

Einige Besonderheiten bei Interferenz- und Beugungsexperimenten,
ausgeführt mit streifend einfallenden Röntgenbündeln

von

H. Weyerer ^{†)}

Some Experimental Aspects Concerning the Diffraction and Interference
Patterns Formed by Grazing Incident X-Rays.

Summary: An anomalous excitation of usual Bragg reflections with X-rays grazing incident to net plans ("Parallelanregung") has been more fully investigated within the whole reflection region. Used are the individual and in thin vacuum deposited grating lines of numerous Heidenhain gratings and furthermore several plan powder specimens. - Beside interference ring systems bright and dark bands are found as the angle of incidence is lowered under the amount of several degrees. In both cases clarifications show, that the interference process took place on crystallites of sizes smaller than 10^{-5} or 10^{-6} cm, lying in surface regions. - Recorded are also grating diffraction lines near the angle of total reflection. - It seems that the classical theory has never accounted for such anomalies.

Zusammenfassung: In Experimentalreihen wurde die sogenannte Parallelanregung, d. h. die anomale Erzeugung von üblichen BRAGG-Interferenzen durch streifend zu den Netzebenen einfallenden Röntgenstrahlen, im ganzen Reflexionswinkelbereich genauer untersucht. Als Metallpräpa-

Eingegangen am 28. 5. 1973

^{†)} Anschrift des Verfassers: Dr. Hermann Weyerer,
D-8058 Erding bei München, Rotkreuzstraße 62 B.

rate dienten die dünn und isoliert auf Glas niedergeschlagenen Teilungslinien einer ganzen Reihe von Heidenhain-Gittern sowie Planproben aus Pulvermaterial. - Neben den Interferenz-Ringsystemen traten, bei Einstrahlwinkeln von wenigen Grad und darunter, breite Hell-Dunkel-Bänder auf. In beiden Fällen handelte es sich um röntgenometrische Raumgitter-Interferenzen an oberflächennahen Kristalliten, deren Abmessungen unter 10^{-5} oder 10^{-6} cm lagen. - Weiterhin wurden im Gebiet der Totalreflexion die Röntgen-Beugungsspektren unter verschiedenen Aufnahmebedingungen registriert und auch hier Anomalien gefunden. - All diese merkwürdigen Experimentalergebnisse sind bisher von der Theorie offensichtlich nicht vorausgesagt worden.

Einleitung und Zielsetzung

Röntgenstrahlerinterferenzen treten auch dann auf, wenn streifend zu der reflektierenden Netzebenenschar eingestrahlt wird (Glanzwinkel $\psi \approx 0$), wenn also das Strahlenbündel nicht wie üblich unter dem BRAGSchen Winkel $\vartheta_B = \arcsin(\lambda/2 \cdot d)$ zu den Netzebenen auftrifft (Netzebenenabstand d , Wellenlänge λ). Dieser Vorgang kann als Parallelanregung bezeichnet werden (WEYERER 1972).

Die Erscheinung der Parallelanregung fordert zu einer genaueren Experimentaluntersuchung heraus; insbesondere interessiert das Intensitätsverhalten der Röntgeninterferenzen beim Übergang von $\psi \approx 0$ zu $\psi = \vartheta_B = \vartheta_{hkl}$. Außerdem erschien es wünschenswert, auch die Röntgenbeugung in das Untersuchungsprogramm mit einzubeziehen, um einige analoge Erscheinungen, die sich im Gebiet kleiner Glanzwinkel ψ abspielen könnten, im Experiment zu verfolgen.

Bisher ist in der Literatur eine bei streifender Röntgenstrahl incidenz arbeitende Versuchsanordnung zumindest nicht systematisch genug praktiziert worden. Die im folgenden zu beschreibenden Meßergebnisse liegen denn auch außerhalb der von der Wellentheorie vorausgesagten Effekte.

Versuchsführung

An einer kombinierten Röntgenbeugungsapparatur (WEYERER und MEIER-DING 1973) wurde wahlweise die Filmtechnik (Doneo-Film) und die Impulstechnik (Szintillationszähler) bei einer Strahlendivergenz von etwa $\pm 12'$ des monochromatisierten Primärstrahles angewandt und die Präparate zudem mit Hilfe einer Zylinderkamera (Strahlendivergenz 1° bzw. $1/3^\circ$; gefilterte Strahlung) röntgenometrisch untersucht. Es wurden Röntgenröhren mit Cu, Co, Cr und Mo als Antikathodenmaterial verwendet.

Optische Gitter als Probenmaterial. Vergleichsproben

Die Untersuchungen wurden an Heidenhain'schen Gittern vorgenommen; jede Gitterfläche maß $(30 \cdot 10) \text{ mm}^2$; ihre Gitterlinien bestanden entweder aus Au, Cr, UO_2 oder aus einer Thorium-Verbindung, und besaßen jeweils verschiedene Aufdampfdicken D der Gitterlinien und unterschiedliche Gitterkonstanten b .

Diese Gitter⁺⁾ boten zwei Vorteile:

- 1) Ihre Gitterlinien, aus polykristallinem Material auf planen Glasunterlagen aufgedampft, zeichneten sich durch exakt konturierte Profile aus; ihre Oberflächen hatten gleiche Abstände von der Glasunterlage (WEYERER und RODEMANN 1971).
- 2) Die Kristallite des Aufdampfmaterials wiesen eine Textur auf; ihre (111)-Ebenen lagen bevorzugt parallel zur Glasunterlage (WEYERER 1971a).

Um den Einfluß der Oberflächenbedingungen, die sich gerade bei schräger Inzidenz stark auswirken können (vgl. LAUE 1960, S. 332), kennenzulernen, wurden als Vergleichsproben zusätzlich noch Metallaufdampfschichten eingesetzt, die durchgehend aufgetragen waren und demnach keine Gitterstrukturen besaßen.

Meßergebnisse und ihre Besprechung

1. Parallelanregung einzelner Röntgenreflexe

Wird der Einstrahlwinkel ψ von Null bis ϑ_{hkl} und darüber hinaus variiert, so steigt die Intensität bis $\psi = \vartheta_{hkl}$ monoton an, um dann, für $\psi > \vartheta_{hkl}$, wieder zu fallen. Abb. 1 (Filmtechnik) zeigt dies am Beispiel der (111)- und der (333)-Raumgitter-Interferenzen von Aufdampfgittern. Gemessen wurde jeweils unter dem Beugungswinkel derselben (hkl)-Interferenz. Die BRAGGSchen Reflexionswinkel liegen für die (111)- bzw. (422)- bzw. (333)-Interferenzen bei $19,2^\circ$ bzw. $67,8^\circ$ bzw. $79,0^\circ$ (ϑ).

Genauere Ergebnisse lieferte die Impulstechnik (Abb. 2), die neben der Auswertung der Profilhöhen (Röntgenrate I als Funktion des Einstrahlwinkels ψ) auch ihre Breiten und Winkellagen mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen gestattete. Wieder ist die Einstrahlrichtung $\psi = \vartheta_{111}$ intensitätsmäßig hervorgehoben; doch läßt sich bei diesem Winkel ϑ_{111} weder für die Profillagen noch für die Profillagen ein Extremum nachweisen. Zu kleinen Winkeln ψ hin zeichnet sich für alle drei Bestimmungsstücke eine

^{+) Herr Dr. Johannes Heidenhain, Traunreuth/Obb., hat großzügigerweise eine Vielzahl speziell gefertigter Aufdampfgitter zur Verfügung gestellt.}

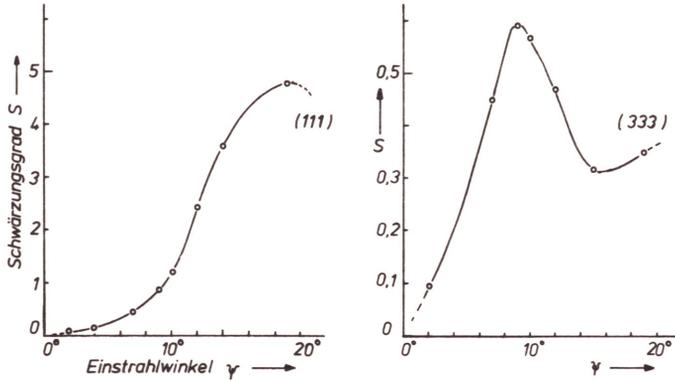


Abb. 1: Röntgen-Intensität der (111)- und der (333)-Raumgitter-Interferenzen in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel ψ . Polykristallines Material (Gold) aus der Gitterfläche eines 8 μm -Aufdampfgitters; Profildicke der Teilungslinien $D = 2000 \text{ \AA}$. $\text{CuK}\alpha_1$ -Strahlung (kristallmonochromatisiert) 40 kV, 20 mA. Photometerauswertung von Filmaufnahmen.

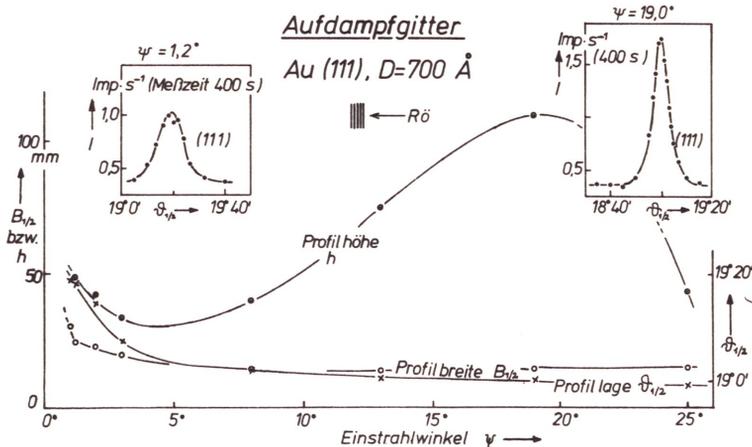


Abb. 2: Profilhöhe, Profilbreite und Profillage der (111)-Röntgeninterferenz, die von den strichrasterartigen und $D = 700 \text{ \AA}$ dick auf Glas aufgedampften Goldstreifen (polykristalline Gitterlinien) eines 8 μm -Heidenhain-Gitters stammen. Zur Bestimmung der Interferenz-Profile wurde bei jeweils konstantem ψ die Röntgenrate I in Abhängigkeit von der Detektorlage $\vartheta_{1/2}$ schrittweise bestimmt. Spaltweite der Detektorblende 0,5 mm $\approx 3,5'$. Nulleffekt des Szintillationszählers 0,3 $\text{Impulse}\cdot\text{s}^{-1}$. $\text{CuK}\alpha_1$ -Strahlung (monochr.) 40 kV, 20 mA. Der Primärstrahl war senkrecht zur Längsausdehnung der Gitterlinien ausgerichtet: spektroskopische Normlage, Impulstechnik.

ansteigende Tendenz ab; dabei machen sich einige Unregelmäßigkeiten bemerkbar, die man wohl auf Unebenheiten der Gitterflächen zurückführen muß. Alle diese Meßergebnisse stellten sich, mit geringfügigen Abweichungen, auch dann ein, wenn, statt der (in Abb. 2 verifizierten) spektroskopischen Normallage, der einfallende Röntgenstrahl nunmehr parallel zu den Teilungslinien desselben Gitters ausgerichtet wurde.

Eine Parallelanregung von Röntgeninterferenzen ist nicht nur an unterbrochenen Goldschichten von Gitterflächen (vgl. Abb. 1 und 2), sondern auch an durchgehend aufgedampften Goldschichten gefunden worden; sie läßt sich sogar an sehr dünnen Aufdampfschichten deutlich nachweisen (Abb. 3), falls diese Schichten vor der Aufnahme getempert - und damit umstrukturiert - werden und somit Kristallitabmessungen aufwiesen, die zwischen 10^2 und 10^3 Å lagen. Die Winkelabhängigkeit der Interferenzintensitäten sowie ihrer Profillagen und Profiltbreiten entspricht in allen wesentlichen Zügen denjenigen der Aufdampfgitter (Abb. 2).

2. Parallelanregung des gesamten Röntgendiagramms

Durch streifende Inzidenz von Röntgenstrahlen können im polykristallinen Material nicht nur Einzelreflexe, sondern auch mehrere ~~oder alle~~ Raumgitter-Interferenzen gleichzeitig, d. h. Teilbereiche der Röntgendiagramme, angeregt werden. Hierzu wurde das Filmverfahren eingesetzt und dabei eine gefilterte, in ihrer Divergenz nur mäßig beschränkte Strahlung verwendet.

Zunächst erfolgte die Einstrahlung unter dem BRAGSchen Winkel θ ; die Aufnahmen, beispielsweise Abb. 4, zeigten gleichmäßig geschwärzte, im Äquator verdickte Interferenzlinien; sie lassen erkennen, daß die Kristallitlagen jeder Gitterfläche einer Zufallsverteilung unterworfen waren, der sich zudem eine Vorzugsorientierung überlagert hatte. Wichtiger war die Feststellung, daß bei Parallelanregung im Prinzip sämtliche Interferenzen, die man auch vom polykristallinen Pulver her kennt, auftreten und zwar unabhängig von der Schichtdicke der Gitterlinien (100 bis 2000 Å), von der Breite dieser Teilungslinien (4 oder 3 oder 0,5 µm), von der Art des Aufdampfmaterials (Au, Cr, UO₂, Thorium-Verbindung) oder von der Strahlenart (CuK-, CoK-, CrK- und MoK-Strahlung).

In Abb. 5 sind die Meßergebnisse einiger Vorversuche zusammengestellt. Reduzierte man die Divergenz des Primärstrahls (von der 1 mm/1 mm-Parallelblende beispielsweise auf eine 0,3 mm/0,3 mm-Blende), so wurden nicht nur die Intensitäten, wie zu erwarten, verkleinert; vermindert wurde zusätzlich noch die auf ihre (111)-Interferenzen bezogenen Intensitätsverhältnisse der höher indizierten Reflexe. Eine Vermessung der Rückstrahllinien wies einen leichten Gang der Gitterkonstante a mit der Schichtdicke D nach (Tab. 1). Insgesamt ist somit der Nachweis einer polykristallinen Struktur innerhalb der aufgedampften Gitterlinien erbracht.

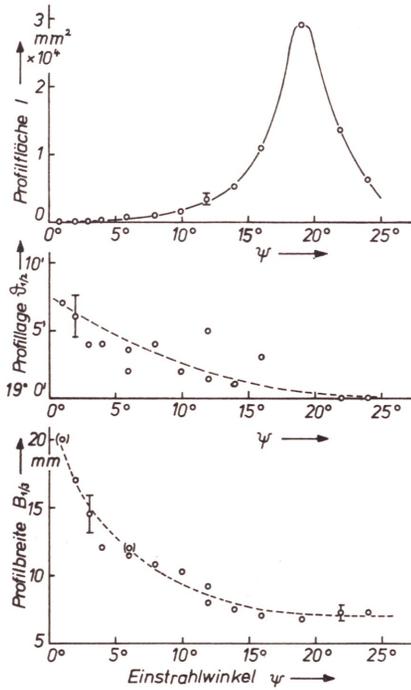


Abb. 3: Profilanalyse der (111)-Röntgeninterferenz von durchgehend aufgedampften Goldschichten. Mittlere Schichtdicke $D = 439 \text{ \AA}$, Wägemethode. Nach 2stündiger Temperung bei 300°C vermessen. $\text{CuK}\alpha_1$ (monochr.) 40 kV, 20 mA, Impulstechnik und Schreiberverfahren.



Abb. 4: Röntgen-Rückstrahllinien eines polykristallinen Rastergitters (Au, $D = 2000 \text{ \AA}$, Glasunterlage), $\text{CuK}\alpha$ -Strahlung (Ni-gefiltert) 40 kV, 24 mA, 1 mm-Parallelblende. Ein lichtoptisch aufkopierte Markenpaar diente zur Bestimmung der Filmschrumpfung, Einstrahlwinkel $\psi = 79^\circ$ ($\frac{2}{3}$). Proben-schwenkung um $\pm 2^\circ$. Belichtungszeit 3'.

Tab. 1: Atomabstände von polykristallinem Material einiger Gold-Aufdampfgitter (Schichtdicke D) und von Goldpulver als Vergleichsproben. Mittelwerte aus Photometer- und Komparator-Auswertungen. Filmschrumpfungs-Korrektur, Drei Beobachter.

Präparat (D)	CuK α_1 (333)		CuK α_2 (333)	
	(Kompar.)	(Photom.)	(Kompar.)	(Photom.)
1000 Å	4,068 ₂	4,068 ₅	4,068 ₃	4,067 ₈
2000 Å	4,069 ₁	4,069 ₄	4,069 ₅	4,068 ₇
Au-Pulver				
plan	4,069 ₇	4,069 ₆	4,069 ₉	4,069 ₇
0,5 mm ⁺⁾	4,070 ₅	4,070 ₇	4,070 ₇	4,070 ₆

⁺⁾ Kapillarglasdurchmesser

Sind alle röntgenbestrahlten Stellen dieser polykristallin aufgebauten Oberflächen, gerade auch bei Anregung durch Schrägeinfall, zur Aussendung von (hkl)-Interferenzen befähigt, so lassen sich die eigenartigen Hell-Dunkel-Bänder (Abb. 6) zwanglos erklären; sie stellen einfach die projektiv-interferentielle Abbildung der bestrahlten Oberflächen dar; sie treten vornehmlich für Glanzwinkel $\psi \lesssim 4^\circ$ auf (Abb. 6 a und b); wird ψ vergrößert, dann verkleinert sich die bestrahlte Oberfläche, und das helle Interferenzband zieht sich mehr und mehr auf die normale Interferenzlinie bei θ_{hkl} (Abb. 6 c und d) zusammen. Das Experiment ergab weiterhin, daß bei verkleinerter Strahlendivergenz die Helligkeitsbänder verblässen; sie verstärken sich, wenn ψ verkleinert wird; dabei muß eine durch Ungleichmäßigkeiten der Oberflächen ($< 10^3$ Å, vgl. WEYERER und RODEMANN 1971) bedingte Eigenabsorption der reflektierten Strahlung ausgeschaltet sein.

Die Deutung der Helligkeitsbänder (Abb. 6) als einer Gruppierung eng benachbarter Interferenzringe wurde durch zahlreiche Querversuche (Variation von ψ ; Veränderung der Strahlungsart; Vergleich mit ebenen Pulverpräparaten) erhärtet. Der Streuuntergrund der Glaträgerrückseiten ließ, erwartungsgemäß, keine derartigen Bänder oder andere Hell-Dunkel-Sprünge erkennen; der Glasuntergrund fiel im übrigen schwächer als der Streuuntergrund der Gitterfläche aus; in beiden Fällen zeigte sich im Winkelbereich um 45° (θ) ein breiteres Minimum, das, wie bekannt, dem Ausfall der parallel zur Strahlenebene polarisierten Streuteile der Röntgenbündel entspricht.

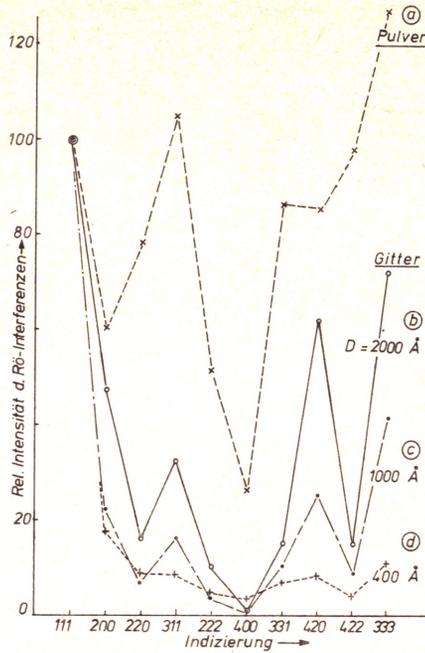


Abb. 5: Röntgen-Interferenzen von polykristallinem Gold, Normierung der (111)-Intensitäten auf 100%. CuK α -Strahlung (Ni-gefiltert) 40 kV, 24 mA, Eintrittsblende 1 mm/1 mm. ϑ_B BRAGG'scher Reflexionswinkel. Einfallswinkel $\psi = \vartheta_{111} = 19,2^\circ$ (ϑ).
 a) Planpräparat aus Goldpulver, Schichtdicke $D > 10 \mu\text{m}$, b) Goldgitter, Aufdampfdicke $D = 2000 \text{ \AA}$, Gitterkonstante $b = 8 \mu\text{m}$, c) Goldgitter, $D = 1000 \text{ \AA}$, $b = 8 \mu\text{m}$, d) Goldgitter, $D = 400 \text{ \AA}$, $b = 8 \mu\text{m}$.

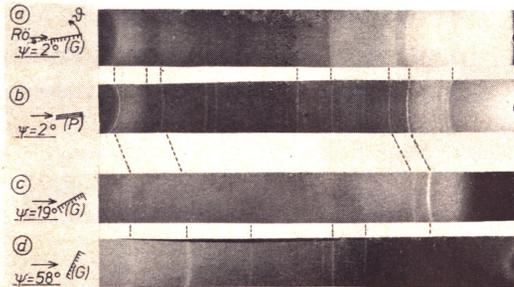


Abb. 6: Röntgenfeinstruktur-Diagramme in Abhängigkeit vom Einstrahlwinkel ψ , gewonnen am polykristallinen Goldmaterial von Aufdampfgittern (a, c, d), und von einer Pulverprobe (b), BRAGG'scher Reflexionswinkel ϑ_B . CuK α -Strahlung (Ni-gefiltert) 40 kV, 24 mA, Eintrittsblende 1 mm/1 mm, Belichtungszeit mehrere Minuten.

3. Parallelanregung im Winkelbereich der Totalreflexion

Ein Strahleneinfall, der unterhalb des Grenzwinkels $\psi(\text{tot})$ der Totalreflexion liegt, ruft einen oberflächenparallelen Energiestrom hervor. Auch in diesem Fall konnten an Aufdampfgittern deutliche, wenn auch schwache Röntgeninterferenzen (Rauminterferenzen) nachgewiesen werden; dabei wurde mit einem Diffraktometerverfahren gearbeitet (WEYERER und MEIERDING 1973). Wieder stimmte der Schwerpunkt der Interferenzlinien mit dem BRAGG'schen Winkel ϑ_B überein; der gesamte Ablenkwinkel betrug daher nicht $2 \cdot \vartheta_B$ (wie nach der BRAGG'schen Gleichung zu erwarten), sondern nur $[\vartheta_B + \psi(\text{tot})] \approx \vartheta_B$; für Gold ist $\psi(\text{tot}) \approx 32'$ (vgl. WEYERER 1972).

Daneben liefern optische Liniengitter bei einer Einstrahlung unterhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion auch relativ intensive Beugungslinien; sie werden u. a. zur Absolutbestimmung benutzt (vgl. WEYERER 1971a). In Rastergittern werden grundsätzlich - nach der Wellentheorie - die geradzahigen Beugungsordnungen weginterferiert (vgl. KOHLRAUSCH 1955); bei den Heidenhain'schen Aufdampfgittern jedoch treten sie mit der gleichen Intensität wie die "erlaubten" ungeradzahigen Ordnungen auf (Abb. 7; auch WEYERER 1972a).

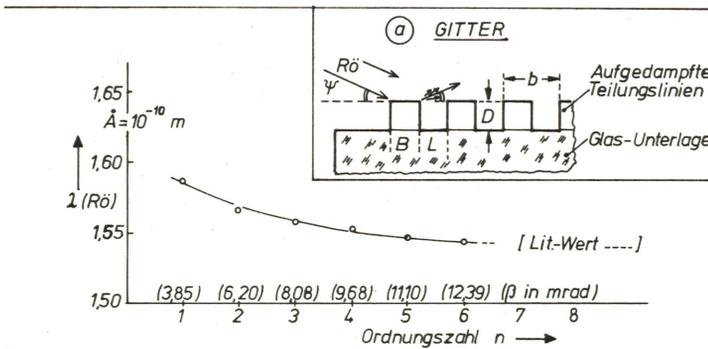


Abb. 7: Röntgen-Beugungsspektrum, gewonnen an einem Goldaufdampfgitter. Gitterkonstante $b = 8 \mu\text{m}$; Aufdampfdicke $D = 100 \text{ \AA}$. Einstrahlwinkel $\psi = 12,2'$. Ablenkwinkel β , bezogen auf den unter ψ reflektierten Strahl ($n = 0$). Die Indizierung n erfolgte aus der Berechnung der Wellenlänge (λ) für jede der registrierten Beugungslinien. a) Schema eines Aufdampfgitters ($B = L = 4 \mu\text{m}$; für derartige Rastergitter verlangt die Theorie einen Ausfall der ganzzahligen Beugungsordnungen $2n, 4n \dots$).

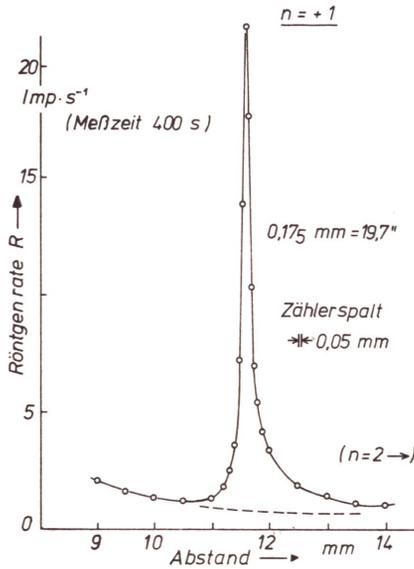


Abb. 8: Röntgenbeugungslinie 1. Ordnung ($n = 1$) eines $8 \mu\text{m}$ -Aufdampf-
gitters; Höhe der Au-Gitterlinien 400 \AA , ihre Breite $4 \mu\text{m}$, $\text{CuK}\alpha_1$ -
Strahlung (monochr.) 40 kV , 20 mA , Schrittweises Abtasten der Linien-
profilintensität ($R - \text{mm}$) mittels Szintillationszählers im Gitterabstand
von 1775 mm . Einstrahlwinkel $\psi = 10,0^\circ$.

Diese merkwürdigen Meßergebnisse sind im Experiment gut abgesichert worden. Weniger überzeugend fiel dagegen das Meßergebnis aus, wonach durch Profilanalyse der 1. Beugungsordnung (Abb. 9) die Linienbreiten B_n trotz einer Verringerung der Zahl N der beteiligten Gitterlinien - bis auf $1/5$ der ursprünglichen Linienzahl - keine sicher nachweisbare Veränderung erfahren haben; es kam zwar die Strahlendivergenz ($\pm 12''$) den Linienbreiten recht nahe; doch war immerhin die Meßgenauigkeit so groß, daß sie eine Erfassung der $B_{1/2}-\psi$ -Abhängigkeit erlaubte (Abb. 10, unten) und eine Bestätigung der relativen Breitenabhängigkeit von der Beugungsordnung n (Abb. 10, oben) erbrachte; für diese Abhängigkeit gilt die theoretische Beziehung $B_{1/2}(\beta_n)/B_{1/2}(\psi) = \psi/(\psi + \beta_n)$; β_n ist der auf den Reflexionswinkel ψ bezogene Beugungswinkel n -ter Ordnung. Die Theorie fordert für eine Verkleinerung der effektiven Linienzahl auf ein Fünftel eine fünfmal größere Linienbreite; sie verlangt außerdem eine physikalische Linienbreite $\Delta\beta = \lambda/(2 \cdot N \cdot \psi) \approx 1''$; $\Delta\beta$ ist allerdings unter der idealisierenden Voraussetzung abgeleitet (BLOCHIN 1957), daß Gitterstriche vorliegen, deren Breiten schmal gegenüber der Gitterkonstante sind. Die im Experiment beobachteten Beugungslinienbreiten sind, auch von anderen Autoren, um eine Größenordnung breiter registriert worden.

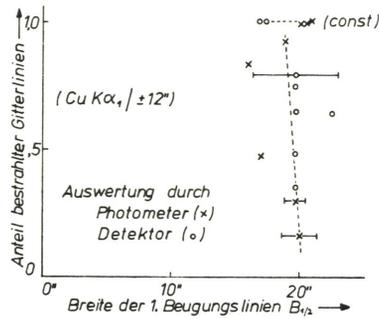


Abb. 9: Linienbreiten der 1. Beugungsordnung in Abhängigkeit von der Zahl N der bestrahlten Gitterlinien eines $8 \mu\text{m}$ -Au-Gitters. $\text{CuK}\alpha_1$ -Strahlung (monochr.) 40 kV, 20 mA, Einstrahlwinkel $\psi = 10,0^\circ$, Detektor-(bzw. Film-)Gitterabstand 1775 mm, Photometrische (x) und impuls-technische (o) Auswertung der Beugungslinienprofile.

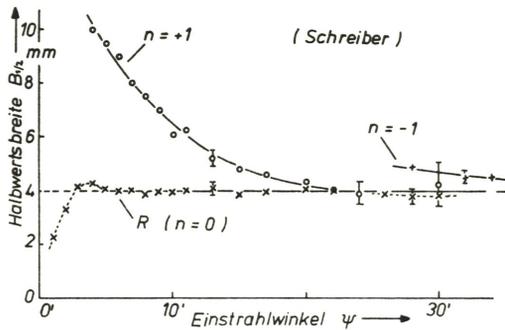
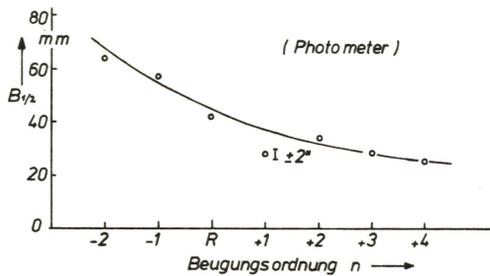


Abb. 10: Halbwertsbreiten von Beugungslinien in Abhängigkeit von der Beugungsordnung n bzw. vom Einstrahlwinkel ψ . Sonst wie Abb. 9.

Schlußbemerkung

Es scheint eine gewisse Analogie zwischen der hier aufgezeigten Röntgen-Parallelanregung und dem sogenannten Gitterführungseffekt (channeling effect, vgl. SEILER und KUHNLE 1970) zu bestehen, bei dem die Einstrahlung unter einem durch eine Reflexionsrichtung ausgezeichneten Winkel die einfallenden Teilchen, z. B. Elektronen, zu einem Laufweg längs der Netzebenenscharen zwingt. Andererseits dürften die bekannten, aber noch nicht endgültig aufgeklärten WOODSchen Streifen (1935) andere Ursachen als die Hell-Dunkel-Streifen der Abb. 6 haben.

Insgesamt muß eingeräumt werden, daß sich angesichts der vorliegenden Meßergebnisse die sonst so erfolgreich operierende Interferenz-Theorie nicht mehr als ein in sich abgeschlossenes System darzustellen scheint. Sie kommt ohnedies nicht ohne zweckdienlich eingerichtete Zusatzannahmen aus (vgl. LAUE 1960).

Auch aus diesem Grund ist eine Erweiterung unseres Versuchsprogramms auf Einkristalle wünschenswert, wobei vor allem das Intensitätsverhalten zwischen reflektierten und einfallenden Röntgenstrahlen sowie die Frage einer zeitlichen Korrelation zwischen verschiedenen Reflexen desselben Diagramms studiert werden soll.

Danksagung

Für die zahlreichen und genauen Meß- und Auswertarbeiten danke ich meinen bewährten Mitarbeitern Frl. Alke und Frl. Breitenfelder sowie den Herren Meierding, Mielke und Voigt.

Literatur

- BLOCHIN, M. A., Physik der Röntgenstrahlen, Berlin: VEB Verlag Technik 1957
 KOHLRAUSCH, F., Praktische Physik, Bd. 1 (1955), S. 514
 LAUE, M. von, Röntgenstrahlinterferenzen, Frankfurt/Main: Akad. Verlags-Ges. 1960; Ann. Physik 28 (1937) 528
 SEILER, H. und G. KUHNLE, Z. Angew. Physik 29 (1970) 254
 WEYERER, H., Acta Cryst. A 28 (1972) 295; Optik 34 (1971a) 87; Ann. Physik 28 (1972a) 187
 WEYERER, H. und W. MEIERDING, Acta Physica Austr. 37 (1973) demnächst
 WEYERER, H. und H. RODEMANN, Optik 33 (1971) 552
 WOOD, R. W., Phys. Rev. 48 (1935) 928