

Intensitäts- und Koinzidenzverhalten von Röntgen-Interferenzen

bei gepulster Einstrahlung

von

H. Weyerer <sup>†)</sup>

**Zusammenfassung:** Interferenzexperimente mit schwachen Röntgenintensitäten erbrachten für den Fall, daß die Röntgenröhren in einer Halbwellenschaltung betrieben wurden, einige - in wellentheoretischer Sicht - auffallende Ergebnisse: a) Abweichungen von der linearen Intensitätsproportionalität zwischen einfallender und reflektierter Röntgenstrahlung, b) Nachweis einer - geringfügigen - Rate von systematischen Koinzidenzen zwischen Reflexen desselben Interferenz-Diagramms, c) Auftreten von Rückwärtslinien, deren Reflexionswinkel nicht von den Bragg-Laue-Bedingungen gefordert werden. Die angewandte Versuchsführung, Intensitäts- und Koinzidenzmessungen bei gepulster Einstrahlung, erscheint geeignet, Rückschlüsse auf das eigentliche Geschehen während des Röntgeninterferenzvorganges im Kristall zu ziehen.

**Summary:** The coincidence method has been applied to X-ray diffraction measurements. Scatterer used were single Si crystals (BORRMANN) and threefold Si crystal arrangements (BONSE-HART). Both, pulsed radiation (X-ray tube operated at Halbwellenschaltung) and constant irradiation (Gleichrichterschaltung) were employed. Two counters, set at various angles of X-ray patterns, allowed to register the single and the coincidence rates; the rates varied between 1 and  $10^4$  counts per s (separata quanta). Film technique was used, too: - Some remarkable effects were observed, but only in case of pulsed X-ray incidence:

---

Eingegangen am 28. 5. 1973

<sup>†)</sup> Anschrift des Verfassers: Dr. Hermann Weyerer,  
D-8058 Erding bei München, Rotkreuzstraße 62 B.

a) Refutation of the linear proportionality between the incident and the reflected intensities, b) existence of a small rate of systematic coincidences between coherent and incoherent beams, c) appearance of back reflections, non attached to an adequate net plan ensemble ("antibragg" reflection). - Such investigations led hope to receive more detailed conclusions concerning the intrinsic interference process of X-rays in crystals.

### Problemstellung

Die Interferenzbedingungen von LAUE und BRAGG lassen sich als das Ergebnis einer elastischen Streuung von Röntgenstrahlen an Kristallen interpretieren; sie beinhalten eine pauschale bzw. eine geometrische Betrachtungsweise (KITTEL 1969, Kap. 2).

Ein tieferes Eindringen in den Interferenzvorgang vermittelt der Borrmann-Effekt (BORRMANN 1941, 1950); er führt zu der Erkenntnis, daß eine enge Kopplung zwischen der Röntgenstrahlung und dem Kristallgitter besteht; die Ausdeutung des Borrmann-Effekts wurde - mit durchschlagendem Erfolg - wellentheoretisch vorgenommen; doch hat man hierbei einige ad hoc-Annahmen in Kauf zu nehmen (LAUE 1960, § 27, 28).

Es wurde auch eine quantenhafte Interpretation des Interferenzgeschehens - versuchsweise - vorgeschlagen (DUANE 1923). Dieses Modell einer Quanteninterferenz postuliert eine aktive und quantenhaft geregelte Teilnahme des Gitters am Interferenzgeschehen; als Vorteil kann sein auf einzelne Photonen abgestelltes Konzept gewertet werden; das Duanesche Modell basiert aber auf einer Quantengesetzlichkeit, die bisher offenbar noch nicht hinreichend gut begründet werden konnte; immerhin gelang es in einfach gelagerten Fällen, die Beugungswinkel richtig wiederzugeben (vgl. auch LANDE 1971).

### Zielsetzung

Durch Kombination dieser und anderer Auffassungen gelingt es, eine modifizierte, hypothetische Vorstellung vom Interferenzgeschehen abzuleiten<sup>†</sup>); sie hat die Versuchsführung der im folgenden zu beschreibenden Experimente maßgeblich beeinflußt. Demnach muß eine experimentelle Überprüfung dahin zielen, den als relativ kurzzeitig vermuteten Anregungszustand

<sup>†</sup>) Ein semikorpuskulares Quantenmodell der Röntgenstrahlinterferenz soll in Kürze zur Diskussion gestellt werden (s. diese Zeitschrift, S. 49).

des interferierenden Kristalles in gewissen Zeitabständen durch Beschuß von mehr als 1 Photon meßbar zu verändern ("stimulieren"). Die Ausdeutung kritisch angesetzter Meßreihen sollte dann in der Lage sein, die erwähnte Arbeitshypothese zu bestätigen oder zu widerlegen (vgl. WEYERER 1973).

### Versuchsführung

Die skizzierten Umstände verlangten folgende (unübliche) Maßnahme: Trotz der Absicht, Einzelphotonenversuche auszuführen, wurden die Röntgenröhren in Halbwellenschaltung betrieben; denn in den Spitzen der angelegten Wechselspannung,  $kV_{\sim}$ , ist eine Tendenz zur zusätzlichen Anhäufung der emittierten Photonen zu erwarten; sie ist außerdem von der Röhrenstromstärke, mA, abhängig. Die Betriebsbedingungen wurden zunächst erheblich variiert, da unbekannt war, wie rasch zwei sukzessiv emittierte Röntgenquanten aufeinanderfolgen würden.

In den Hauptversuchen, die einen in diesem Sinn "gepulsten" Röntgenstrahl benutzten, traten tatsächlich die gesuchten Abweichungen der Meßergebnisse von der herkömmlichen Theorie auf, nicht aber bei den mit gleichgerichteter, monochromatisierter Primärstrahlung,  $kV_{\parallel}$ , gefahrenen Koinzidenz- und Interferenz-Experimenten.

Kontrollehalber wurde das Antikathodenmaterial der Röhren (Wellenlängen) gewechselt und die Strahlendivergenz verändert. Im Vordergrund standen jeweils systematische Variationen der Strahlenqualität ( $kV_{\sim}$ ,  $kV_{\parallel}$ ) und ihrer Intensität (mA). Außerdem sind von Zeit zu Zeit die elektronischen Einheiten und die beiden Röntgendetektoren ausgetauscht oder neu eingerichtet worden. Zahlreiche Filmaufnahmen ergänzten die Zählergebnisse.

### Kristallmaterial

Besondere Sorgfalt wurde auf Auswahl, Bearbeitung und Justierung der Streukörper (Kristalle) gelegt.

Silizium-Einkristalle hoher Güte standen als Scheiben unterschiedlicher Dicken ( $0,3 < D < 3$  mm) zur Verfügung.

Zwei 3-Kristallanordnungen, jeweils aus einem Si-Block erhaben herausgearbeitet, behielten ihre Reflexionsfähigkeit bei, da in allen Kristall-Lamellen die Netzebenen parallel zueinander lagen und dieselben Abstände aufwiesen<sup>†</sup>).

<sup>†</sup>) 3-Kristall-Kombinationen werden seit einigen Jahren in Bonse-Hart-Röntgeninterferometern (1965 - 1967) verwendet. Die vorliegenden Exemplare wurden im Institut Prof. Bonse, Univ. Münster, geschnitten, wofür nochmals bestens gedankt sei.



ergebnisse zugute. Gegenüber den Einkristallen besitzen die 3-Kristall-Anordnungen weitere Vorteile (Abb. 1b): Neben den beiden Stellen eines gewöhnlichen Borrmann-Effekts (B) findet sich noch der sonst kaum realisierbare Fall einer zweifachen, kohärenten Einstrahlung unter  $+\sqrt{B}$  und  $-\sqrt{B}$  vor (BB). Außerdem erleichtert eine 3-Kristall-Anordnung die Einstrahlung in Gegenrichtung ( $R_H$  und  $R_{\bar{H}}$ , Abb. 1a und 1b; überhaupt zeichnet sich die 3-Kristall-Anordnung (Abb. 1b) durch die sauber ausgebildeten, nebeneinanderliegenden und (mehrfach) kristallmonochromatisierten Reflexe  $R_O$  und  $R_H$  vor dem einfachen Borrmann-Strahlengang (Abb. 1a) aus.

### Meßanordnung

Zwei Röntgendetektoren, jeweils von gleicher Bauart, wurden gleichzeitig eingesetzt; sie ließen sich in einer speziellen Diffraktometereinrichtung (WEYERER und MEIERDING 1973) in alle Winkelstellungen des Röntgendiagramms verschieben; ihre elektronischen Zählvorrichtungen waren, ähnlich der Botheschen Anordnung (1925, 1927), durch eine Koinzidenzstufe ergänzt und auf eine Totzeit von der Größenordnung  $\mu\text{s}$  ausgerichtet worden (Abb. 2).

Eine häufige Überprüfung der Röntgenraten bestätigte eine sich über Stunden und Tage erstreckende Konstanz der Röntgenstrahlung (Abweichungen wenige Prozent). Mit optischen Mitteln wurden analoge Tests für die Stabilität von Apparatur und Präparathalter vorgenommen (Abweichungen wenige Bogensekunden). Falls die (einzeln geprüften) Zählleinheiten, besonders die Koinzidenzstufen, größere Abweichungen aufwiesen, wurden sie ausgetauscht bzw. repariert und wieder neu aufeinander abgestimmt.

### Auswertung

Nach Berücksichtigung von Nulleffekten und, soweit erforderlich, von Zählverlusten wurden aus den Einzelraten  $R_1$  und  $R_2$  (Ereignishäufigkeiten pro Sekunde; Intensitäten) der Detektoren  $D_1$  und  $D_2$  (Abb. 2), sowie aus den gemessenen Koinzidenzraten  $C_{12}(\text{gem})$  nach Ausweis der kernphysikalischen Koinzidenztechnik (FÜNFER und NEUERT 1959; WAPSTRA 1966) die Rate der systematischen Koinzidenzen  $C_{12}(\text{syst})$  durch Abzug der zufälligen Koinzidenzen  $C_{12}(\text{zuf}) = 2 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot \tau_c$  ( $\tau_c$  Auflösungsvermögen der Zählapparatur =  $10^{-6}\text{s}$ ) von den gemessenen Koinzidenzen  $C_{12}(\text{gem})$  gewonnen:

$$C_{12}(\text{syst}) = C_{12}(\text{gem}) - C_{12}(\text{zuf}).$$

$C_{12}(\text{zuf})$  wurde durch die 2-Quellen-Methode, teilweise auch durch die Methode verzögerter Koinzidenzen und durch radioaktive Standards bestimmt, jeweils bei unterschiedlichen Anregungsbedingungen und unterschiedlichen Röhrendaten. Wird die Ansprechwahrscheinlichkeit der Röntgendetektoren

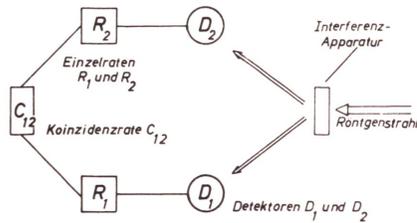


Abb. 2: Schema der Meßanordnung, um in Röntgen-Interferogrammen mit zwei Detektoren die Intensitäten (Einzelraten) zu messen und die Raten von Zweifach-Koinzidenzen zu bestimmen.

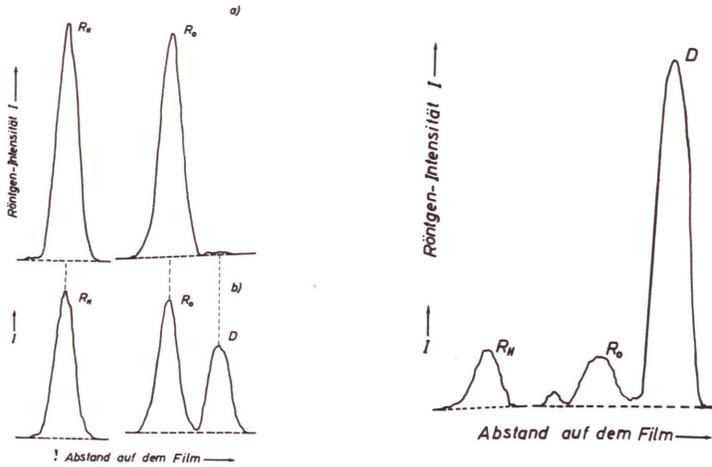


Abb. 3: Röntgen-Intensitäten der reflektierten Strahlen ( $R_O$ ,  $R_H$ ) und des durchgehenden Strahls ( $D_O$ ; hier:  $D$ ). Borrmann-Effekt nach Abb. 1a. Filmtechnik, photometrische Auswertung. Si-Kristall, Dicke 3 mm, Gepulste  $CuK\alpha$ -Strahlung (Halbwellenschaltung, Ni-gefiltert) 12,5 kV<sub>~</sub>, a) Röhrenstrom 20 mA, Belichtungszeit 64 h, b) 10 mA, 59 h.

Abb. 4: Röntgenaufnahme, Strahlenqualität 16 kV<sub>~</sub>, 13 mA; Belichtungszeit 2 h. Sonst wie Abb. 3.

(Szintillationszähler) gleich eins gesetzt, so folgt für  $\epsilon$ , dem Bruchteil der auf die Gesamtzahl  $N$  aller Röntgenquanten bezogenen systematischen Koinzidenzen, der Zusammenhang  $C_{12}(\text{syst}) = \epsilon \cdot N$  oder

$$\epsilon = 2 \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_2} \cdot \left\{ \tau(\text{gem}) - \tau(\text{zuf}) \right\};$$

sein statistischer Fehler beträgt  $\Delta\epsilon = 2 \cdot (\tau/t)^{1/2}$ ;  $t$  ist die Registrierzeit; denn günstiger als ein Vergleich der Raten selbst ist ein Relativvergleich in der Form

$$\tau = C_{12} / (2 \cdot R_1 \cdot R_2);$$

$\tau$  nennt man das effektive Auflösungsvermögen; bei dieser Auswertungsweise entfallen die durch Schwankungen und Unsicherheiten der Röntgenstrahlung bedingten Fehler (vgl. JÁNOSSY 1955).

#### Meßfehler

Die statistischen Fehler der Zählraten betragen im Fall der Einzelraten,  $\Delta R = \pm \sqrt{(R_1 + R_2)/t}$ , im Mittel  $\pm 0,04$  Impulse pro s und konnten bis 0,01 und 0,1 Imp/s reichen. Die entsprechenden Fehler für die Koinzidenzraten,  $\Delta C_{12} = \pm (C_{12} \cdot t)^{1/2} = \pm (R_1 \cdot R_2 \cdot 2 \cdot \tau \cdot t)^{1/2}$  lagen teilweise bis zu einer Zehnerpotenz höher. Der Fehler für den Anteil systematischer Koinzidenzen,  $\Delta\epsilon = \pm 2 \cdot (\tau/t)^{1/2}$ , nahm Werte um  $\pm 0,2 \cdot 10^{-4}$  an, konnte aber im Einzelfall ein Mehrfaches davon erreichen. Die Nulleffekte für die Detektoren wurden zu 0,6 Imp/s bestimmt.

#### Meßergebnisse

Die Meßreihen an Si-Kristallen und -Kristallkombinationen deckten drei Erscheinungskomplexe auf: ein merkwürdiges Intensitätsverhalten der (bekannten) Röntgen-Reflexe, ihr unerwartetes Koinzidenzverhalten und schließlich ein zusätzliches Auftreten von "antibraggischen" Röntgenreflexen, die vom Kristall in Gegenrichtung zu den bekannten Röntgenreflexen ausgesandt werden.

#### 1. Intensitätsverhalten der Röntgenreflexe

An dickeren Silizium-Einkristallen läßt sich bequem untersuchen, inwieweit im Borrmann-Strahlengang (Abb. 1a) das Intensitätsverhältnis zwischen den reflektierten Strahlen ( $R_O, R_H$ ) und dem durchgehenden Strahl ( $D_O$ ) von der Primärstrahlintensität abhängt.

Bleibt die Strahlenqualität (Photonenenergie) des Primärstrahls ungeändert (beispielsweise 12,5 kV<sub>m</sub>) und wird lediglich seine Intensität (mA, Flußdichte der Photonen) geändert, so glaubte man bisher, eine gleichsinnige Intensitätsänderung sowohl für die Reflexe als auch für den durchgehenden Strahl erwarten zu können. Dies wurde nicht gefunden (Abb. 3). Statt dessen blieb in Abb. 3a der Anteil der durchgehenden Intensität stärker reduziert als in Abb. 3b. Trivialerweise dürfte eine D<sub>0</sub>-Änderung nur durch eine Qualitätsänderung des Primärstrahls, also durch eine kV<sub>m</sub>-Änderung zustandekommen (Abb. 4); tatsächlich zog hier eine Aufhärtung des Primärstrahls eine Intensitätszunahme von D<sub>0</sub> nach sich.

Eine genauere Einsicht in die Intensitätsanomalie der Abb. 3 wurde durch systematische Untersuchungsreihen gewonnen; dabei ist die Röntgenrate R (Intensität) in Abhängigkeit vom Strom (mA) und Spannung (kV<sub>m</sub>) der Röntgenröhre aufgenommen worden. Solche R-mA-Kurven sind für einen 3 mm-Kristall in Abb. 5 wiedergegeben; man sieht, daß auch die gesuchten negativen Kurvensteigungen registriert wurden; sie traten vornehmlich bei kleinen kV<sub>m</sub>-Werten und bei größeren mA-Werten auf; hier fiel, merkwürdigerweise, die Reflexintensität ab, obgleich die Primärstrahlintensität (mA) ständig erhöht wurde (Abb. 6).

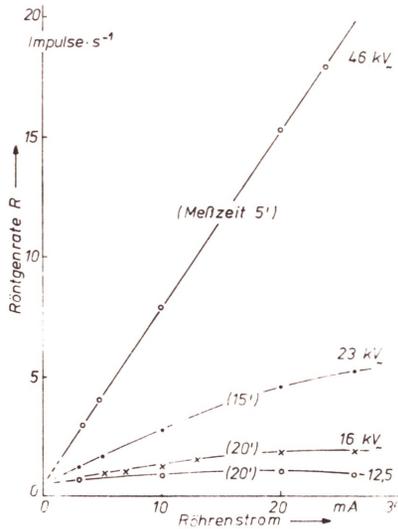


Abb. 5: Abhängigkeit der Röntgenintensität (Röntgenrate R) von der Qualität (kV<sub>m</sub>) und der Intensität (mA) der Primärstrahlung. Borrmann-Effekt nach Abb. 1a, Gepulste CuK $\alpha$ -Strahlung. Eintrittsblende 0,3 mm Durchmesser, Dicke des Si-Kristalls 3 mm.

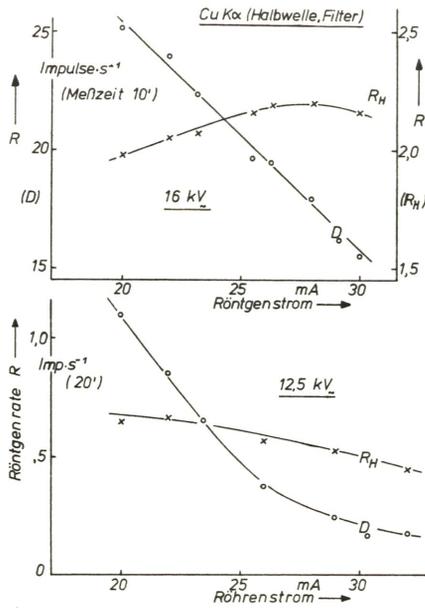


Abb. 6: Intensitätsanomalie im Röntgen-Interferogramm eines 2 mm dicken Si-Kristalls, Gepulste CuK $\alpha$ -Strahlung. Gleichzeitige Messung mit zwei gleichartigen Szintillationszählern. Sonst wie Abb. 5.

Denselben Effekt erzielte man mit der härteren MoK $\alpha$ -Strahlung (Abb. 7 und 8). Diese Intensitätsanomalie fand sich bei allen Kristalldicken ein, ebenso bei den Kristallkombinationen mit ihren 3 dünnen Si-Lamellen (Abb. 9a). Dagegen brachte ein konstanter Quantenstrom ( $kV_{II}$ , Gleichspannungsbetrieb der Röntgenröhre) diesen Intensitätsabfall nicht zustande; alle R-mA-Kurven zeigten eine positive Steigung (vgl. Abb. 9b).

Die vorliegenden Beobachtungsdaten stellen somit die Allgemeingültigkeit der (wellentheoretisch geforderten) Intensitäts-Unabhängigkeit von Interferenzfiguren in Frage.

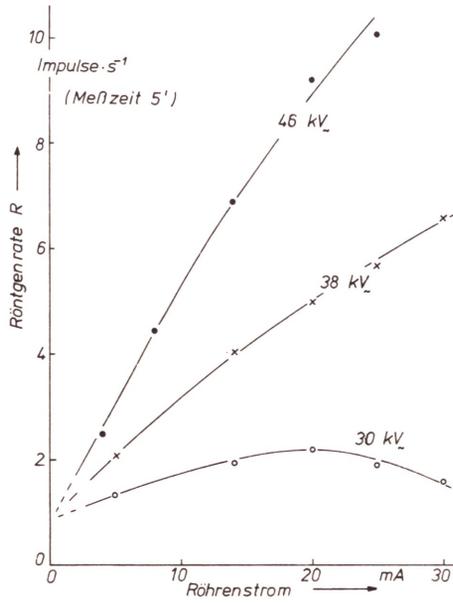


Abb. 7: Röntgenraten-Röhrenstrom-Abhängigkeit eines 2 mm dicken Si-Kristalls, angeregt durch eine gepulste MoK $\alpha$ -Strahlung. Sonst wie Abb. 5.

(220)-Reflex  $R_H$  einer 2mm Si-Scheibe

30 KV, Mo K $\alpha$ -Strahlung (gefiltet, Halbwellenschaltung)

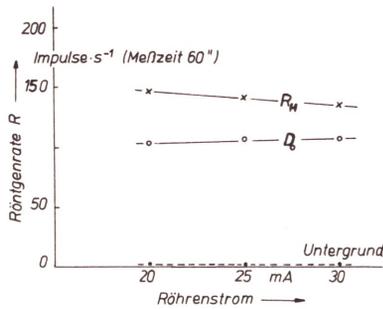


Abb. 8: Gegenläufige Intensitätsabhängigkeit des reflektierten ( $R_H$ ) und des durchgehenden ( $D_0$ ) Röntgenstrahls. Sonst wie Abb. 7.

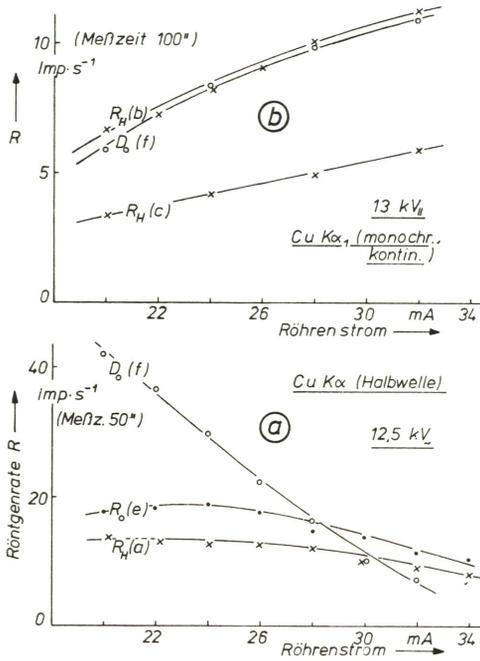


Abb. 9: Röntgenintensitäten einer 3-Kristall-Anordnung aus Si, Einseitige Einstrahlung a) mit gepulster, b) mit kontinuierlicher CuK $\alpha$ -Strahlung (Rö in Abb. 1b), Sonst wie Abb. 5.

2. Koinzidenzverhalten der Röntgenreflexe

Vermutlich ist das besprochene anomale Intensitätsverhalten auf eine Art von zeitlicher Korrelation zurückzuführen (Emissionsbehinderung oder -verzögerung). Dann sollten Koinzidenzversuche eine Entscheidungshilfe darstellen. Fliegen nämlich die Röntgenquanten einzeln auf den Kristall zu, so können von zwei in verschiedenen Winkelstellungen positionierten Detektoren keine echten (systematischen) Koinzidenzen registriert werden; dies wäre nur dann möglich, wenn von jedem einzelnen Röntgenquant alle Winkelbereiche gleichmäßig mit Energie versorgt würden (Wellenaspekt, Kugelwellenkonstruktion; große Zahl von systematischen Koinzidenzen) oder wenn der Kristall, nach vorangegangener Speicherwirkung, zwei Einzel-

photonen gleichzeitig in die beiden Detektoren entließe (semikorpuskularer Aspekt; kleine Zahl von systematischen Koinzidenzen),

Gefunden wurde bei gepulster Röntgeneinstrahlung ( $kV_{\sim}$ ) eine kleine Koinzidenzrate; es entfielen im allgemeinen auf einen Röntgenimpuls rund  $10^{-4}$  systematische Koinzidenzen. Ein kontinuierlicher Quantenstrom ( $kV_{\#}$ ) zeigte dagegen keine sicher nachweisbaren, über der Rate zufälliger Koinzidenzen liegenden systematischen Koinzidenzen, ob die Messungen nun an der Stelle des einfachen (B) oder des doppelten (BB) Borrmann-Effektes vorgenommen, ob sie zwischen  $R_O$ - und  $R_H$ -Strahlen ausgeführt wurden oder ob ein "antibraggischer" Reflex (s. Punkt 3) als Bezugslinie gewählt wurde.

Bei gepulster Röntgeneinstrahlung überwogen die systematischen Koinzidenzen umso stärker die Rate der zufälligen Koinzidenzen, je kleiner die  $kV_{\sim}$ -Werte gewählt wurden; sie erreichten dort Raten bis 0,01 Impulse pro Sekunde. Die Zahl der systematischen Koinzidenzen stieg im allgemeinen, gleiche Bedingungen vorausgesetzt, mit der Intensität der Primärstrahlung, also mit mA, recht genau linear an.

Tab. 1 enthält die Zähl- und Auswerteergebnisse der  $CuK\alpha$ -Strahlung, Tab. 2 die der  $MoK\alpha$ -Strahlung. Kontrollmessungen wurden auch mit zwei weiteren Detektorpaaren vorgenommen, deren zeitliches Auflösungsvermögen um zwei Größenordnungen differierte ( $10^{-4}$  s und  $10^{-6}$  s).

Insgesamt erbrachten die Koinzidenzversuche den Nachweis, daß bei gepulster Röntgeneinstrahlung eine kleine absolute Häufigkeit von systematischen Koinzidenzen vorlag und daß diese Koinzidenzen gerade bei solchen Anregungsbedingungen (kleine  $kV_{\sim}$ -Werte) deutlicher in Erscheinung traten, bei denen auch die Intensitätsanomalien (s. Punkt 1) anwuchsen. Weiterhin haben die Experimente sichergestellt oder bestätigt, daß jedes Röntgenquant seinen eigenen Interferenzprozeß auszulösen vermag, daß aber auch manchmal, offenbar durch Vermittlung des Kristalls, eine Kopplung zwischen hintereinander einlaufenden Röntgenquanten besteht.

### 3. Röntgenreflexe in "antibraggischen" Richtungen

Eine gepulste Röntgeneinstrahlung regte in der Äquatorebene zusätzlich die Röntgenreflexe  $R_H$  an (vgl. Abb. 1b); sie sind in Abb. 10b den normalen Reflexen  $R_H$  (Abb. 10a) einer 3-Kristall-Anordnung gegenübergestellt worden. Diese Rückreflexe  $R_H$  wurden auch bei Einzelkristallen gefunden (vgl. Abb. 1a), unabhängig davon, ob mit  $CuK\alpha$ - oder mit  $MoK\alpha$ -Strahlung gearbeitet wurde.

Einen Röntgenreflex in  $(360^\circ - \vartheta_B)$ -Richtung, also  $R_H$  in Abb. 1a, kennt die Bragg-Ewald-Konzeption nicht. Allgemein sollte nach dem Wellenbild

Tabellen 1 und 2: Koinzidenzmessungen in Röntgen-Interferogrammen, Einstrahlung mit gepulster 1) CuK $\alpha$ -Strahlung, 2) MoK $\alpha$ -Strahlung. Röhrendaten kV $\sim$  und mA. Silizium-Kristalle als Streukörper. Reflektierter ( $R_H$  bzw.  $R_O$ ) und durchgehender ( $D_O$ ) Röntgenstrahl, Untergrund U, vgl. Abb. 1. Zwei Detektoren in Koinzidenzschaltung, Auflösungsvermögen  $\tau_C \approx 1 \mu s$ , vgl. Abb. 2, Meßzeit t, Einzelraten  $R_1$  und  $R_2$ , gemessene Koinzidenzraten  $C_{12}$ , Bruchteil  $\epsilon$  aller Impulse, die systematische Koinzidenzen verursachen. Rate = Impulse pro Sekunde.

Röhrendaten	t	$R_1$	$R_2$	$C_{12}$	$\epsilon$	
Tab. ① CuK $\alpha$ -Strahlung (Ni-Filter, Halbwellenbetrieb), Si-Kristall 3 mm						
12,5 kV $\sim$ , 20 mA	52260 <sup>''</sup>	0,981	1,075	0,0016	15,5 · 10 <sup>-4</sup>	} $\frac{R_O}{R_H}$
23 20	57600 <sup>''</sup>	4,893	5,523	0,0196	3,1	
23 5	53700 <sup>''</sup>	1,598	1,801	0,0015	8,8	
46 20	58200 <sup>''</sup>	15,72	23,90	0,0063	2,4	
12,5 kV $\sim$ , 3 mA	1800 <sup>''</sup>	0,737	0,836	0,0011	14,1 · 10 <sup>-4</sup>	} $\frac{D_O}{R_H}$
12,5 10	1200 <sup>''</sup>	0,878	0,850	0,0016	18,5	
12,5 20	1260 <sup>''</sup>	1,043	0,784	0,0016	17,4	
12,5 26	1335 <sup>''</sup>	0,942	0,749	0,0037	44,4	
16 26	600 <sup>''</sup>	1,895	3,938	0,0083	15,0	
23 26	600 <sup>''</sup>	5,475	321,3	0,0383	3,9	
23 kV $\sim$ , 20 mA	80040 <sup>''</sup>	0,714	5,129	0,0017	0,8 · 10 <sup>-4</sup>	U / $R_H$

Tab. ② MoK $\alpha$ -Strahlung (Zr-Filter, Halbwellenbetrieb), Si-Kristall 2 mm						
30 kV $\sim$ , 14 mA	18420 <sup>''</sup>	22,48	2,592	0,0027	2,1 · 10 <sup>-4</sup>	} $\frac{R_O}{R_H}$
30 24	12660 <sup>''</sup>	26,48	2,420	0,0028	1,9	
46 6	17635 <sup>''</sup>	62,41	4,440	0,0049	} innerhalb der Fehlerrspanne	
46 14	26580 <sup>''</sup>	124,2	8,900	0,0220		
46 24	3360 <sup>''</sup>	174,6	13,12	0,0484		
30 kV $\sim$ , 12 mA	17160 <sup>''</sup>	11,92	3,770	0,0019	2,9 · 10 <sup>-4</sup>	} $\frac{D_O}{R_H}$
30 24	19320 <sup>''</sup>	15,87	4,080	0,0032	2,4	
46 6	36180 <sup>''</sup>	27,60	7,190	0,0043	} innerhalb der Fehlerrspanne	
46 24	2940 <sup>''</sup>	100,8	25,15	0,0048		
46 kV $\sim$ , 14 mA	10080 <sup>''</sup>	3,60	7,860	0,0022	3,1 · 10 <sup>-4</sup>	U / $R_H$

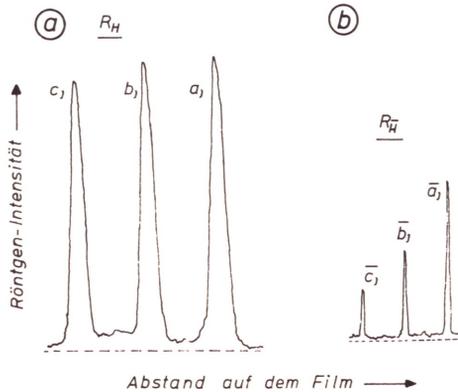


Abb. 10:  $(220)$ -Röntgenreflexe einer 3-Kristall-Anordnung aus Si (s. Abb. 1a und 1b). Einseitige Einstrahlung mit gepulster  $\text{MoK}\alpha$ -Strahlung 23 kV., 20 mA. Photometerschriebe von Filmen, die unterschiedlich weit vom Kristall entfernt lagen. a)  $R_H$ -Reflexe in Einstrahlrichtung, Belichtungszeit 7 h, b)  $R_{\bar{H}}$ -Reflexe entgegen der Einstrahlrichtung, 5 h belichtet.

jede Röntgenbestrahlung nur solche Kristallwellenfelder erzeugen, die eine Komponente in Primärstrahlrichtung (jedenfalls im Mittel) aufweisen, aber keine Komponente besitzt, die dauernd in Gegenrichtung weist (LAUE 1960). Im Korpuskelbild dagegen besteht kein Grund, das Auftreten von  $R_{\bar{H}}$ -Reflexen auszuschließen; zumindest in Einzelphotonen-Versuchen sollten beide Reflexe,  $R_H$  und  $R_{\bar{H}}$ , im Prinzip gleichermaßen auftreten können (s. Diskussion).

Es wurden auch Versuche begonnen, bei denen eine zweite Einstrahlung  $R_{\bar{0}}$ , gleichzeitig und in Gegenrichtung zu  $R_0$ , vorgenommen wurde. Auch hier traten die  $R_H$ - und die  $R_{\bar{H}}$ -Reflexe auf. Doch wurde das Intensitätsverhalten und das Koizidenzverhalten dieser Reflexe noch nicht genauer untersucht.

### Diskussion

Röntgenstrahlen sind im Prinzip besser zur experimentellen Untersuchung des Interferenzproblems geeignet als etwa Lichtstrahlen (vgl. BOTHE 1927; WAWLOW 1954). Denn jedes der Röntgenphotonen besitzt eine hinreichend große Energie, um individuell seinen mikroskopischen Quantencharakter zu erweisen und gleichzeitig makroskopisch, im Verlauf des Interferenzprozesses, wirksam zu werden. Gerade zur Aufhellung des

Wechselwirkungsvorganges zwischen Röntgenquant und Kristall waren die besprochenen Experimente angesetzt worden; ihre Ergebnisse lassen folgende Rückschlüsse zu:

a) Im Zeitraum zwischen der Absorption und der Re-Emission eines reflexionsfähig einfallenden Röntgenquants werden im Kristall, entsprechend dem Energie-Impuls-Erhaltungssatz, zusätzliche Phononen angeregt, die eine endliche Lebensdauer besitzen und längs der reflektierenden Netzebenen durch den Kristall laufen; während dieser Zeit befindet sich der Kristall in einem energetisch angeregten Zustand; der Interferenzvorgang kann durch eine Wechselwirkungskette Photon-Phonon-Photon beschrieben werden.

b) Die Dauer dieses Anregungszustandes soll vorläufig, in grober Abschätzung des Experimentalergebnisses, im Mittel mit  $10^{-5}$  s angegeben werden; in diesem Anregungszustand wird, gemäß dem Borrmann-Effekt, ein Energiefluß längs der Netzebenenchar postuliert; er kann an der Kristallbegrenzungsfläche auch nach innen reflektiert werden.

c) Rasch hintereinanderlaufende Röntgenquanten vermögen diesen Wechselwirkungsablauf zu stören, vorausgesetzt, daß die Differenzen ihrer Eintrittszeiten (auf den reflexionsfähig positionierten Kristall) die Anregungsdauer dieses Kristalls nicht überschreiten.

Eine solche Doppel- oder Mehrfachbestrahlung des Anregungszustandes sollte seinen vorzeitigen Abbau befördern. Daraus folgt qualitativ, daß im Mittel die reflektierte Strahlung in ihrer Intensität reduziert wird (Durchbrechung der Intensitäts-Unabhängigkeit von Interferenzfiguren).

Ebenso ist es plausibel, daß zwei hintereinanderlaufende Röntgenquanten die Chance zu einer zweifachen Anregung des Kristalls haben bzw. die Chance zu einem Abbau dieser Doppelanregung in einem Zug besitzen können. Dann resultiert eine Zweifach-Emission von Röntgenquanten, die überwiegend in zwei verschiedenen Bragg-Richtungen ausstrahlen (Auftreten von systematischen Koinzidenzen).

Schließlich kann man sich vorstellen, daß der postulierte Phononenfluß längs der Netzebene zu einer inneren Reflexion an der Kristalloberfläche, zurück in das Kristallinnere, befähigt ist und daher auch an der Eintrittsfläche des Röntgenstrahls, veranlaßt durch ein weiteres Röntgenquant, die Borrmann-Aufspaltung unter den Braggschen Winkel  $\vartheta_B$  zur Netzebene vollzogen wird (Re-Emission in der  $R_H$ -Richtung; Auftreten von "antibraggschen" Rückstrahllinien).

Hält sich andererseits nur jeweils ein Photon im Kristall auf (Einstrahlung mit kontinuierlicher Röntgenstrahlung,  $k_{V_H}$ ), so ist den eben genannten wellentheoretischen Anomalien die Existenzgrundlage entzogen.

## Schlußbemerkung

Angesichts der zahlreichen Versuchsvarianten und Wiederholungsmessungen liegt zwar kein erkennbarer Grund vor, an den mitgeteilten Meßergebnissen zu zweifeln. Dennoch erscheint es nützlich, wenn sich auch andere Laboratorien zu einer experimentellen Bearbeitung dieses Problembereiches, mit abgeänderter Instrumentalausstattung, entschließen und weitere Abänderungen der Versuchsbedingungen (Röntgendiffraktometrischer Renninger-Effekt; Einstrahl- und Gegenstrahlversuche; optische Zweispahtversuche) vornehmen könnten.

Für die Mithilfe bei den Experimenten danke ich Fräulein Alke, ebenso Fräulein Breitenfelder, die einen Teil der Auswerte- und Zeichenarbeiten übernommen hat. Dankenswerterweise ist die elektronische Zähleinrichtung von Herrn Deike und seinen Mitarbeitern erstellt und betreut worden. Für die Unterstützung in koinzidenztechnischen Fragen sei Herrn Walz und Mitarbeitern gedankt.

## Literatur

- BONSE, U. K. and M. HART, Z. Physik 188 (1965) 154; 194 (1966) 1; Appl. Phys. Letter 6 (1965) 155; Adv. X-Ray Analys. 10 (1967) 1
- BORRMANN, G., Phys. Z. 42 (1941) 157; Z. Physik 127 (1950) 297
- BOTHE, W., Z. Physik 41 (1927) 332; 59 (1929) 1
- BOTHE, W. und H. GEIGER, Z. Physik 32 (1925) 639
- DUANE, W., Proc. Nat. Acad. Sci. Wash. 9 (1923) 158
- FÜNFER, E. und H. NEUERT, Zählrohre u. Szintillationszähler, Karlsruhe: Braun 1959
- JÁNOSSY et al., Ann. Physik 16 (1955) 408
- KITTEL, Ch., Einführung in die Festkörperphysik, München - Wien: Oldenbourg 1969
- LANDÉ, A., Foundations Physics 1 (1971) 191
- LAUE, M. von, Röntgenstrahlinterferenzen, Frankfurt/Main: Akad. Vlg. Ges. 1960
- WAPSTRA, A. H., in K. SIEGBAHN,  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Spectroscopy, Vol. I, S. 539, auch S. 269, 443, Amsterdam: North Holland 1966; auch Vol. II, S. 905
- WAWILOW, S. I., Mikrostruktur des Lichtes, Berlin: Akademie Vlg. 1954
- WEYERER, H., Acta Phys. Hung. 34 (1973) demnächst
- WEYERER, H. und W. MEIERDING, Acta Physica Austriaca 37 (1973) demnächst