

schen Widerstandszunahme $\Delta\rho/\rho(T)$ feldstärkenabhängig. Diese auch bei anderen halbleitenden Verbindungen gefundene negative magnetische Widerstandsänderung kann zur Zeit noch nicht befriedigend erklärt werden; es kann auch noch nicht ausgeschlossen werden, daß es sich um einen Oberflächeneffekt handelt.

Asymmetrische Bragg-Reflexion am Idealkristall zur Erhöhung des Doppelspektrometer-Auflösungsvermögens

VON M. RENNINGER

Kristallographisches Institut der Universität Marburg
(Z. Naturforsch. 16 a, 1110—1111 [1961]; eingeg. am 29. Juli 1961)

Eine bisher der Beachtung entgangene Eigenschaft von RÖNTGEN-Strahl-Reflexionen an Idealkristallen ist die starke Variation der Reflexions-Winkelbreite mit dem Winkel φ der Kristalloberfläche gegen die reflektierenden Netzebenen, eine für das ein- und für das austretende Bündel in entgegengesetztem Sinn verlaufende Variation. Speziell für den asymmetrischen BRAGG-Fall z. B. weist dasjenige Bündel, das mit der Kristalloberfläche den *größeren* Winkel bildet, eine *kleinere* Reflexions-Winkelbreite auf als beim symmetrischen Fall, und umgekehrt, das mit dem *kleineren* Glanzwinkel eine *größere*. Die Variation geht also gerade in entgegengesetztem Sinn wie diejenige der Bündel-Querschnitte bei asymmetrischer Reflexion. — Diese Verhältnisse lassen sich auch sehr leicht theoretisch an der EWALDSchen Dispersionsfläche ablesen.

Ist nun das „streifendere“ Bündel das eintretende und das „steilere“ das austretende, so tritt infolge dieses Sachverhalts eine „Kontraktion“ der Winkeldivergenz des reflektierten Bündels gegenüber dem einfallenden ein, bei entgegengesetzter Reflexion eine entsprechende „Expansion“.

In Ausnutzung dieses Verhaltens wird es möglich, mit dem Doppelspektrometer in $(n^V, -n^R)$ -Stellung Reflexionskurven zu gewinnen, deren Halbwertsbreite nur einen Bruchteil derjenigen mit symmetrischen Reflexionen an derselben Netzebene beträgt. [Mit den oberen Indizes wird ein Ergänzungsvorschlag gemacht für die Nomenklatur von Mehrfachreflexionen, durch zusätzliche Kennzeichnung des Asymmetrie-Sinnes jeder Reflexion: Neigung der Oberflächen-Normale in bezug auf

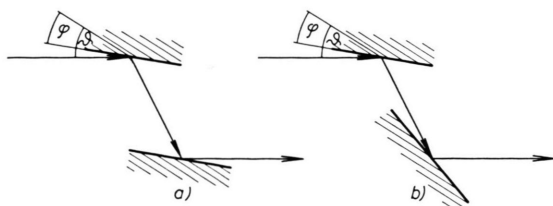


Abb. 1. Doppelreflexion schematisch, a) in $(n^V, -n^R)$ -, b) in $(n^V, -n^V)$ -Stellung.

Der Akademie der Wissenschaften und der Literatur (Mainz) sind wir für die materielle Förderung dieser Untersuchungen zu Dank verpflichtet. Der eine von uns (O. V. E.) dankt dem Auswärtigen Amt der Bundesrepublik für ein Stipendium im Rahmen des Deutsch-Sowjetischen Kulturaustausches.

den Strahlengang, nach vorwärts (V), nach rückwärts (R), oder gleich Null (S), s. Abb. 1.] Das bei dieser Stellung vom *ersten* Kristall *austretende* Bündel hat eine verminderte Winkelbreite, für das in den *zweiten*, mit seinem entgegengesetzten Asymmetrie-Sinn *eintretende* ist der Bereich der Winkel-Stellungen, unter denen es reflektiert werden kann, vermindert. Die Reflexionskurve, die reflektierte Leistung in Abhängigkeit von der Winkelstellung des zweiten Kristalls, ergibt sich als Faltung der Winkelverteilung des aus dem ersten Kristall austretenden Bündels mit derjenigen der Einfallrichtungen, die vom zweiten reflektiert werden. Dabei bleibt natürlich die für die doppelspektrometrische $(n, -n)$ -Stellung charakteristische Elimination der spektralen Dispersion erhalten. Die Winkeldivergenz des aus dem zweiten Kristall (in zeitlichem Nacheinander) austretenden Bündels ist ebenso wie die des in den ersten eintretenden *erhöht* gegenüber dem symmetrischen Fall, was aber der Schärfe der *Reflexionskurve* keinen Abbruch tut. Auf diese Weise konnte bereits an guten Si-Kristallen für die $(333^V, -333^R)$ -Kurve mit Cu-K α -Strahlung bei einem φ von 38° ($\vartheta = 48^\circ$) eine gegenüber dem symmetrischen Fall $(333^S, -333^S)$ von $2,6''$ auf $1,0''$ verminderte Halbwertsbreite gefunden werden. Die Absolut-Höhe („percent reflection“) sank dabei nur von 60% — einem bei Interferenzen solcher Schärfe bisher noch unbekannt hohen Wert — auf 50

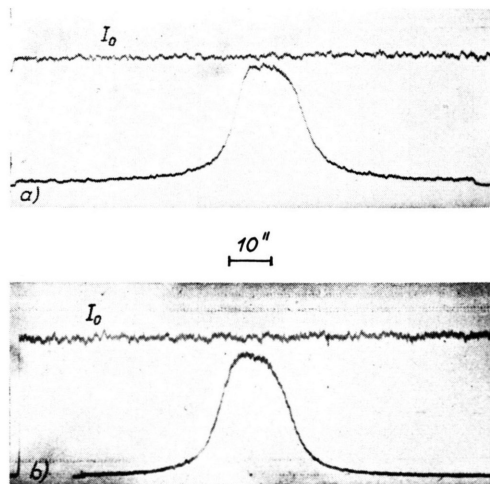


Abb. 2. Diffraction pattern für symmetrische BRAGG-Reflexion Ge 111 mit $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$; $\vartheta = 14^\circ$. a) Als Reflexionskurve (Calcit 422 S , + Calcit 422 S , Ge 111); b) als Reflexionskurve (Ge 111 V , - Ge 111 S) mit $\varphi = 12^\circ$.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition “no derivative works”). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

bis 55%. Die Werte sprechen, sowohl was die Breite als auch die percent reflection betrifft, für extreme Wachstumsgüte des verwendeten Kristallmaterials.

Weiterhin führt der geschilderte Sachverhalt noch auf ein neuartiges Verfahren zur Gewinnung der Einzel-, diffraction pattern¹ eines Kristalls allein mittels Doppel-Reflexion, in (n^V , $-n^V$)- oder (n^V , $-n^S$)-Stellung. Dabei wird das scharfe aus dem ersten Kristall austretende Bündel benützt zur „Abtastung“ des breiteren Eintritts-Reflexionsbereichs des zweiten Kristalls. Abb. 2 zeigt in b) eine auf diese Weise gewonnene „diffraction pattern“ von Ge 111 [(111^V, -111^S)-Stellung] und in a) zum Vergleich dieselbe Kurve nach dem früher entwickelten¹ Dreifach-Reflexions-Verfahren mit Hilfe des bereits erprobten, in (2, +2)-Stellung stehenden Calcit-„Monochromator“-Paars. Der Winkel φ beim ersten Kristall in a) betrug 12° ($\vartheta = 14^\circ$). Der DARWIN-EWALDSche Totalreflexions-Winkelbereich liegt für diese Interferenz bei 15,0'' für die σ - und bei 13,3'' für die π -Komponente der Polarisation. Der Hauptvorteil des neuen Verfahrens besteht in einem ganz außerordentlichen Intensitätsgewinn. Wesentlich ist, daß es auch Erfolg verspricht bei sehr scharfen Reflexen, wo das Dreikristall-Verfahren versagt. Für Si 333 z. B. konnte bereits die nur 1,9'' breite diffraction pattern wenigstens in ihren Hauptzügen, vor allem der deutlich ausgeprägten Form-Asymmetrie, registriert werden*.

¹ M. RENNINGER, Acta Cryst. **8**, 597, [1955]; Naturw. **40**, 50 [1953].

* Diffraction patterns allein mittels Doppelreflexion wurden auf anderem Wege, nämlich mit (n , $-n$)-Stellung, bei der die erste Reflexion im LAUE-Fall unter Ausnutzung des BORRMANN-Effekts erfolgt, bereits früher gewonnen, von G. BROGREN und Ö. ADELL, Ark. Fys. **7**, 97 [1953] sowie

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft habe ich vor allem zu danken für Bereitstellung des größten Teils der verwendeten experimentellen Hilfsmittel. Dr. THEIS, AEG-Forschungsinstitut Frankfurt, stellte mir freundlicherweise das ausgezeichnete Kristallmaterial zur Verfügung.

* An m. b. d. K O R R.: Herr Prof. HERMANN hat mich noch kurz vor seinem Tod, bei Durchsicht des ihm gezeigten Ms zu vorstehender Notiz, auf einen ihm aufgefallenen, mir bis dahin entgangenen Zusammenhang hingewiesen, der Ausblick auf faszinierende weitere neue Möglichkeiten gibt: Das bei der ersten Reflexion einer (n^V , $-n^V$)-Doppelreflexion austretende „scharfe“ (d. h. mit verschärfter ϑ - λ -Zuordnung) austretende Bündel ist nicht nur geeignet zur „Abtastung“ des „breiten“ Reflexionsbereichs des zweiten Kristalls, sondern es wird seinerseits durch die zweite V-Reflexion noch weiter verschärft, im gleichen Maß wie durch die erste. Diese Verschärfung kann prinzipiell beliebig weitergetrieben werden durch Anschluß noch weiterer V-Reflexionen. Eine praktische Grenze ist nur zu erwarten durch den in gleichem Maß mit der Reflexionsschärfe anwachsenden Bündel-Querschnitt. — Es drängt sich die Möglichkeit auf, diese mehrfach hintereinandergeschalteten V-Reflexionen an einem einzigen Kristall auszuführen, in den ein geeigneter Kanal eingeschnitten ist. Als zu überwindende Schwierigkeit steht hier allerdings die Verschiedenheit des Brechungs-Einflusses auf die ein- und die austretenden Bündel im Wege. — Ausführlicheres hierzu nach Vorliegen praktischer Ergebnisse.

nach frdl. persönl. Mitteilung durch Prof. BORRMANN von ihm zus. mit K. KOHRA (unveröff.). Ob mit diesem Verfahren bei erträglicher Intensitätsausbeute dieselbe Auflösung zu erreichen ist wie mit dem hier beschriebenen, lassen die bisher zugänglichen wesentlich gröberen Ergebnisse nicht erkennen.

Beobachtungen an gezielt hergestellten Kristall-Moirés

Von J. DEMNY

Physikalisches Laboratorium Mosbach *

(Z. Naturforschg. **16 a**, 1111—1113 [1961]; eingeg. am 10. Juli 1961)

Obwohl schon an vielen Stellen Moiré-Erscheinungen geeignet übereinanderliegender Kristallschichten im Elektronenmikroskop beobachtet wurden, ist man doch in fast allen Fällen wegen der starken Orientierungsabhängigkeit mehr oder weniger auf den Zufall angewiesen, derartige Erscheinungen zu erhalten. BASSET, MENTER und PASHLEY¹ erhielten gezielte Verdrehungsmoirés durch kontrolliertes Übereinanderlegen zweier

gleicher einkristalliner epitaxial auf eine Glimmerspaltfläche aufgedampfter Metallfolien, die von verschiedenen Oberflächenbereichen derselben Spaltfläche stammen. Parallel-Moirés gelangen relativ leichter durch zwei auf Glimmer übereinandergedampfte Metallschichten mit nahezu gleichen Gitterkonstanten.

Es soll hier von einer weiteren Methode berichtet werden, dünne Einkristallschichten kontrolliert übereinander zu legen. Dazu dient eine an anderer Stelle² beschriebene Doppelobjektkammer (Abb. 1*), durch die die Objektschleuse eines Elektronenmikroskops ersetzt wird. Es stand dafür ein Elektronenmikroskop des Typs AEG-SDL EM 7 mit zusätzlich eingebauter Feinbereichsbeugung zur Verfügung. Wie bereits berichtet, gestattet die Doppelobjektkammer, zwei Präparate räumlich hintereinander in den Strahlengang des Elektronenmikroskops zu bringen und getrennt zu justieren. An der Verdrehung der beiden Beugungsdiagramme, die gleichzeitig auf dem Leuchtschirm erscheinen, kann nun die gegenseitige Orientierung der beiden Präparate ermittelt bzw. die gewünschte Orientierung durch Drehen eines der Präparate um eine Achse senkrecht zur

* Angeschlossen der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen (V. 78/61.).

¹ G. A. BASSET, J. W. MENTER u. D. W. PASHLEY, Proc. Roy. Soc., Lond. A **246**, 345 [1958].

² O. RANG u. J. DEMNY, Exp. Techn. Phys. **7**, 208 [1959].

* Abb. 1 bis 3 und 5, 6 auf Tafel S. 1112 a, b.