

ARBEITSKREIS BAYERISCHER PHYSIKDIDAKTIKER

## BEITRAG AUS DER REIHE:

Werner B. Schneider (Hrsg.)

# Wege in der Physikdidaktik

Band 2

Anregungen für Unterricht und Lehre

ISBN 3 - 7896 - 0100 - 4

Verlag Palm & Enke, Erlangen 1991

### Anmerkung:

Die Bände 1 bis 5 sind (Ausnahme Band 5) im Buchhandel vergriffen.  
Die einzelnen Beiträge stehen jedoch auf der Homepage

<http://www.solstice.de>

zum freien Herunterladen zur Verfügung.  
Das Copyright liegt bei den Autoren und Herausgebern.  
Zum privaten Gebrauch dürfen die Beiträge unter Angabe der Quelle  
genutzt werden. Auf der Homepage  
[www.solstice.de](http://www.solstice.de)  
werden noch weitere Materialien zur Verfügung gestellt.

## Zur Interferenz an Raumgittern Deutung und Lichtoptische Modellversuche

### 1. Einführung

Max v. Laue hat 1912 durch Interferenz von Röntgenstrahlung an Einkristallen den regelmäßigen atomaren Raumgitteraufbau und gleichzeitig auch die Wellennatur der Röntgenstrahlung bewiesen. - Bestimmte charakteristische Eigenschaften der Kristallgitter-Interferenzen lassen sich bekanntlich durch lichtoptische Analogieversuche mit **2-dimensionalen Gitterstrukturen** veranschaulichen [1-8]. Praktisch verwendet man meistens mit Computern erzeugte, ausgedruckte und anschließend photographisch stark verkleinerte periodische Muster. Schwarze Punkte und Striche in der Vorlage erscheinen im Negativfilm als helle "Löcher" und "Spalte" auf dunklem Untergrund. Derartige Negative (24 x 36 mm) können (in Dia-Rahmen gefaßt) direkt als Beugungsobjekte verwendet werden. Bei geeigneter Dimensionierung der Strukturen (Gitterkonstante  $g = 0,1 - 0,2 \text{ mm}$ ) liefern die Photoobjekte bei Durchstrahlung mit dem direkten Lichtbündel eines kleinen HeNe-Lasers auf einem mehrere Meter entfernten Schirm die entsprechenden Beugungsmuster, die auch in einem abgedunkelten größeren Raum gut erkennbar sind.

Schwieriger ist allerdings die Behandlung der Beugung an **3-dimensionalen Gittern** (Raumgittern). Im vorliegenden Beitrag diskutieren wir zunächst eine anschauliche Darstellung der Entstehung der v. Laue-Interferenzen. In einer Reihe von lichtoptischen Modellversuchen lassen sich die den v. Laue-Gleichungen entsprechenden Interferenzlichtkegel mithilfe von Laserlicht direkt vorführen und das Zusammenwirken der Interferenzen bei 3-dimensionalen Raumgitterstrukturen verdeutlichen.

### 2. Die Entstehung der Raumgitter-Interferenzen

a) Die Beugung an Gitterstrukturen erzeugt bekanntlich Interferenz-Muster mit scharfen linienförmigen Interferenzstreifen oder scharfen Lichtpunkte auf dunklem Untergrund. Die Beugung an einem **Strichgitter** mit Laserlicht liefert auf einem einige Meter entfernten Schirm eine Reihe scharfer **punktförmiger Interferenzmaxima**. Die Maxima entstehen, wenn der Gangunterschied  $\Delta$  benachbarter paralleler Bündel ein ganzzahliges Vielfaches ( $h$ ) der Wellenlänge ( $\lambda$ ) ist (Abb.1)

$$\Delta = a \cdot \sin \alpha' = h \cdot \lambda; \quad h = \pm 0, 1, 2, \dots \quad (1)$$

$a$  ist der Abstand der Gitteröffnungen,  $\alpha'$  der Beugungswinkel und  $h$  die Ordnungszahl der Interferenz.

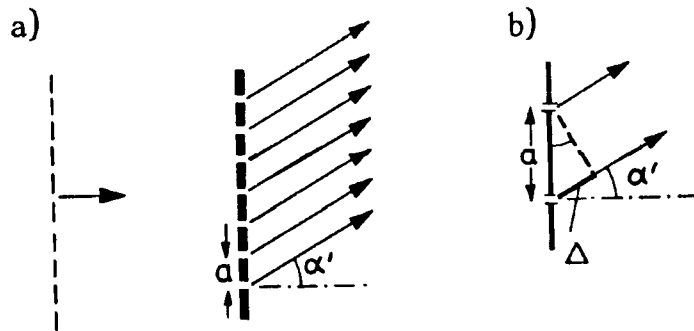


Abb.1  
Zur Beugung am Gitter

b) Die Beugung an einer **Reihe** äquidistanter **Löcher** liefert ebenfalls Gitterinterferenz. Auf einem entfernten Schirm entsteht jedoch ein Interferenzmuster mit fast parallelen schmalen hellen **Streifen** in gleichem Abstand, (wie die Beugung eines Laser-Bündels an einer Löcher-Reihe zeigt, s.u.).

c) Ein gleichartiges Beugungsmuster liefert eine Reihe äquidistanter **Streuobjekte** (Abb.2a), z.B. auch eine **Reihe** von **Atomen**, beleuchtet mit Röntgen-Strahlung. Von kleinen Blendenöffnungen (Löchern) oder von den Streuzentren gehen nämlich Huygens'sche Elementarwellen in gleicher Weise aus. Die Interferenzbedingung (1) lautet bei Einführung des Winkels  $\alpha$  zwischen Abstrahlrichtung und Gittergeraden  $\alpha = 90^\circ - \alpha'$

$$a \cdot \cos \alpha = h \cdot \lambda; \quad h = \pm 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

d) Die Elementarwellen sind Kugelwellen. Die Bedingung (2) ist daher nicht nur für die in Abb.2a gezeichneten Bündelrichtungen, sondern für **kegelförmige Bündel** mit dem Öffnungswinkel  $\alpha$  erfüllt. Wir haben uns daher die interferierenden Bündel um die Linie der Streuzentren (Atomreihe) räumlich rotations-symmetrisch ergänzt zu denken. Es erfolgt also die Abstrahlung der gestreuten interferierenden Strahlung auf Kegelmänteln (Abb.2b);  $G_1$  ist das stark verkleinerte lineare Gitter. Die Lichtkegel  $h = 0., 1., 2., \dots$  Ordnung schneiden den ebenen Beobachtungsschirm S in Hyperbeln. - Für kleine Beugungswinkel  $\alpha'$ , (d.h. für Gitterabstände  $a \gg \lambda$ , wie in den optischen Versuchen), werden die Kegelöffnungswinkel  $\alpha$  fast  $90^\circ$  und die flachen Interferenz-Lichtkegel liefern fast gerade und parallele Interferenzstreifen auf dem Beobachtungsschirm S.

e) Ein **zweidimensionales Gitter** von Streuzentren mit jeweils gleichen Abständen a, b (Netz-Löcher oder Atome in einer Ebene) liefert entsprechend zwei Scharen konzentrischer Beugungskegel. In den Maxima müssen jetzt zwei Interferenz-Bedingungen erfüllt werden.

$$a \cdot \cos \alpha = h_1 \cdot \lambda; \quad b \cdot \cos \beta = h_2 \cdot \lambda; \quad h_1, h_2 = \pm 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

Das ist jeweils auf den Schnittlinien zweier Kegel erfüllt. Auf einem entfernt stehenden Beugungsschirm erhält man daher ein Beugungs-Punktemuster. (Dieses läßt sich als Laserlicht-Beugung an einem feinen Netzgitter leicht demonstrieren, s.u.)

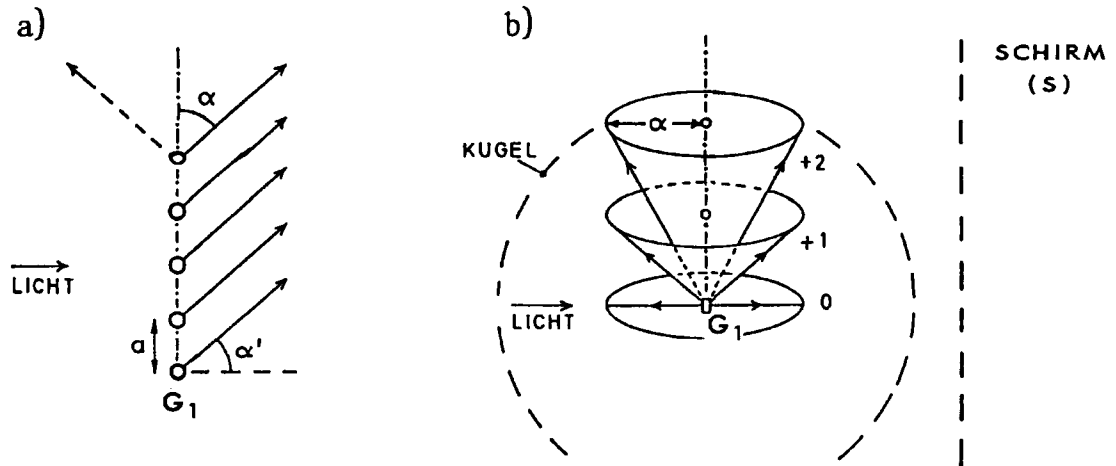


Abb.2 a) Vielstrahlinterferenz bei der Beugung an einem linearen Punktgitter ( $G_1$ )  
 b) Zur Ausbildung von Beugungskegeln

f) Ein **dreidimensionales Raumgitter** von Streuzentren (z.B. Atome in einem Kristall) liefert drei Scharen von Interferenzkegeln. Hier existieren normalerweise jedoch **keine** gemeinsamen Schnittgeraden von drei Kegeln und daher werden auf dem Schirm bei Einfall monochromatischer Strahlung ( $\lambda$ ) im allgemeinen **keine** Interferenzpunkte beobachtet. Außer den drei v.Laue-Gleichungen

$$a \cdot \cos \alpha = h_1 \cdot \lambda; \quad b \cdot \cos \beta = h_2 \cdot \lambda; \quad c \cdot \cos \gamma = h_3 \cdot \lambda \quad (4)$$

muß für die drei Winkel die geometrische Nebenbedingung gelten

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1 \quad (5)$$

Das ist aber ein System von vier Gleichungen für die drei Variablen  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ , was also überbestimmt ist.

g) Wenn jedoch auf das **Raumgitter** Strahlung mit einem **kontinuierlichen Spektrum** einfällt (z.B. weißes Licht), dann werden für bestimmte Wellenlängen  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  alle vier Gleichungen erfüllt sein, und es werden daher einzelne Interferenzpunkte auf dem Schirm auftreten. Nichtanaloge Reflexe werden dabei von monochromatischem Licht verschiedener Wellenlängen (Farben) erzeugt.

### 3. Veranschaulichung der Raumgitter-Beugung

Die Veranschaulichung der drei räumlichen Interferenz-Kugelsysteme bereitet Schülern oder Studenten erhebliche Schwierigkeiten. Wir wollen für eine zusätzliche Erläuterung drei Abbildungen von R.W. Pohl /9/ verwenden, die umgezeichnet und ergänzt wurden.

a) Zunächst betrachten wir noch einmal die Beugung am **linearen Gitter** nach Abb.2b. Die Gitter-Reihe  $G$  liegt in der Spitze der Interferenzkegel  $h = 0, +1, +2$ . Wir denken uns nun das Gitter von einer (durchsichtigen) Kugel umschlossen. Die **Interferenzkegel**

schneiden dann die Kugel einfach in Kreisen, die in Abb.3a perspektivisch angedeutet sind. Auf dem ebenen Schirm S rechts neben der Kugel entsteht durch den Schnitt der Lichtkegel eine Interferenzstreifen-Hyperbelschar.

b) In Abb.3b werden für ein **flächenhaftes Punktegitter** die **zwei** Kegelsysteme mit den aufeinander senkrecht stehenden Achsen durch ihre Schnittlinien mit der "Lage-Kugel" erkennbar. Es ergeben sich zwei Kreissysteme. Die Radienvektoren zu den Schnittpunkten der Kreise liefern die Richtungen der Interferenzmaxima, die jetzt durch zwei Ordnungszahlen  $h_1$ ,  $h_2$  gekennzeichnet werden. - Auf dem ebenen Schirm S liefern die Interferenzkegel zwei sich schneidende Hyperbelscharen. Sichtbare Interferenzmaxima treten nur in den Schnittpunkten auf, denn nur hier sind die beiden Interferenz-Bedingungen **gleichzeitig** erfüllt. Die Interferenzmaxima bilden ein **Beugungs-Punkteraster**, wie wir es auch im Versuch beobachteten.

c) Für das **Raumgitter** schließlich ergibt sich noch ein **drittes** System von **Interferenzkegeln**, deren Achse senkrecht auf den Achsen der beiden anderen steht (Abb.3c). Auf der Lage-Kugel entsteht also ein drittes Kreissystem. Auf dem ebenen Schirm S erzeugt die dritte Kegelschar im vorliegenden Fall konzentrische Kreise. Beugungs-Interferenzmaxima ergeben sich hier aber nur dann, wenn sich drei Kegel "zufällig" in einer gemeinsamen Geraden schneiden; denn nur dann sind die drei Interferenz-Bedingungen, die drei v.Laue-Gleichungen, **gleichzeitig** erfüllt. Normalerweise schneiden sich jedoch nur jeweils zwei Kreise auf der Kugel bzw. nur zwei Kurven (d.h. Hyperbeln oder Kreise) auf dem ebenen Schirm. Wir erhalten also nur in seltenen Ausnahmefällen Interferenzmaxima bei der Beugung am Raumgitter. Diese werden dann durch drei Ordnungszahlen  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$  gekennzeichnet.

d) Könnte man die **Wellenlänge  $\lambda$  kontinuierlich verändern**, so würden sich die Interferenz-Bedingungen und damit die Beugungswinkel, d.h. die Öffnungswinkel der Kegel ändern, und die Kreise auf der Lage-Kugel würden sich z.B. stetig aufweiten. Für bestimmte diskrete  $\lambda$ -Werte ergäben sich dann hin und wieder Dreifach-Schnittpunkte und die entsprechenden punktförmigen Interferenzmaxima würden auf dem Schirm nacheinander aufleuchten. - Das ist bekanntlich das Prinzip der **v.Laue Röntgenstrahl-Interferenz-Beobachtung** an Kristallen. Die Vorführung im Analogie-Versuch mit dem HeNe-Laser mit seiner festen Wellenlänge ist natürlich nicht möglich.

e) Aus Gründen der Einfachheit haben wir die Überlegungen bisher für Raumgitter mit rechtwinkligen Gitterachsen durchgeführt. Sie gelten aber auch für **schiefwinklige Kristallgitter**; auch in diesem Fall ergeben sich drei koaxiale Kegelscharen, deren Achsen mit den Kristallgitter-Achsen zusammenfallen.

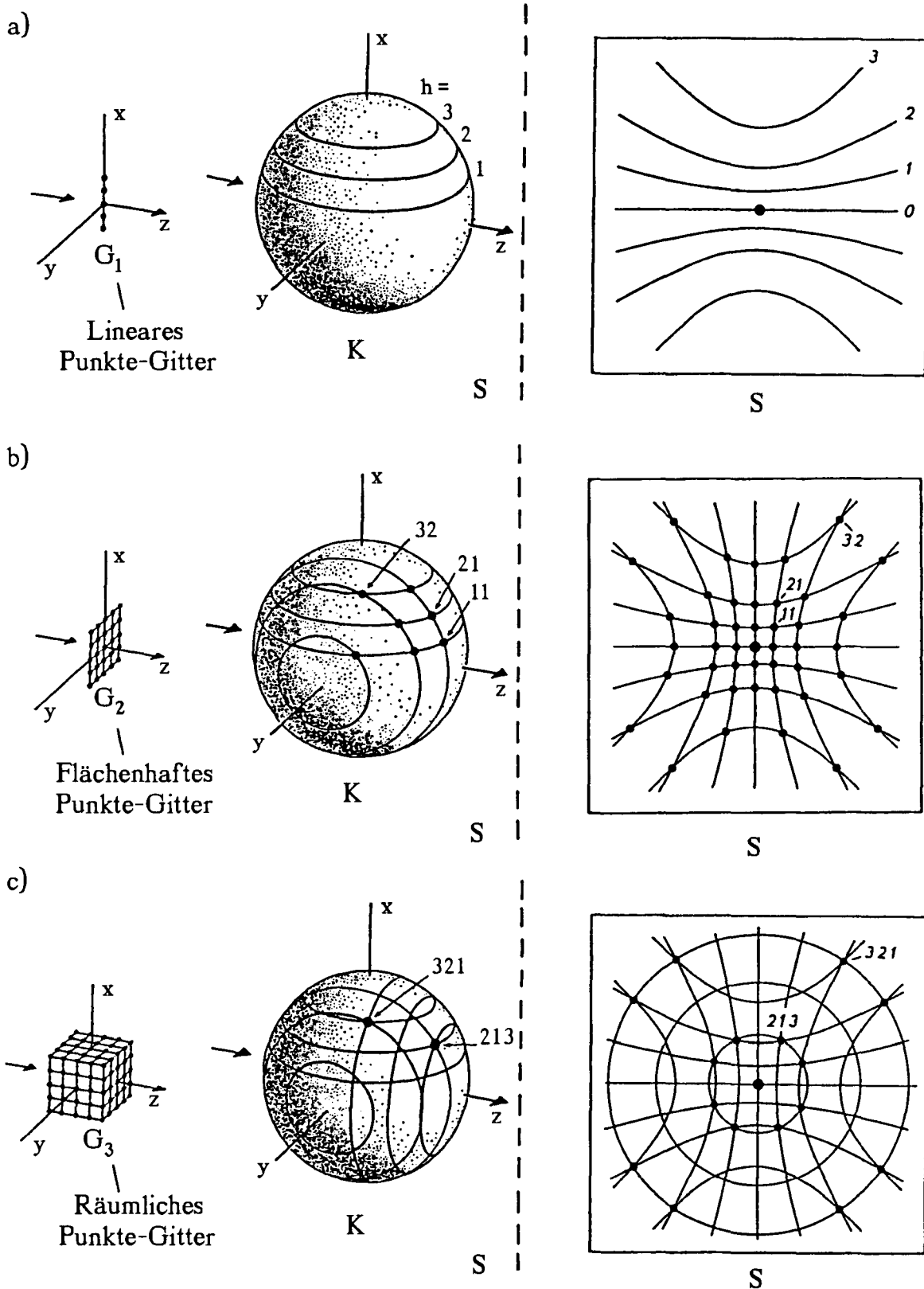


Abb.3 Veranschaulichung der Röntgenstrahlbeugung an 1-, 2- und 3-dimensionalen Kristallen nach R.W. Pohl /9/. - Links die Gitter-Strukturen, in der Mitte die (transparenten) Lagekugeln mit den Schnittlinien der Beugungskegel und rechts der Schirm mit den Beugungsmustern (Ziffern: v.Laue-Indizes der Interferenzen).

#### 4. Direkte Demonstration der Beugungs-Kegel

a) Die Betrachtungen lassen sich auch auf **schiefen Lichteinfall** mit den Einfallswinkeln  $\alpha_0$ ,  $\beta_0$ ,  $\gamma_0$  zu den Kristallachsen leicht erweitern. Speziell für ein lineares Gitter wird der Gangunterschied der interferierenden Teilstrahlen

$$a \cdot (\cos \alpha - \cos \alpha_0) = h \cdot \lambda \quad (6)$$

b) Der Reflex **nullter Ordnung** ergibt sich für spiegelnde Reflexion  $\alpha = \alpha_0$  (Abb.4a). Aber auch der durchtretende Strahl  $\alpha = -\alpha_0$  führt zur Interferenz  $h = 0$ . Für die 0-te Interferenzanordnung wirkt insgesamt ein gerades lineares Gitter wie ein zylindrischer reflektierender Stab /9/. Wie sich auch theoretisch zeigen läßt /10/, reflektiert ein solcher Stab ein schmales Parallellichtbündel in einen **Reflexions-Lichtkegel** (Abb.4b), wobei Stabachse und Kegellachse zusammenfallen. Das läßt sich sehr eindrucksvoll und einfach mit einem HeNe-Laserbündel und einer **Nähnadel** zeigen. Der Einfallswinkel wird so gewählt, daß das Licht fast streifend einfällt ( $\alpha_0 = 5^\circ - 10^\circ$ ); auf einem ein bis einige Meter senkrecht zur Nadelrichtung stehenden Schirm entsteht dann ein hell leuchtender Kreisring. Den Kegelcharakter der Lichterscheinung kann man durch axiales Verschieben des Schirmes zeigen. Es lassen sich im übrigen auch sehr leicht und eindrucksvoll Kegelschnitte vorführen, indem man den Schirm entsprechend schräg zum Lichtkegel stellt.

Als handlicher, leichter, steifer Schirm hat sich eine weiße Hartschaumplatte (100 x 50 x 2 cm) bewährt, die in Baustoffhandlungen leicht erhältlich ist. Die Nähnadel (etwa 0,8 mm  $\emptyset$ ) wird zweckmäßigerweise am Nadelöhring mittels Plastilin an der Endfläche eines kurzen Stativstabes in flachem Winkel zur Horizontalen befestigt. Der Stab wird in einem einfachen Linsenfuß seitlich auf der Tischfläche verschiebbar und in der Höhe einstellbar gehalten und kann so leicht freihand zum horizontalen Laserstrahl geeignet ausgerichtet werden. Bei unsymmetrisch (einseitiger) Beleuchtung der Nadel erscheint der Lichtkegel nicht vollständig. Um eine möglichst große Helligkeit der Lichtlinien zu erhalten, sollte der Nadeldurchmesser nur wenig kleiner als der Durchmesser des Laserbündels (ca. 1 mm  $\emptyset$ ) sein. Eine etwas verbogene Nadel führt zu einer wesentlichen Verbreiterung des Kegelmantel-Reflexes. Eine etwas raue Oberfläche der Nadel stört dagegen bei streifender Reflexion praktisch nicht. - Wie bei allen Demonstrationen mit Laserlicht ist auch hier unbedingt darauf zu achten, daß keinesfalls direktes oder gerichtet reflektiertes Licht in das Auge eines Zuschauers oder des Experimentators fällt.

c) Die Beugung an einem **linearen Gitter** und die dabei auftretenden **Beugungskegel** lassen sich direkt demonstrieren, wenn man in der gleichen Anordnung die Nadel durch einen dünnen **Gewindestab** ersetzt (Abb.4c). Es erscheinen sehr deutlich die Kreise der 0. und  $\pm 1$ . Ordnung, eventuell auch noch schwach die der  $\pm 2$ . Ordnung. Diese weiten sich natürlich mit zunehmender Schirm-Entfernung alle kegelförmig auf.

In einen kleinen Stab (1 mm  $\emptyset$ , ca. 30 mm lang) aus Silberstahl wurde eine schmale flache Nut mit einer Ganghöhe 0,2 mm auf einer Drehbank mit automatischem Vorschub so eingeschnitten, daß ein Teil der zylindrischen Stabfläche erhalten bleibt (Abb.4d). Diese Fläche reflektiert bevorzugt in die Richtung der 0. und dicht benachbarter Ordnungen, die deshalb lichtstark erscheinen. Ein handelsübliches Schraubengewinde M1 ist dagegen nicht brauchbar; die steilen Flanken des Gewindes würden die Strahlung (ähnlich wie ein Blazegitter) in hohe Ordnungen unter große Beugungswinkel spiegelnd reflektieren, die nicht beobachtbar sind.

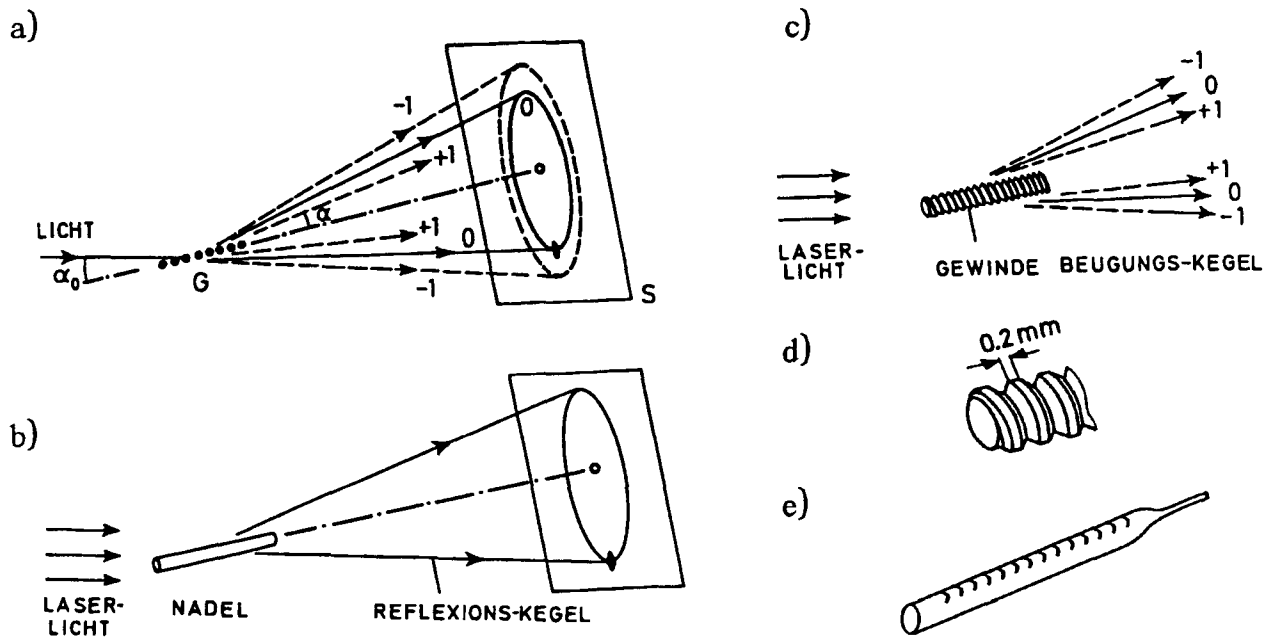


Abb.4 Zur Demonstration von Beugungskegeln an linearen Gittern

d) Ausschnitte der Beugungskegel für verschiedene Beugungsordnungen kann man dagegen bei streifender Reflexion eines HeNe-Laserbündels an einer möglichst dünnen **Meß-Pipette** beobachten, d.h. an einem Glasrohr von ca. 4 - 6 mm  $\varnothing$  mit einer 1 - 2 mm-Teilung (Abb.4e).

Der Lichteinfall muß streifend erfolgen; zweckmäßigerweise befestigt man die Pipette mit der Teilung nach oben fast horizontal mit Plastilin etwa im Schwerpunkt am Ende eines Stativstabes, den man vertikal und in der Höhe verstellbar in einem Linsenfuß aufstellt. Für die streifende Reflexion muß man einen etwa 20 - 30 mm langen, möglichst geraden Bereich auswählen (verschiedene Teile der Skala erproben; Abweichungen von der Zylinderform ergeben unscharfe Reflexringe.) - Weitet man das Laser-Lichtbündel mit einem umgekehrten Kepler-Fernrohr ( $f_1 = 50$  mm,  $f_2 = 200$  mm) vor der Reflexion auf, so lassen sich auch größere Teile der Beugungskreiskegel vorführen.

e) Besonders einfach kann man Beugungs-Interferenz-Erscheinungen mittels **photographisch** hergestellter **Beugungsgitter** ( $g = 0,1$  bis  $0,2$  mm) und mit dem unaufgeweiteten Lichtbündel eines kleinen HeNe-Lasers zeigen /1-8/. Auch in einem (abgedunkelten) großen Auditorium kann man bei Lichtwegen von vielen Metern zwischen Beugungsobjekt und Wandschirm die Beugungsmuster gut erkennen.

f) Wie erwähnt, erhält man bei etwa senkrechter Durchstrahlung eines **Strichgitters** (Photoobjekt Abb.5a) mit dem Laser-Lichtbündel eine Reihe scharfer punktförmiger Interferenzmaxima. - Die Beugung an einer **Lochblendenreihe** (Abb.5c) liefert dagegen scharfe, näherungsweise äquidistante, gerade und parallele Interferenzstreifen, die allerdings etwas lichtschwach sind. - Die Beugung an einem 2-dimensionalen **Netzgitter** (Abb.5b) oder an einem flächenhaften **Punktgitter** (Abb.5e) erzeugt schließlich ein 2-dimensionales regelmäßiges Raster scharfer, fast punktförmiger Interferenzmaxima.



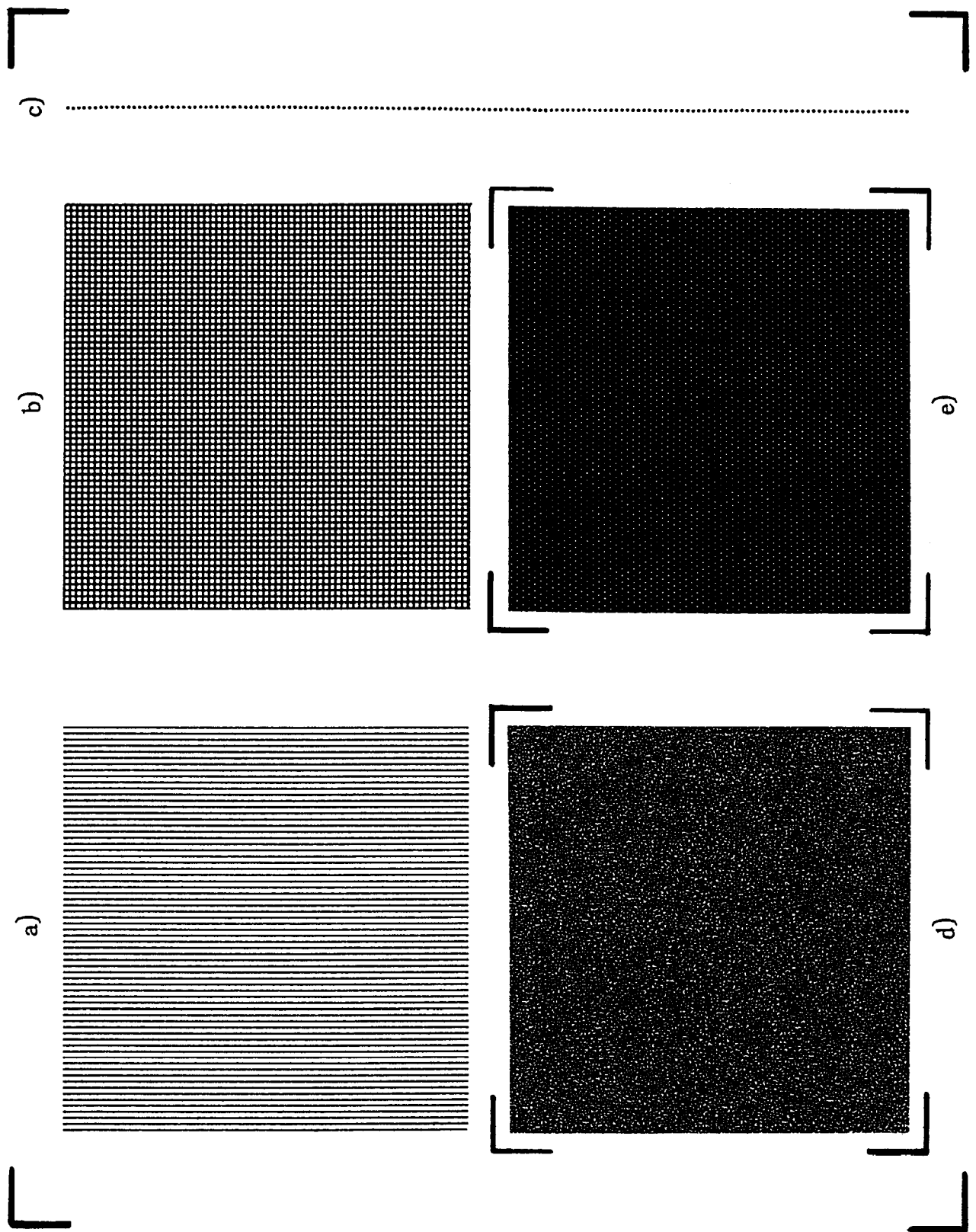


Abb.5 Vorlage für photographische Beugungsobjekte

g) Für die verwendeten Gitter mit Abständen  $a \ll \lambda$  sind bei senkrechtem Lichteinfall die Beugungswinkel  $\alpha' \ll 90^\circ$ , so daß  $\sin \alpha' \approx \alpha'$  gesetzt werden kann. Die Interferenzbedingungen (Gl. 2, 3) sind daher in  $\alpha' = 90^\circ - \alpha$  linear und es ergeben sich äquidistante, parallele Raster der Interferenzpunkte und -linien im Beugungsmuster. Wenn jedoch das Laser-Lichtbündel fast streifend **schräg** auf das Gitter einfällt, werden  $\alpha_0$  und  $\alpha$  klein und die cos-Funktionen in Gl. (6) nichtlinear. So erscheinen bei streifend durchtretendem Licht auf dem Wandschirm bei der Lochblenden-Reihe (Photoobjekt Abb.5c) deutlich **gekrümmte Interferenzstreifen**, die sich als Schnitte der entsprechenden Beugungskegel Abb.4a deuten lassen. - Auch bei Beugung an einem streifend beleuchteten 2-dimensionalen Gitter (Netz, Abb.5b) liegen die punktförmigen Interferenzmaxima in der einen Dimension auf etwas gekrümmten Linien.

In den üblichen Interferenzversuchen mit Strichgittern und konventionellen Lichtquellen beobachtet man i.allg. im Beugungsbild schmale helle parallele **Streifen** auf dunklem Grund, denn man benutzt in der Regel einen von hinten beleuchteten Spalt<sup>1</sup>, den man in einfarbigem Licht durch das Gitter abbildet. - Das schmale Parallellichtbündel eines Lasers erzeugt dagegen auf dem Wandschirm angenähert einen Lichtpunkt. Die am Gitter senkrecht zu den Strichen abgebeugten Bündel bleiben schmale Parallelbündel und erzeugen daher eine Reihe **punktförmiger Interferenzmaxima**.

## 5. Versuche zur Beugung an Raumgittern

a) Es ist schwer, dreidimensional ausgedehnte **Raumgitter-Strukturen künstlich** herzustellen, mit denen lichtoptische Analogieversuche zur Röntgenstrahl-Beugung an Kristallen ausgeführt werden können. Nach R.Bergsten /3/ lassen sich jedoch einige erläuternde Versuche zur Beugung an 3-dimensionalen Kristallen vorführen.

In gewissen natürlich auftretenden "optischen Kristallen" (Opale, Latex-Emulsionen) liegen Raumgitterstrukturen aus mikroskopisch kleinen Kugeln vor, die sichtbares Licht in gleicher Weise beugen wie Kristalle die Röntgenstrahlung /11,12/. Bei Beleuchtung mit weißem Licht entstehen einfarbige v.Laue Reflexe.

b) In Abb.4a wurde die Streuung an einer linearen Reihe von Zentren betrachtet. Die einfachste lineare Reihe besteht aus **zwei** hintereinander stehenden **Streuzentren** (Abb.6a). Sie liefert bereits kegelförmige Beugungslichtbündel. Auf einem Schirm senkrecht zur Kegelachse ergeben sich Interferenzringe, die (der Zweistrahlinterferenz entsprechend) allerdings relativ breit sind.

Bei der Vorführung verwenden wir übrigens einen Kunstgriff, um die für die Projektion notwendige Lichtstärke im Beugungsbild zu erreichen. Bekanntlich liefert eine regellose **statistische Verteilung** von N gleichen Streuscheibchen das gleiche Beugungsbild wie eine Einzelscheibe, nur mit N-facher Intensität. In unserem Versuch haben wir zwei identische statistische Verteilungen von vielen Scheibchen (die wir durch Photographie der gleichen

<sup>1</sup> Mit einer beleuchteten Lochblende erhält man dagegen eine Reihe äquidistanter Lichtpunkte im Beugungsbild.

Vorlage erhalten) wie in Abb.6a angedeutet, hintereinander geschaltet und mit dem Laserbündel durchstrahlt (vgl. Anhang). - Wir verwenden in der Vorlage (Abb.5d) helle Punkte auf dunklem Grund; im Negativgitter mit dunklen Punkten auf hellem Grund kann dann die an der ersten Ebene gestreute Strahlung im wesentlichen ungehindert durch die zweite Ebene austreten. - Wir hoffen, daß die Wiedergabequalität im Druck für die hellen Punkte auf dunklem Grund ausreicht, um gute Doppeldia-Photoobjekte herstellen zu können; (Positiv-Vorlagen sind in /7/ wiedergegeben.)

c) Bei guter Justierung, d.h., wenn der reflektierte Strahl in den Laser zurückläuft, erscheint auf dem entfernten Wandschirm deutlich das etwa zentrierte **Ringsystem** (Abb.6a). Drehen wir das z.B. mit einem Linsenfuß aufgestellte Beugungsobjekt frei-hand, so schwenken die Beugungslichtkegel mit, und es verschiebt sich das Ringsystem durch den ausgeleuchteten Bereich.

d) Wenn wir nun ein **weiteres** Streuzentrum in die lineare Reihe einführen könnten, dann müßten die Interferenzringe schärfer werden, weil dann **Dreistrahlinterferenzen** entstehen. Bei sehr vielen in einer Punktreihe angeordneten Zentren würden wir sehr schmale Lichtkegel bzw. Interferenzringe erhalten, wie wir sie auch bei der Beugung am Gewindestab oder an der Pipettenskala gesehen haben.

e) Als nächstes Beugungsobjekt verwenden wir **zwei** hintereinander stehende **Gitternetzebenen**, sozusagen das einfachste Raumgitter (Abb.6b). Im Beugungsbild sehen wir im wesentlichen das Interferenzpunkteraster des Flächengitters, allerdings überlagert mit den dunklen Interferenzringen, die den Interferenzkegeln der beiden Netzebenen entsprechen. Wenn wir das Beugungsobjekt drehen, wandern auch hier die Ringe seitlich aus, während das Interferenz-Punkteraster des Flächengitters im wesentlichen stehen bleibt.

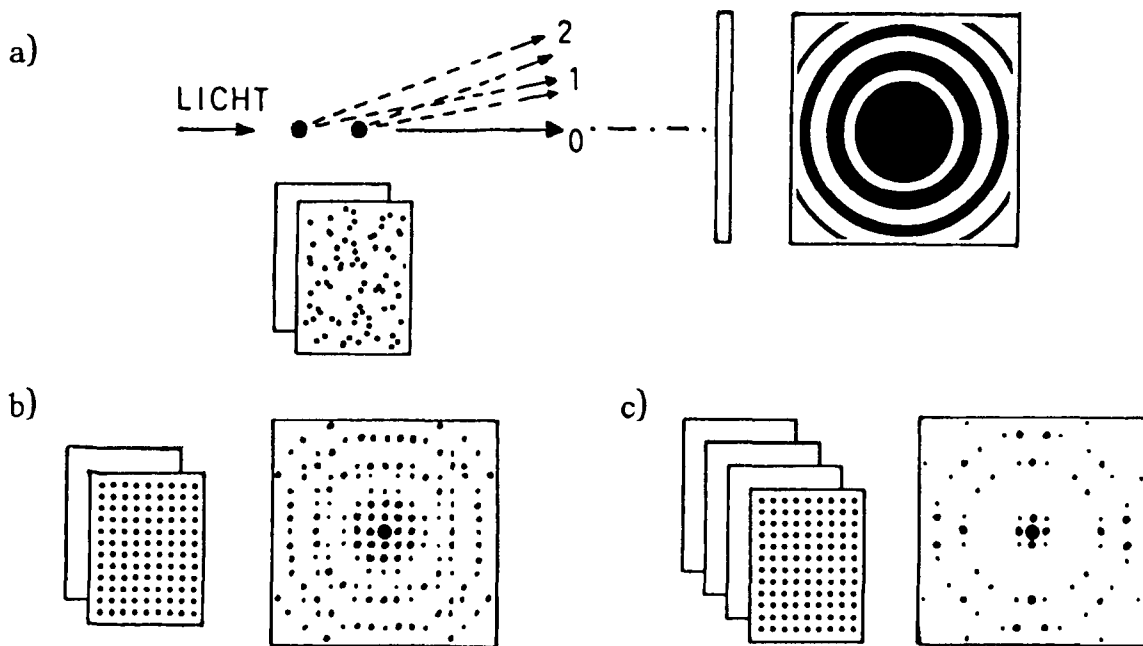


Abb.6 Beugung an 3-dim. Strukturen mit mehreren Netzebenen; Ausbildung der v.Laue-Zonen

f) Wenn wir **weitere Netzebenen** genau justiert anfügen könnten, so würden die hellen Ring-Zonen immer schmaler werden und jeweils immer weniger Interferenzpunkte im Beugungsbild zu beobachten sein (Abb.6c). - Würden wir dann den Einfallswinkel kontinuierlich variieren, so würden für bestimmte Richtungen jeweils die verschiedenen Interferenzmaxima nacheinander alle aufleuchten. Dieses Prinzip benutzt das **Bragg'sche Drehkristall-Verfahren** für die Röntgen-Strukturuntersuchungen an Kristallen.

g) Wir haben versucht, einen optischen Kristall mit **vier** justiert hintereinander geklebten **Netzebenen** aufzubauen, die wir allerdings nicht bis auf den Bruchteil der Gitterkonstanten genau zur Deckung bringen konnten. Es entstehen daher keine regelmäßigen Ring-Zonen mehr. - Ändern wir jedoch den Einfallswinkel, so blitzen immer andere Interferenzpunkte im Beugungsbild auf dem Wandschirm kurzzeitig auf. Mit einem Photofilm an der Wand würden wir jetzt eine Bragg'sche Drehkristall-Aufnahme registrieren. (Dieser Versuch wird erst durch die Bewegung eindrucksvoll.)

### **Anhang: Zur Herstellung und Justierung dreidimensionaler Photoobjekte**

a) Die benötigten Photo-Beugungsobjekte lassen sich durch mehrfaches Abphotographieren der Abb.5 auf einen handelsüblichen hochauflösenden, harten **Repro-Negativfilm** (z.B. Agfa Ortho 25) relativ leicht herstellen /13/. - Praktisch wird die Vorlage Abb.5 (oder eine gute Kopie) mittels Vorsatzlinsen oder Objektivzwischenringe mit einer Amateur-Spiegelreflexkamera etwa **formatfüllend** abgebildet. Optimale Auflösung erhält man bei Abblendung auf etwa 1:8. Die Aufstellung mit einem stabilen Stativ und die Verwendung eines Drahtauslösers sind zweckmäßig. Die Vorlage kann man mit einer Schreibtischlampe gleichmäßig ausleuchten; eine gute Planlage der Vorlage ist wichtig.

b) Zur Ermittlung einer **geeigneten Belichtungszeit** ist eine Serie von Probe-Aufnahmen mit um den Faktor 2 abgestuften Belichtungszeiten zweckmäßig. Der weiße Untergrund sollte sehr dunkel wiedergegeben werden, aber die feinen dunklen Striche müssen noch hell und gut aufgelöst erscheinen. Es ist ein hart arbeitender Entwickler zu verwenden (z.B. Refinal, bei 20°C, 10 min Entwicklungszeit).

Zweckmäßigerweise legt man bei den Probeaufnahmen am Bildrand einen Streifen schwarzen Papiers auf die Vorlage. Eine geeignete Schwärzung des Films wird dann erreicht, wenn im Bild des Papierstreifens eine sehr geringe Schwärzung auftritt und damit die Grenze zum unbelichteten Filmrand gerade noch erkennbar wird.

c) Die 24 x 36 mm-Negative werden in 1,5 bis 2,5 mm dicken glaslosen Diarahmen so gefaßt, daß sie einigermaßen eben liegen. Zwei gerahmte Bilder werden nun so **über-einander** gelegt, daß die identischen statistischen Verteilungen (Abb.5d) möglichst genau zur **Deckung** kommen; (Marken am Feldrand zur Deckung bringen.) Es treten dann charakteristische Moiré-Muster auf, die sich bei idealer Deckung über das ganze Bild erstrecken. Die Justierung erfolgt am besten freihand durch kleine Verschiebungen und Verdrehungen der Diarahmen gegeneinander, während man das Doppelbild der

Punkteverteilung mit einer Uhrmacherlupe betrachtet. Die beiden Diarahmen werden zur Justierung zunächst mit Klebwachs oder zwei kleinen Stücken Doppelklebestreifen noch etwas verschiebbar gehalten und endgültig mit Uhu-Klebstoff an den Diarändern fixiert.

d) Bei Durchstrahlung der statistischen Punkteverteilungen mit dem Laserbündel werden dann i.a. **exzentrische Interferenzringe** zu beobachten sein. Durch Drehen und Neigen des Beugungsobjektes gegen die Laserlicht-Richtung sollte sich der ausgeleuchtete Bereich zum Zentrum des Ringsystems zentrieren lassen (z.B. unter den Linsenfuß einseitig Pappstreifen unterlegen). Auch die beiden Punktegitter-Netzebenen (Abb.5e) sollten jetzt etwa justiert erscheinen.

Die Interferenzringe werden kleiner und besser beobachtbar, wenn man den Abstand der beiden identischen Photo-Beugungsobjekte vergrößert und z.B. einen leeren Diarahmen zwischenklebt.

e) Das Doppeldia wird am besten mit einem **aufgeweiteten Laserbündel** durchstrahlt. Dieses wird mit einem umgekehrten Keplerfernrohr erzeugt, z.B. mit zwei Linsen ( $f_1 = 50 \text{ mm}$  und  $f_2 = 200 \text{ mm}$ ), die in zwei Linsenfüßen aufgestellt freihand so justiert werden, daß ein scharfer Lichtpunkt auf dem Wandschirm entsteht; (auf senkrechte Durchstrahlung der Linsen etwa in der Mitte achten). Hierbei wird die Granulation feiner und der Störuntergrund des Beugungsbildes deutlich geringer.

f) Bei Durchstrahlung des Punktegitters (Abb.5e) sieht man beim langsamen Schwenken des Doppeldias die mitschwenkende überlagerte Interferenzringstruktur. Bei Durchstrahlung des feineren Netzgitters (Abb.5b) erkennt man nur noch ein "Aufblitzen" der einzelnen Interferenzpunkte, ähnlich wie bei einer Drehkristallaufnahme.

## Literatur

- /1/ Lipson, S.G., a.Lipson, H.: Optical Physics. Cambridge: University Press (1969) S. 193-197 u. S. 470-473
- /2/ Hoover, R.B.: Diffraction plates for classroom demonstration. Amer.J.Physics 37 (1969) S. 871-876
- /3/ Bergsten, R.: Optical crystals. Amer.J.Physics 42 (1974) S. 91-99
- /4/ Bergsten, R.: Optical simulation of electron diffraction of thin crystals. J.Opt.Soc.Amer. 64 (1974) S. 1309-1312
- /5/ Kedves F.J., u. Jusz, A.: Kugelmodell des Festkörpers, Physik und Didaktik 4 (1976) S. 198-204
- /6/ Danner, S.: Prinzipien der Kristallstrukturanalyse - veranschaulicht am zweidimensionalen Modell. Praxis d.N. (Physik) 25 (1976) S. 60-72
- /7/ Koppelman, G.: Lichtoptische Analogieversuche zur Kristallgitterbeugung I, II. Physik und Didaktik 9 (1981) S. 314-329; 10 (1982) S. 47-66
- /8/ Koppelman, G.: Kristallgitterbeugung. - Lichtoptische Analogieversuche. Praxis d.N. (Physik) 40 (Juli 1991) Heft 5

- /9/ Pohl, R.W.: Optik und Atomphysik (Lehrb.). Berlin: Springer-Verlag 9.Aufl. (1954) S. 104-106; (in neueren Auflagen stark gekürzt)
- /10/ Koppelman, G.: Demonstration von Kegelschnitten mit Laserlicht. Math. Naturw. Unterr. 35 (1982) S. 34-38
- /11/ Luck, W., Klier, M., u. Weßlau, H.: Kristallisation übermolekularer Bausteine. Naturwiss. 50 (1963) S. 485-494
- /12/ Koppelman, G.: Lichtoptische v.Laue-Interferenzen. - Modellversuche zur Kristallgitterbeugung mit sichtbarem Licht an Raumgittern aus übermolekularen Kugeln. In: W.B. Schneider (Herausg.), Wege in der Physikdidaktik. Palm u. Enke Verlag, Erlangen (1989) S. 105-114
- /13/ Koppelman, G., u. Rudolph, H.: Photographische Beugungsobjekte für den Unterricht. Herstellung und Eigenschaften. Physik u. Didaktik 5 (1977) S. 220-229

160

160