volumenelemente erfolgen. In diesem Abschnitt soll aus dem Verhältnis zweier Quellen verschiedener Stärke  $S_1 / S_2$  das Verhältnis der Intensitätsmaxima der zugehörigen Foci  $I_1 / I_2$  berechnet werden.

Die Strahlung einer Quelle der Quellstärke  $S_1$  am Ort  $\vec{r}_1$  erzeugt nach dem Durchgang durch eine Zonenplatte mit der Transmissionsfunktion  $C(\vec{r}')$

$$(2.5-1) \quad C(\vec{r}') = t_h + (t_d - t_h) \cdot f(\vec{r}')$$

$t_h$  und  $t_d$  beschreiben die Transmission der "hellen" und "dunklen" Zonen,  $f(\vec{r}')$  ist gemäß Gl. (2.1-1) 0 oder 1.

Auf dem Detektor ergibt sich die Energieverteilung  $W_1(\vec{r}'')$  mit

$$(2.5-2) \quad W_1(\vec{r}'') = S_1 \cdot t_h \left\{ 1 - \frac{t_h - t_d}{t_h} \cdot f(\alpha \vec{r}_1'' + \beta \vec{r}_1) \right\}$$

wobei  $(t_h - t_d)/t_h$  die Modulation  $m$  der Zonenplatte darstellt und im konkreten Fall ca. 0.1 beträgt.

Für eine zweite Quelle mit der Quellstärke  $S_2$  im Abstand  $\vec{r}_2$  von  $S_1$  gilt Entsprechendes. Damit ergibt sich insgesamt folgende Energieverteilung

auf dem Detektor

$$(2.5-2) \quad W = W_1 + W_2 = t_h \cdot \{ S_1 + S_2 - m [ S_1 \cdot f(\alpha_1 \vec{r}_1'' + \beta_1 \vec{r}_1) + S_2 \cdot f(\alpha_2 \vec{r}_2'' + \beta_2 \vec{r}_2) ] \}$$

Falls der Detektor ein Röntgenfilm ist, dessen Emulsion den mittleren Gradienten  $\gamma_R$  hat, so erzeugt die Energie  $W$  auf dem Film gemäß der Hurter-Driffield Kurve / 12/ die Schwärzung  $D$

$$(2.5-3) \quad D = D_0 + \gamma_R \cdot \lg\left(\frac{W}{W_0}\right)$$

Aus Gl.(2.5-2) und Gl.(2.5-3) erhält man die Transmissionsfunktion des Schattenbildes auf dem Röntgenfilm  $T_R$

$$(2.5-4) \quad T_R = (W / W_0)^{-\gamma_R}$$

$W_0$  ist eine Konstante.

Zur photographischen Verkleinerung wird das Röntgenbild mit einer Lichtquelle der Intensität  $I_1$  beleuchtet. Die durchgelassene Intensität  $I_2$  ergibt sich als

$$(2.5-5) \quad I_2 = I_1 \cdot T_R$$

Die Intensität  $I_2$  erzeugt in der Emulsion mit dem Gradienten  $\gamma_H$  des Hologrammträgers die Schwärzung  $D_H$

$$(2.5-6) \quad D_H = \gamma_H \cdot \lg\left(\frac{I_2}{I_0}\right)$$

$I_0$  ist eine Konstante.

Einsetzen der Gl.(2.5-2) bis (2.5-5) in (2.5-6) liefert die Amplituden-  
transmission des Pseudohologramms  $T_H$

$$(2.5-7) \quad T_H = K_o \cdot t_h \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2} \cdot [S_1 + S_2 - m(S_1 \cdot f(\alpha_1 \vec{r}_1 + \beta_1 \vec{r}_1) + S_2 \cdot f(\alpha_2 \vec{r}_2 + \beta_2 \vec{r}_2))] \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2}$$

Der Summand  $S_1 + S_2 = S$  ist ortsunabhängig, wirkt also wie ein Untergrundterm. Zieht man ihn aus der Klammer heraus und entwickelt den Ausdruck in einer Reihe so erhält man:

$$(2.5-8) \quad T_H = K_o \cdot St_h \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2} \cdot \left\{ 1 - m \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2(S_1 + S_2)} \cdot (S_1 \cdot f(\alpha_1 \vec{r}_1 + \beta_1 \vec{r}_1) + S_2 \cdot f(\alpha_2 \vec{r}_2 + \beta_2 \vec{r}_2)) \right\}$$

Geht man deshalb mit  $T_H$  in das Fresnel-Kirchhoffsche-Beugungsintegral, so ändert sich, abgesehen von einem zusätzlichen d.-c.-Term durch den Summanden  $K_o \cdot St_h \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2}$  nur der Vorfaktor des Terms  $\frac{J_1^2(v)}{v^2}$ , indem er mit

$$\left( m \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2 \cdot S} S_1 \right)^2 \text{ bzw. } \left( m \frac{\gamma_R \cdot \gamma_H}{2 \cdot S} S_2 \right)^2 \text{ multipliziert wird.}$$

Bildet man nun das Verhältnis der Intensitätsmaxima, so hebt sich alles bis auf  $(S_1/S_2)^2$  gegenseitig heraus. Daraus folgt, daß die Intensitätsmaxima der Bildpunkte zweier Quellen sich zueinander verhalten, wie die Quadrate der Quellstärken.

Bei dieser Näherung gelten allerdings folgende Einschränkungen:

- 1) Die beiden Bildpunkte dürfen nicht zu nahe beieinander liegen, da man sie sonst nicht als völlig unabhängig voneinander betrachten dürfte.
- 2) Die Modulation der Zonenplatte muß klein sein, da sonst in der Reihenentwicklung Terme höherer Ordnung berücksichtigt werden müssen, was natürlich dann zu einem anderen Ergebnis führt.
- 3)  $\gamma_R$  und  $\gamma_H$  müssen konstant sein, d.h. man muß sich im linearen Bereich der Filme befinden.

Der Punkt 1) dürfte erfüllt sein, wenn man für die Auflösung das Rayleigh-Kriterium zugrunde legt.

Bei Punkt 2) dürfte es ausreichend sein, wenn die Modulation nicht wesentlich größer als 10% ist.

## 2.6 Das Gesichtsfeld einer Zonenplatte

Das Gesichtsfeld einer Zonenplatte wird durch zwei Effekte beschränkt.

- 1) Der abzubildende Quellpunkt liegt soweit außerhalb der z-Achse, daß sein Schattenbild nicht mehr auf den Detektor fällt.
- 2) Die vom abzubildenden Quellpunkt emittierten Strahlen treffen so schräg auf eine transparente Zone, daß infolge der endlichen Dichte der Absorberschicht ein nicht unwesentlicher Teil der einfallenden Strahlung die transparente Zone nicht mehr passieren kann (Vignettierung).

Zu 1)

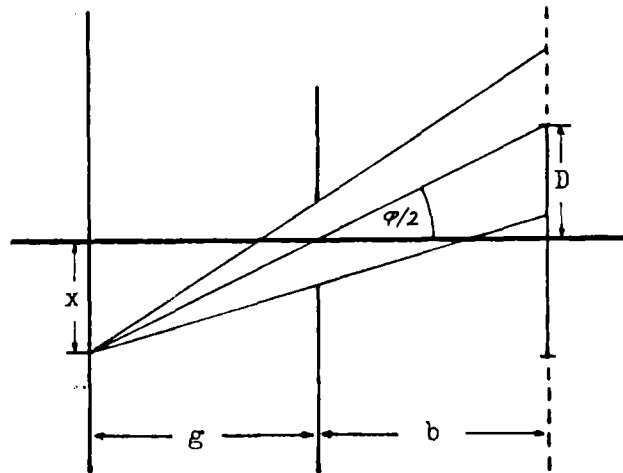


Abb. 2-5 Beschränkung des Gesichtsfeldes durch einen endlichen Detektor

Je größer der Abstand einer Quelle von der z-Achse der "Zonenplattenkamera" ist, um so weiter wandert natürlich auch das Schattenbild aus der Achse. Wenn man nun fordert, daß mindestens 50% des Schattenbildes sich auch noch im ungünstigsten Fall auf einem Detektor mit der Ausdehnung  $2D \times 2D$  befinden sollen, so kann man aus Abb. 2-5 ablesen, daß

$$(2.6-1) \quad \frac{x}{g} = \frac{D}{b}$$

oder auf den "Sehwinkel"  $\phi$  bezogen

$$(2.6-2) \quad \operatorname{tg} \left( \frac{\phi}{2} \right) = \frac{D}{b}$$

Zu 2)

Wenn ein paralleles Strahlenbündel senkrecht auf eine transparente Zone der Breite  $\Delta r_N$  und der Dicke  $h$  trifft, so hat das durchgelassene Teilstrahlenbündel ebenfalls die Breite  $\Delta r_N$ .

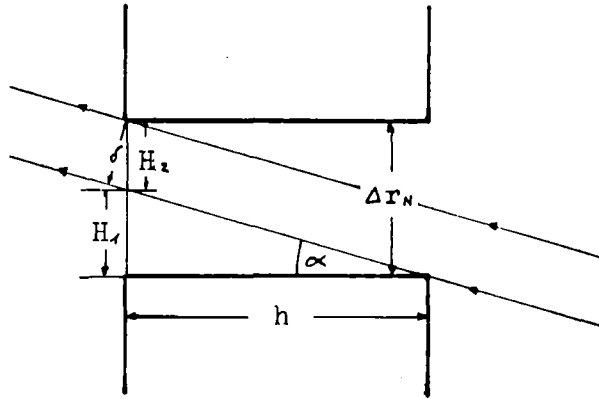


Abb. 2-6 Beschränkung des Gesichtsfeldes durch  $\Delta r_N$

Bildet das einfallende Strahlenbündel mit der Senkrechten der Zonenplatte aber den Winkel  $\phi$ , so hat das durchgelassene Teilstrahlenbündel nur noch die Breite  $\delta$ .

Als Gesichtsfeld wird nun der Bereich von  $\alpha$  definiert, in dem gilt:

$$(2.6-3) \quad \frac{\delta}{\Delta r_N} > 0,5$$

Aus Fig 2-6 kann man folgende Relationen ablesen

$$(2.6-4) \quad \cos \alpha = \frac{\delta}{H_2} ; \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{H_1}{h} ; \quad H_1 + H_2 = \Delta r_N$$

Für  $\delta = \frac{1}{2} \Delta r_N$  ergibt sich aus (2.6-4)

$$(2.6-5) \quad \cos \alpha = \frac{\frac{1}{2} \Delta r_N}{\Delta r_N - h \cdot \operatorname{tg} \alpha}$$

daraus folgt

$$(2.6-6) \quad \cos \alpha = \frac{\Delta r_N^2}{2(\Delta r_N^2 + h^2)} + \sqrt{\frac{\Delta r_N^2}{2(\Delta r_N^2 + h^2)} + \frac{4h^2 - \Delta r_N^2}{4(\Delta r_N^2 + h^2)}}$$

Es ist günstiger  $\cos \alpha$  auf das Verhältnis  $v = \frac{\Delta r_N^2}{N}$  zu beziehen. Man erhält dann

$$(2.6-8) \quad \cos \alpha = \frac{v + \sqrt{3v^2 + 4}}{2(v + 1)}$$

Mit  $\Delta r_N = 1 \text{ mm}$  und  $h = 2 \text{ mm}$ , was ungefähr realistische Daten sind, ergibt sich  $\cos \alpha = 0.97 \rightarrow \alpha \approx 13.6^\circ$ .

Falls die Quelle weit genug von der Zonenplatte entfernt ist, gilt

$$(2.6-9) \quad \alpha \approx \frac{\phi}{2}$$

Damit läßt sich dann die Abbildungsgeometrie optimieren.



### 3. Der experimentelle Aufbau

Entsprechend der Zweistufigkeit der Verfahrens mußten zwei Apparaturen aufgebaut werden, nämlich eine Fresnelzonenplattenkamera mit einer Vorrichtung zur Manipulation der verwendeten  $\gamma$ -Quellen und ein analoges Rekonstruktionssystem.

#### 3.1 Die Fresnelzonenplattenkamera

Eine Fresnelzonenplattenkamera besteht aus drei Elementen: der Zonenplatte selbst, dem Detektor und einer Abschirmung um Zonenplatte und Detektor, die verhindern soll, daß den Detektor Streustrahlung trifft. Diese Abschirmung war hier ein Bleiring mit 20 cm Innendurchmesser, 5 cm Wandstärke und 10 cm Höhe.

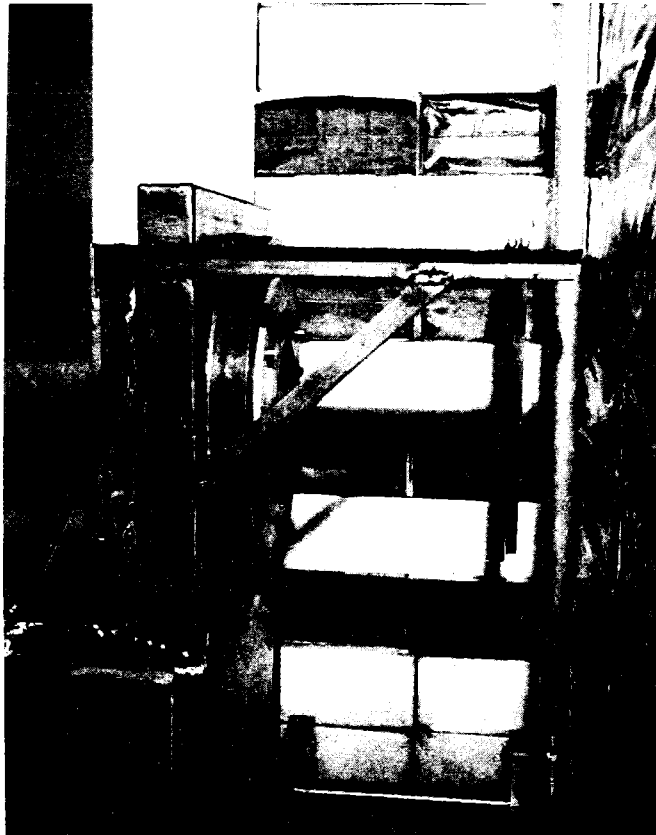


Abb. 3-1 Fresnelzonenplattenkamera und Manipulationsapparatur

### 3.1.1 Beschreibung der verwendeten Zonenplatten

Die Zonenplatten mußten so konstruiert werden, daß sie folgenden Bedingungen genügten:

- a) Die Modulation sollte für  $\gamma$ -Strahlung von ca. 1-1,5 MeV etwa 10% betragen.
- b) Das Verhältnis:Breite des äußersten Ringes =  $\Delta r_N$  zur Dicke des Absorbermaterials der "dunklen Zonen" sollte nicht kleiner als ca. 0.5 werden, um das Gesichtsfeld bei den gegebenen experimentellen Verhältnissen nicht zu sehr einzuengen.
- c) Die Anzahl der Zonen N sollte größer als 20 sein, um genügend nahe an das Auflösungsvermögen einer idealen dünnen Linse heranzukommen.
- d) Das Trägermaterial sollte möglichst wenig Strahlung absorbieren, d.h. seine Dichte und seine Ladungszahl sollten so klein wie möglich sein.

Gemäß diesen Kriterien wurden zwei Zonenplatten gefertigt, eine mit Blei als Absorbermaterial und eine mit Wolfram.

Blei ist bei einer Dichte von  $11.34 \text{ g/cm}^3$  ein relativ guter Absorber. Es ist in der Bearbeitung nicht allzu problematisch und relativ billig. Wolfram ist zwar teurer als Blei und außerdem schwierig zu bearbeiten, dafür absorbiert es aber bei einer Dichte von  $19.3 \text{ g/cm}^3$  fast doppelt so gut wie Blei.

Als Trägermaterial wurde Aluminium verwendet, weil es sehr leicht ist ( $2.7 \text{ g/cm}^3$ ) und gut bearbeitet werden kann.

Um die geforderte Modulation von ca. 10% zu erreichen, muß das Blei der Absorberzonen ungefähr 2.2 mm stark sein, wenn zwischen den Pb-Zonen das Aluminium des Trägers stehen bleibt, was aus fertigungstechnischen Gründen notwendig ist. Damit ergibt sich gemäß b)  $\Delta r_N \approx 1 \text{ mm}$ . Mit  $N = 30$  erhält man aus Gl.(2.2-11)  $r_1 = 10.86 \text{ mm}$  und  $r_N = 59.5 \text{ mm}$ . Durch diese Größe

von  $r_N$  ist garantiert, daß bei einem Verhältnis  $g/b \approx 2$  die erzeugten Schattenbilder noch auf einen Detektor, der einen Durchmesser von 200 mm hat, passen. Bei der "Wolframplatte" wurde die Dichte des Absorbermaterials auf 1.5 mm reduziert. Da aber das Trägermaterial zwischen den Absorbern weitgehend entfernt werden konnte und Wolfram, wie schon erwähnt, wesentlich bessere Absorptionseigenschaften als Blei hat, konnte dennoch eine Modulation von ca. 14% erzielt werden.

Bei der Fertigung der beiden Zonenplatten wurden entsprechend den mechanischen Eigenschaften von Blei und Wolfram unterschiedliche Wege beschritten.

Für die Pb-Platte wurden zunächst in eine Al-Scheibe den dunklen Zonen entsprechende Rillen von ca. 3 mm Tiefe gedreht. Dann wurden Bleistufen in passender Stärke gewalzt und in die Rillen gepreßt. Zum Schluß wurde die ganze Platte erhitzt, um das Blei an der Oberfläche nochmals besser in die Rillen pressen zu können und schließlich wurden Blei und Aluminium auf eine Stärke von ca. 2.2 mm abgedreht. Die dunklen Zonen bestanden aus 2.2 mm Pb + 1.6 mm Al und die hellen Zonen aus 3.8 mm Al.

Die Pb-Platte wurde später durch zwei verschiebbare Pb-Keile, die bis auf einen schmalen Spalt in der Mitte alles abdeckten, in eine lineare Zonenplatte umgebaut.

Da Wolfram auf der Drehbank nicht in den geforderten Maßen bearbeitet werden kann, wurden mit einer Drahterodiermaschine aus 1.5 mm starkem Wolframblech den Absorberzonen entsprechende Ringe ausgeschnitten. Diese wurden auf eine Al-Platte in vorbereitete nur ca. 0.1 mm tiefe Rillen geklebt, so daß also zwischen den dunklen Zonen praktisch kein Trägermaterial stehen blieb. Hier bestehen die dunklen Zonen aus 1.5 mm W + 0.7 mm Al und die hellen Zonen aus 1.2 mm Al.

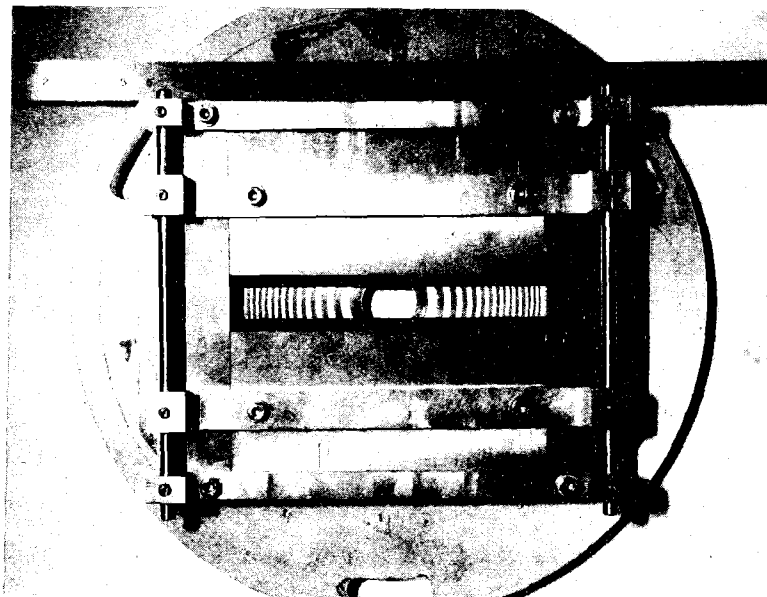
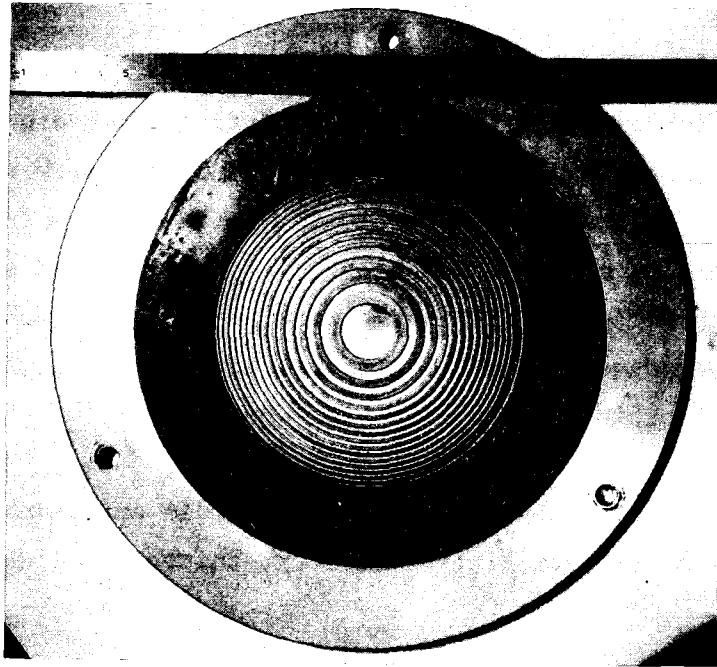


Abb. 3-2 Pb- und W-Fresnelzonenplatten

Die Daten zur Berechnung der Modulation wurden den "Reactor Physics Constants" /16/ entnommen.

### 3.1.2 Beschreibung des Filmmaterials

Da bei den Experimenten im Rahmen dieser Arbeit Belichtungszeiten bis zu 5 h pro Quellpunkt in Kauf genommen werden konnten, war es möglich, gewöhnliche Röntgenfilme als Detektor zu verwenden. Bei Experimenten an Reaktoren, wo Zeitauflösungen im Millisekundenbereich erforderlich sind, müssen dagegen Szintillatoren, Bildverstärker und Hochgeschwindigkeitskameras angesetzt werden. /17,18,19,20/

Benutzt wurden folgende Röntgenfilme:

- 1) Agfa-Gevaert Structurix D 7
- 2) Kodak AA

Der Kodak AA Film ist gegenüber dem Agfa-Gevaert Structurix D 7 um ca. 20% empfindlicher, dafür aber auch etwas grobkörniger. Beide Filme wurden mit Salzverstärkerfolien, Typ CaWo-SE 4 und Pb-Verstärkerfolien, Stärke 0.1 mm eingesetzt. Erwartungsgemäß erwiesen sich die Pb-Verstärkerfolien als effektiver. Sie bieten nach R.H.Herz /21/ einen Verstärkungsfaktor von ca. 2.5 im Energiebereich von ca. 1.1 MeV, gleichzeitig wirken sie als Filter gegen sehr weiche Streustrahlung und verbessern dadurch die Qualität des Bildes.

Zum Entwickeln wurde Agfa G-150 und zum Fixieren Agfa G-334 verwendet. Die Entwicklungszeit betrug bei allen Aufnahmen ca. 4 Min.

Als Aufnahmematerial für die Pseudohologramme wurden Holotestplatten von Agfa-Gevaert Typ 8E75 und 8E56 getestet. Der Typ 8E75 ist speziell für rotes Licht entwickelt worden, während der Typ 8E56 nur für den blauen und grünen Teil des Spektrums empfindlich ist.

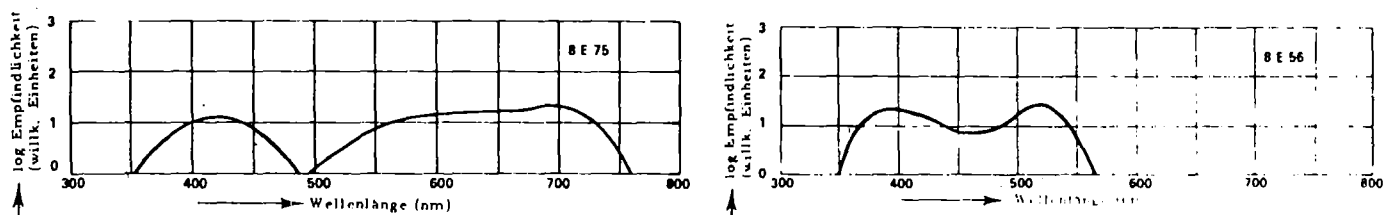


Abb. 3-3 Empfindlichkeitskurven fuer  
Holotest 8E56 und 8E75

Die Kurven in Abb.3-3 und 3-4 wurden der "Technischen Information, Photo-  
graphische Materialien für die Holographie" von Agfa-Gevaert entnommen.

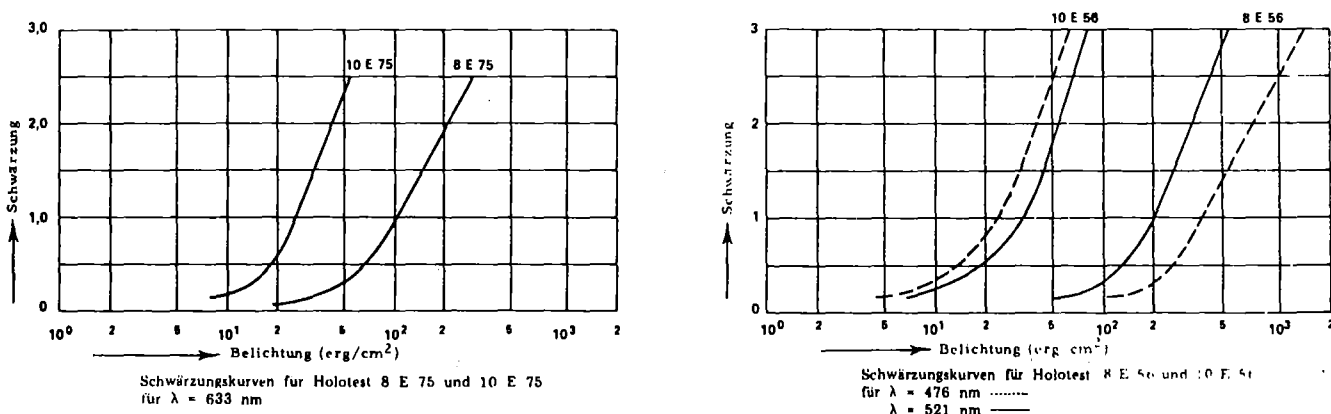


Abb. 3-4 Schwärzungskurven fuer  
Holotest 8E56 und 8E75

Der Typ 8E56 bietet gegenüber dem Typ 8E75 folgende Vorteile:

- a) Er kann, wie aus Abb. 3-3 zu entnehmen ist, bei dunkelroter Dunkelkam-  
merbeleuchtung verarbeitet werden, was die Handhabung gegenüber dem  
Typ 8E75, der bei absoluter Dunkelheit verarbeitet werden muß, sehr  
erleichtert.

b) Er ist weniger empfindlich. Dadurch kann man die Belichtungszeit feiner dosieren, was der Qualität der Pseudohologramme zugute kommt.

Aus diesen Gründen wurde schließlich der Typ 8E56 verwendet. Die belichteten Platten wurden mit Agfa-Gevaert G 3p entwickelt und mit G 334-Fixierbad fixiert. Die Entwicklungszeit betrug wieder 4 min.

### 3.2 Die verwendeten $\gamma$ -Quellen und ihre Manipulation

Bei der Auswahl der verwendeten  $\gamma$ -Quellen wurden folgende Kriterien zugrunde gelegt:

- a) Die Quelle sollte ein  $\gamma$ -Spektrum besitzen, das dem Spaltspektrum möglichst nahe kommt, oder zumindest  $\gamma$ -Quanten mit Energien größer 1 MeV emittieren, da hauptsächlich diese wegen ihrer hohen Durchdringungsfähigkeit bei den ins Auge gefaßten Anwendungen an Testreaktoren verwendet werden müssen.
- b) Die Quelle sollte die Möglichkeit bieten, die verschiedensten Quellgeometrien zu simulieren.
- c) Die Quellstärke sollte so groß sein, daß sich die Belichtungszeiten in vernünftigen Grenzen halten.

Da keine Quelle zur Verfügung stand, die alle drei Bedingungen gleich gut erfüllt hätte, wurden insgesamt drei verschiedene Quellen eingesetzt, eine Cf-252-Quelle, eine Ra-Be-Quelle und eine Sb-124-Quelle.

Die Cf-252-Quelle bietet zwei große Vorteile, sie liefert ein Spaltspektrum, da Cf-252 ein spontanspaltendes Element ist, und erfüllt damit die Bedingung a) sehr gut, und sie ist quasi punktförmig ( $<1 \text{ cm}^3$  pro Gramm), wodurch praktisch jede beliebige  $\gamma$ -Quellverteilung als Summe einzelner Quellpunkte darstellbar ist.

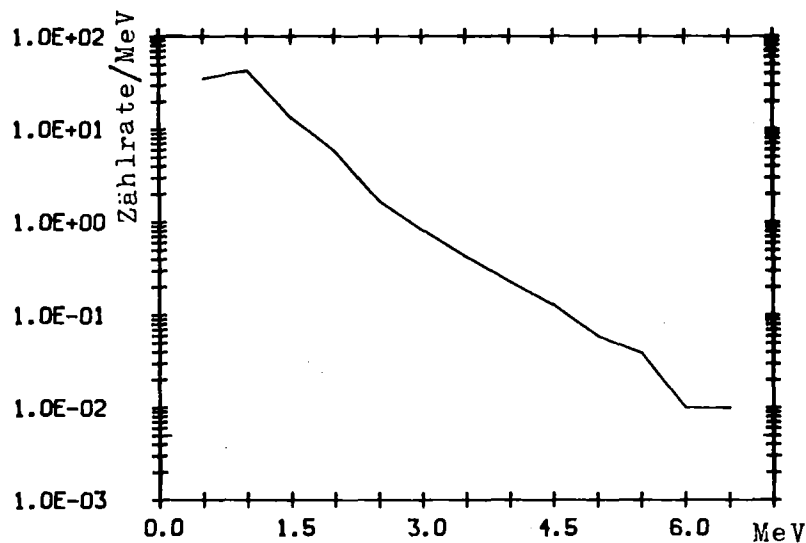


Abb. 3-5 Das  $\gamma$ -Spektrum von Cf-252

Die mittlere Energie liegt bei ca. 1 MeV. Cf-252 liefert pro Gramm und sec  $1.3 \times 10^{13}$   $\gamma$ -Quanten. Die Halbwertszeit betrug 2.65 Jahre. Diese Daten, sowie das Spektrum in Abb. 3-5 wurden E.J.Hall, H.H.Rossi "Cf-252 in Teaching and Research" /22/ und dem "Cf-252 Buyer's Guide /23/ entnommen.

Der große Nachteil der zur Verfügung stehenden Cf-252-Quelle ist ihre geringe Quellstärke. Am 21.8.1971 bestand die Quelle aus 945  $\mu\text{g}$  Cf-252. Damit ergibt sich zur Zeit der Experimente im Sommer und Herbst 1977 eine Masse von ca. 196  $\mu\text{g}$ , was einer Quellstärke von  $2.5 \times 10^9$   $\gamma$ -Quanten pro sec entspricht.

Die eingesetzte Ra-Be-Quelle hat dagegen eine Stärke von 500 mCi, was  $1.85 \times 10^{10}$   $\gamma$ -Quanten pro sec entspricht. Das ist das 7,5-fache der Cf-252-Quelle.



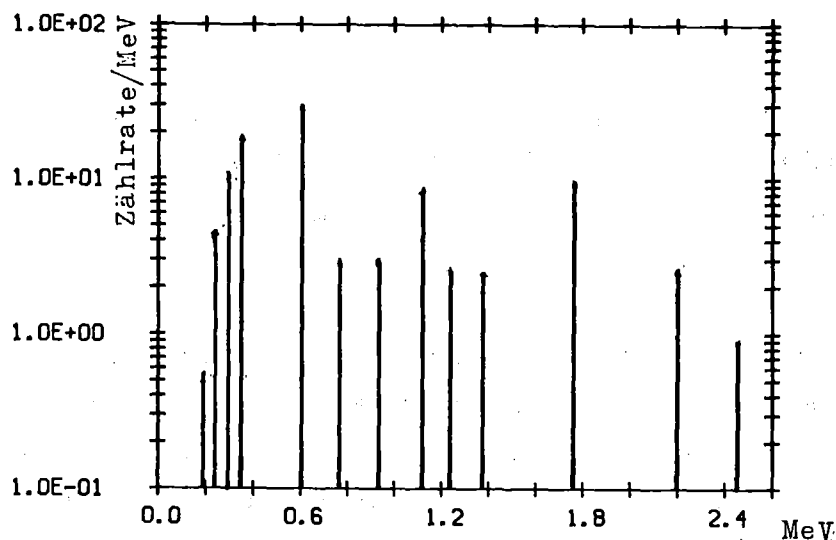


Abb. 3-6 Das  $\gamma$ -Spektrum von Radium im Gleichgewicht mit seinen Nachfolgern

Das  $\gamma$ -Spektrum von Radium im Gleichgewicht mit seinen Nachfolgeprodukten wurde C.F. Weiss, "Radioaktive Standardpräparate" /24/ entnommen. Die mittlere Energie liegt bei ca. 0.78 MeV, also deutlich unter der des Cf-252 und nur ca. 28% der  $\gamma$ -Quanten haben eine Energie größer als 1 MeV.

Die Radium-Beryllium-Quelle ist wesentlich größer als die Cf-252-Quelle. Deshalb können mit ihr nur große, ausgedehnte Quellverteilungen simuliert werden.

Speziell zur Simulation von Brennstäben wurde eine stabförmige Sb-124-Quelle mit einer Aktivität von ca. 1 Ci, was etwa der 15-fachen Quellstärke der Cf-252-Quelle entspricht, gebaut. Die Energie der  $\gamma$ -Quanten des Sb-124 liegt bei ca. 1.7 MeV. Der aktive Teil der Quelle ist ein Zylinder mit 4 mm Durchmesser und 33 mm Höhe. Er bestand vor der Aktivierung aus 2 gr Sb mit natürlicher Isotopenzusammensetzung. Die doppel-

wandige Quellkapsel ist aus Aluminium (99.5%). Die innere Kapsel wurde elektronenstrahlgeschweißt. Die Bestrahlung erfolgte im Forschungsreaktor FR2 des KfK. Die Bestrahlungszeit war 4 d, der Neutronenfluß betrug  $5 \times 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup>sec.

Zur Manipulation der Quellen wurde eine Apparatur konstruiert, die es erlaubte, die Quellen aus einer Entfernung von ca. 3 m in allen drei Raumrichtungen mit einer Genauigkeit von ca. 1 mm zu verfahren. Diese Apparatur besteht aus einem Al-Schlitten, der angetrieben von einer Gewindestange auf zwei Stahlwellen gleitet und der wiederum als Träger für einen weiteren Schlitten dient, der über Kegelräder ebenfalls von einer Gewindestange getrieben wird. Auf dem zweiten Schlitten befindet sich ein Rohr ( $\phi$  26 mm). In diesem Rohr ist ein Stempel, auf dem dann die jeweilige Quelle sitzt. Der Stempel wird ebenfalls mit Hilfe von Kegelrädern und Gewindestangen nach oben oder unten bewegt.

Die Quellen wurden mittels Seilzügen und Galgen in das Rohr der Manipulationsvorrichtung gebracht.

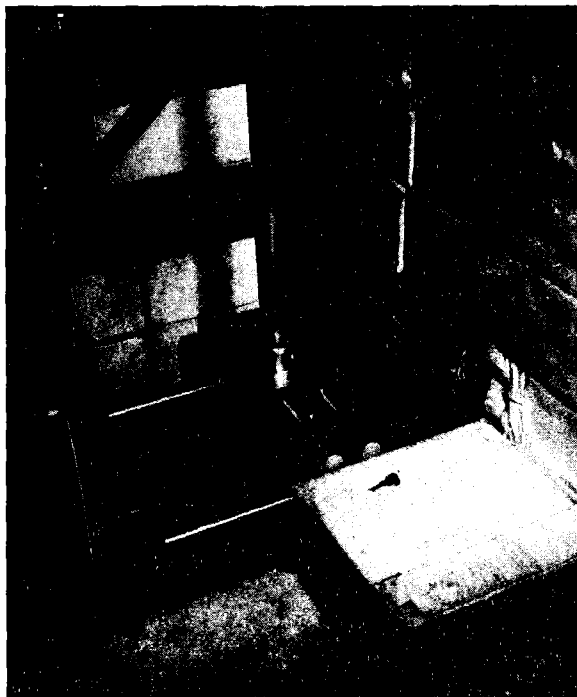


Abb. 3-7 Die Manipulationsapparatur

Zwischen den Drehgriffen der Manipulationsvorrichtung und der Quellen befanden sich ca. 60 cm Borparaffin zur Abschirmung der Neutronen der Cf-252- bzw. der Ra-Be-Quelle, sowie 10 cm Pb zur Abschirmung der  $\gamma$ -Strahlung. Die Strahlenbelastung für den Experimentator konnte dadurch auf  $<1$  mrem/h durch  $\gamma$ -Strahlung und auf  $<1$  mrem/h durch schnelle Neutronen gesenkt werden.

### 3.3 Das analoge Rekonstruktionssystem

#### 3.3.1 Das Gesamtsystem

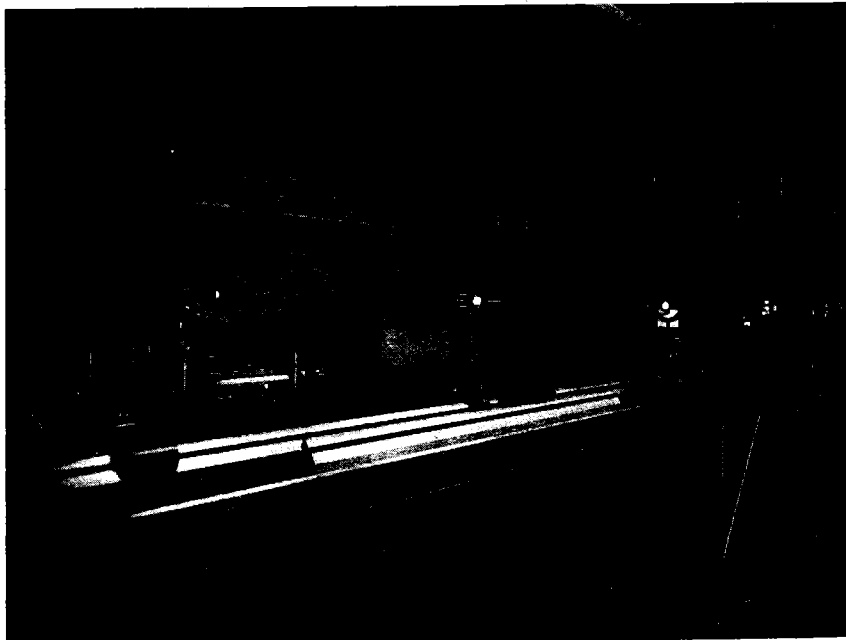


Abb. 3-8 Das analoge Rekonstruktionssystem

Die analoge Rekonstruktion der "Pseudohologramme" entspricht der eines gewöhnlichen Hologramms. Entsprechend ist das analoge Rekonstruktionssystem aufgebaut.

Lichtquelle ist ein Laser. Gleich hinter dem Laser befindet sich ein Graukeil im Strahlengang, der es erlaubt, die Intensität zu reduzieren, damit ein Justieren ohne Gefährdung möglich ist. Da der Laser als Ganzes nicht genau genug ausgerichtet werden kann, wird der Lichtstrahl mit Hilfe von Spiegeln justiert. Diverse Irisblenden (siehe Abb.3-8 und Abb.3-9) dienen als Hilfsmittel für dieses Justieren. Das nächste Bauelement im Strahlengang ist ein Mikroskopobjektiv zum Aufweiten des Strahls, kombiniert mit einer Lochblende, die als Raumfilter dient. Hinter dem Raumfilter befindet sich eine Linse mit kurzer Brennweite. Diese Linse verkleinert den Öffnungswinkel des Lichtkegels. Damit reduziert sie erstens die Verluste an Intensität und zweitens holt sie den durch die nachfolgende Transformationslinse - sie hat eine große Brennweite - erzeugten Focus des d.c.-Lichts näher heran, was den Gesamtaufbau verkürzt. Hinter der Transformationslinse steht das Pseudohologramm. Das Licht, das ungebeugt durch das Pseudohologramm hindurchgeht und wie schon erwähnt von der Transformationslinse focusiert wird, wird durch einen dünnen Draht ( $\phi$  0.1 mm) in diesem Focus herausgefiltert. Die so vom störenden d.c.-Untergrund befreite Beugungsfigur des Pseudohologramms ist das rekonstruierte Bild der ursprünglichen Quellverteilung. Dieses Bild könnte nun auf einer Mattglasscheibe aufgefangen werden. Es ist aber so klein, daß man es ohne Hilfsmittel nicht betrachten, geschweige denn auswerten kann. Deshalb wird zur Auswertung ein Mikrophotometer verwendet. Photographiert wird das Bild ebenfalls erst nach einer Vergrößerung durch ein weiteres Mikroskopobjektiv.

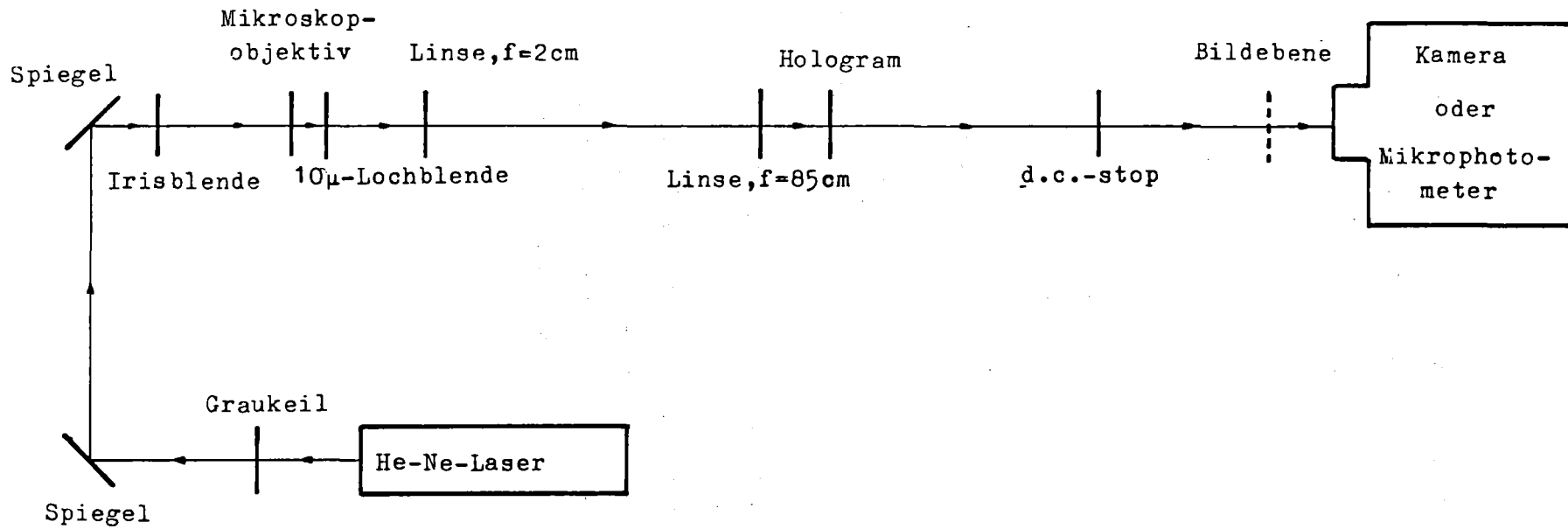


Abb. 3-9 Das analoge Rekonstruktionssystem  
Schema

Der ganze Aufbau befindet sich auf zwei Tischen (0.5 m x 2 m). Diese Tische bestehen aus einem Gestell aus Vierkantrohr und einer 40 mm starken Al-Platte. Die Al-Platte liegt auf 10 Hartgummipuffern.

### 3.3.2 Beschreibung der einzelnen Systemkomponenten

#### 3.3.2.1 Laser und Raumfilter

Als Laser wurde ein He-Ne-Laser von Siemens Typ LG 642 eingesetzt. Die nominelle Ausgangsleistung betrug 15 mW, sie konnte aber durch ein Nachjustieren der Spiegel auf über 18 mW gesteigert werden. Das Aufweitungssystem wurde aus Teilen der Mikro-Optischen Bank von Spindler & Hoyer aufgebaut. Zum Aufweiten des Strahls wurde ein Mikroskopobjektiv 40/0.65 benutzt. Dieses Objektiv befindet sich in einer Halterung, die eine Verschiebung parallel und senkrecht zum Strahl erlaubt. Das Raumfilter ist eine 10µm  $\phi$  Lochblende, die durch Mikrometerschrauben ebenfalls in alle drei Raumrichtungen verschoben werden kann. Der Sinn des Raumfilters besteht darin, einen sauberen, d.h. von störenden Beugungsbildern und sonstigen räumlichen Schwankungen der Intensität befreiten, aufgeweiteten Strahl zu gewährleisten. Das geschieht dadurch, daß das Mikroskopobjektiv in seiner Brennebene die Fouriertransformierte der einfallenden Intensitätsverteilung erzeugt und das Raumfilter, das einen "Tiefpass" darstellt, nur Raumfrequenzen nahe bei Null durchläßt.

### 3.3.2.2 Linsen und Kameras

Da jede Linse nach dem Raumfilter das Rauschen des Gesamtsystems erhöht, sollte die Anzahl der Linsen auf das absolut notwendige Minimum reduziert werden. Ein Rekonstruktionssystem mit nur einer Transformationslinse und ohne jede Vergrößerungsoptik für das rekonstruierte Bild wäre deshalb fast ideal. Wie sich aber aus den Berechnungen zur Bildgröße in Abschnitt 4 ergibt, hätte ein solches System eine Gesamtlänge, die jeden vernünftigen Labormaßstab sprengen würde. Diese Schwierigkeit ließe sich zwar durch die Verwendung von Spiegeln umgehen, damit würde man aber wieder die Anzahl der Systemkomponenten erhöhen und so zusätzliche Beugungsfiguren erzeugen, womit letztlich nichts gewonnen wäre. Der Einsatz einer weiteren Linse vor der Transformationslinse, sowie einer Vergrößerungsoptik war damit aus praktischen Gründen nicht zu umgehen. Durch die Verwendung besonders hochwertiger Linsen, die speziell für das Licht des He-Ne-Lasers  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$  ausgelegt sind, sollte dieser Nachteil so klein wie möglich gehalten werden. Die Brennweite der Transformationslinse beträgt 85 cm, die der kleinen Linse davor 2 cm.

Zur Vergrößerung der rekonstruierten Bilder wurde eine Kombination aus einem Mikroskopobjektiv 10/0.25 und einer bikonvexen 100 mm Linse verwendet. Diese Kombination wurde dann als Objektiv für die beiden verwendeten Kameras eingesetzt. Zur Herstellung von Polaroidbildern wurde eine Linhoff-Kamera und für das Photographieren mit Diafilm eine Canon-F1 benutzt.

### 3.3.2.3 Das Mikrophotometer

Das Mikrophotometer diente dazu, die Intensitätsverteilung des rekonstruierten Bildes zur quantitativen Auswertung möglichst genau auszumessen. Es besteht aus einem Mikroskop Typ 700-10A, einem Mikroskopobjektiv 2.5/0.1 Typ 700-10-7 und einem "Scanning Eyepiece" Typ 700-10-62 von Gamma Scientific, sowie einem Radiometer/ Photometer Typ 500-1 und einem Multidetektorkopf Typ 500-2 von EG & G.

Im "Scanning Eyepiece" befindet sich eine Fiberglassonde mit einem Aperturdurchmesser von 0.015 mm. Diese Sonde kann mit einer Mikrometerschraube in der Bildebene des Objekts bewegt werden. An diese Mikrometerschraube ist ein Potentiometer angeschlossen, das proportional zur Stellung der Sonde eine Spannung zwischen 0 und 100 mV abgibt. Damit ist es möglich, zusammen mit dem Signal der Intensität, direkt die jeweilige Intensitätskurve auf einem x-y-Schreiber darzustellen.

Die von der Sonde registrierte Intensität geht über einen Lichtleiter direkt auf den Multidetektorkopf. Sie wird dann auf dem Photometer/Radiometer in  $W/cm^2$  angezeigt.

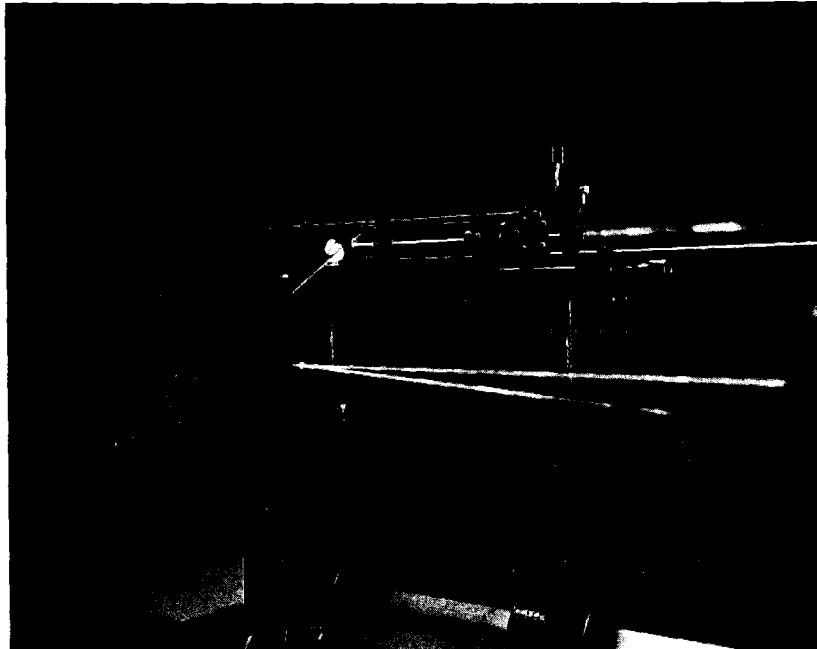


Abb. 3-10 Das Raumfilter



#### 4. Durchführung der Experimente, Ergebnisse und Interpretation

##### 4.1 Praktische Durchführung

##### 4.1.1 Aufnahme der codierten Bilder

Technisch gesehen ist die Aufnahme des codierten Bildes einer  $\gamma$ -Quellverteilung der einfachste Teilschritt im gesamten Abbildungsprozeß. Sofern man sich an die jeweiligen Verarbeitungsvorschriften für die Röntgenfilme hält, sind von daher keine Schwierigkeiten für die weiteren Prozeßstufen zu erwarten.

Die zu photographierende Quellverteilung selbst wird dadurch realisiert, daß die jeweilige Quelle nacheinander mittels der Manipulationsapparatur an die entsprechenden Punkte gebracht wird. Unterschiedliche Quellstärken können dann sehr leicht über entsprechend unterschiedlich lange Belichtungszeiten vom betreffenden Punkt aus simuliert werden.

Insgesamt wurden 14  $\gamma$ -Quellverteilungen photographiert. Die Daten der einzelnen Aufnahmen sind in Tabelle 4-1 zusammengestellt. Abb. 4-1.1 bis 4-1.3 zeigen einige der codierten Bilder.

Nr.	Art der Zonenplatte	Quelle	Koordinaten (mm)			Belichtungszeit	Bemerkungen
			x	y	z		
1	Pb. zirk.	Cf-252	- 8.7	0	232.5	6h	Film: Strukturix D 7, Salzfolien
			8.7	0	232.5	3h	
			0	8.7	197.5	3h	
			0	-8.7	197.5	3h	
2	Pb. zirk	Cf-252	0	8.7	232.5	2.5h	Film: Kodak AA Pb-Folien
			0	-8.7	232.5	2.5h	
			0	-8.7	197.5	2.5h	
			0	8.7	197.5	2.5h	
3	W zirk	Cf-252	0	-3.5	232.5	2.5h	
			0	3.5	232.5	2.5h	
			1.7	0	197.5	2.5h	
			-1.7	0	197.5	2.5h	
4	W-zirk.	Ra-Be	-1.7	0	197.5	10 min	a) ohne HTS b) mit HTS
5	W zirk.	Sb-124	0	0	265	10 min	
			-5.3	0	282.5	10 min	
			5.3	0	282.5	10 min	
6	W zirk.	Sb-124	-5.3	0	282.5	20 min	
			-5.3	0	282.5	10 min	
7	W zirk.	Sb-124	-5.3	0	282.5	10 min	
			5.3	15	282.5	10 min	
			5.3	0	265	10 min	
8	W zirk.	Sb-124	8.8	0	265	15 min	Stahlplatte mit 10 mm Stärke zwischen Quelle u. Apertur
			0	0	265	30 min	
9	W zirk.	Sb-124	0	0	265	20 min	Stahl- und Messing- platte zwischen Quelle u. Apertur
			3,5	0	265	20 min	
10	W zirk.	Sb-124	0	0	265	20 min	"
			8.75	0	265	20 min	
11	W zirk.	Sb-124	0	15	265	15 min	"
			8.75	0	265	30 min	
			0	0	282.5	15 min	
12	Pb.-lin.	Sb-124	8.75	0	271	40 min	"
			-8.75	0	271	40 min	
13	Pb.-lin.	Sb-124	0	0	271	30 min	"
			8.75	0	288.5	30 min	
			8,75	0	288.5	30 min	
14	Pb.-lin.	Sb-124	8.75	-35	288.5	20 min	"
			8.75	17.5	288.5	20 min	
			0	0	288.5	40 min	

Tab.: 4-1

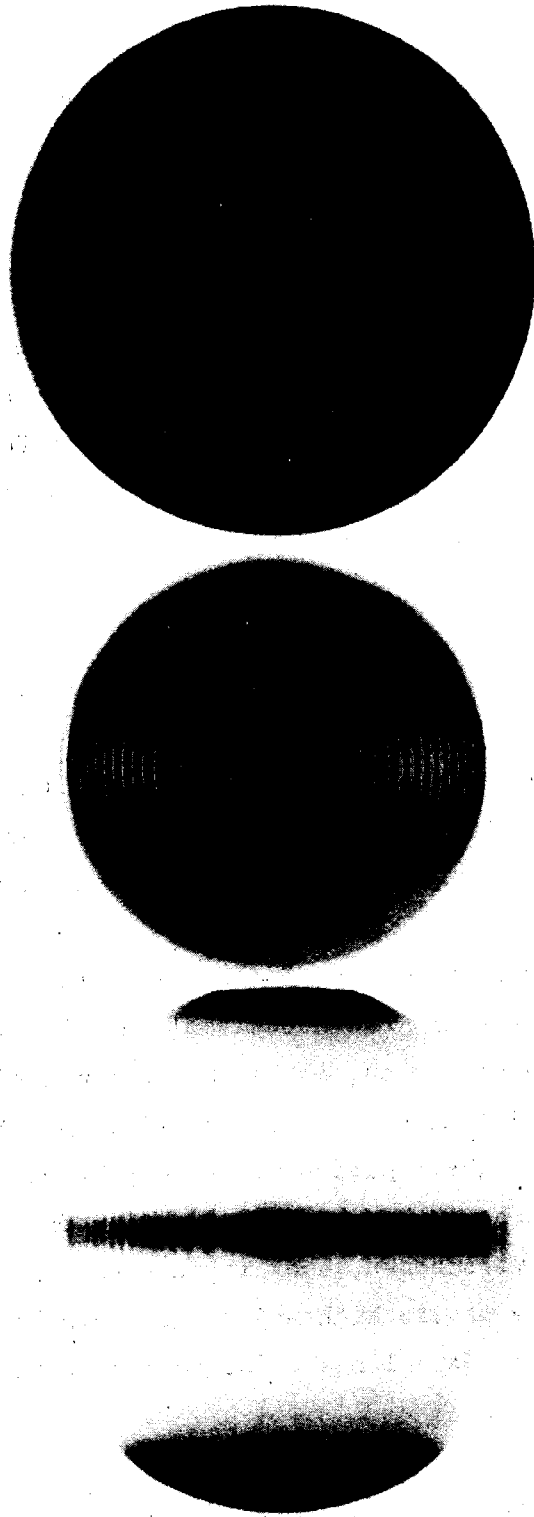


Abb. 4-1 Codierte Bilder

Die Zusammenstellung der einzelnen Quellverteilungen geschah nach folgenden Gesichtspunkten:

Zunächst sollte mit relativ einfachen Quellverteilungen Erfahrung gesammelt und die beiden Zonenplatten, sowie das Filmmaterial getestet werden. Als nächstes sollte versucht werden, eine ausgedehnte, homogene Quelle abzubilden. Als letzte Stufe waren dann Verteilungen von stabförmigen Quellen vorgesehen. Diese sollten mit zirkularen und linearen Zonenplatten abgebildet werden. Zusätzlich sollte sich dabei auch noch absorbierendes Material zwischen Quelle und Zonenplatte befinden.

#### 4.1.2 Justierung des analogen Rekonstruktionssystems

Von der richtigen und sauberen Justierung des analogen Rekonstruktionssystems hängt sehr viel ab, insbesondere wenn neben einer qualitativen auch eine quantitative Rekonstruktion durchgeführt werden soll.

Da die Leistung des verwendeten He-Ne-Lasers zu groß war, um mit ungeschütztem Auge arbeiten zu können, die handelsüblichen Schutzbrillen aber zu große optische Dichten haben ( $\approx 6$ ), wurde zunächst mit einer Holotest-Platte 8E56 ein Stufengraukeil hergestellt, der ungefähr den Bereich OD 0.5 - OD 4 abdeckt. Dieser Graukeil wurde gleich hinter den Laser als erstes Element in den Strahlengang eingebaut. Es ist sehr wichtig, daß dieser Graukeil nur senkrecht zum Strahl verschoben, aber im weiteren nie ganz aus dem Strahlengang entfernt wird, da er die Richtung des Strahls beeinflusst. D.h. ein mit Graukeil justierter Strahlengang ist sofort dejustiert, wenn der Graukeil entfernt wird.

Der He-Ne-Laser erzeugt sehr viel Wärme. Es zeigte sich, daß die daraus entstehende Warmluft, falls sie in den Strahlengang gerät, den Lichtstrahl derart zum Flimmern bringt, daß an ein Justieren nicht mehr zu denken ist.

Um das zu verhindern, wurde neben den Laser eine mit schwarzem Karton bespannte Al-Platte gestellt (siehe Abb.3-8).

Nach diesen Vorbereitungen wurde der Strahl mit Hilfe der Spiegel so gut wie möglich parallel zu den auf den Tischen montierten Dreikantschienen ausgerichtet. Der Aufpunkt des Strahls an der Wand des Labors wurde markiert. Als nächstes wurde die Transformationslinie justiert. Dieses Justieren wurde mit dem nicht aufgeweiteten Strahl durchgeführt. Die Linse wurde solange gedreht, verschoben und geschwenkt, bis der von der Linsenoberfläche reflektierte Strahl sich mit dem einfallenden Strahl deckte und gleichzeitig das Zentrum des durchgelassenen und von der Linse etwas aufgeweiteten Strahls mit dem zuvor markierten Aufpunkt an der Wand übereinstimmte. Die Position der Transformationslinse war zuvor zusammen mit der kleinen Linse und dem nur provisorisch aufgeweiteten Strahl bestimmt worden. Sie muß einerseits so weit von der Lochblende entfernt sein, daß der Strahldurchmesser groß genug wird, um das ganze Hologramm auszuleuchten, andererseits darf dieser Abstand aber auch nicht zu groß werden, da sonst die Länge des Gesamtaufbaus nicht ausreicht.

Nach der Transformationslinse wurde die Aufweitungsoptik, d.h. Mikroskopobjektiv und Lochblende justiert. Hierbei wurde das von Kienle und Röss /25/ beschriebene Verfahren verwendet. Zunächst wurde auf einem Hilfsschirm der Aufpunkt des nicht aufgeweiteten Strahls markiert. Dann wurde das Mikroskopobjektiv in seine Halterung eingebaut und so verschoben, daß sich das Zentrum des aufgeweiteten Strahls mit dem zuvor markierten Aufpunkt auf dem Bildschirm deckte. Jetzt wurde die Lochblende eingesetzt und mit Mikrometerschrauben in ihre Position gebracht.

Während das Ausrichten des Mikroskopobjektivs relativ leicht durchzuführen ist, ist das genaue Positionieren der 10 $\mu$ m Lochblende äußerst schwierig, den bei jeder noch so vorsichtigen Berührung der Mikrometerschraube wird die Halterung der Lochblende etwas aus der vorgesehenen Position verschoben und in Schwingung versetzt. Das bedeutet, daß erstens vor jeder neuen Veränderung

der Position das Abklingen dieser Schwingungen abgewartet werden muß und daß zweitens nicht immer die gewünschte neue Position erreicht wird.

Eine Verbesserung wäre hier in allererster Linie durch die Verwendung einer aufwendigen Halterung für die Lochblende, möglichst mit einem piezoelektrischen Antrieb für die Positionierungselemente zu erreichen.

Zum Schluß wurde dann noch die kleine Linse einjustiert. Das geschah dadurch, daß sie zunächst so nahe an die Lochblende herangebracht wurde, daß der Strahldurchmesser noch zur vollständigen Ausleuchtung der Pseudohologramme ausreichte. Danach wurde sie so ausgerichtet, daß sich das Zentrum des aufgeweiteten und durch die Transformationslinse wieder focusierten Strahls mit dem an der Wand markierten Aufpunkt deckte.

Der d.c.-Stop, die Kameras bzw. das Mikrophotometer wurden immer für das jeweilige Pseudohologramm neu justiert.

#### 4.1.3 Der Rekonstruktionsprozeß

Der erste Schritt des Rekonstruktionsprozesses ist eine photographische Verkleinerung des codierten Bildes auf ca. 1/10 der ursprünglichen Größe. Diese Verkleinerung ist nicht unbedingt notwendig, aber aus mehreren Gründen sehr praktisch.

Die auszuleuchtende Fläche verkleinert sich. Unebenheiten im Film, die sonst durch eine Flüssigkeit (Xylen / 26,27/) ausgeglichen werden müßten, kommen nicht so sehr zum tragen und, schließlich verkleinert sich die Brennweite des codierten Bildes, wodurch es leichter zu handhaben ist.

Das Pseudohologramm wurde dann hinter der Transformationslinse in den Strahlengang gebracht und so positioniert, daß es erstens vollständig ausgeleuchtet wurde, und daß zweitens das von der Oberfläche des Pseudohologramms

reflektierte Licht konzentrisch mit dem von der Oberfläche der Transformationslinie reflektierten Licht wird. Damit war gewährleistet, daß das Pseudohologramm möglichst senkrecht zur optischen Achse des Systems stand und somit die Verzerrungen des rekonstruierten Bildes auf ein Minimum reduziert wurden. Zur Rekonstruktion wurde jeweils der erste negative Focus ( $p = 1$ ) der Zonenplatte benutzt. Das bedeutet, daß die Gesamtbrennweite Hologramm + Transformationslinse größer ist als die der Transformationslinse allein, was zur Folge hat, daß der d.c.-Focus vor dem rekonstruierten Bild entsteht. Dadurch ist es möglich, das d.c.-Licht vor dem Bild herauszufiltern.

Je nach Bedarf wurde schließlich eine der beiden Kameras oder das Mikrophotometer positioniert und der d.c.-Stop entsprechend justiert.

Die rekonstruierten Bilder wurden zunächst der Einfachheit halber mit Polaroid 4 x 5 Land Film Typ 52/Pola Pan und später dann mit Agfachrom 50 L Diafilm photographiert.

Das Ausmessen der Intensitätsverteilung im rekonstruierten Bild zur quantitativen Auswertung mit dem Mikrophotometer erfolgte mit einer Schrittweite der Sonde von 0.04 mm, was bei einer Vergrößerung durch das Mikroskopobjektiv des Mikrophotometers von 2.5 einer realen Schrittweite von  $0.04 \text{ mm} / 2.5 = 0.016 \text{ mm}$  entspricht. Um zeitliche Schwankungen während der Messung feststellen zu können, wurde der zeitliche Verlauf der Intensität und der Position der Fiberglassonde mit einem Zweilinienschreiber Typ Philips PM 8222 aufgezeichnet. Dabei ergaben sich Schwankungen der Intensität bis zu 15%. Diese Schwankungen wurden sehr wahrscheinlich durch mechanische Erschütterungen des Gesamtsystems und besonders des Mikrophotometers hervorgerufen. Insbesondere beim Verfahren der Fiberglassonde in eine neue Meßposition per Hand läßt sich so etwas nicht vermeiden. Das ist das gleiche Problem, wie beim Justieren der  $10\mu\text{m}$ -Lochblende und genau wie dort wäre ein elektrischer Antrieb wahrscheinlich die Lösung.

Als letzte für die quantitative Auswertung wichtige Größe wurde schließlich noch der Abstand Hologramm - rekonstruiertes Bild gemessen. Dazu wurde das Bild mit einer Mattglasscheibe aufgefangen. Der Abstand Mattscheibe - Hologramm war danach leicht mit einem Maßstab auszumessen.

#### 4.2 Berechnungen zur quantitativen Auswertung

Der quantitativen Auswertung liegen folgende Voraussetzungen zugrunde:

- a) Dem gesamten Abbildungsprozeß kann ein Maßstabsfaktor  $F$  zugeordnet werden, so daß gilt

$$(4.2-1) \quad F = \frac{B}{G}$$

mit  $B$  = Bildgröße und  $G$  = Originalgröße

Das bedeutet : Haben zwei Quellpunkte, die sich in einer Ebene parallel zur codierenden Apertur befinden, den Abstand  $G$ , so haben ihre entsprechenden Bildpunkte den Abstand  $B = F G$ .

- b) Der Abstand Quellpunkt - codierende Apertur =  $g$  wird aus dem Abstand Bildpunkt - Hologramm =  $s$  berechnet, weil  $s$  eine leicht zu messende Größe ist. Es muß also eine Funktion  $g = g(s)$  geben.

Für zwei Quellpunkte mit dem Abstand  $G$  voneinander und dem Abstand  $g$  zur codierenden Apertur ergibt sich der Abstand  $d$ , um den die zugehörigen Schattenbilder auf dem Detektor gegeneinander verschoben sind als

$$(4.2-2) \quad d = \frac{b}{g} G$$

wobei  $b$  = Entfernung Detektor - codierende Apertur

Nach einer Verkleinerung um den Faktor  $n$  ergibt sich dieser Abstand auf dem Pseudohologramm dann als  $d_H$  mit



$$(4.2-3) \quad d_H = \frac{d}{n} = \frac{b}{g} \frac{G}{n}$$

Zur Abbildung wird der erste negative Focus verwendet.

Das Pseudohologramm kann als zwei unabhängige konkave Linsen angesehen werden, die sich in der gleichen Ebene befinden und deren optische Achsen den Abstand  $d_H$  voneinander haben.

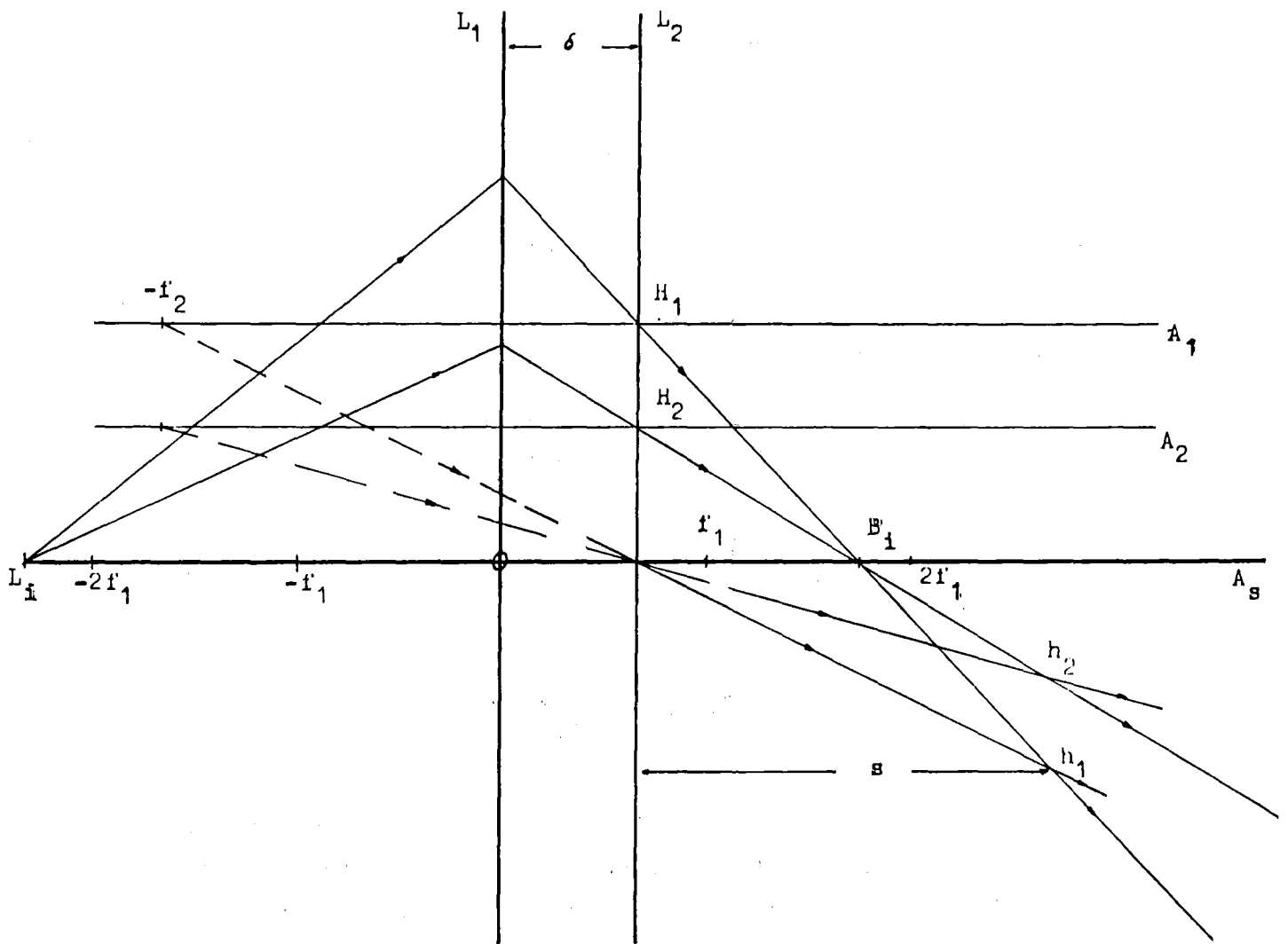


Abb. 4-2 Geometrie zur Berechnung von  $F$

Damit ergibt sich folgende Aufgabenstellung:

Eine punktförmige Lichtquelle ( $10 \mu\text{m}$ -Lochblende) befindet sich im Abstand  $L_i$  von einer Linse (Ebene  $L_1$ ) mit der Brennweite  $f_1$  (Transformationslinse). Im Abstand  $\delta$  von der Transformationslinse befinden sich zwei konkave Linsen (Ebene  $L_2$ ) mit den Brennweiten  $-f_2$ . Ihre Achsen  $A_1$  und  $A_2$  haben zur Achse der Transformationslinse  $A_s$  die Abstände  $H_1$  und  $H_2$ , wobei die Differenz  $H_1 - H_2$  gleich  $d_H$  ist. Die beiden Bildpunkte befinden sich dann im Abstand  $s$  von der Ebene  $L_2$  und haben die Abstände  $h_{21}$  und  $h_{22}$  von  $A_s$ . Der gesuchte Maßstabsfaktor  $F$  ergibt sich somit als

$$(4.2-4) \quad F = \frac{|h_{21} - h_{22}|}{G}$$

Aus Abb. 4-2 kann man folgende Beziehung ablesen

$$(4.2-5) \quad |h_{21} - h_{22}| = \frac{s}{f_2} |H_1 - H_2|$$

$s$  ergibt sich nach Hecht - Zajac /3/ als

$$(4.2-6) \quad s = \frac{f_2 \delta + f_2 f_1 L_i / (L_i - f_1)}{\delta + f_2 - L_i f_1 / (L_i - f_1)}$$

Mit dieser Gleichung, der Gl. (4.2-3) für  $|H_1 - H_2|$  und der Gl. (4.2-4) und (4.2-5) erhält man

$$(4.2-7) \quad F = \frac{b}{g n} \frac{\delta + f_1 L_i / (L_i - f_1)}{\delta + f_2 - L_i f_1 / (L_i - f_1)}$$

Die Brennweite des Hologramms  $f_2$  lässt sich leicht berechnen. Der innerste Radius der Fresnelzonenplatte wird zunächst von dem Faktor  $\frac{g+b}{b}$  vergrößert und dann um den Faktor  $1/n$  verkleinert. Gemäß Gl. (2.1-5) ergibt

sich

$$(4.2-8) \quad |f_2| = \frac{(g+b)^2}{g^2 \cdot n^2 \cdot \lambda} \cdot R_1^2$$

wobei  $R_1$  der innerste Radius der codierenden Apertur ist.

Setzt man Gl.(4.2-8) in Gl.(4.2-7) ein und führt folgende Vereinfachung ein

$$(4.2-9) \quad \begin{aligned} U &= b \cdot g \cdot \lambda \cdot \{f_1 \cdot L_i - \delta(L_i - f_1)\} \\ V &= f_1 \cdot L_i \cdot \lambda \cdot g^2 \Delta \lambda g^2 (L_i - f_1) \\ W &= (L_i - f_1) \cdot R_1^2 \cdot (g+b)^2 \end{aligned}$$

erhält man

$$(4.2-10) \quad F = \frac{n \cdot U}{W - V n^2}$$

Diese Darstellung von  $F$  als Funktion von  $n$  ist sinnvoll, weil  $n$  die einzig leicht veränderliche Größe im Gesamtsystem ist;  $g$  ist durch das Experiment selbst festgelegt;  $R$ ,  $b$ ,  $\lambda$ ,  $f_1$  könnten nur durch den Austausch ganzer Bauteile geändert werden, z.B.  $\lambda$  nur durch Verwendung eines anderen Lasers; und  $L_i$  und  $\delta$  können nur in kleinen Grenzen variiert werden.

Ein besonderes Problem ergibt sich bei der Größe  $L_i$ . Sie ist praktisch nicht direkt meßbar, da sich zwischen der  $10 \mu\text{m}$ -Lochblende und der Transformationslinse noch die kleine Linse mit 2 cm Brennweite befindet. Aus dem Abstand d.c-Focus - Transformationslinse =  $B_i$ , der leicht zu messen ist, kann  $L_i$  berechnet werden und man erhält

$$(4.2-11) \quad L_i = \frac{f_1 \cdot B_i}{B_i - f_1}$$

Zur Berechnung der Funktion  $g = g(s)$  löst man Gl.(4.2-6) nach  $f_2$  auf, setzt das Ergebnis in Gl.(4.2-9) ein und löst dann nach  $g$  auf. Man erhält

$$(4.2-12) \quad g = \frac{b \cdot R_1}{n \cdot \left\{ \lambda \cdot s \cdot \frac{(Li - f_1) - Li \cdot f_1}{(Li - f_1) - Li \cdot f_1 + s \cdot (Li - f_1)} \right\}^{1/2} - R_1}$$

### 4.3 Ergebnisse und Interpretation

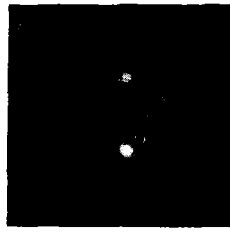
#### 4.3.1 Ergebnisse der qualitativen Rekonstruktion

Abb. 4-3, 4-4, 4-5 und 4-6 zeigen die Rekonstruktionen der in Tab. 4-1 beschriebenen Quellverteilungen.

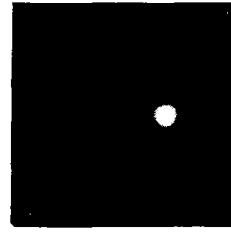
$v$  bezeichnet die vordere und  $h$  die hintere Bildebene.

Die Rekonstruktionen der ersten drei Quellverteilungen zeigen deutlich die Fähigkeit der Fresnelzonenplatte, dreidimensionale Bilder zu erzeugen. Bei der Rekonstruktion wird die Kamera nacheinander auf die jeweils zu betrachtende Bildebene des Pseudohologramms fokussiert. Die Bildpunkte der anderen Bildebene bilden dann nur noch einen entsprechenden Untergrund. Bei Aufnahme 1 handelte es sich um 4 Quellpunkte, von denen zwei mit gleicher Intensität senkrecht in der vorderen Ebene und die beiden anderen waagrecht in der hinteren Ebene angeordnet waren. Der rechte Quellpunkt der hinteren Ebene hatte, relativ zu den anderen, doppelte Intensität. Bei Aufnahme 2 sind die vier Quellpunkte so angeordnet, daß sich die Punkte der vorderen Ebene mit denen der hinteren genau decken. Trotzdem konnten sie getrennt abgebildet werden.

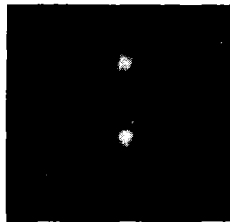
Die Anordnung der Quellpunkte in Aufnahme 3 läßt am deutlichsten eine klare Unterscheidung zwischen vorderer und hinterer Bildebene zu, da die Abstände der Quellpunkte in den beiden Ebenen unterschiedlich waren. Bei dem relativ geringen Abstand von 3.5 mm in der vorderen Ebene können die beiden Quellpunkte allerdings nicht mehr eindeutig als zwei Punkte identifiziert werden.



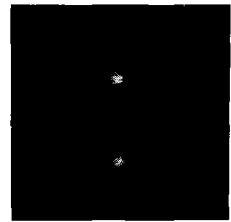
1-v



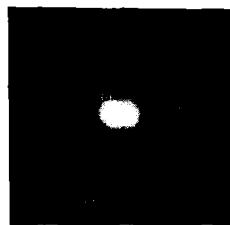
1-h



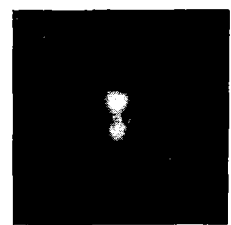
2-v



2-h



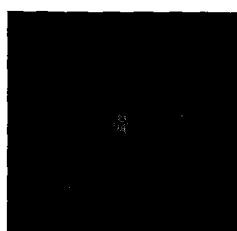
3-v



3-h

Abb. 4-3 Rekonstruktionen der Aufnahmen 1-3  
Cf-252-Quelle

Die Aufnahmen 4a und 4b zeigen, daß es auch möglich ist, relativ ausgedehnte und kontinuierliche  $\gamma$ -Quellen, wie hier eine Ra-Be-Quelle abzubilden. Bei Aufnahme 4b wurde zusätzlich ein sog. "Half-tone-screen" möglichst nahe an die Quelle gebracht. Dieser "Half-tone-screen" besteht aus 5 mm starkem Pb-Blech, in das in Abständen von 4 mm Löcher mit 2.2 mm Durchmesser gebohrt sind. Seine Aufgabe ist es, das kontinuierliche Objekt in einzelne Punkte aufzulösen, so daß es als Summe einzelner Objektpunkte erscheint. Das bedeutet, daß das Objekt nun keine niedrigen Raumfrequenzen mehr enthält und somit den Abbildungseigenschaften der Fresnelzonenplatte besser angepaßt ist. /28/



4-a



4-b

Abb. 4-4 Rekonstruktionen der Aufnahmen 4a, 4b  
Ra-Be-Quelle

Zwischen beiden Bildern ist kein Unterschied zu erkennen. Das könnte dadurch zu erklären sein, daß das Auflösungsvermögen der Zonenplatte nicht

gut genug war. Für  $g = 197.5$  mm und  $b = 109$  mm ergibt sich nach Gl.(2.2-13)  
 $\Delta q = 3.43$  mm.

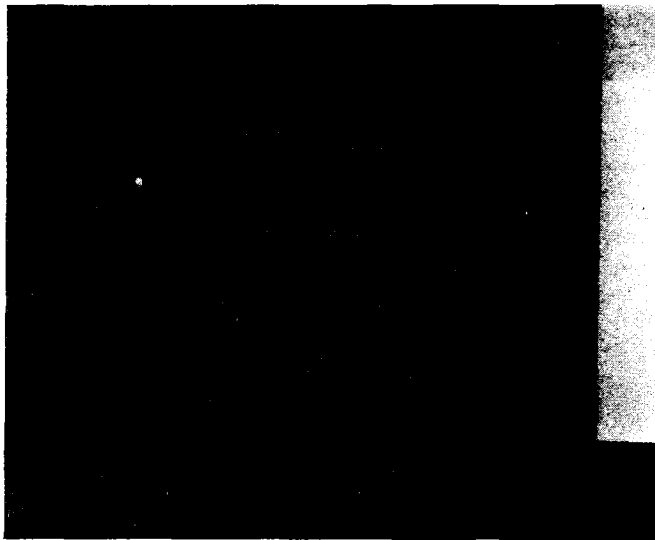
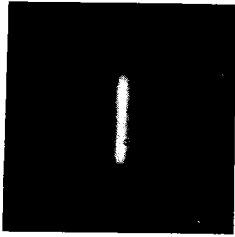
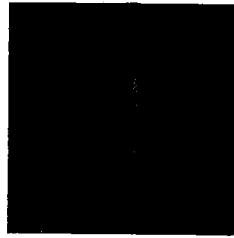


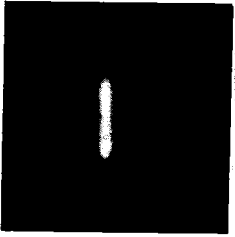
Abb. 4-5 Der "Half-tone-screen"



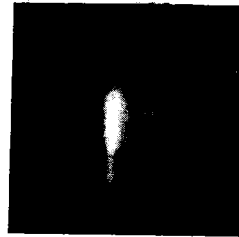
5-v



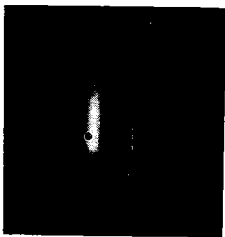
5-h



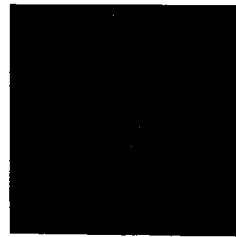
6



7-v

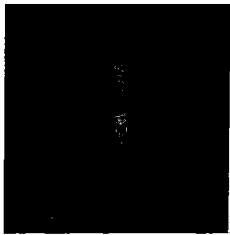


7-h

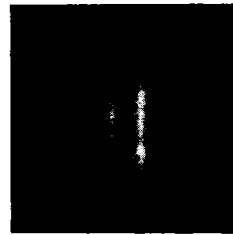


8

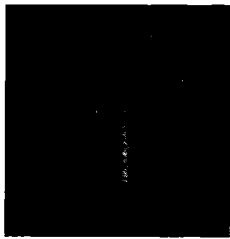




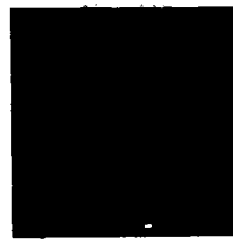
9



10



11-v



11-h

Abb. 4-6 Rekonstruktion der Aufnahmen 5 bis 11

Sb-124-Quelle

Die Aufnahmen 5-7 zeigen Abbildungen der stabförmigen Sb-124-Quelle. Bei Aufnahme 5 befanden sich zwei Stäbe in der hinteren und ein Stab in der vorderen Ebene. Bei der Rekonstruktion der vorderen Ebene sieht man außer dem sich wirklich in dieser Ebene befindenden Stab noch zwei schwächere Stäbe, die aber zur hinteren Ebene gehören. Ein Vergleich mit Aufnahme 6, wo sich zwei Stäbe und unterschiedliche Quellstärken (2:1) in derselben Ebene befinden, zeigt, daß es zu Interpretationsschwierigkeiten bei komplizierten Quellverteilungen kommen kann. Eine wesentliche Interpretationshilfe hat man bei einer analogen Rekonstruktion allerdings dadurch, daß man beobachten kann, wie sich ein Bildpunkt beim langsamen Verschieben der betrachteten Bildebene ändert und man somit sehr oft feststellen kann, ob er sich wirklich mit einem anderen Punkt in einer Ebene befindet.

Die Rekonstruktion der etwas ungünstigen Quellverteilung in Aufnahme 7, nämlich die teilweise Überlappung eines Stabes der vorderen mit einem der hinteren Ebene, in der sich noch ein weiterer Stab befindet, ist ebenfalls nur noch schwer zu interpretieren. Aber auch hier gibt das Beobachten der einzelnen Stäbe beim Fokussieren auf eine Bildebene wertvolle Hilfen.

Besonders ungünstig wird es dann, wenn sich zwischen Quelle und codierender Apertur noch zusätzliches Material befindet, wie hier zwei Platten aus Messing und Stahl von je 10 mm Dicke. Das war bei den Aufnahmen 8 bis 10 der Fall. Das Bild verschwimmt dann etwas mehr, besonders bei schwachen Quellen. Das ist ungefähr so, als würde man ein leuchtendes Objekt durch eine Milchglasscheibe betrachten. Durch die zusätzliche Streuung der Photonen an der Scheibe, bzw. den Metallplatten, geht Information verloren.

Die Quellverteilung von Aufnahme 8 entspricht im Wesentlichen der von Aufnahme 6. Bei Aufnahme 9 waren die beiden Stäbe so nahe zusammen, daß sie nicht mehr getrennt identifiziert werden können. Bei Aufnahme 10

befinden sich zwei Stäbe mit gleicher Quellstärke in derselben Ebene. Aufnahme 11 zeigt drei Stäbe. Zwei gegeneinander verschobene und unterschiedlich starker Quellstärke (2:1) in der vorderen Bildebene, und ein dritter - relative Quellstärke = 1 - hinter dem schwächeren der vorderen Bildebene, der gegenüber dem vorderen auch noch nach unten verschoben ist.

Die Aufnahmen 12 bis 14 zeigen Rekonstruktionen von Abbildungen mit der zur linearen Zonenplatte umgebauten Pb-Platte.



12



13-v



13-h



14

Abb. 4-7 Rekonstruktion der Aufnahmen 12 bis 14

Sb-124-Quelle, lineare FZP

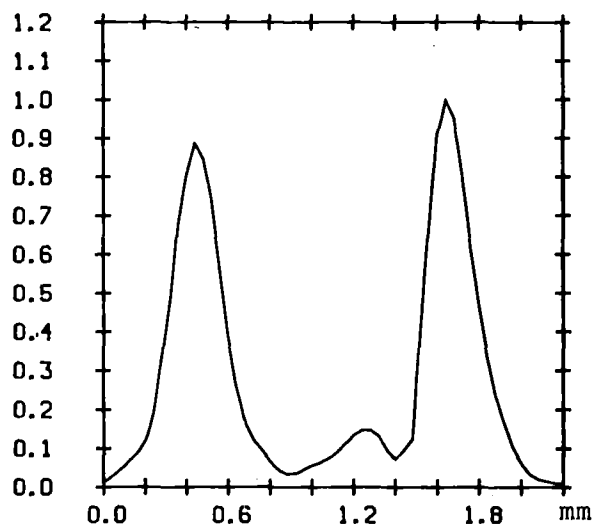
Der Untergrund ist bei diesen Aufnahmen durch zusätzliche Beugungsfiguren sehr stark. Wegen der besonders kleinen Dimensionen der Pseudohologramme (Höhe  $\approx 1$  mm) wirken sich zusätzliche Strukturen im Hologramm als beugende Kanten besonders negativ aus. Eine Identifikation der Bilder, besonders bei ungünstigen Quellverteilungen (Aufnahme Nr. 14), ist nur schwer möglich. Man erkennt die Bilder eigentlich jetzt nur noch dadurch richtig, daß man beim Fokussieren der Kamera oder des Mikroskopes auf die Bildebene genau die Veränderungen des Bildes beobachtet. Starke Veränderung bei nur relativ kleinen Verschiebungen in vorher dunklen Zonen sind z.B. ein Indiz dafür, daß man es mit dem richtigen Bild zu tun hat.

Die meisten Schwierigkeiten der analogen Rekonstruktion lassen sich sicher durch ein digitales Rekonstruktionsverfahren umgehen. Insbesondere das d.c.-Licht kann leichter durch Subtraktion eines entsprechenden Terms eliminiert werden. Linsenfehler, Fehler beim Justieren der Optik und zusätzliche Beugungsfiguren durch Staub etc. entfallen von selbst und schließlich ergibt sich auch noch die Möglichkeit, das rekonstruierte Bild sofort digital weiterzuverarbeiten, was für die quantitative Auswertung vorteilhaft ist. Allerdings ist die Digitalisierung des Bildes umständlich und zur Rekonstruktion selbst ist man auf leistungsfähige Computer mit großem Speicherplatz angewiesen. /29/

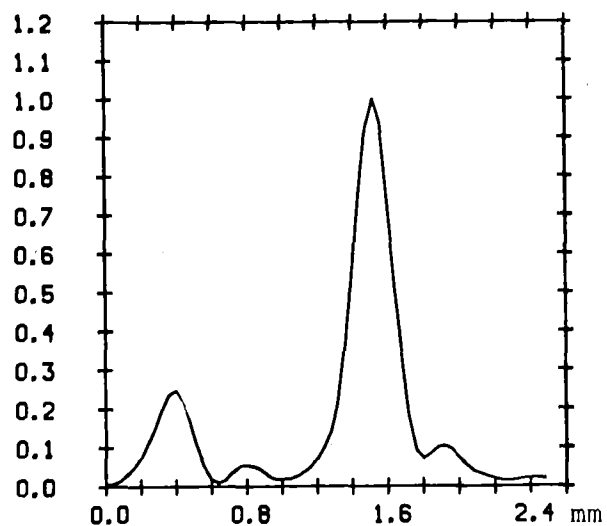
Trotz der Vorteile der digitalen Rekonstruktion sollte man auf eine analoge Rekonstruktion nicht ganz verzichten. Sie eignet sich besonders dazu, einen qualitativen Überblick über den Verlauf eines Experiments zu gewinnen und ermöglicht dadurch eine Vorauswahl der genauer auszuwertenden Bilder. Gleichzeitig kann ein Vergleich der Ergebnisse beider Rekonstruktionsverfahren helfen, Interpretationsfehler zu vermeiden, - das System als Ganzes hat so eine größere Redundanz.

#### 4.3.2 Ergebnisse der quantitativen Rekonstruktion

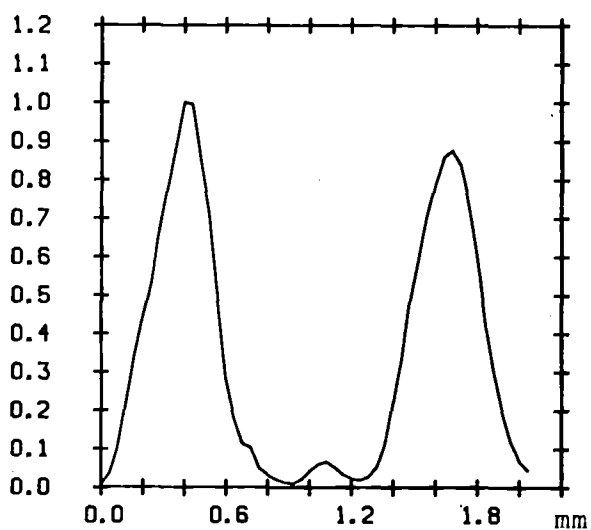
Abbildung 4-8 zeigt die Intensitätsverteilungen der rekonstruierten Bilder der Aufnahmen 1 bis 3. Die Intensität wurde jeweils auf 1 normiert.



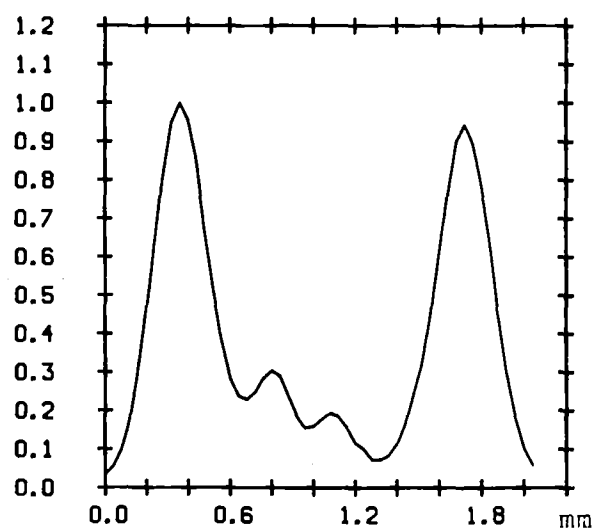
4-8.1 Aufnahme 1-v



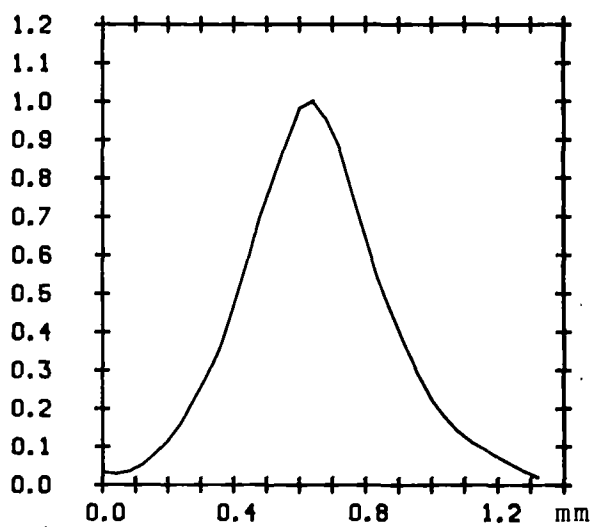
4-8.2 Aufnahme 1-h



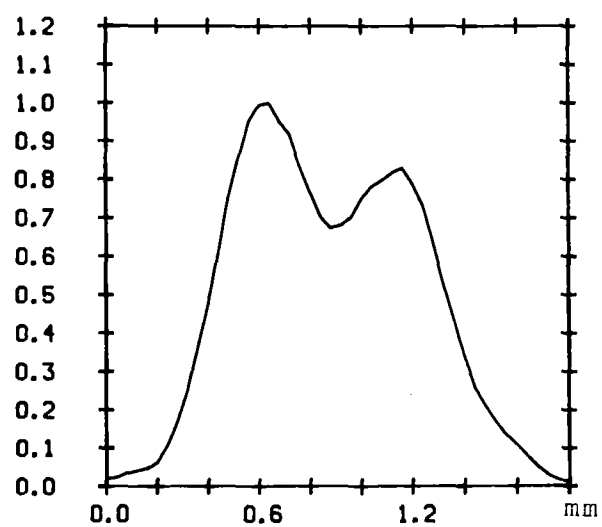
4-8.3 Aufnahme 2-v



4-8.4 Aufnahme 2-h



4-8.5 Aufnahme 3-v



4-8.6 Aufnahme 3-h

Die x-Werte kennzeichnen den jeweiligen Ort der Fiberglassonde. Auf ein Einzeichnen der Meßfehler wurde verzichtet, weil das bei der großen Dichte der Meßpunkte - Schrittweite in x-Richtung = 0.04 mm - das Gesamtbild der Kurven zu stark beeinträchtigt hätte.

Der Meßfehler selbst beträgt in x-Richtung ca. 0.02 mm und in y-Richtung maximal 5%. Bei starken zeitlichen Schwankungen der Intensität wurde zuerst deren Abklingen abgewartet und dann gemessen.

Die Kurven selbst zeigen das erwartete Verhalten. In der vorderen Bildebene von Aufnahme 1 haben die Bildpunkte fast gleiche Intensität. Der kleine Unterschied ist ebenso wie bei den Kurven 4-8.3, 4-8.4 und 4-8.6 dadurch zu erklären, daß die Sonde bei einem der beiden Peaks nicht genau durch das Intensitätsmaximum geführt wurde, ein Fehler, der sich wie schon erwähnt, nicht ganz vermeiden läßt.

Besonders interessant ist die Kurve 4-8.2 . Das Verhältnis der Intensitätsmaxima beträgt genau 4:1 und stimmt damit exakt mit dem in Abschnitt 2.5 berechneten Wert für ein Quellstärkenverhältnis von 2:1 überein.

Bei Kurve 4-8.5 bestätigt sich, was schon die qualitative Auswertung gezeigt hat. Die beiden Quellpunkte sind nicht mehr als getrennt zu erkennen, allerdings hat der Peak eine wesentlich größere Halbwertsbreite. In Tabelle 4-2 sind alle für die quantitative Auswertung der Aufnahmen 1 bis 3 wichtigen Daten, sowie die Ergebnisse selbst zusammengestellt.

Nr.	Vorgegebene Werte		n	L <sub>i</sub>	Gemessene Werte			Berechnete Werte			Bemerkungen
	g	G			δ	s	B	F	g	G	
1	197.5±1.5	17.5±1.5	10.3±0.1	1979±16	40 ±2	2220.0±5	1.24±0.08	0.028 ±0.0035	196 ± 9.2	17.2±1.1	Ausdehnung der Cf-252-Quelle
1	232.5±1.5	17.5±1.5	10.3±0.1	1979±16	40 ±2	2315 ±5	1.12±0.08	0.029 ±0.0039	218.4±10.5	15.4±1.1	
2	197.5±1.5	—	10.5±0.1	1928±15	30 ±2	2325 ±5	0.31±0.08	0.031 ±0.0032	187.1± 8.4	3.9±1	
2	197.5±1.5	17.5±1.5	10.5±0.1	1928±15	30 ±2	2325 ±5	1.26±0.08	0.031 ±0.0032	187.1 ±8.4	16.21±1	
2	232.5±1.5	17.5±1.5	10.5±0.1	1928±15	30 ±2	2532 ±5	1.36±0.08	0.032 ±0.0045	227.8±10.8	17.0 ±1	
3	197.5±1.5	3.5±1.5	10.3±0.1	1928±15	30 ±2	2343 ±5	0.44±0.08	0.03 ±0.0038	201.1± 9.4	5.8 ±1.1	
3	232 ±1.5	7 ±1.5	10.3±0.1	1928±15	30 ±2	2535 ±5	0.52±0.08	0.031 ±0.0046	242.7±12	6.8 ±1.1	

(Alle Angaben in mm)

Tab.: 4-2

Die Berechnungen wurden gemäß den Gleichungen in Abschnitt 4.2 auf dem Computer durchgeführt. Für die Berechnung der Fehler wurde folgende Gleichung zugrunde gelegt:

$$(4.3-1) \quad \Delta f = \left\{ \sum_{i=1}^N \left[ \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}$$

wobei  $\Delta x$  der Fehler der Größe  $x$  ist und  $f$  der Fehler der Funktion  $f(x_1, \dots, x_N)$ .

Für die Brennweite der Transformationslinse war seitens des Herstellers Melles-Griot eine Abweichung vom Nominalwert von 3% angegeben. Das wären bei einer Brennweite von 850 mm 25.5 mm. Aufgrund der Ergebnisse kann jedoch angenommen werden, daß die wahre Brennweite der Linse wesentlich näher bei 850 mm liegt. Eine Unsicherheit von nur 1% = 8.5 mm dürfte nicht zu niedrig gegriffen sein. Als Fehler des gemessenen Abstandes in der Intensitätsverteilung wurden 0.08 mm angenommen. Das entspricht in etwa zwei Meßpunktabständen.

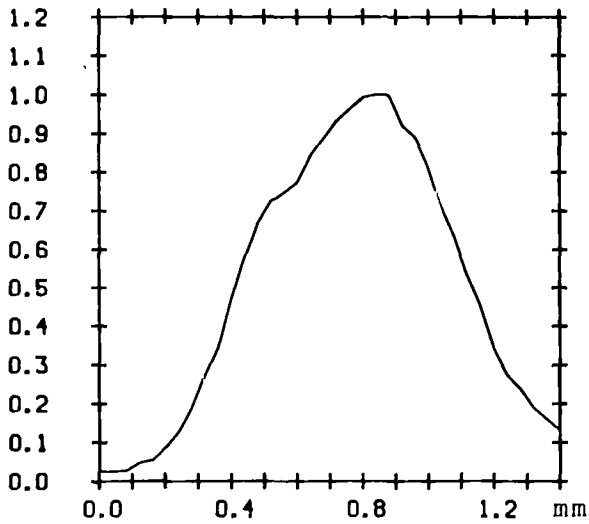
Aus der Halbwertsbreite des linken Peak in Kurve 4-8.3 wurde der Durchmesser der Cf-252-Quelle berechnet. Es ergaben sich  $4 \pm 1$  mm. Zum Vergleich: Von H.J. Bluhm wurden mit einem Neutronen-Hodoscope  $3.5 \pm 1$  mm gemessen.

Wenn man die Halbwertsbreite von Kurve 4-8.5 zurückrechnet auf die Breite der ursprünglichen Quellverteilung, so erhält man  $5.8 \pm 1$  mm. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der ursprünglichen Quellverteilung, denn bei einer Verschiebung der Quelle um  $3.5 \pm 1.5$  mm erhält man bei dem gemessenen Durchmesser der Cf-252-Quelle eine homogene, ausgedehnte Quelle von ungefähr  $7.5 \pm 1.8$  mm Ausdehnung.

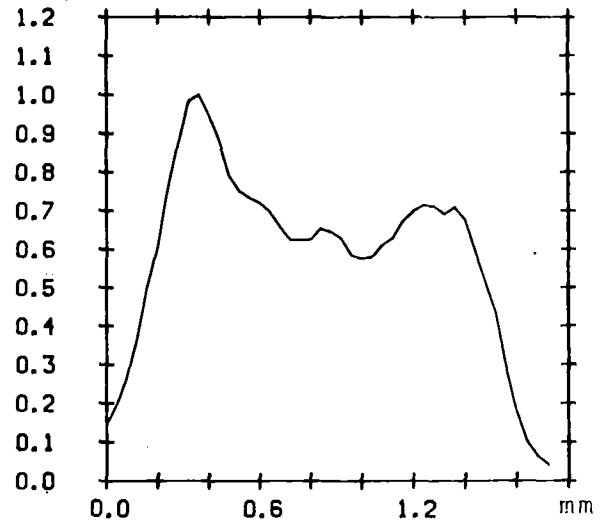
Eine größere Abweichung gibt es bei der hinteren Bildebene von Aufnahme Nr.1. Hierbei dürfte es sich um einen Meßfehler handeln. Als Ursache eines solchen Fehlers kommt insbesondere die Tatsache in Betracht, daß die Sehleistung der Augen des jeweiligen Beobachters schon nach kurzer Zeit unter dem Einfluß des Laserlichtes merklich nachläßt und somit ein genaues Einstellen auf die richtige Bildebene nicht immer gut genug gelingt.



Die Abbildung 4-9 zeigt die zur Aufnahme 4b gehörenden Intensitätsverteilungen.



4-9.1 Aufnahme 4b  
x-Richtung



4-9.2 Aufnahme 4b  
y-Richtung

Es ist zweifelhaft, ob der deutliche Peak in der Kurve 4-9.2 als besonders intensiver Quellpunkt interpretiert werden darf, da er auch das Ergebnis von zusätzlichen Beugungseffekten sein könnte. Da aber die Ra-Be-Quelle durch die Bildung von Radon sicher nicht überall gleiche Quellstärke hat, ist es auch möglich, daß dieser Peak auf eine Radonblase zurückzuführen ist.

Bei der Rekonstruktion ergaben sich folgende Daten:

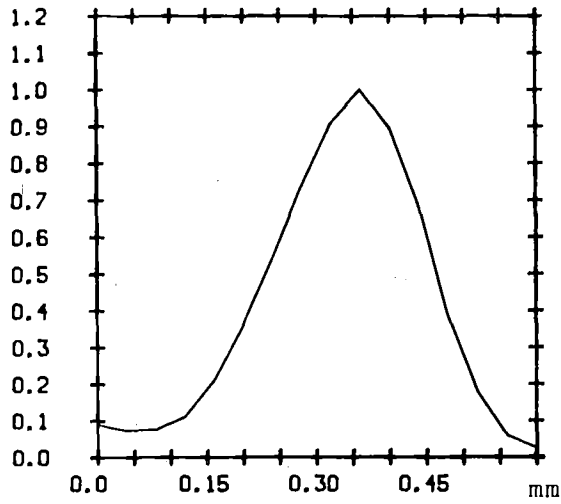
Nr.	Vorgegebene Werte		n	L <sub>i</sub>	Gemessene Werte			Berechnete Werte			Bemerkungen
	g	G			δ	s	B	F	g	G	
4	197.5±1.5	-	9.4±01	1928±16	30 ±2	2155 ±5	1.3±0.08	0.025 ± 0.0032	206 ±11	21.2±1.3	y-Richtung
4	197.5±1.5	-	9.4±01	1928±16	30 ±2	2155 ±5	0.7±0.08	0.025 ± 0.0023	206 ±11	11.6±1.3	x-Richtung

(Alle Angaben in mm)

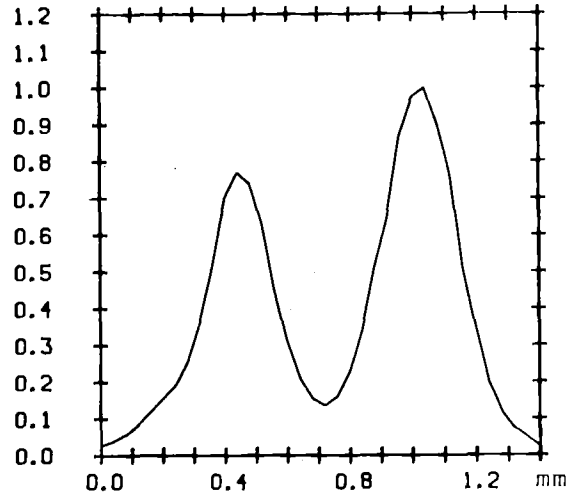
Leider sind die "wahren" Daten der Ra-Be-Quelle nicht bekannt, so daß eine Beurteilung der gemessenen Quellgröße nicht möglich ist. Aus dem Durchmesser der Quellkapsel 26 mm kann jedoch geschlossen werden, daß zumindest die Größenordnung realistisch ist.

Bei ausgedehnten Quellen, wie hier bei der Ra-Be-Quelle oder später bei der Sb-Quelle ist das genaue Einstellen der Kamera oder des Mikrophotometers auf die jeweilige Bildebene besonders schwierig, weil Veränderungen des Bildes bei kleinen Verschiebungen des Beobachtungsinstruments nur sehr schlecht zu erkennen sind. Bei Bildern von Punktquellen ist das etwas besser. Eine Verbesserung wäre dadurch zu erreichen, daß man mehrere Ebenen vor und hinter der vermuteten Bildebene ausmißt und sich dann die Ebene mit dem am besten fokussierten Bild herausucht. Die dabei anfallende Datenmenge kann allerdings nicht mehr per Hand bewältigt werden, so daß ein solches Vorgehen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war.

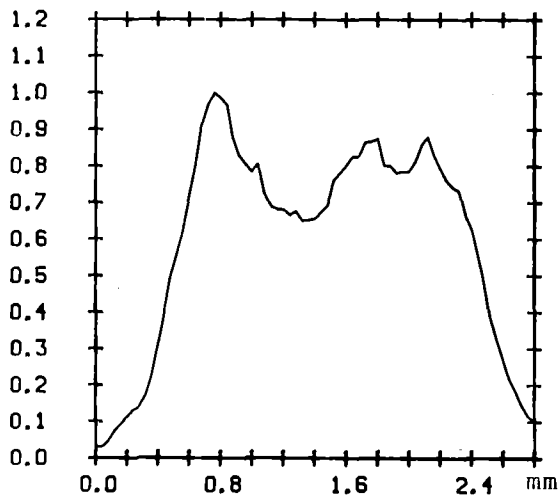
Abbildung 4-10 zeigt die Intensitätsverteilungen der Aufnahmen 5 bis 11. Die y-Richtung ist die Richtung parallel zur Stabquelle.



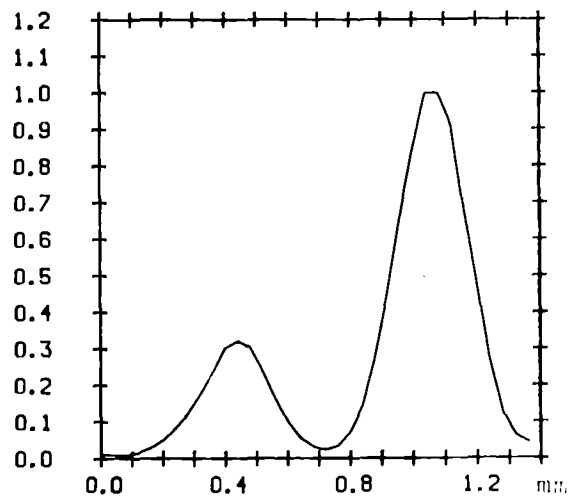
4-10.1 Aufnahme 5-v  
x-Richtung



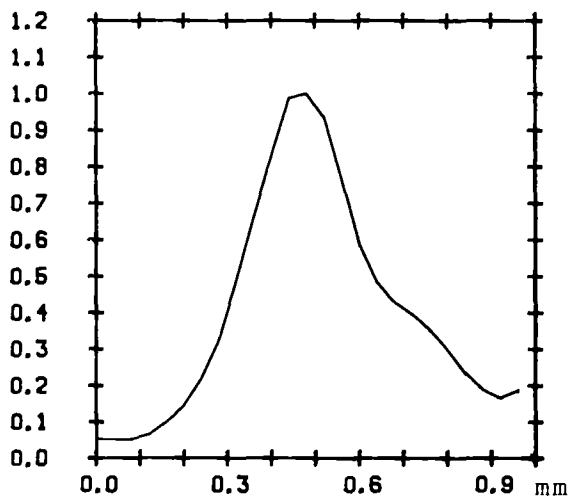
4-10.2 Aufnahme 5-h  
x-Richtung



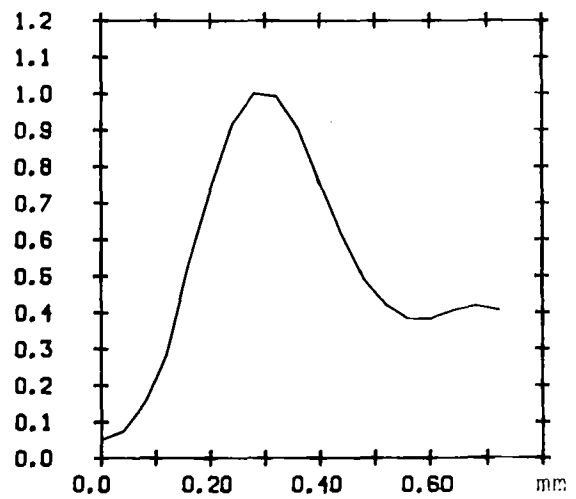
4-10.3 Aufnahme 5-h  
y-Richtung  
rechter Stab



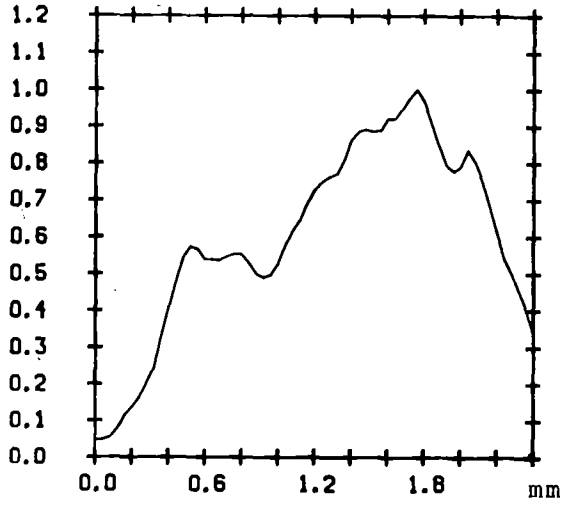
4-10.4 Aufnahme 6  
x-Richtung



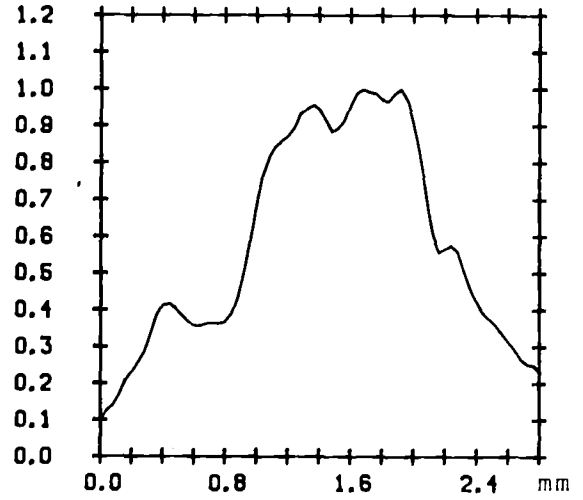
4-10.5 Aufnahme 7-v  
x-Richtung  
unterer Teil



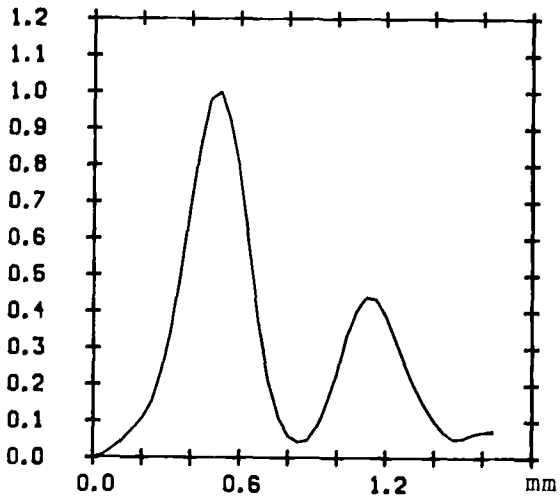
4-10.6 Aufnahme 7-v  
x-Richtung  
oberer Teil



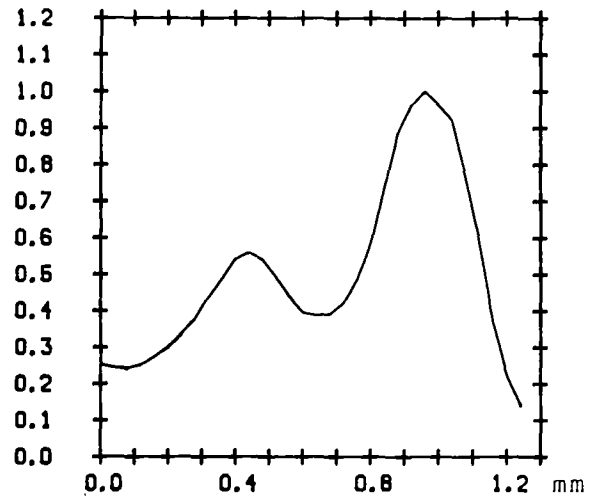
4-10.7 Aufnahme 7-v  
y-Richtung



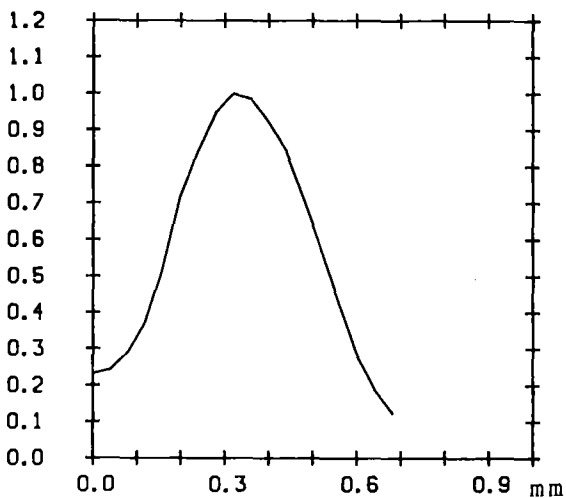
4-10.8 Aufnahme 7-h  
y-Richtung  
linker Stab



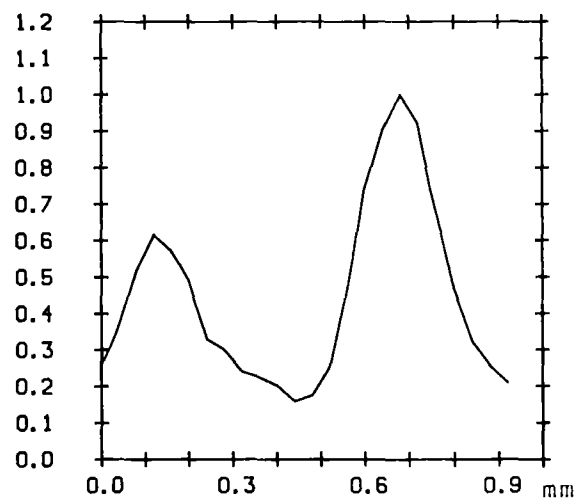
4-10.9 Aufnahme 7-h  
x-Richtung  
Mitte



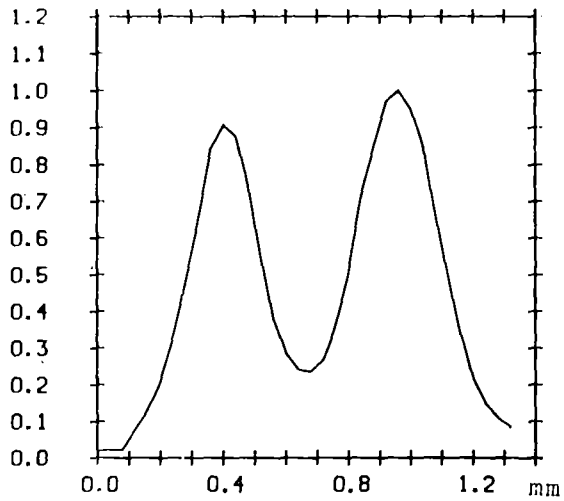
4-10.10 Aufnahme 8  
x-Richtung



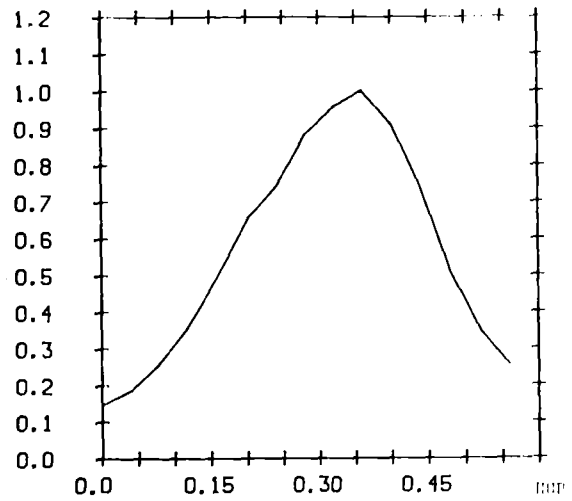
4-10.11 Aufnahme 9  
x-Richtung



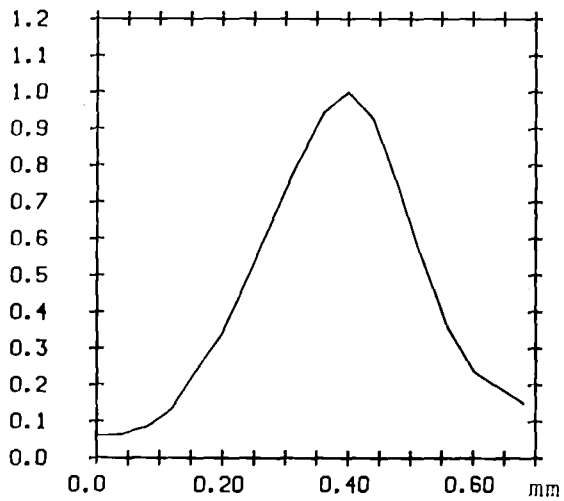
4-10.12 Aufnahme 10  
x-Richtung



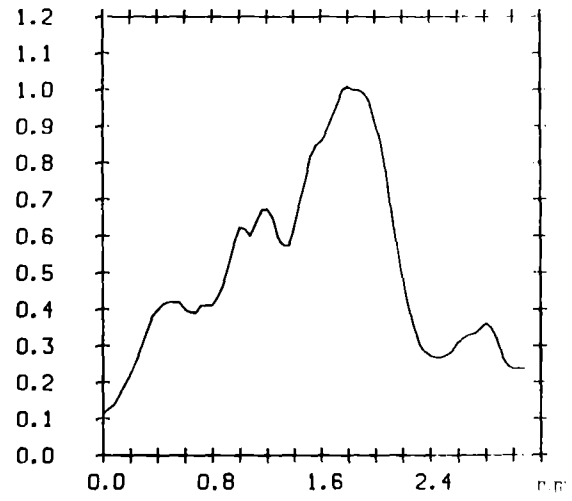
4-10.13 Aufnahme 11-v  
x-Richtung  
Mitte



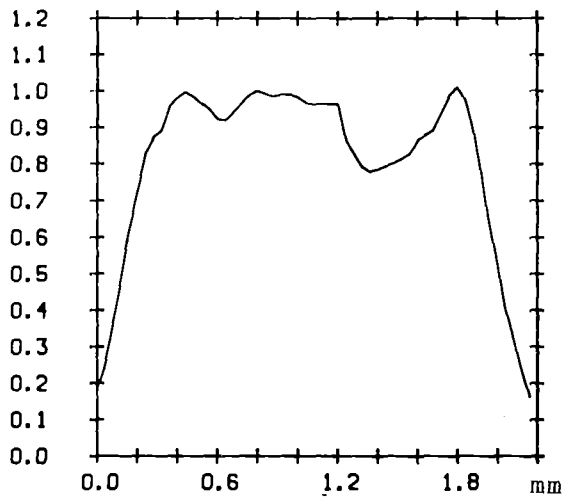
4-10.14 Aufnahme 11-v  
x-Richtung, oben  
schwacher Stab



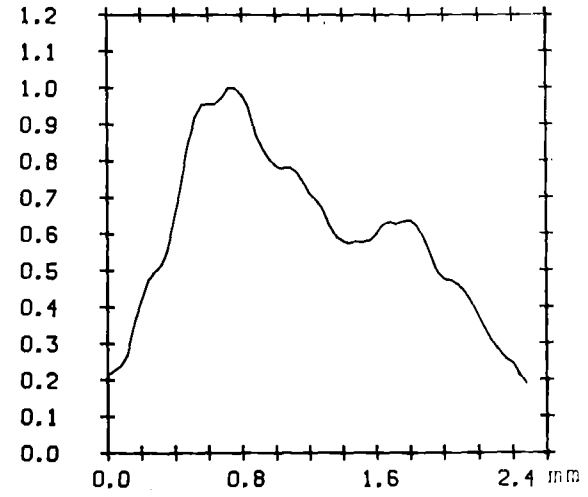
4-10.15 Aufnahme 11-v  
x-Richtung, unten  
schwacher Stab



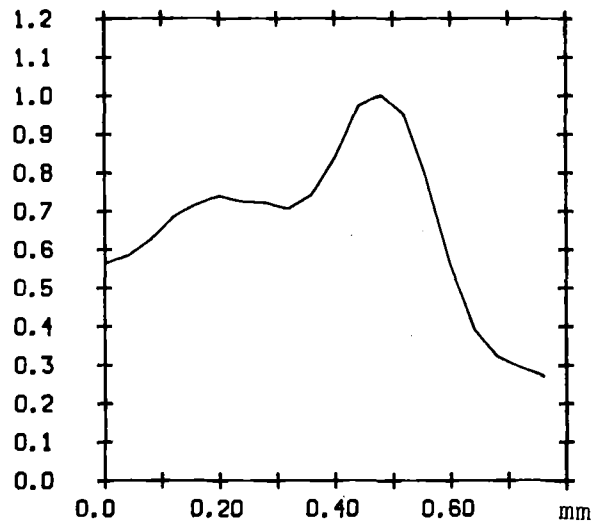
4-10.16 Aufnahme 11-v  
y-Richtung  
schwacher Stab



4-10.17 Aufnahme 11-v  
y-Richtung  
starker Stab



4-10.18 Aufnahme 11-h  
x-Richtung



4-10.19 Aufnahme 11-h  
y-Richtung

Die Intensitätskurven zeigen sehr deutlich, daß eine quantitative Auswertung von analog rekonstruierten Bildern bei ungünstigen Quellverteilungen mit den vorhandenen Mitteln nur schlecht möglich ist. Zusätzliche Beugungseffekte verfälschen die Ergebnisse.

In Tab. 4-3 sind die Daten und Ergebnisse der quantitativen Rekonstruktion der Aufnahmen 5 bis 11 zusammengestellt.

Nr.	Vorgegebene Werte				Gemessene Werte			Berechnete Werte			Bemerkungen
	g	G	n	$L_i$	$\delta$	s	B	F	g	G	
5	282.5±1.5	10.5±1.5	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2305 ±5	0.58±0.08	0.026±0.005	297.5±17	8.8 ±1.2	
5	282.5±1.5	33 ±1	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2305 ±5	2 ±0.08	0.026±0.005	297.5±17	30.5 ±1.2	Länge der Stab- quelle
5	265 ±1.5	4 ±0.1	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2200 ±5	0.24±0.08	0.026±0.004	265 ±15	3.6 ±1.2	Durchmesser der Stabquelle
6	282.5±1.5	10.5±1.2	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2201 ±5	0.62±0.08	0.026±0.004	265 ±15	9.4 ±1.2	
7	265 ±1.5	4 ±0.1	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2175 ±5	0.31±0.08	0.026±0.004	257 ±14	4.7 ±1.2	Durchmesser der Stabquelle
7	265 ±1.5	4 ±0.1	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2175 ±5	0.29±0.08	0.026±0.004	257 ±14	4.4 ±1.2	"
7	265 ±1.5	33 ±1	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2175 ±5	2.12±0.08	0.026±0.004	257 ±14	32.1 ±1.2	Länge der Stab- quelle
7	282.5±1.5	10.5±1.5	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2235 ±5	0.6 ±0.08	0.026±0.005	276 ±16	9.1 ±1.2	
7	282.5±1.5	33 ±1	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2235 ±5	2 ±0.08	0.026±0.005	276 ±16	30.3 ±1.2	Länge der Stab- quelle
8	265 ±1.5	8.7±1.5	10.7±0.1	1928±15	210 ±5	2224 ±5	0.58±0.08	0.027±0.005	263.5±14	7.7 ±1.2	
9	265 ±1.5	7.5±1.5	10.6±0.1	1928±15	210 ±5	2215 ±5	0.39±0.08	0.026±0.005	269 ±15	5.9 ±1.2	
10	265 ±1.5	8.7±1.5	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2215 ±5	0.58±0.08	0.025±0.004	280 ±17	9.5 ±1.3	
11	265 ±1.5	8.7±1.5	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2195 ±5	0.55±0.08	0.025±0.004	273.1±16	8.9 ±1.3	
11	265 ±1.5	33 ±1	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2195 ±5	1.96±0.08	0.025±0.004	273.1±16	32 ±1.3	Länge der Stab- quelle

Tab. : 4-3 a (Alle Angaben in mm)



Nr.	Vorgegebene Werte		n	L <sub>i</sub>	Gemessene Werte			Berechnete Werte			Bemerkungen
	g	G			δ	s	b	F	g	G	
11	265 ±1.5	4±0.1	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2195 ±5	0.32±0.08	0.025±0.004	273.1±16	5.2 ±1.3	Durchmesser der Stabquelle
11	265 ±1.5	4±0.1	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2195 ±5	0.28±0.08	0.025±0.004	273.1±16	32 ±1.3	"
11	265 ±1.5	33±1	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2195 ±5	1.88±0.08	0.025±0.004	273 ±16	30.7 ±1.3	Länge der Stabquelle
11	282.5±1.5	33±1	10 ±0.1	1928±15	160 ±2	2290 ±5	1.8 ±0.08	0.024±0.005	308 ±19	29.7 ±1.3	"
11	282.5±1.5	4±0.1	19 ±0.1	1928±15	160 ±2	2290 ±5	0.17±0.08	0.024±0.005	308 ±19	2.8 ±1.3	Durchmesser der Stabquelle

(Alle Angaben in mm)

Tab. : 4-3 b

Auffällig ist zunächst, daß das Verhältnis der Intensitätsmaxima bei Aufnahme 6 mit  $3.25 : 1$  noch relativ gut an den theoretischen Wert von  $4 : 1$  für das gegebene Quellstärkenverhältnis von  $2 : 1$  herankommt. Bei Aufnahme 8 zeigt schon der Verlauf der Intensitätskurve (Abb. 4-10.10), daß ein unsymmetrischer Untergrund vorhanden sein muß. Nimmt man folgenden Verlauf des Untergrunds an: -vom linken unteren Ende der Kurve zum Intensitätsmaximum zwischen beiden Peaks und dann zum rechten unteren Ende der Kurve,- so erhält man ein Intensitätsverhältnis von  $3.5 : 1$ .

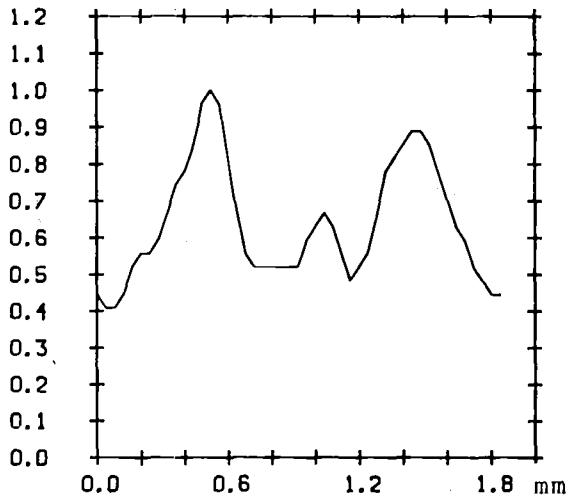
Falls, wie bei Aufnahme 11, sich Quellen teilweise überlagern, so ist eine quantitative Beurteilung der einzelnen Quellstärken mit den relativ einfachen Mitteln, die zur Verfügung standen, praktisch nicht möglich. Bei einem digitalen Rekonstruktionsverfahren wäre es wahrscheinlich leichter, den Untergrund, den Quellpunkte anderer Bildebenen verursachen, zu eliminieren.

Einfacher und wie aus Tabelle 4-3 zu ersehen auch wesentlich genauer ist die Berechnung der ursprünglichen Quellkonfiguration aus den gemessenen Intensitätsverteilungen. Die größte Schwachstelle ist dabei die gemessene Intensitätsverteilung selbst. Es ist praktisch nicht möglich, den Fehler abzuschätzen, den man macht, wenn man sich bei der Messung nicht in der richtigen Bildebene befindet. Auch hier wäre es sinnvoll, mehrere Bildebenen auszumessen, um dann die am besten fokussierte zu finden. Dieses Vorgehen würde sich auch bei einer digitalen Rekonstruktion nicht umgehen lassen, wäre dort aber einfacher durchzuführen. Zudem entfielen alle übrigen Fehlerquellen, die das optische Verfahren mit sich bringt, wie schon erwähnt, ganz automatisch.

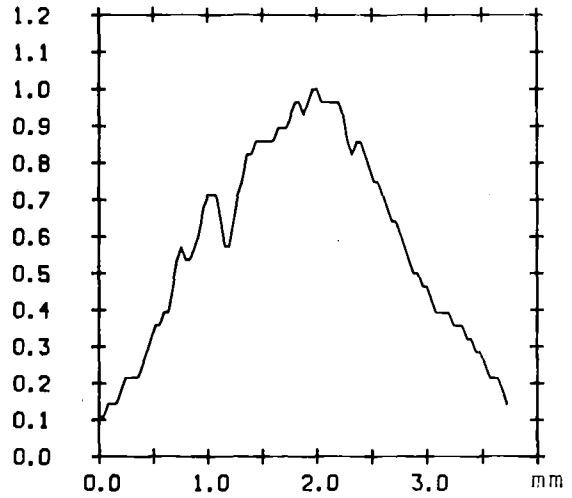
Zu den gemessenen Daten selbst ist zu sagen, daß fast alle Werte im Rahmen der berechneten Fehler mit den vorgegebenen Größen übereinstimmen. Stärkere Abweichungen sind nur bei der z-Koordinate der vorgegebenen Quellverteilung zu finden. Eine Ausnahme bildet hier lediglich die hintere Bildebene der Aufnahme Nr. 11 und Nr. 2. Die Abweichung der gemessenen

Werte von den vorgegebenen ist doch ziemlich groß, was darauf schließen läßt, daß hier nicht in der richtigen Bildebene rekonstruiert wurde. Das entsprechende Photo in Abbildung 4-5 zeigt aber sehr deutlich, daß ein solcher Fehler bei Aufnahme 11 nur schwer zu vermeiden ist. Die Fehlerursache für Nr.2 wurde schon vorher erwähnt.

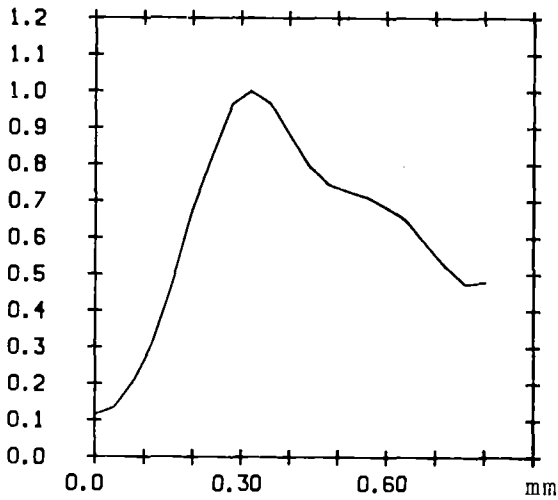
Die geometrischen Daten der Sb-Quelle selbst wurden bei den verschiedensten Aufnahmen (siehe Tab.4-3) ausgemessen. Die ermittelten Werte für die Länge der Quelle sind immer zu klein. Das könnte daran liegen, daß die Halbwertsbreite der jeweiligen Intensitätsverteilung nicht genau genug ermittelt wurde; wahrscheinlich weil die Gesamtkurve durch Überlagerungen mit anderen Bildpunkten oder durch zusätzliche Beugungseffekte gestört war. Abbildung 4-8 zeigt schließlich die Intensitätskurven der Aufnahmen 12 und 13. Von Aufnahme 14 wurden keine Intensitätskurven ausgemessen. Ein Blick auf das entsprechende Photo in Abb. 4-6 zeigt, daß das nicht sehr sinnvoll gewesen wäre, weil die Qualität der Rekonstruktion nicht gut genug ist. Trotzdem wurde versucht, aus den gemessenen Abständen die entsprechenden Daten zu berechnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4-4 zusammengefaßt.



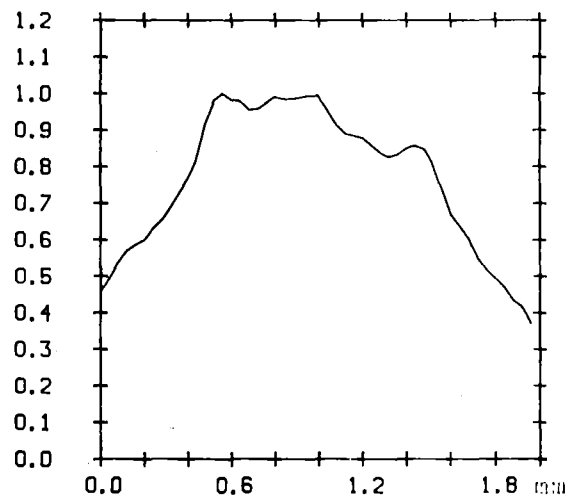
4-11.1 Aufnahme 12  
x-Richtung



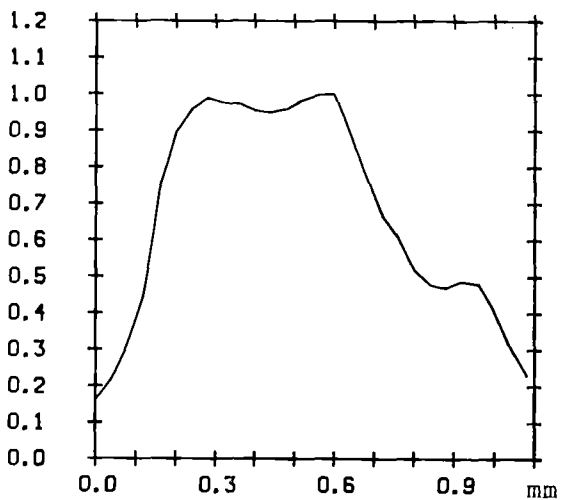
4-11.2 Aufnahme 12  
y-Richtung  
linker Stab



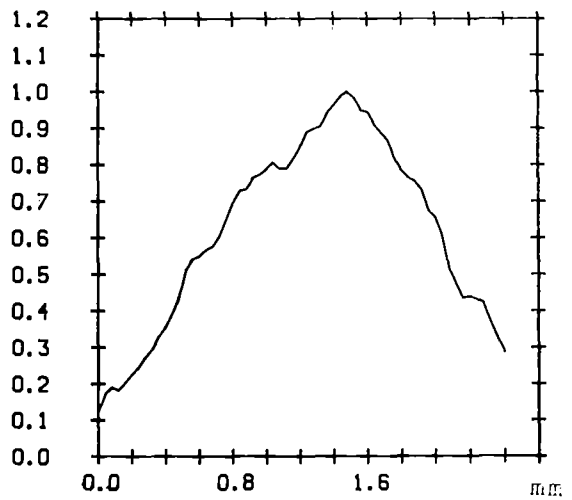
4-11.3 Aufnahme 13-v  
x-Richtung



4-11.4 Aufnahme 13-v  
y-Richtung



4-11.5 Aufnahme 13-h  
x-Richtung



4-11.6 Aufnahme 13-h  
y-Richtung  
rechter Stab

Nr.	Vorgegebene Werte		Gemessene Werte				Berechnete Werte		Bemerkungen		
	g	G	n	$L_i$	$\delta$	s	B	F		g	G
12	271±1.5	17.5±1.5	16±0.1	1979±16	130±2	2187 ±5	0.94 ±0.08	0.025±0.004	270 ±15	15.3 ±1.3	Länge der Stab- quelle
12	271±1.5	33 ±1	16±0.1	1979±16	130±2	2187 ±5	2.1 ±0.08	0.025±0.004	270 ±15	34.6 ±1.3	
13	271±1.5	8.7±1.5	16±0.1	1979±16	130±2	2185 ±5	0.6 ±0.08	0.025±0.004	269.5±16	9.8 ±1.3	
13	271±1.5	33 ±1	16±0.1	1979±16	130±2	2185 ±5	1.8 ±0.08	0.025±0.004	269.5±16	29.4 ±1.3	Länge der Stab- quelle
13	288.5±1.5	4 ±0.1	16±0.1	1979±16	130±2	2260 ±5	0.32 ±0.08	0.025±0.004	297 ±18	5.3 ±1.3	Länge der Stab- quelle
13	288.5±1.5	33 ±0.1	16±0.1	1979±16	130±2	2260 ±5	1.8 ±0.08	0.025±0.004	297 ±18	30.9 ±1.3	
14	288.5±1.5	8.7±1.5	16±0.1	1979±16	130±2	2300 ±5	0.4 ±0.08	0.024±0.005	311 ±19	7.3 ±1.3	
14	288.5±1.5	33 ±1	16±0.1	1979±16	130±2	2300 ±5	1.6 ±0.08	0.024±0.005	311 ±19	26.5 ±1.3	
14	288.5±1.5	33 ±1	16±0.1	1979±16	130±2	2300 ±5	1.18 ±0.08	0.024±0.005	311 ±19	19.5 ±1.3	
14	288.5±1.5	2	16±0.1	1979±16	130±2	2300 ±5	0.5 ±0.08	0.024±0.005	311 ±19	8 ±1.3	

(Alle Angaben in mm)

Tab. : 4-4

Bei den Aufnahmen 12 und 13 stimmen die gemessenen Werte noch relativ gut mit den vorgegebenen überein, während bei Aufnahme 14 nur noch der gemessene Abstand in x-Richtung mit dem entsprechend vorgegebenen Wert übereinstimmt, was nach dem Ergebnis der qualitativen Rekonstruktion auch nicht anders zu erwarten war.

## 5. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß es möglich ist mit einer Fresnelzonenplattenkamera und einem optischen Rekonstruktionssystem  $\gamma$ -Quellverteilungen nicht nur qualitativ sondern auch quantitativ abzubilden.

Aus den gemessenen Intensitätsverteilungen konnten in der Regel alle geometrischen Daten der vorgegebenen Quellverteilungen im Rahmen der Fehlergrenzen bestimmt werden. Einzelne Abweichungen können mit Unzulänglichkeiten der Apparatur erklärt werden. Insbesondere ein automatisiertes Datenfassungssystem, das es ermöglicht mit einem vertretbaren Zeitaufwand mehrere Bildebenen auszumessen, wäre wahrscheinlich eine große Verbesserung. Ähnliches gilt für die Positionierungselemente der Linsen und Raumfilter.

Besonders bemerkenswert ist das quadratische Abbildungsverhalten eines Fresnelzonenplattensystems gegenüber den relativen Quellstärken der einzelnen Objektpunkte. Dieses Abbildungsverhalten, das experimentell und theoretisch gezeigt werden konnte, kann physikalisch dadurch erklärt werden, daß beim "normalen" Hologramm jeder Objektpunkt mit seiner Lichtamplitude beiträgt, während beim Pseudohologramm jeder Objektpunkt mit seiner Intensität zum tragen kommt, da es sich um einen Schattenwurf handelt. Grundsätzlich wäre es nun möglich durch diesen Effekt auch kleine Quellstärkedifferenzen abzubilden, man muß aber berücksichtigen,

daß der Untergrund dem gleichen Abbildungsverhalten unterliegt. Ob dieser Effekt eine Massenbilanzierung beim Reaktorexperiment nicht wesentlich erschwert, müßte noch genau untersucht werden.

Interessant sind auch die Unterschiede zwischen linearen und zirkularen Fresnelzonenplatten. Aus den Berechnungen geht eindeutig hervor, daß man sich bei der Verwendung von linearen Zonenplatten eine ganze Reihe von Nachteilen einhandelt. Das Auflösungsvermögen in x-Richtung ist um ca. 40 % schlechter, in y-Richtung hängt es von der Höhe der linearen Zonenplatte ab und ist sicher erheblich schlechter als bei der zirkularen Zonenplatte und ähnliches gilt auch für das Auflösungsvermögen in z-Richtung. Die erheblich geringere relative Intensität der Bilder selbst führt bei linearen Zonenplatten sicher zu wesentlich größeren Schwierigkeiten bei der Identifikation einzelner Objekte, insbesondere wenn auch noch wie im Reaktor ein starker  $\gamma$ -Untergrund vorhanden ist, oder der Rekonstruktionsprozess selber einen Untergrund mitbringt, wie es bei der optischen Rekonstruktion der Fall ist.

Da die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß es auch mit zirkularen Zonenplatten möglich ist stabförmige Objekte hinreichend gut abzubilden, ist es sehr fraglich ob der Einsatz linearer Zonenplatten überhaupt gerechtfertigt ist.

Bei der Rekonstruktion und Auswertung von Bildern aus Reaktorexperimenten wird man sicher digitale Rekonstruktionsverfahren verwenden, weil es dadurch relativ leicht ist, Methoden zur Bildverbesserung anzuwenden und die gewonnenen Daten leicht weiterverarbeitet werden können. Trotzdem sollte auf eine optische Rekonstruktion nicht generell verzichtet werden, da dieses Verfahren eine schnelle und billige qualitative und in einfachen Fällen sogar quantitative Auswertung bietet und in nicht ganz eindeutigen Fällen zusätzliche Entscheidungshilfen liefern kann.

Anhang A1) Lösung des Integrals  $T_1$  (Gl.2.2-5a)

$$(A1-1) \quad T_1 = (t_1 + t_2) \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp\left\{-i\left(k \frac{\rho}{f} R \cdot P \cdot \cos(\theta - \phi) - \frac{k \cdot \rho^2}{2 \cdot f} P\right)\right\} \rho d\rho d\phi$$

mit den Transformationen

$$(A1-2) \quad \rho = a \cdot r \quad ; \quad d\rho = a \cdot dr \quad \quad 0 \leq r \leq 1$$

$$v = k \cdot \frac{a \cdot R \cdot P}{f} \quad ; \quad u = -k \cdot \frac{a^2}{f} P$$

folgt

$$(A1-3) \quad T_1 = (t_1 + t_2) \frac{a^2}{2} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \exp\left\{-i\left(v \cdot r \cdot \cos(\theta - \phi) + \frac{1}{2} u \cdot r^2\right)\right\} r dr d\phi$$

Die Integration über  $\phi$  liefert

$$(A1-4) \quad T_1 = (t_1 + t_2) \cdot \pi \cdot a^2 \int_0^1 J_0(v \cdot r) \cdot \exp\left\{-i \frac{u}{2} r^2\right\} r dr$$

Nach Born-Wolf/12/S.437 kann  $T_1$  nun folgendermaßen dargestellt werden

$$(A1-5) \quad T_1 = (t_1 + t_2) \frac{\pi}{2} a^2 \{C(u, v) - iS(u, v)\}$$

mit

$$(A1-6) \quad C(u, v) = \frac{2}{u} \sin\left(\frac{v^2}{2u}\right) + \frac{\sin\left(\frac{u}{2}\right)}{\frac{u}{2}} V_0(u, v) - \frac{\cos\left(\frac{u}{2}\right)}{\frac{u}{2}} V_1(u, v)$$

$$S(u, v) = \frac{2}{u} \cos\left(\frac{v^2}{2u}\right) - \frac{\cos\left(\frac{u}{2}\right)}{\frac{u}{2}} V_0(u, v) - \frac{\sin\left(\frac{u}{2}\right)}{\frac{u}{2}} V_1(u, v)$$

wenn  $\left|\frac{u}{v}\right| < 1$



für  $|\frac{u}{v}| > 1$  gilt

$$(A1-7) \quad C(u,v) = \frac{\cos(\frac{u}{2})}{\frac{u}{2}} U_1(u,v) + \frac{\sin(\frac{u}{2})}{\frac{u}{2}} U_2(u,v)$$

$$S(u,v) = \frac{\sin(\frac{u}{2})}{\frac{u}{2}} U_1(u,v) - \frac{\cos(\frac{u}{2})}{\frac{u}{2}} U_2(u,v)$$

$U_1, U_2, V_0, V_1$  sind Lommelfunktionen

$$(A1-8) \quad U_n(u,v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u}{v}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v)$$

$$V_n(u,v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{v}{u}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v)$$

## 2) Lösung des Integrals $T_3$ (Gl.2.2-5c)

$$(A2-1) \quad T_3 = i(t_1 - t_2) \frac{1}{\pi f} \left\{ \frac{1}{P_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \exp\left\{ik \frac{\rho^2}{2f_p}\right\} \exp\left\{ik \left(-\frac{R\rho}{f} P(\cos\theta \cos\phi + \sin\theta \sin\phi) + \frac{\rho^2}{2f} P\right)\right\} \rho d\rho d\phi \right\}$$

Das Vorgehen ist völlig analog zum Vorgehen bei  $T_1$ . Lediglich anstelle von  $u$  in Gl.(A1-2) setzt man

$$(A2-4) \quad q(p) = -k \frac{a^2}{f} (p+1) \cdot P$$

Damit erhält man

$$(A2-3) \quad T_3 = -i(t_1 - t_2) \frac{a^2}{\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{1}{P} \exp\left\{-i(v \cdot r \cdot \cos(\phi - \theta) + \frac{q}{2} r^2)\right\} r dr d\phi$$

Daraus folgt entsprechend  $T_1$

$$(A2-4) \quad T_3 = -ia^2 (t_1 + t_2) \int_{\frac{R}{F}}^1 (C(q, v) - iS(q, v))$$

$C(q, v)$ ,  $S(q, v)$  wie bei A1-6 bzw. A1-7

3) Lösung des Integrals  $T_2$  (Gl. 2.2-5b)

$$(A3-1) \quad T_2 = i \frac{t_1 - t_2}{\pi} 2 \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp\left\{-ik \frac{\rho}{2F} P\right\} \exp\left\{ik \left(-\rho \frac{R}{F} P (\cos\theta \cos\phi + \sin\theta \sin\phi) + P \frac{\rho^2}{2F}\right)\right\} \rho d\rho d\phi$$

Die Terme mit  $\rho^2$  heben sich auf, damit erhält man

$$(A3-2) \quad T_2 = i \frac{t_1 - t_2}{\pi} 2 \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp\left\{-ik P \rho \frac{R}{F} \cos(\theta - \phi)\right\} \rho d\rho d\phi$$

Integration über  $\phi$  liefert

$$(A3-3) \quad T_2 = i 2 (t_1 - t_2) \int_0^a J_0\left(k P \frac{R}{F} \rho\right) \rho d\rho$$

daraus folgt

$$(A3-4) \quad T_2 = i (t_1 - t_2) 2 \frac{J_1\left(k a \frac{R}{F} P\right)}{k a \frac{R}{F} P}$$

Anhang B1) Berechnung von  $T_1$  (Gl. 2.2-19a)

$$(B1-1) \quad T_1 = \frac{t_1 + t_2}{2} \int_0^a \exp\left\{ikP\left(\frac{\xi^2}{2f} - \frac{x\xi}{f}\right)\right\} d\xi$$

daraus folgt

$$(B1-2) \quad T_1 = \frac{t_1 + t_2}{2} \exp\left\{-ikP\frac{x^2}{2f}\right\} \int_0^a \exp\left\{i\frac{kP}{2f}(\xi-x)^2\right\} d\xi$$

Mit der Transformation

$$(B1-3) \quad t = (\xi-x)^2 \cdot \frac{Pk}{2f} \quad ; \quad d\xi = \sqrt{\frac{f}{2kP}} \frac{dt}{\sqrt{t}}$$

erhält man

$$(B1-4) \quad T_1 = \frac{t_1 + t_2}{2} \sqrt{\frac{f}{2kP}} \exp\left\{-ikP\frac{x^2}{2f}\right\} \int_{(t_0)}^{(t_a)} \exp\{it\} \frac{dt}{\sqrt{t}}$$

 $T_1$  ist damit durch die Fresnelintegrale  $C(y)$  und  $S(y)$  darstellbar.

$$(B1-5) \quad C(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^y \cos(t) \frac{dt}{\sqrt{t}} \quad ; \quad S(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^y \sin(t) \frac{dt}{\sqrt{t}}$$

Die Eigenschaften dieser Integrale sind umfassend bei A. Abramowitz und I.A. Stegun /30/ dargestellt

Damit folgt

$$(B1-6) \quad T_1 = \frac{t_1 + t_2}{2} \sqrt{\frac{f}{kP}} \exp\left\{-ikP\frac{x^2}{2f}\right\} \{C(m) - C(n) + i(S(m) - S(n))\}$$

mit

$$(B1-7) \quad m = \frac{kP}{2f}(a-x)^2 \quad ; \quad n = \frac{kP}{2f}x^2$$

2) Berechnung von  $T_2$  (Gl. 2.2-19b)

$$(B2-1) \quad T_2 = i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \int_0^a \exp\{-ikP x \frac{\xi}{f}\} d\xi$$

Dieses Integral ist elementar lösbar. Man erhält

$$(B2-2) \quad T_2 = i \frac{t_1 - t_2}{\pi} a \frac{\sin(v) + i(\cos(v) - 1)}{v}$$

mit

$$(B2-3) \quad v = kPa \frac{x}{f}$$

3) Berechnung von  $T_3$  (Gl. 2.2-19c)

$$(B3-1) \quad T_3 = +i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \int_0^a \exp\{-ik \frac{\xi^2}{2f_p}\} \exp\{ikP(\frac{\xi^2}{2f} - x \frac{\xi}{f})\} d\xi$$

mit den Transformationen

$$(B3-4) \quad t = \frac{k}{2f} (\xi \sqrt{p+P} - \frac{x P}{\sqrt{p+P}})^2 \quad ; \quad d\xi = \sqrt{\frac{f}{(p+P)2k}} \frac{dt}{\sqrt{t}}$$

folgt daraus

$$(B3-3) \quad T_3 = +i (t_1 - t_2) \sqrt{\frac{f}{k}} \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{p+P}} \{ \cos(m(p)) - i \sin(n(p)) \} \cdot \\ \{ C(m(p)) - C(n(p)) + i(S(m(p)) - S(n(p))) \}$$

mit

$$(B3-4) \quad m(p) = \frac{k}{2f} (a \sqrt{p+P} - \frac{x P}{\sqrt{p+P}})^2 \quad ; \quad n(p) = \frac{k \cdot x^2 P^2}{2f(p+P)}$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise werden folgende Abkürzungen eingeführt:

$$(B3-5) \quad C(m(p)) - C(n(p)) = C_p \quad ; \quad S(m(p)) - S(n(p)) = S_p$$

$$\cos(n(p)) = c_p \quad ; \quad \sin(n(p)) = s_p$$

schließlich erhält man

$$(B3-6) \quad T_3 = (t_1 - t_2) \sqrt{\frac{f'}{\pi k}} \frac{1}{L_p} \frac{1}{\sqrt{p+P}} \left\{ S_p \cdot c_p - C_p \cdot s_p - i(C_p \cdot c_p + S_p \cdot s_p) \right\}$$

4) Berechnung von I(x) (Gl. 2.2-20)

Wegen der umfangreichen Terme  $T_1$  und  $T_2$  ist es sinnvoll,  $I(x)$  durch Trennung der einzelnen Terme in Real (Re) und Imaginärteil (Im) zu berechnen, so daß

$$(B4-1) \quad I(x) \sim \text{Re}^2(T_1 + T_2 + T_3) + \text{Im}^2(T_1 + T_2 + T_3)$$

Für die einzelnen Real- und Imaginärteile ergibt sich

$$(B4-2) \quad \text{Re}(T_1) = \frac{t_1 + t_2}{2} \sqrt{\frac{\pi f'}{kP}} \left\{ \cos(n) (C(m) - C(n)) + \sin(n) (S(m) - S(n)) \right\}$$

$$\text{Im}(T_1) = \frac{t_1 + t_2}{2} \sqrt{\frac{\pi f'}{kP}} \left\{ \cos(n) (S(m) - S(n)) + \sin(n) (C(m) - C(n)) \right\}$$

$$(B4-3) \quad \text{Re}(T_2) = \frac{t_1 - t_2}{\pi} \frac{f}{kxP} (1 - \cos(\frac{kxP}{f} a))$$

$$\text{Im}(T_2) = \frac{t_1 - t_2}{\pi} \frac{f}{kxP} \sin(\frac{kxP}{f} a)$$

$$(B4-4) \quad \text{Re}(T_3) = (t_1 - t_2) \sqrt{\frac{f'}{\pi k}} \frac{1}{L_p} \frac{1}{\sqrt{p+P}} (S_p c_p - C_p s_p)$$

$$\text{Im}(T_3) = (t_1 - t_2) \sqrt{\frac{f'}{\pi k}} \frac{1}{L_p} \frac{1}{\sqrt{p+P}} (-C_p c_p - S_p s_p)$$

Betrachtet man nur den Hauptterm  $T_2$ , so erhält man

$$(B4-5) \quad |T_2|^2 = \left\{ \frac{(t_1 - t_2) a \cdot \sin(v)}{\pi v} \right\}^2$$

mit

$$(B4-6) \quad v = a \frac{kP}{2f} x$$

Für  $\mathcal{R}(x)$  ergibt sich damit

$$(B4-7) \quad \mathcal{R}(x) = I(x) - |T_2|^2$$

1) Berechnung von Gl. 2.3-1

Das Fresnel- Kirchhoffsche Beugungsintegral (Gl. 2.1-3) wird diesmal nur in zwei Terme  $T_1$  und  $T_2$  aufgespalten.

$$(C1-1) \quad U(\rho, \theta, z) \sim T_1 + T_2$$

mit

$$(C1-2) \quad T_1 = \frac{t_1 + t_2}{2} \iint \exp \left\{ ik \left( -\rho \frac{R}{z} (\cos \theta \cos \phi + \sin \theta \sin \phi) + \frac{\rho^2}{2z} \right) \right\} \rho \, d\rho \, d\phi$$

$$T_2 = -i \frac{t_1 - t_2}{\pi} \iint \left\{ \frac{1}{p} \exp \left[ ik \frac{\rho^2}{2f} \right] \exp \left[ ik \left( -\rho \frac{R}{z} (\cos \theta \cos \phi + \sin \theta \sin \phi) + \frac{\rho^2}{2z} \right) \right] \right\} \rho \, d\rho \, d\phi$$

Daraus folgt gemäß Anhang A, Gl. A1-5

$$(C1-3) \quad T_1 = \frac{\pi a^2}{2} (t_1 + t_2) \left\{ C(u, v) - iS(u, v) \right\}$$

$$v = k \frac{a}{z} R \quad ; \quad u = -k \frac{a^2}{z}$$

Da nur Punkte auf der z-Achse betrachtet werden, ist  $R = 0$ . Damit reduziert sich  $T_1$  gemäß Gl. (A1-6) und (A1-8) auf

$$(C1-4) \quad T_1 = a^2 \frac{\pi}{2} (t_1 + t_2) \left\{ \frac{\sin(1/2 u)}{1/2 u} - i \left( \frac{2}{u} - \frac{\cos(1/2 u)}{1/2 u} \right) \right\}$$

mit

$$(C1-5) \quad q = ka^2 \left( \frac{1}{f_p} + \frac{1}{z} \right)$$

erhält man analog zu Gl. C1-4

$$(C1-6) \quad T_2 = -ia^2 (t_1 - t_2) \int_p \left( \frac{\sin(1/2 q)}{1/2 q} - i \left( \frac{2}{q} - \frac{\cos(1/2 q)}{1/2 q} \right) \right)$$

Damit ergibt sich folgende Intensitätsverteilung  $I(z)$  entlang der z-Achse

$$(C1-7) \quad I(z) \sim a^4 \left\{ (t_1 + t_2)^2 \frac{2\pi^2}{4u} + \pi (t_1^2 - t_2^2) \frac{\sin(1/2 u)}{1/2 u} \int_p \left( \frac{2}{q} - \frac{\cos(1/2 q)}{1/2 q} \right) + \right.$$

$$\left. (t_1 - t_2)^2 \left[ \int_p \left( \frac{2}{q} - \frac{\cos(1/2 q)}{1/2 q} \right) \right]^2 + (t_1 + t_2)^2 \left[ \int_p \frac{\sin(1/2 q)}{p/2 q} \right]^2 - \right.$$

$$\left. \pi (t_1^2 - t_2^2) \left[ \frac{2}{u} - \frac{\cos(1/2 u)}{1/2 u} \right] \left[ \int_p \frac{\sin(1/2 q)}{p/2 q} \right] \right\}$$

## Literatur

- /1/ E.A. RHODES:  
Evaluation of Ex-Core Imaging Apertures for STF; Transactions  
of the Second Technical Exchange Meeting on Fuel and Clad Motion  
Diagnostics for LMFBR Safety Test Facilities, Chicago, Illinois;  
Oct. 9 1976, ANL/RAS 76-34
- /2/ A. De VOLPI:  
Material Motion Capabilities for SAREF; Transactions of the Second  
Technical Exchange Meeting on Fuel and Clad Motion Diagnostics for  
LMFBR Safety Test Facilities, Chicago, Illinois; Oct. 9 1976,  
ANL/RAS 76-34
- /3/ E. HECHT, A. ZAJAC:  
Optics; Addison-Wesley 1974
- /4/ A. De VOLPI; Nuclear Technology, Vol. 27, Nov. 1975, 449 - 487  
Fast Neutron Hodoscope at Treat, Development and Operation
- /5/ H.J. BLUHM et al.; Transactions of Conference on Fuel and Clad  
Motion Diagnostics in LMFBR Safety Test Facilities, Albuquerque  
New Mexico Nov. 11 and 12 1975, SAND 76-5547  
Design Characteristics of the CABRI-Neutron-Hodoscope
- /6/ H.J. BLUHM et al.; Transactions of the Second Technical Exchange  
Meeting on Fuel and Clad Motion Diagnostics for LMFBR Safety Test  
Facilities, Chicago, Illinois; Oct. 9 1976, ANL/RAS 76-34  
The CABRI-Hodoscope
- /7/ H.H. BARRETT, F.A. HERRIGAN; Applied Optics, Vol. 12, No. 11,  
Nov. 1973, 2686 - 2702. Fresnel Zone Plate Imaging of  $\gamma$ -Rays; Theory
- /8/ A.R. SHULMAN:  
Optical Data Processing; John Wiley & Sons 1970

- /9/ A. PAPOULIS:  
Systems and Transforms with Applications in Optics; McGraw-Hill 1968
- /10/ J.W. GOODMAN:  
Introduction to Fourier Optics; McGraw-Hill 1968
- /11/ E. MENZEL, W. MIRANDE, I. WEINGÄRTNER:  
Fourier-Optik und Holographie; Springer-Verlag 1973
- /12/ M. BORN, E. WOLF:  
Principles of Optics; fifth edition Pergamon press 1975
- /13/ D.J. STIGLIANI, R. MITTRA, R.G. SEMONIN; Journal of the Optical Society  
of America, Vol. 57, No. 5 May 1967, 610 - 613,  
Resolving Power of a Zone Plate
- /14/ M.R. SPIEGEL:  
Fourier Analysis; McGraw-Hill 1974
- /15/ J. GUR, J.M. FORSYTH; Applied Optics, Vol 17, Nr. 1, 1. Jan. 1978, 1 - 2.  
Optical Simulation of a Technique for Obtaining Submicron Resolution  
x-Ray Images in Laser Pellet Compression Experiments
- /16/ REACTOR PHYSICS CONSTANTS; ANL-5800, Second Edition July 1963
- /17/ J.G. KELLY, K.G. STALKER; Transactions of the Second Technical  
Exchange Meeting on Fuel and Clad Motion Diagnostics for LMFBR  
Safety Test Facilities, Chicago, Illinois; Oct. 9 1976, ANL/RAS 76-34  
ACPR Upgrade Fuel Motion Detection System
- /18/ K.T. STALKER, J.G. KELLY; SAND 77-0409J  
Time Resolved Coded Aperture Imaging System for Nuclear Fuel  
Motion Measurements
- /19/ D.A. McARTHUR, J.G. KELLY; Transactions of Conference on Fuel and  
Clad Motion Diagnostics in LMFBR Safety Test Facilities, Albuquerque  
New Mexico Nov. 11 and 12 1975, SAND 76-5547;  
A Coded Aperture Material Motion Detection System for the ACPR



- /20/ J.E. POWELL  
Fuel Motion System Midyear Review Outline  
Sandia 1977
- /21/ R.H. HERZ:  
The Photographic Action of Ionizing Radiations; J. Wiley & Sons, 1968
- /22/ E.J. HALL, H.H. ROSSI:  
Cf-252 in Teaching and Research; Technical Report Series No. 159,  
IAEA , Vienna 1974
- /23/ Cf-252 Buyer's Guide, AEC December 1970
- /24/ C.F. WEISS:  
Radioaktive Standardpräparate; Deutscher Verlag der Wissenschaft,  
Berlin 1956
- /25/ KIEMLE, RÖSS:  
Einführung in die Technik der Holographie; Akademische Verlags-  
gesellschaft Frankfurt a.M. 1969
- /26/ J.G. KELLY:  
Coded Source X-Radiography; Transactions of the Second Technical  
Exchange Meeting on Fuel and Clad Motion Diagnostics for LMFBR  
Safety Test Facilities, Chicago, Illinois; Oct. 9 1976, ANL/RAS 76-34
- /27/ K.T. STALKER, K.R. HESSEL; SAND 76-0519  
Fresnel Zone Plate Imaging of a Cf-252 Spontaneous Fission Source
- /28/ H.H. BARRETT, D.T. WILSON, G.D. DeMEESTER; Optics Communications  
Vol. 5, No. 5, August 1972, 398 - 401  
The Use of Half-Tone Screens in Fresnel Zone Plate Imaging of  
Incoherent Sources

/29/ K.R. HESSEL, K.T. STALKER:

Computer Reconstruction of Pseudohologramms Obtained from a  
Fission Gamma Source; Transactions of Conference on Fuel and Clad  
Motion Diagnostics in LMFBR Safety Test Facilities, Albuquerque  
New Mexico, Nov. 11 and 12 1975, SAND 76-5547

/30/ A. ABRAMOWITZ, I.H. STEGUN; Washington D.C. 1968

Handbook of Mathematical Functions; National Bureau of Standards  
Applied Mathematics Series 55

## Verzeichnis der verwendeten Symbole

I	Intensität, Intensitätsverteilung
$\vec{r}$	Ortsvektor der Quellverteilung, bzw. Ortsvektor im Pseudohologramm
$\vec{r}'$	Ortsvektor in der Aperturebene
$\vec{r}''$	Ortsvektor in der Detektorebene
g	Abstand Quelle - Apertur
b	Abstand Apertur - Detektor
k	Wellenvektor = $2\pi/\lambda$
$\lambda$	Wellenlänge des zur Rekonstruktion verwendeten Lichts
t	Transmissionskoeffizient, Transmissionsfunktion
f	Brennweite
$\xi, \eta$	Koordinaten in der Aperturebene
$\rho, \phi$	
$R, \theta, z$	Koordinaten des rekonstruierten Bildes
$x, y, z$	
N	Anzahl der Zonen
$r_1$	innerster Radius der Fresnelzonenplatte
$a, r_N$	äußerster Radius der Fresnelzonenplatte
$\Delta r_N$	Breite des äußersten Ringes der Fresnelzonenplatte
$\Delta q$	Abstand zweier Quellpunkte
d	Abstand eines Punktes der z-Achse vom Brennpunkt
S	Quellstärke
D	Filmschwärzung
$\gamma$	Gradient des Films
h	Dicke der Absorptionsschicht einer Fresnelzonenplatte

$\delta$	Breite des durchgelassenen Teilstrahlbündels ; Abstand Transformationslinse - Pseudohologramm
$\alpha$	Gesichtsfeldwinkel
H	Höhe der linearen Fresnelzonenplatte
$b$	Bildgröße
G	Originalgröße
n	Photographische Verkleinerung des codierten Bildes
F	Verkleinerungsfaktor des Gesamtsystems
$B_i$	Abstand Transformationslinse - d.c.-Stop
$L_i$	Abstand 10 $\mu$ m-Lochblende- Transformationslinse
s	Abstand rekonstruiertes Bild - Pseudohologramm
C	Transmissionsfunktion der codierenden Apertur
Q	originale Quellverteilung
m	Modulation der Zonenplatte
p	Laufindex bei der Reihenentwicklung der Fresnelzonenplatte
P	Index des jeweils betrachteten Focus

## Verzeichnis der Abbildungen

- 1-1 Lochkamera (Pinhole)
- 1-2 Kollimator
- 1-3 Prinzip der Abbildung mit einer codierenden Apertur
- 2-1 Fresnelzonenplatten
- 2-2 Berechnete Beugungsfiguren für zirkulare Fresnelzonenplatten
- 2-3 Berechnete Beugungsfiguren für lineare Fresnelzonenplatten
- 2-4 Die lineare Fresnelzonenplatte als Pinhole, Auflösung in y-Richtung
- 2-5 Beschränkung des Gesichtsfeldes durch einen endlichen Detektor
- 2-6 Beschränkung des Gesichtsfeldes durch  $\Delta r_N$
- 3-1 Fresnelzonenplattenkamera und Manipulationsapparat
- 3-2 Pb- und W-Fresnelzonenplatten
- 3-3 Empfindlichkeitskurven für Holotest 8E56 und 8E 75
- 3-4 Schwärzungskurven für Holotest 8E 56 und 8E 75
- 3-5  $\gamma$ -Spektrum von Cf-252
- 3-6  $\gamma$ -Spektrum von Radium im Gleichgewicht mit seinen Nachfolgern
- 3-7 Manipulationsvorrichtung
- 3-8 Das analoge Rekonstruktionssystem
- 3-9 Das analoge Rekonstruktionssystem-Schema
- 3-10 Das Raumfilter
- 4-1 Codierte Bilder (Beispiele)
- 4-2 Geometrie zur Berechnung von F
- 4-3 Rekonstruktion der Aufnahmen 1 bis 3, Cf-252-Quelle
- 4-4 Rekonstruktion der Aufnahmen 4a,4b,Ra-Be-Quelle
- 4-5 Der "Half-tone-screen"
- 4-6 Rekonstruktion der Aufnahmen 4 bis 11, Sb-124-Quelle
- 4-7 Rekonstruktion der Aufnahmen 12 bis 14, Sb-124-Quelle, lineare FZP
- 4-8 Intensitätskurven zu den Aufnahmen 1 bis 3
- 4-9 Intensitätskurven zu den Aufnahmen 4a,4b
- 4-10 Intensitätskurven zu den Aufnahmen 5 bis 11
- 4-11 Intensitätskurven zu den Aufnahmen 11 bis 12