

Die Reversibilitätsregel bei der
Rückstreuung von Protonen an
Kupfereinkristallen +)

The Rule of Reversibility on
Backscattering of Protons on
Copper Monocrystals

B.M.U. Scherzer

IPP 2/80

Juni 1969

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Die Reversibilitätsregel bei der
Rückstreuung von Protonen an
Kupfereinkristallen +)

The Rule of Reversibility on
Backscattering of Protons on
Copper Monocrystals

B.M.U. Scherzer

IPP 2/80

Juni 1969

+) Dissertation TH München Juni 1969

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

June 1969 (in German)

A b s t r a c t

The applicability of the rule of reversibility to anisotropic Rutherford backscattering of 60 and 120 keV protons from Cu monocrystals was investigated at various temperatures. This was done by measuring the angular and energy distributions of the backscattered hydrogen atoms, both for incidence and observation at small angles to the $\langle 110 \rangle$ direction. Contour line plots of the backscattering minima were made for the various depths of backscattering. The closer to the surface the backscattering is and the higher the primary energy and the lower the temperature, the better is the agreement between the channeling and blocking minima. Deviations for backscattering from large depths can be ascribed to energy losses of the protons in the lattice. The half-widths for the channeling and blocking effects can be determined from the backscattering minima. At all temperatures the half-width for the blocking effect is a factor of $\sqrt{2}$ larger than that for the channeling effect. They are both smaller than the Lindhard angle and depend on the energy as $1/\sqrt{E}$. The backscattering minima are noticeably affected by radiation damage.

Zusammenfassung

Die Anwendbarkeit der Reversibilitätsregel auf die anisotrope Rutherfordrückstreuung von 60 und 120 keV-Protonen an Cu-Einkristallen wurde bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Dazu wurden Winkel- und Energieverteilungen der zurückgestreuten Wasserstoffatome sowohl bei Einschuss als auch bei Beobachtung unter kleinen Winkeln gegen die $\langle 110 \rangle$ -Richtung mit Si-Oberflächensperrschichtzählern gemessen. Von den Rückstreuminima wurden Diagramme mit Linien gleicher Intensität für die aus verschiedenen Tiefen zurückgestreuten Wasserstoffatome angefertigt. Die durch den Gitterführungseffekt und die durch den Schatteneffekt hervorgerufenen Rückstreuminima zeigen um so bessere Übereinstimmung in allen Details, je näher an der Oberfläche die Rückstreuung stattfindet, je höher die Primärenergie und je tiefer die Temperatur ist. Abweichungen, die bei der Rückstreuung aus größerer Tiefe auftreten, können auf Energieverluste der Protonen beim Durchlaufen des Gitters zurückgeführt werden. Die Rückstreuminima gestatten die Bestimmung der Halbwertsbreite für Gitterführungs- und Schatteneffekt. Die Halbwertsbreite für den Schatteneffekt ist bei allen Temperaturen um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer als die Halbwertsbreite für den Gitterführungseffekt. Sie sind stets kleiner als die Lindhardschen Grenzwinkel; ihre Abhängigkeit von der Energie geht mit $1/\sqrt{E}$. Die Rückstreuminima werden durch induzierte Strahlenschäden spürbar beeinflusst.

DIE REVERSIBILITÄTSREGEL BEI DER RÜCKSTREUUNG
VON PROTONEN AN KUPFEREINKRISTALLEN

	Seite:
1. EINLEITUNG	
1.1. Historischer Überblick	1
1.2. Anisotrope Rückstreuung, Gitterführung und Schatten	1
1.3. Die Reversibilitätsregel	2
1.4. Aufgabenstellung	3
2. ANISOTROPE RÜCKSTREUUNG UND REVERSIBILITÄT	
2.1. Bewegung energiereicher Ionen in Festkörpern	4
2.2. Kritische Winkel für Gitterführung und Schatten	4
2.3. Die Reversibilitätsregel	5
2.4. Reversibilität im Rückstreuexperiment	6
3. MESSUNGEN DER WINKELVERTEILUNG RÜCKGESTREUTER H-ATOME IN DER UMGEBUNG VON GITTERFÜHRUNGS- UND SCHATTENRICHTUNGEN	
3.1. Die Apparatur	8
3.2. Intensitätsschichtlinienbilder	12
3.3. Der $\langle 110 \rangle$ -Gitterführungs- und Schatteneffekt	
3.3.1. Die geometrische Anordnung	13
3.3.2. Ergebnisse	13
4. INTERPRETATION DER WINKELVERTEILUNG DER RÜCKSTREUUNG IM GITTERFÜHRUNGS- UND SCHATTENEXPERIMENT	
4.1. Modellvorstellung	18
4.2. Vergleich mit den Messungen	19
4.3. Minimumsintensität, Verluste aus dem geführten Strahl	21
5. ZUSAMMENFASSENDER DISKUSSION	22
6. ANHANG	
6.1. Berechnung der Tiefe der Rückstreuung und der Energieverteilungsdichte nach dem klassischen Zweierstoßmodell	23
6.2. Intensitätsschichtlinienbilder des $\langle 110 \rangle$ -Gitterführungs- und Schatteneffektes	
6.3. Abbildungen der Meßanordnung und des Goniometers	
7. LITERATUR	

1. Einleitung

1.1. Historischer Überblick

Bereits im Jahre 1912, ein Jahr nach der Veröffentlichung des RUTHERFORD'schen Atommodells [1], fanden J. STARK und G. WENDT [2] bei Zerstäubungsmessungen einen Einfluß der geordneten Gitterstruktur auf die Bewegung von energiereichen Ionen im Einkristall, den sie durch das ungehinderte Eindringen der Ionen in die "Kanäle" oder "Kristallschächte" zwischen Kristallebenen erklärten. Dieser Gedanke fand jedoch wegen der fast gleichzeitig erfolgten Entdeckung der Röntgeninterferenzen an Kristallgittern durch M. v. LAUE nur wenig Beachtung und geriet in Vergessenheit. Erst im Jahre 1961 - fast 50 Jahre später - konnten M.T. ROBINSON, D.K. HOLMES und O.S. OEN [3] durch numerische Rechnungen zeigen, daß in einem Einkristall die Ionenbahnen in dicht gepackten Gitterrichtungen nicht durch zufällige Stöße mit Gitteratomen bestimmt werden, sondern durch eine Folge von korrelierten Kleinwinkelstößen entlang diesen Richtungen geführt werden. Diese Arbeit gab den Anstoß zu einer intensiven Untersuchung richtungsabhängiger Effekte bei der Bewegung energiereicher Ionen von einigen keV bis zu 100 MeV in Einkristallen. Das theoretische Modell wurde von Ch. LEHMANN und G. LEIBFRIED [4], C. ERGINSOY [5] und besonders durch J. LINDHARD [6] entwickelt. Zusammenfassende Darstellungen findet man bei GIBSON [7], DATZ u.a. [8] und R.S. NELSON [9].

1.2. Anisotrope Rückstreuung, Gitterführung und Schatten

Die Rutherford-Rückstreuung hat sich als eine besonders geeignete Methode zur Untersuchung der Bewegung von energiereichen Ionen im Einkristallgitter erwiesen. Die Ionenbahnen werden durch zwei komplementäre Effekte, die Gitterführung und den Schatteneffekt¹⁾ bestimmt. Zur Veranschaulichung sind beide in der Abb. 1 schematisch dargestellt.

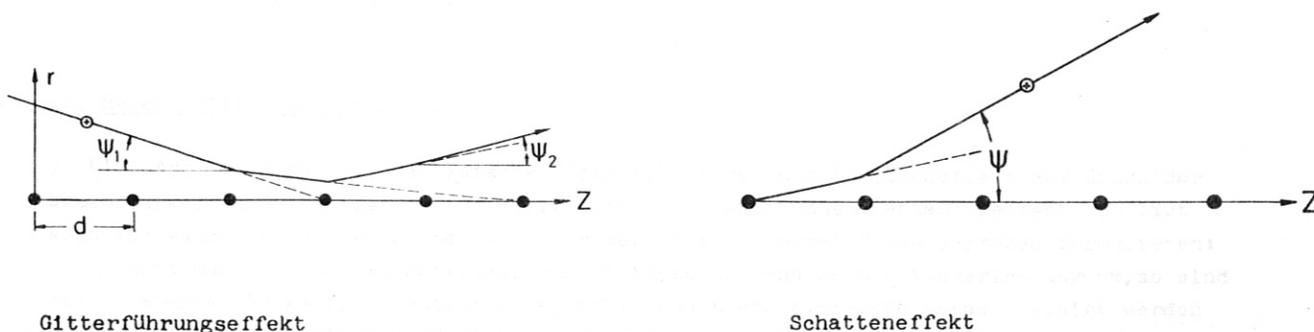


Abb. 1: Gitterführungs- und Schatteneffekt an einer Atomkette. Bei Gitterführung wird das Ion an der Kette reflektiert, $\psi_1 = \psi_2$.

Gitterführung nennt man die streifende Reflexion von Ionen an dicht gepackten Ketten und Ebenen des Kristalls durch korrelierte Kleinwinkelstöße an mehreren benachbarten Atomen. Dadurch wird eine Annäherung der Ionen an die Ketten- oder Ebenenatome auf weniger als etwa den Thomas-Fermi-Abschirmradius verhindert.

Schatten kommen dadurch zustande, daß Ionen nach einem zentralen Stoß mit einem Gitteratom

1) In der englischen Literatur werden sie mit "channeling" und "blocking" bezeichnet.

nicht auf Bahnen mit kleinem Winkel gegen die dicht gepackten Richtungen gelangen können, da sie durch die nächsten Nachbarn des Streuzentrums aus diesen Richtungen herausgestreut werden, d.h. Richtungen, in denen vorher Gitterführung auftrat, sind nun Schattenrichtung.

Beide Effekte verursachen Rückstreuminima, der Gitterführungseffekt bei Einschuss unter kleinen Winkeln gegen dicht gepackte Richtungen oder Ebenen, wobei die Beobachtungsrichtung willkürlich ist, sofern sie mit keiner dicht gepackten Richtung zusammenfällt: beim Schatteneffekt ist die Einschussrichtung willkürlich, solange sie mit keiner dicht gepackten Richtung zusammenfällt, das Rückstreuminimum tritt hier bei Beobachtung unter kleinen Winkeln zu dicht gepackten Richtungen oder Ebenen auf (Abb. 2).

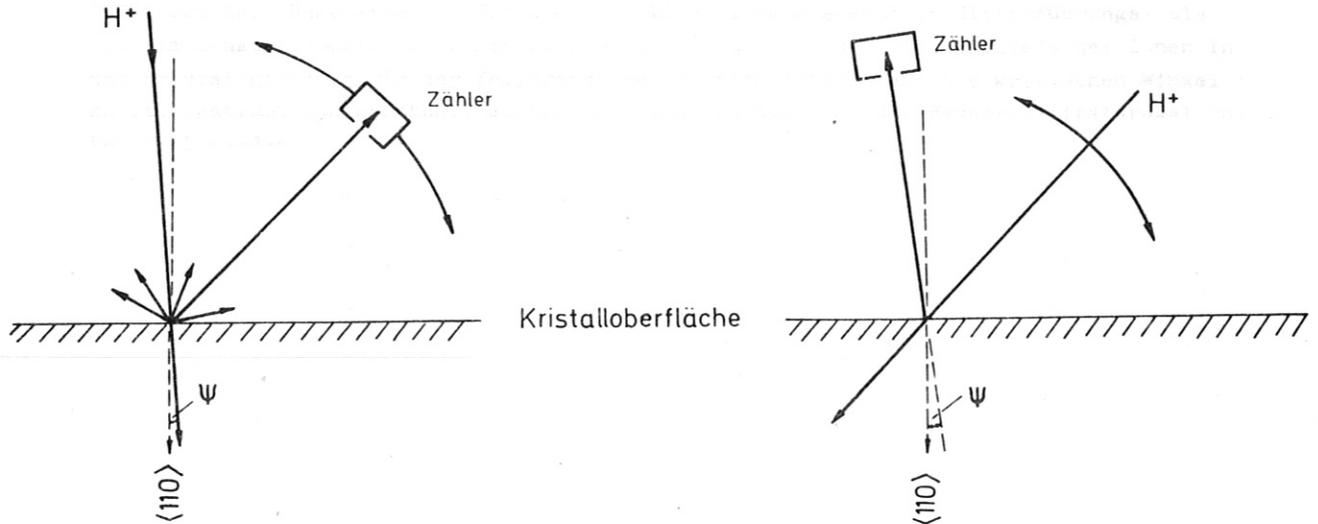


Abb. 2: Rückstreuminimum bei Einschuss (links) bzw. Beobachtung (rechts) unter einem kleinen Winkel gegen eine dicht gepackte Richtung. Die Richtung des Zählers (links) bzw. des Strahls (rechts) ist beliebig, solange sie mit keiner dicht gepackten Richtung zusammenfällt.

1.3. Die Reversibilitätsregel

J. LINDHARD [6] erkannte, daß zwischen Gitterführungs- und Schatteneffekt auf Grund der Umkehrbarkeit der Ionenbahnen (Reversibilität) ein enger Zusammenhang besteht. Er läßt sich angewandt auf die Rückstreuung als Reversibilitätsregel folgendermaßen formulieren:

"Kehrt man in einem Rückstreuexperiment Einschuss- und Beobachtungsrichtung um, so sind die normierten Rückstreuintensitäten gleich, wenn Energieverluste vernachlässigt werden können".¹⁾ Unter normierter Rückstreuintensität versteht man das Verhältnis der gemessenen Intensität zu der Intensität, die man erhielte, wenn alle Atome des Gitters in statistische Unordnung gebracht würden.

Aus der Reversibilitätsregel folgt, daß die Intensitätsverteilung der durch Gitterführung und Schatteneffekt in der gleichen Kristallrichtung verursachten Minima bis auf einen konstanten Normierungsfaktor gleich sein sollen. Die Bedingung vernachlässigbarer Energieverluste ist um so besser erfüllt, je höher die Ionenenergie ist. Messungen mit 1 MeV bzw. 400 keV Protonen an Wolfram ergaben gute Übereinstimmung von Gitterführungs- und Schattenminima (BØGH und WHITTON [10], ANDERSEN und UGGERHØJ [11]). Da numerische Berechnungen der Form der Minima, die für hohe Energien ($E \gtrsim 500$ keV) ebenfalls gute Übereinstimmung mit dem Experiment liefern [6, 12, 13, 14], für niedrige Energien ($E \leq 120$ keV) jedoch ver-

1) Eine eingehende Erörterung der Reversibilitätsregel folgt auf S.6

sagen (R. Behrisch [15]), ergibt sich die Frage nach der Gültigkeit der Reversibilitätsregel in diesem Energiebereich.

1.4. Aufgabenstellung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Prüfung der Reversibilitätsregel für die Rückstreuung von 60 und 120 keV Protonen an Cu-Einkristallen. Im Unterschied zu den Arbeiten von BØGH u.a. [10] und ANDERSEN u.a. [11] sollten dazu nicht nur einzelne Schnitte durch die Minima, sondern die Intensitätsverteilungen in einem Raumwinkelbereich um die $\langle 110 \rangle$ -Achse miteinander verglichen werden (Intensitätsschichtliniendiagramme). Dazu sollten die Winkelverteilungen der rückgestreuten Protonen im $\langle 110 \rangle$ -Minimum sowohl im Gitterführungs- als auch im Schattenexperiment gemessen werden. Der Einfluß der Eindringtiefe der Ionen in das Kristallgitter sowie der Temperatur des Targetkristalls auf die kritischen Winkel sollte bestimmt und eventuell auftretende Abweichungen von der Reversibilitätsregel untersucht werden.

2. Anisotrope Rückstreuung und Reversibilität

2.1. Bewegung energiereicher Ionen in Festkörpern

Die Bewegung energiereicher Ionen in Festkörpern im Energiebereich von einigen keV bis zu einigen MeV läßt sich, wie N. BOHR [16] gezeigt hat, klassisch beschreiben. Beim Durchlaufen des Gitters verlieren die Ionen ständig Energie durch Stöße mit Elektronen, ihre Bahn wird dadurch jedoch praktisch nicht geändert. Eine wesentliche Ablenkung erfahren sie nur bei zentralen Stößen mit Gitteratomen. Für diese Stöße kann man für Protonen mit Energien oberhalb einiger keV den differentiellen Rutherford-Streuquerschnitt annehmen. Dieser ist für Ablenkwinkel von mehr als einigen Grad sehr klein. Die Bahnen der Ionen sind daher praktisch geradlinig. In diesem Fall läßt sich bei bekanntem differentiellen Energieverlust $(dE/dx)_e$ an Elektronen die Energieverteilung der zurückgestreuten Wasserstoffatome nach einem einfachen Modell der Rückstreuung in einem Zweierstoß berechnen (Anhang 1). Hieraus ergibt sich zwischen der Energie E_2 der rückgestreuten Wasserstoffatome und der Tiefe, in der die Rückstreuung erfolgte, ein eindeutiger Zusammenhang. Je kleiner die Energie E_2 , desto größer ist die Tiefe der Rückstreuung.

2.2. Kritische Winkel für Gitterführung und Schatten

Die Beschreibung der Ionenbahnen in amorphen Materialien behält auch im geordneten Gitter eines Einkristalls in sehr guter Näherung ihre Gültigkeit, solange die Ionenbahn außerhalb eines kleinen Winkelbereiches von der Größenordnung $1^\circ - 5^\circ$ zu den dicht gepackten Richtungen und Ebenen des Kristallgitters verläuft. Die Gitteratome erscheinen in diesem Falle wahllos angeordnet. Die geordnete Gitterstruktur hat nur innerhalb des oben erwähnten Winkelbereiches einen Einfluß auf die Ionenbahnen in Form des Gitterführungs- und des Schatteneffektes.

Beim Gitterführungseffekt erfolgt die Ablenkung eines Ions nicht durch einzelne Zweierstöße, sondern durch viele korrelierte Kleinwinkelablenkungen mit den benachbarten Atomen einer Kette oder Ebene. Man spricht dann von Gitterführung, wenn die Energie E_1 der Ionen senkrecht zur Kette bzw. Ebene bei der Ablenkung erhalten bleibt. Ist ψ_1 der Winkel der Ionenbahn gegen die Kette bzw. Ebene vor dem Stoß, so gilt für den Bahnwinkel ψ_2 nach dem Stoß:

$$E_1 = E\psi_1^2 = E\psi_2^2 ; \quad \sin \psi \approx \psi \quad (1)$$

oder

$$\psi_1 = \psi_2. \quad (1a)$$

Der Bahnwinkel zur Kette bleibt beim Stoß erhalten.

Zur Beschreibung der Ablenkung der geführten Ionen durch viele korrelierte Stöße an einer Gitterkette bzw. -ebene ersetzen J. LINDHARD [6] und C. ERGINSOY [5] das Potential der Ketten- bzw. Ebenenatome durch ein gemitteltes Ketten- bzw. Ebenenpotential. Die Verwendung eines kontinuierlichen Potentials impliziert, daß die Energie des Ions senkrecht zur Kette beim Stoß erhalten bleibt. D.h. die Bedingung für die Anwendbarkeit eines kontinuierlichen Potentials ist gleichzeitig die Bedingung für Gitterführung. Daraus läßt sich der Grenzwinkel ψ_G für Gitterführung abschätzen:

Das Ketten- bzw. Ebenenpotential kann man dann durch ein kontinuierliches Potential annähern, wenn der Weg, den das Ion während der Stoßdauer mit einer einzelnen Kette oder Ebene zurücklegt, groß ist, gegen den Abstand d der nächsten Nachbarn in der Kette oder Ebene.

Daraus folgt für den Grenzwinkel der Gitterführung an einer Kette

$$\psi_G = \sqrt{\frac{2b}{d}} \quad \text{mit } b = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E}, \quad (2)$$

der auch als LINDHARD-Winkel bezeichnet wird. z_1 und z_2 sind die Ordnungszahlen der Ionen

und der Gitteratome. Da $b \sim 1/E$, ist $\psi_G \sim E^{-1/2}$. Die Abschätzung (2) für ψ_G gilt nur, wenn $\psi_G \lesssim \frac{a_{TF}}{d}$. a_{TF} ist der THOMAS-FERMI-Abschirmradius der Atome. Für größere Grenzwinkel, d.h. kleinere Energien, hat LINDHARD einen anderen Ausdruck abgeleitet:

$$\tilde{\psi}_G = \left(\frac{3}{2} \frac{a_{TF}}{d} \psi_G \right)^{1/2} . \quad (3)$$

Im Unterschied zum LINDHARD-Winkel ist $\tilde{\psi}_G \sim E^{-1/4}$. Der genaue Gültigkeitsbereich von ψ_G und $\tilde{\psi}_G$ läßt sich nur experimentell bestimmen.¹⁾ Für Protonen in Kupfer gibt es dazu bisher keine Messungen.

Der kleinste Abstand r_{\min} zur Kettenachse, den ein geführtes Ion erreichen kann, ist gegeben durch die Beziehung

$$U(r_{\min}) = E \psi_G^2 . \quad (4)$$

Aus dem Kettenpotential nach LINDHARD

$$U(r) = \frac{bE}{d} \ln \left[3 \left(\frac{a_{TF}}{r} \right)^2 + 1 \right] \quad (5)$$

folgt:

$$r_{\min} \approx \frac{a_{TF}}{\sqrt{2}} . \quad (6)$$

Da Rückstreuung nur bei viel kleineren Stoßparametern erfolgt, können aus gittergeführten Bahnen keine Ionen zurückgestreut werden.

Beim Schatteneffekt geht es um die Bewegung von Ionen, die nach einem zentralen Stoß mit einem Gitteratom von diesem ausgehen. Diese Ionen laufen per definitionem auf nicht geführten Bahnen, da bereits ihr Ausgangspunkt in der Kettenachse einer geführten Bahn unzugänglich ist. Der kleinste Winkel, unter dem sie gegen die Kettenachse laufen können, ist nach J. LINDHARD, solange man eine isolierte Kette betrachtet

$$\psi_s = 2\sqrt{\frac{b}{d}} = \sqrt{2} \psi_G . \quad (7)$$

In den Winkelbereich $\psi < \psi_s$ um die Kettenachse erfolgt keine Rückstreuung. Für Ebenenschatten ergibt sich eine ähnliche Abschätzung.

Durch die thermische Bewegung der Gitteratome wird das einfache Modell der starren Atomketten mit kontinuierlichem Potential fragwürdig. Besonders die scharfe Grenze zwischen geführten und nicht geführten Bahnen wird verwaschen. Übergänge in diesem Randgebiet werden um so wahrscheinlicher, je größer die Amplitude der Gitterschwingung wird. Durch Zwischengitteratome und Versetzungen wird das einfache Bild der Gitterführung noch weiter modifiziert. Sie äußern sich wie die thermischen Gitterschwingungen in verstärkten Übergängen zwischen geführten und nicht geführten Bahnen, im Unterschied zu letzteren jedoch nicht nur im Grenzgebiet um ψ_G und ψ_s , sondern im ganzen Winkelbereich der geführten Bahnen.

2.3. Die Reversibilitätsregel

Da es bisher keine genaue theoretische Beschreibung des Gitterführungs- und des Schatteneffektes im realen Kristall gibt, kommt allgemeinen, übergeordneten Prinzipien, die unabhängig von den speziellen Bedingungen bei der Messung, wie Material, Ionenart, Temperatur und Zustand des Einkristalls gelten, eine besondere Bedeutung zu. Eines dieser Prinzipien findet seinen Ausdruck in der Reversibilitätsregel, deren Gültigkeit für die anisotrope Streuung von Ionen in Einkristallen zuerst von J. LINDHARD [6] erkannt wurde. Sie geht auf den bereits seit sehr langer Zeit in der Optik bekannten Reziprozitätssatz²⁾ zurück, der besagt:

-
- 1) J. BERGSTRÖM u.a. [17] finden für leichte Ionen (H^+ , D^+ , He^+) in Wolfram für Energien über 20 keV Gültigkeit von (2), während nach C.J. ANDREEN und R.L.HINES [18] für Protonen in Goldfolien für Energien zwischen 1 und 15 keV Gleichung (3) gilt.
- 2) Reversibilitätsregel und Reziprozitätssatz beinhalten die gleiche physikalische Aussage. Obwohl der Ausdruck Reziprozitätssatz der Ältere und häufiger verwendete ist, hat sich gerade für Streuung von Ionen in Kristallgittern der von J. LINDHARD eingeführte Begriff "Reversibilitätsregel" allgemein durchgesetzt und wird auch hier durchweg verwendet.

"Gleiche punktförmige Strahlungsquellen strahlen sich in gleichen Zeiten gleiche Energien zu", M. von LAUE [19].

Wenn Energieverluste vernachlässigt werden können, läßt sich die Bewegung von Ionen in einem Kristallgitter durch die Bahnen in einem konservativen Feld beschreiben. In diesem Falle kann man die Reversibilitätsregel auch auf die Streuung von Ionen beim Durchlaufen eines Gitters anwenden.

Betrachtet man ein Flächenelement σ um einen Punkt A außerhalb und um einen Punkt B innerhalb des Kristalls, die beide auf gleichem Potential liegen, so kann man die Reversibilitätsregel wie folgt formulieren: Die Wahrscheinlichkeit P_{ba} , daß von A mit isotroper Verteilung in einen kleinen Winkelbereich $\Delta\Omega$ um die Verbindungslinie AB emittierte Ionen das Flächenelement σ bei B treffen, ist gleich der Wahrscheinlichkeit $P_{-a,-b}$ dafür, daß unter gleichen Bedingungen von B emittierte Ionen σ bei A treffen. Die Gleichheit der Wahrscheinlichkeiten

$$P_{ba} = P_{-a,-b} \quad (8)$$

für den Übergang von A nach B und den daraus durch Zeitumkehr entstehenden Übergang von B nach A in Systemen, die sich durch einen zeitunabhängigen Hamiltonoperator beschreiben lassen, wird in der Quantenmechanik allgemein gezeigt (A.S. DAVYDOV [20]).

Das Feld eines Kristalls ist wegen der thermischen Bewegung der Gitteratome zeitabhängig. Da jedoch die Schwingungsdauer der Gitterschwingungen groß ist gegen die Zeit, während der sich ein Ion im Potential einer Gitterkette befindet, kann man die Atome als starr und das Feld während des Stoßes als konstant annehmen. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist in diesem Fall der Mittelwert über alle Verteilungen der Auslenkungen der Gitteratome.

Reversibilität bei Zeitumkehr gilt also in völliger Allgemeinheit für Bewegungen in konservativen Feldern. Beobachtet man in einem System Abweichungen von der Reversibilität, so können diese nur durch Energieverluste entstehen.

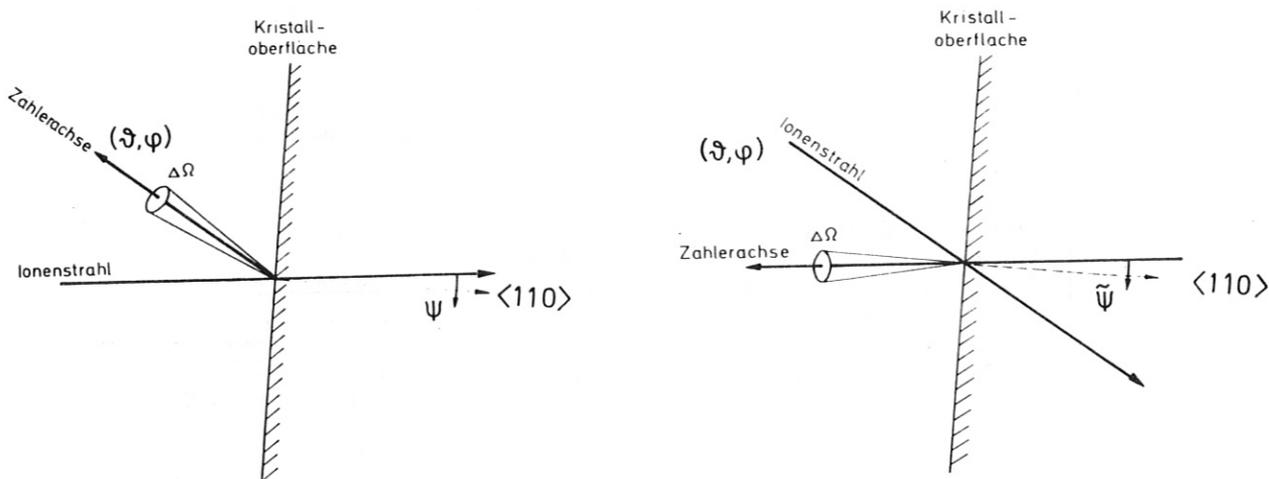
Da die Ionen im Gitter Energie an Elektronen und Gitteratome verlieren, ist die Anwendbarkeit der Reversibilitätsregel in diesem Fall davon abhängig, ob diese Energieverluste die Ionenbahnen merklich ändern oder nicht.

2.4. Reversibilität im Rückstreuexperiment

Rückstreuexperimente an Einkristallen lassen sich in zwei Klassen unterteilen, Gitterführungsexperimente und Schattenexperimente.

1. Beim Gitterführungsexperiment läßt man einen gut kollimierten Ionenstrahl in der Umgebung einer Gitterführungsrichtung einfallen. Der Winkel ψ zwischen Einschuß- und Gitterführungsrichtung wird variiert und die zurückgestreute Intensität $Y(\psi)$ in einer solchen Richtung gemessen, in der die Ionenbahnen nicht durch die geordnete Struktur des Kristalls beeinflußt werden. Die Bahn des Ions zwischen der Eintrittsstelle in den Kristall und dem Ort der Rückstreuung wird durch den Gitterführungseffekt bestimmt. Nach der Rückstreuung verläßt das Ion den Kristall auf einer praktisch geradlinigen Bahn wie in amorphem Material.
2. Beim Schattenexperiment erfolgt der Einschuß in einer Richtung, in der keine Gitterführung stattfindet. Bis zur Rückstreuung verläuft die Bahn wie im amorphen Material. Die Beobachtungsrichtung liegt in der Umgebung einer Schattenrichtung und man mißt die Intensität der zurückgestreuten Ionen $I(\psi)$ in Abhängigkeit vom Winkel ψ zwischen Schattenrichtung und Beobachtungsrichtung.

Die Abbildung 3 zeigt ein solches Paar reziproker Rückstreuexperimente, bei denen die Gitterführungs- und Schattenrichtung in der gleichen dicht gepackten Richtung - im Beispiel die $\langle 110 \rangle$ -Richtung - des Kristalls liegen. Durch Umkehrung der Ionenbahnen geht das Gitterführungsexperiment (links) in das Schattenexperiment (rechts) über.



Gitterführung

Schatten

Abb. 3: Schematische Darstellung eines Experiments zur Prüfung der Reversibilitätsregel

Um zu erkennen, daß es sich um ein Reversibilitätsexperiment handelt, denke man sich zunächst die Targetatome in statistische Unordnung gebracht. Die Rückstreuintensitäten Y_N und I_N sind in diesem Fall nahezu unabhängig vom Winkel ψ , solange ψ klein bleibt (einige Grad). Y_N und I_N sind normalerweise verschieden¹⁾. Durch Einführen der kristallinen Ordnung wird im Fall des Gitterführungsexperimentes die Wahrscheinlichkeit eines zentralen Stoßes zwischen einem Ion und einem Gitteratom innerhalb des Rückstreuquerschnitts σ entsprechend dem Verhältnis $P(\psi)/P_N$ reduziert. P_N ist die Wahrscheinlichkeit für einen zentralen Stoß mit einem Gitteratom im amorphen Material, $P(\psi)$ ist die über alle im Bereich des Ionenstrahls liegenden Gitteratome gemittelte Trefferwahrscheinlichkeit P_{ba} im Einkristall. Die Richtung der Verbindungslinie Ionenquelle - Gitteratom ist für alle Gitteratome gleich, da die Ionenquelle sehr weit vom Kristall entfernt zu denken ist.

Aus dieser Überlegung folgt

$$Y(\psi) = \frac{P(\psi)}{P_N} Y_N \tag{9}$$

und in entsprechender Weise für die in Schattenrichtung gestreuten Ionen wegen (8)

$$I(\psi) = \frac{P(\psi)}{P_N} I_N \tag{10}$$

Aus der Reversibilitätsregel (8) folgt mit (9) und (10), daß in dem in Abb. 3 dargestellten Experiment die Rückstreuintensitäten der Beziehung

$$Y(\psi) = \frac{Y_N}{I_N} I(\psi) \tag{11}$$

gehörchen sollten.

Die Bestimmung des Quotienten Y_N/I_N wird im Anhang 6.1 beschrieben.

1) Y_N bzw. I_N sind die Rückstreuintensitäten im Gitterführungs- bzw. Schattenexperiment, die man erhielte, wenn alle Atome des Gitters wahllos angeordnet wären. Sie werden auch als "Normalintensitäten" ("normal yield") bezeichnet.

3. Messung der Winkelverteilungen rückgestreuter H-Atome in der Umgebung von Gitterführungs- und Schattenrichtungen

3.1. Die Apparatur

Die Messungen wurden an dem kleinen 10-150 keV-Protonenbeschleuniger durchgeführt, den R. BEHRISCH [21] beschrieben hat (Abb. 4).

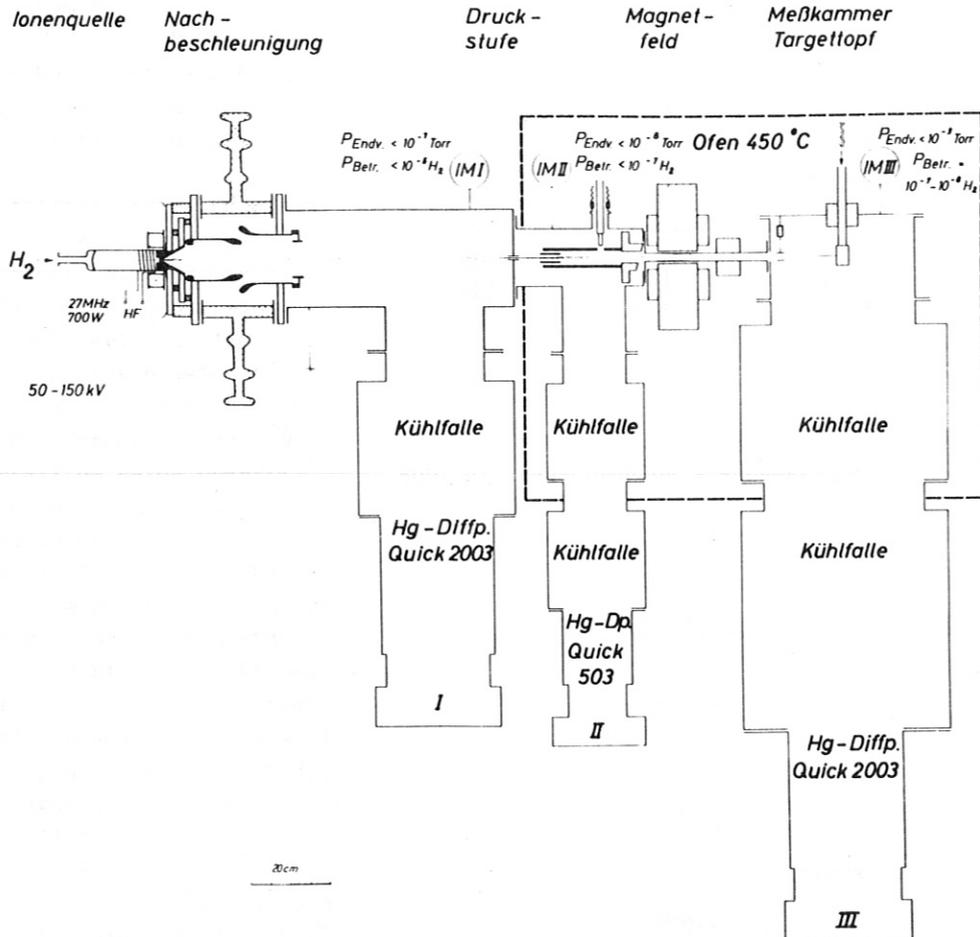


Abb. 4: Schematischer Aufbau des Beschleunigers

Die Protonen werden in einer HF-Ionenquelle erzeugt und von einer elektrostatischen Beschleunigungslinse auf eine Blende fokussiert, die die erste Druckstufe bildet. Die Abbildung des Ionenstrahls auf das Target geschieht durch ein magnetisches Sektorfeld mit radialer und axialer Fokussierung. Gleichzeitig dient das Magnetfeld als Energie- und Massenfilter zur Ausscheidung von Molekül- und Fremdatomionen.

Das Vakuum wird mit einem zweistufigen differentiellen Pumpsystem mit Quecksilberdiffusionspumpen erzeugt. In der Meßkammer werden ohne Ausheizen Drücke von einigen 10^{-9} Torr erreicht.

In Abb. 5 ist die Meßanordnung schematisch dargestellt. Der Ionenstrahl wird durch zwei Kreisblenden begrenzt. Er hat am Ort des Targets einen Durchmesser von $\sim 0,3$ mm und einen Öffnungswinkel von $0,34^\circ$. Seine Energiebreite beträgt $\Delta E \approx 100$ eV. Die meisten Messungen wurden bei einem Ionenstrom von etwa $1 \cdot 10^{-8}$ A, entsprechend einer Stromdichte $i_{H^+} = 15 \mu A/cm^2$ durchgeführt.

Das Target ist ein Kupfer-Einkristall der Fa. Metals Research Ltd. Er ist parallel zur $\{110\}$ -Fläche geschnitten. Vor dem Einbau wurde der Kristall geätzt, elektrolytisch poliert und im Vakuum bei $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ getempert. Vor jeder Messung wurde er kurzzeitig auf $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhitzt, um Quecksilber von der Oberfläche zu entfernen.

Der Kristall ist elektrisch isoliert auf einem Goniometerkopf, R. BEHRISCH u.a. [22], montiert (Abb. 6). Über die vertikale Achse können alle Einschüßwinkel $-45^{\circ} \leq \alpha \leq 90^{\circ}$ eingestellt werden. Ferner ist der Kristall um seine Oberflächennormale um $\delta = \pm 8^{\circ}$ sowie um eine horizontale Achse in der Kristalloberfläche um $\gamma = \pm 10^{\circ}$ drehbar. Alle drei Achsen schneiden sich 2 mm hinter der Kristalloberfläche, damit bei streifendem Ioneneinschüß ($\alpha \approx 90^{\circ}$) der Ionenweg nicht durch die Achslager blockiert wird. Der Kristall ist von der Rückseite durch Elektronenbeschüß auf $1000\text{ }^{\circ}\text{K}$ heizbar und kann durch Wärmeleitung über Kupferlitzen auf $160\text{ }^{\circ}\text{K}$ gekühlt werden.

Zum Nachweis der rückgestreuten H-Atome und Protonen dient ein gekühlter Si-Oberflächensperrschichtzähler mit einer Energieauflösung von $\sim 3\text{ keV}$ und einer unteren Nachweisgrenze von $\sim 7\text{ keV}$. Der Zähler ist ebenfalls um die vertikale Achse drehbar ($30^{\circ} \leq \alpha + \beta \leq 180^{\circ}$) und kann senkrecht zur Zeichenebene in 10 Schritten um je $0,4^{\circ}$ verstellt werden. Eine Blende vor dem Zähler begrenzt den erfaßten Raumwinkel auf $\Delta\Omega = 4,2 \cdot 10^{-5}\text{ sterad}$.

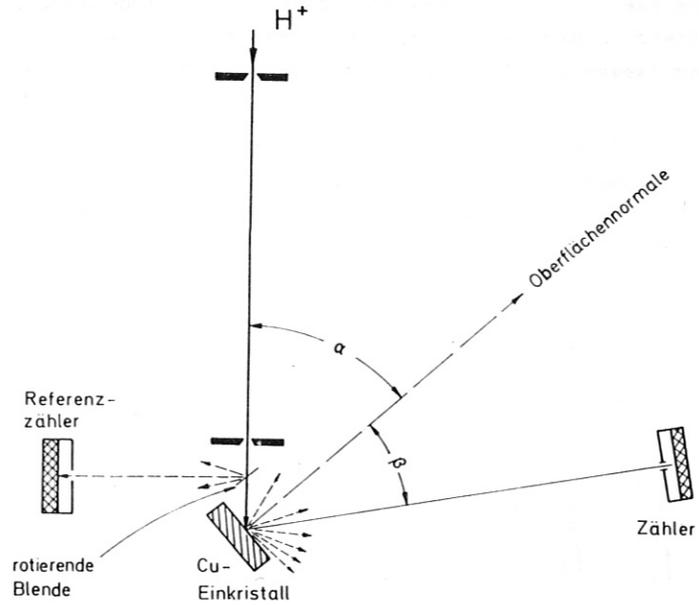


Abb. 5: Meßanordnung - schematisch

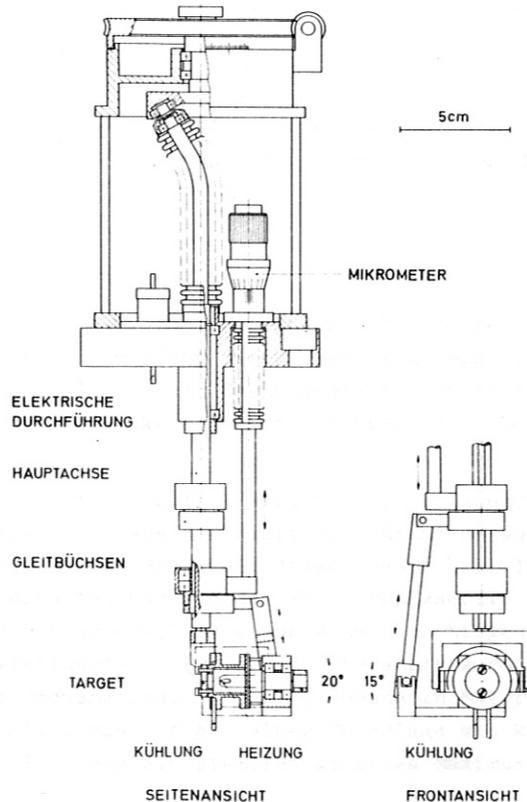


Abb. 6: Skizze des Goniometers

H-Atome und Protonen erzeugen im Oberflächensperrschichtzähler energieproportionale Ladungsimpulse, die über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker (Nucletron) auf einen Vielkanalanalysator (Intertechnique DIDAC 800) gegeben und nach Impulshöhen sortiert werden. Auf diese Weise erhält man für jede Winkelstellung das ganze Energiespektrum der reflektierten Teilchen.

Zur Energieeichung wird der Kristall parallel zum Ionenstrahl ($\alpha = 90^\circ$) gestellt und der Zähler in den Strahl ($\alpha + \beta = 180^\circ$) gefahren. Man stellt nacheinander verschiedene Primärstrahlenergien ein und erhält durch direkten Beschuß des Zählers das Eichspektrum (Abb. 7).

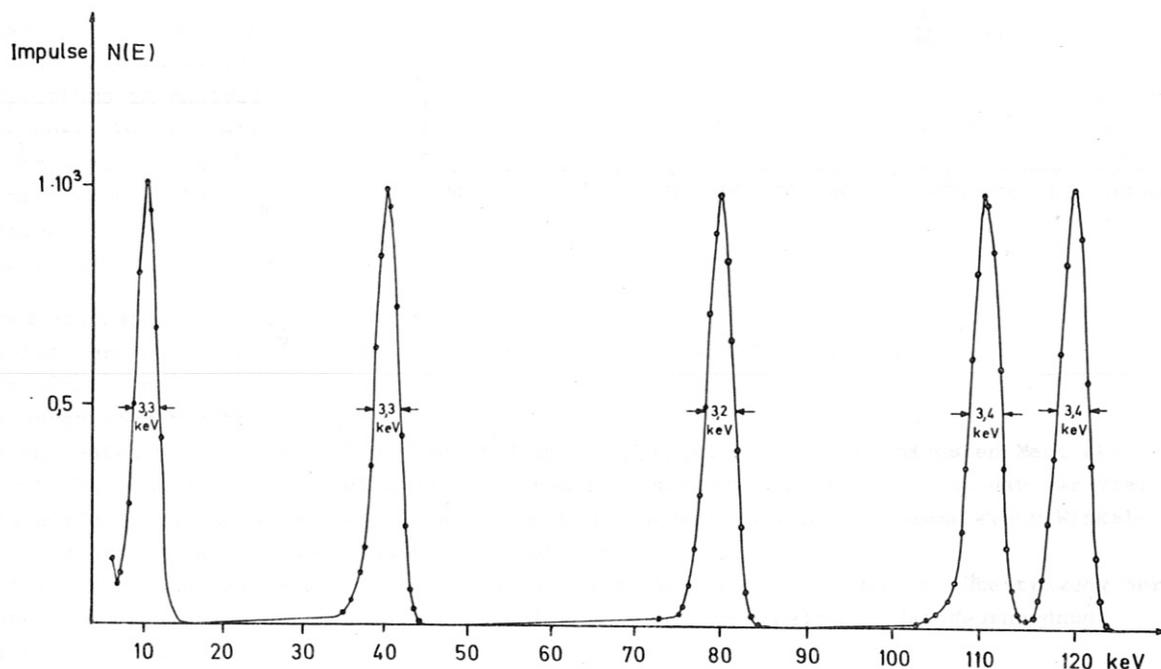


Abb. 7: Eichspektrum

Besonders wichtig für den Vergleich verschiedener Messungen ist eine genaue Relativmessung der Beschußdosis. Der Primärstrom kann nicht direkt gemessen werden, da sich der Strom auf das Target zusammensetzt aus Ionen- und Sekundärelektronenstrom. Der Sekundäremissionsfaktor hängt jedoch vom Einschußwinkel und von der Oberflächenbeschaffenheit ab, MASHKOVA u.a. [23].

Da die Konstanz des Primärstroms sehr schlecht ist, wird an der rotierenden Sektorblende ein konstanter Bruchteil des Primärstrahls aus der Einfallsrichtung herausgestreut. Am Referenzzähler wird wiederum ein konstanter Bruchteil dieser gestreuten Ionen gezählt¹⁾. Um ein stabiles Referenzsignal zu erhalten und von der Verstärkungsdrift des Referenzzählers unabhängig zu sein, wurde die rotierende Blende aus Aluminium hergestellt, dessen Oberfläche mit einer sehr dünnen Platinschicht ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) bedampft wurde. Da die Rutherford-Rückstreuung proportional zur Ordnungszahl z des beschossenen Materials zunimmt, erhält man von einer dünnen Schicht mit großem z auf einer Unterlage mit kleinem z im Energiespektrum der rückgestreuten Protonen ein ziemlich scharfes Maximum bei hohen Energien (Abb. 8).

1) Diese Anordnung geht auf einen Vorschlag von Prof. R. Sizmann, München, zurück.

Schneidet man den niederenergetischen Teil durch eine Schwelle ab, so ist die empfangene Impulsrate weitgehend unabhängig von Verschiebungen in der Verstärkung.

Die am Referenzzähler empfangenen Impulse werden mit einem Vorwahlzähler gezählt, der bei Erreichen der vorgewählten Impulszahl die Aufnahme des Spektrums am Analysator beendet. Dadurch wird erreicht, daß alle Spektren mit der gleichen Primärionenmenge aufgenommen werden.

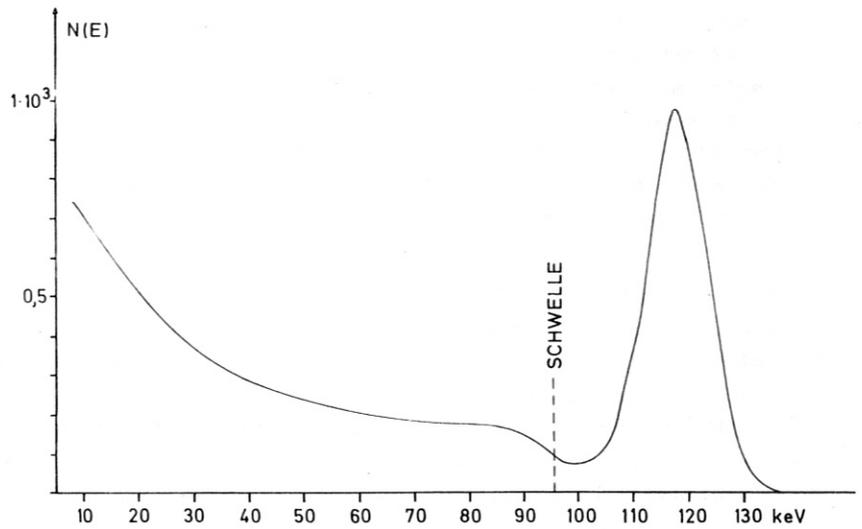


Abb. 8: Energiespektrum am Referenzzähler

Mit dem Stoppsignal des Vorwahlzählers werden außerdem Zähler und Einkristall durch Schrittmotore

um einen festen Winkelbetrag ($1/2^\circ$ bzw. 1°) in die Einstellung für den nächsten Meßpunkt gebracht. Während dieser Zeit wird das Spektrum auf Magnetband ausgelesen, so daß der Vielkanalanalysator zur Aufnahme des nächsten Spektrums bereit ist. Die Aufnahme einer Winkelverteilung erfolgt auf diese Weise vollautomatisch.

An den Vielkanalanalysator ist eine Lochkartenstanze angeschlossen, die die Übertragung der Meßdaten vom Magnetband auf Lochkarten ermöglicht. Das Blockschaltbild der Meßanordnung zeigt die Abb. 9.

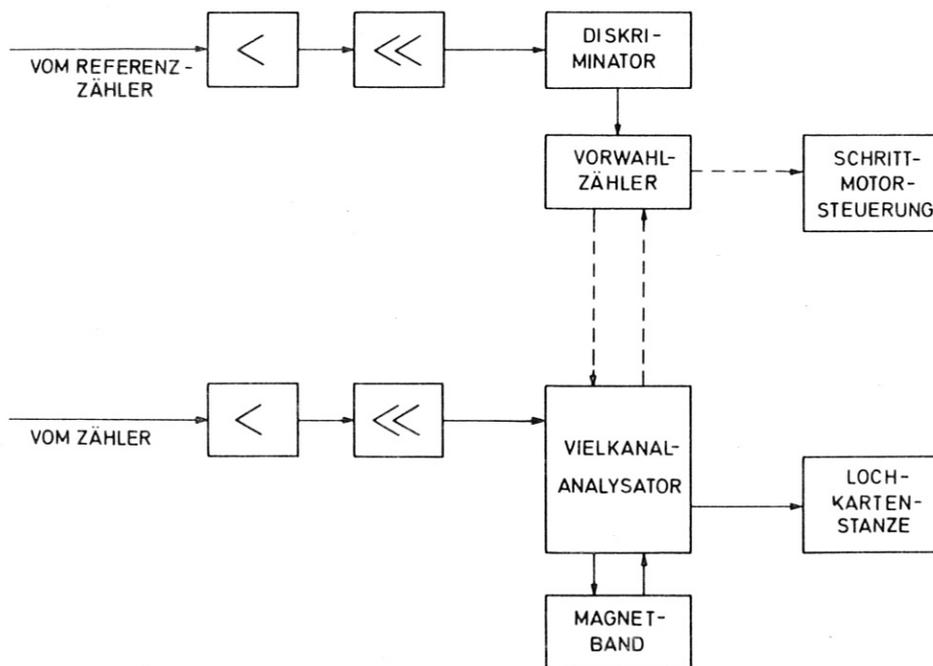


Abb. 9: Blockschaltbild der Meßanordnung

3.2. Intensitätsschichtlinienbilder

Es ist bekannt, daß Rückstreuminima in den dicht gepackten Kristallrichtungen keine Kreissymmetrie besitzen (BEHRISCH [15]). Für einen Vergleich der entsprechenden Minima infolge des Gitterführungs- und des Schatteneffektes ist es daher notwendig, einen gewissen Raumwinkelbereich um die Gitterachse Punkt für Punkt auszumessen. Beim Gitterführungseffekt wird der Ionenstrahl in Winkelschritten von $1/2^\circ$ über diesen Raumwinkelbereich geführt, während der Zähler gegen den Kristall festgehalten wird. Beim Schatteneffekt liegt die Einschubrichtung in den Kristall fest und der Zähler tastet in Schritten von $1/2^\circ$ den Raumwinkel um die Gitterachse ab.

Die so gewonnenen Meßdaten werden auf der Rechenmaschine (IBM 7090) in folgender Weise weiter verarbeitet: Zunächst wird in jedem Energiespektrum der Inhalt der Kanäle, die einem vorbestimmten Energieintervall ($E_2 - \Delta E/2, E_2 + \Delta E/2$) entsprechen, addiert. In unseren Auswertungen beträgt $\Delta E = 4,5$ keV. Auf diese Weise wird ein Punktraster der Winkelverteilung rückgestreuter Teilchen im Energieintervall ΔE um die Energie E_2 für den Raumwinkelbereich erzeugt, in dem durch Interpolation Linien gleicher Intensität berechnet und gezeichnet werden. Abb. 10 zeigt ein solches Intensitätsschichtlinienbild.

Die Bestimmung der Lage der Kristallachse als Schnittpunkt der verschiedenen Kristallebenen ist auf einem Intensitätsschichtlinienbild sehr genau möglich. Der Fehler beträgt $\sim \pm 0,1^\circ$.

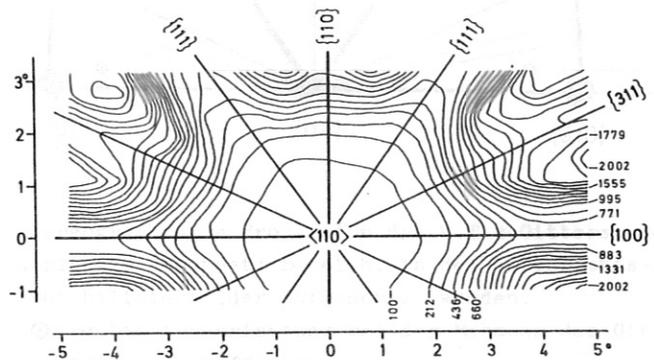


Abb. 10: Intensitätsschichtlinienbild der Rückstreuung von 120-keV-Protonen in die $\langle 110 \rangle$ -Schattenrichtung, $E_2 = 107$ keV, $T = 173^\circ\text{K}$, $\alpha = 36^\circ$, $\beta = 0 \pm 5^\circ$

3.3. Der $\langle 110 \rangle$ -Gitterführungs- und Schatteneffekt

3.3.1. Die geometrische Anordnung

Um das auf S.6 beschriebene Experiment zur Prüfung der Reversibilitätsregel durchzuführen, wurden folgende geometrischen Parameter gewählt (Abb. 11).

Die $\langle 110 \rangle$ -Richtung, in der der Gitterführungs- bzw. Schatteneffekt gemessen werden soll, liegt senkrecht zur Kristalloberfläche. Die Beobachtungsrichtung bei der Messung des Gitterführungseffektes ist gegen die $\langle 110 \rangle$ -Richtung um $\beta = 36^\circ$ gekippt; das entspricht einem Streuwinkel von $\lambda = 144^\circ$ im Laborsystem. Damit diese Richtung mit keiner dicht gepackten Kristallrichtung oder -ebene zusammenfällt, wurde sie um $2,1^\circ$ gegen die (001)-Ebene gekippt. Die entsprechende Einschußrichtung bei der Messung des Schatteneffektes erhält man durch Spiegelung an der $(1\bar{1}0)$ -Ebene, da ein Vertauschen von Einschuß- und Beobachtungsrichtung aus apparativen Gründen nicht möglich ist. Der Raumwinkel, in dem die Winkelverteilung gemessen wurde, beträgt $1,5 \cdot 10^{-2}$ sterad.

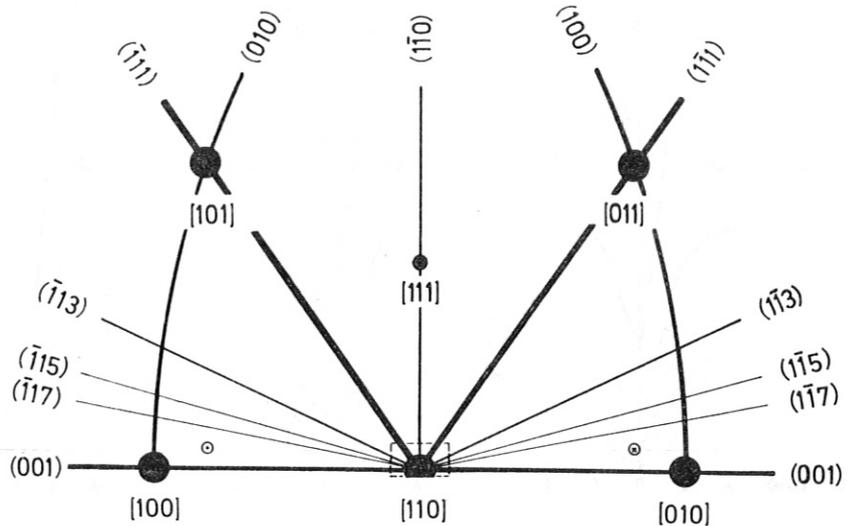


Abb. 11: Stereographische Projektion des k.f.z.Gitters. Gestrichelt umrandet: Bereich, in dem Intensitätsschichtlinienbilder aufgenommen wurden.

- ⊙ Beobachtungsrichtung bei der Messung des Gitterführungseffektes:
- ⊗ Einschußrichtung bei der Messung des Schatteneffektes.

3.3.2. Ergebnisse

Gemessen wurde das $\langle 110 \rangle$ -Minimum mit einer Primärenergie $E_1 = 120$ keV und Targettemperaturen $T = 173^\circ, 293^\circ, 473^\circ$ und 673° °K, ferner mit einer Primärenergie $E_1 = 60$ keV bei $T = 173^\circ, 293^\circ, 673^\circ$ und 1073° °K. Schatten und Gitterführung wurden für jede Temperatur stets unmittelbar aufeinanderfolgend gemessen, um Veränderungen in den Zählern, der Elektronik und der Ionenstrahlenergie klein zu halten. In den Abb. 6.2.1. bis 6.2.6. (im Anhang) sind einander entsprechende Intensitätsschichtlinienbilder des Gitterführungs- und Schattenexperiments für verschiedene Primärenergien, Targettemperaturen und Sekundärenergien gegenübergestellt.

Die Minima zeigen eine besonders ausgeprägte Struktur bei der höchsten Energie E_2 der zurückgestreuten H-Atome. Minima der dichtest gepackten Ebenen, $\{111\}$, $\{100\}$ und $\{311\}$, die sich in der $\langle 110 \rangle$ -Richtungen schneiden, sind deutlich erkennbar. Diese Struktur bleibt beim Gitterführungseffekt auch bei sehr kleinen Energien E_2 erhalten, wenn auch bei hoher Temperatur weniger ausgeprägt. Beim Schatteneffekt verschwindet sie dagegen vollkommen, selbst das $\langle 110 \rangle$ -Minimum ist für $E_1 = 120$ keV, $E_2 = 20$ keV und $T = 673^\circ$ °K nur noch schwach ausgeprägt (Abb. 6.2.4. im Anhang).

Die Intensitätsverteilung der Rückstreuminima für verschiedene Energien E_2 der rückgestreuten Protonen ist in den Abb. 12 und 13 dargestellt.

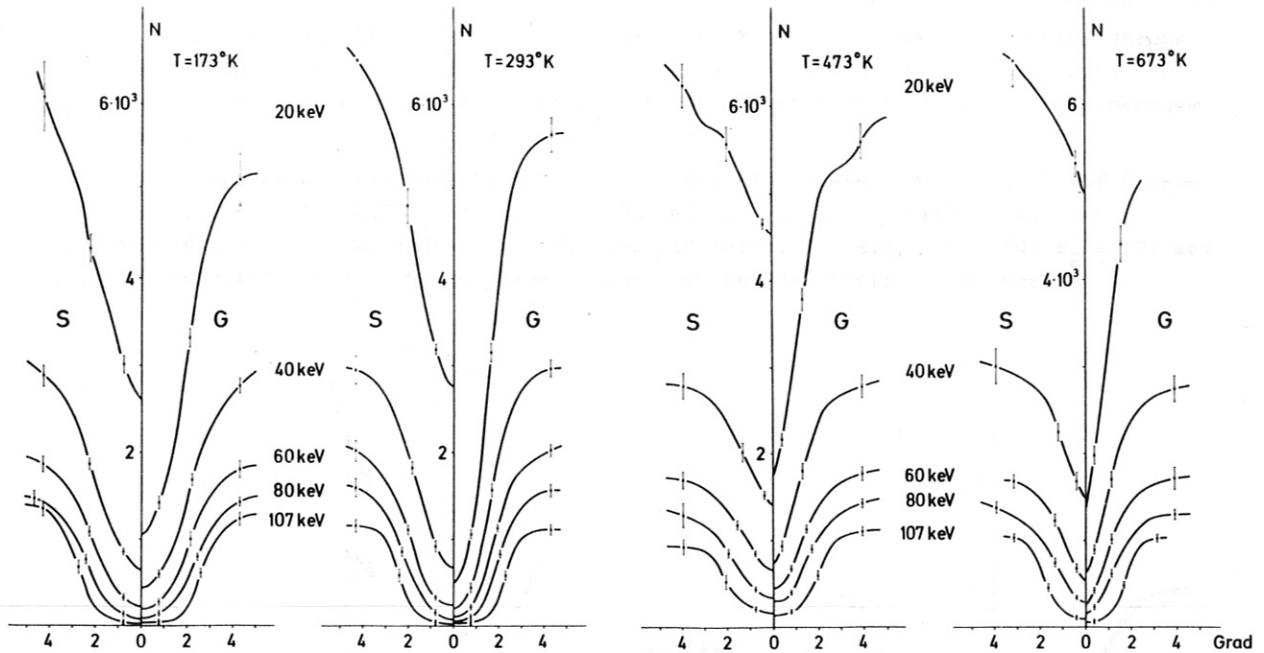


Abb. 12: $\langle 110 \rangle$ -Minima der Anzahl rückgestreuter Protonen, N , für Gitterführung (G) und Schatten (S), gemessen entlang der $\{311\}$ -Ebene für $E_1 = 120$ keV, $E_2 = 20, 40, 60, 80$ und 107 keV; $T = 173^\circ, 293^\circ, 473^\circ$ und 673° K; Intensität im Schatten mit Y_N/I_N multipliziert.

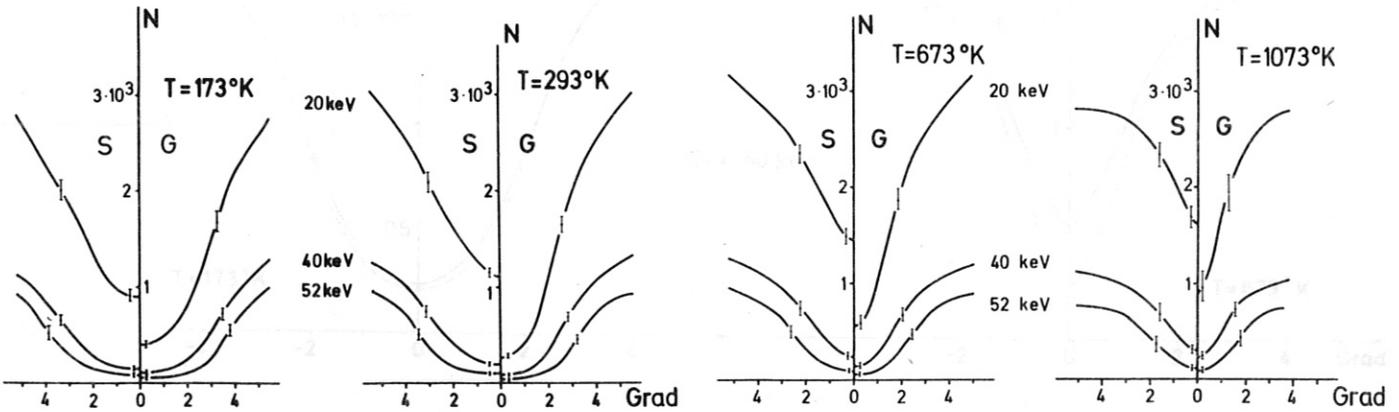


Abb. 13: $\langle 110 \rangle$ -Minima der Anzahl rückgestreuter Protonen, N , für Gitterführung (G) und Schatten (S), gemessen entlang der $\{311\}$ -Ebene für $E_1 = 60$ keV, $E_2 = 20, 40$ und 52 keV, $T = 173^\circ, 293^\circ, 673^\circ$ und 1073° K; Intensität im Schatten mit Y_N/I_N multipliziert.

Sie zeigen Schnitte durch das axiale Minimum entlang den $\{311\}$ -Ebenen. Die Fehlergrenzen wurden aus dem Unterschied der Intensitäten ermittelt, die im gleichen Winkelabstand

von der Achse an den vier entsprechenden Punkten des Intensitätsschichtlinienbildes auf den $\{311\}$ -Ebenen gemessen wurden. Die jeweils auf der linken Seite gezeichneten Intensitätsverteilungen der Schatten sind bereits mit dem Faktor Y_N/I_N multipliziert, um den Vergleich mit den Gitterführungsminima zu ermöglichen (s. Abschnitt 2.5. und Anhang 6.1.).

Die so erhaltenen Maximalintensitäten außerhalb des Minimums stimmen für Gitterführung und Schatten innerhalb der Fehlergrenzen überein. Eine Ausnahme bilden die Kurven für $E_1 = 120$ keV, $E_2 = 20$ keV. Die Intensität im Minimum steigt im Schatten mit abnehmendem E_2 wesentlich schneller als bei der Gitterführung.

Aus dieser Darstellung ist bereits zu erkennen, daß die Reversibilitätsregel auf unsere Messungen für $E_1 = 120$ keV im Bereich $E_2 \leq 60$ keV und für $E_1 = 60$ keV im Bereich $E_2 \leq 40$ keV nicht mehr anwendbar ist. Wie Abb. 14 zeigt, ist sie jedoch für $E_2 = 107$ keV sehr gut erfüllt, für $E_2 = 60$ keV dagegen nur noch bei der tiefsten Temperatur.

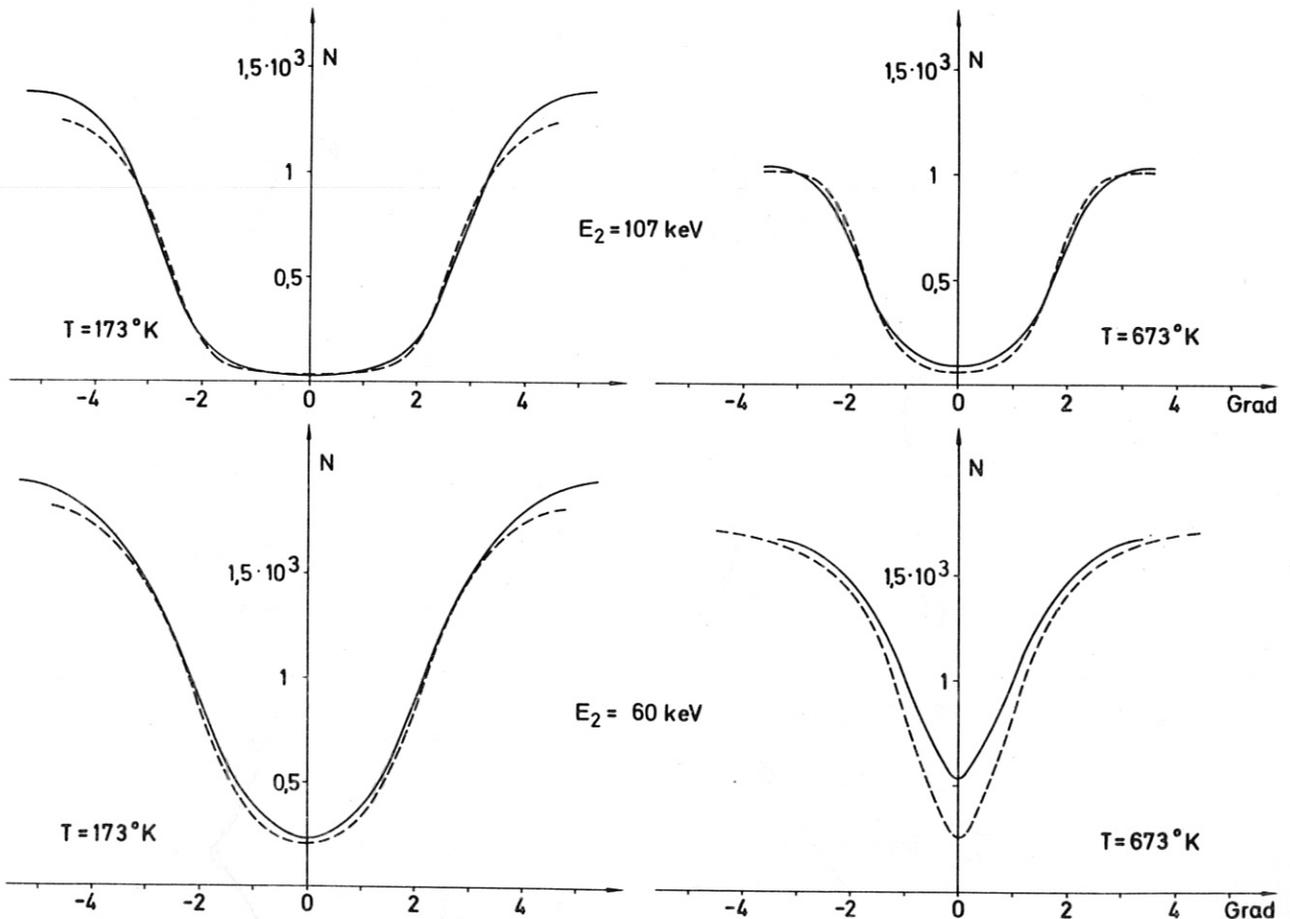


Abb. 14: $\langle 110 \rangle$ -Minima der Anzahl rückgestreuter Protonen, N , für Gitterführung (---) und Schatten (—), gemessen entlang der $\{311\}$ -Ebene für $E_1 = 120$ keV; $E_2 = 60$ und 107 keV; $T = 173^\circ$ und 673°K ; Intensität im Schatten mit Y_N/I_N multipliziert.

Für die höchsten Energien E_2 stimmen auch die Strukturen der Minima rund um die Achse sehr gut überein. Dazu sind in Abb. 15 Linien gleicher Intensität in der Höhe des Halbwerts zum Vergleich übereinander gezeichnet. Auf die Abweichungen bei 473°K wird später noch eingegangen.

Für die Primärenergie $E_1 = 60$ keV ist die Übereinstimmung selbst für die höchste nachweis-

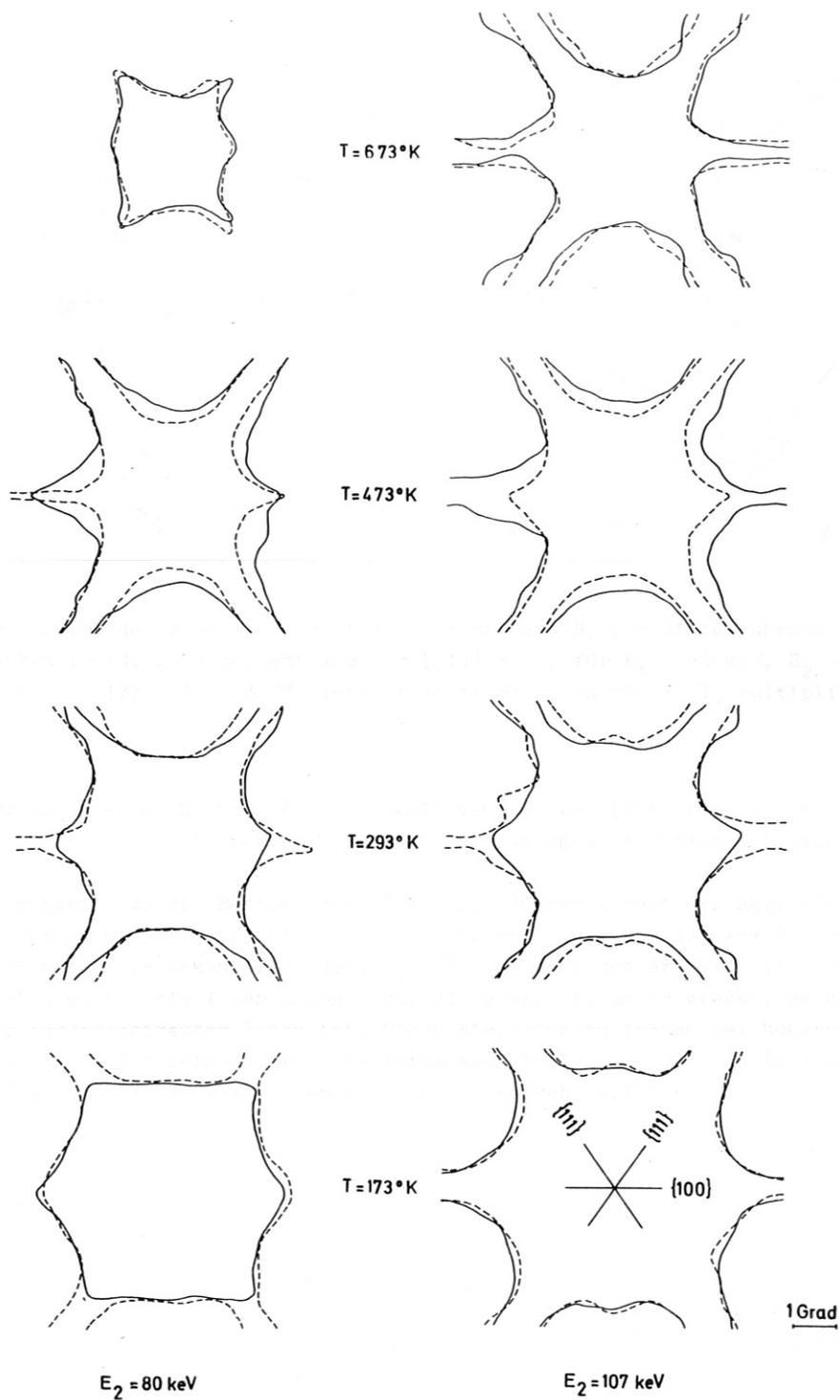


Abb. 15: Linien gleicher Intensität in der Höhe des Halbwerts für Gitterführung (---) und Schatten (—), $E_1 = 120 \text{ keV}$, $E_2 = 80$ und 107 keV ; $T = 173^{\circ}$, 293° , 473° und 673°K .

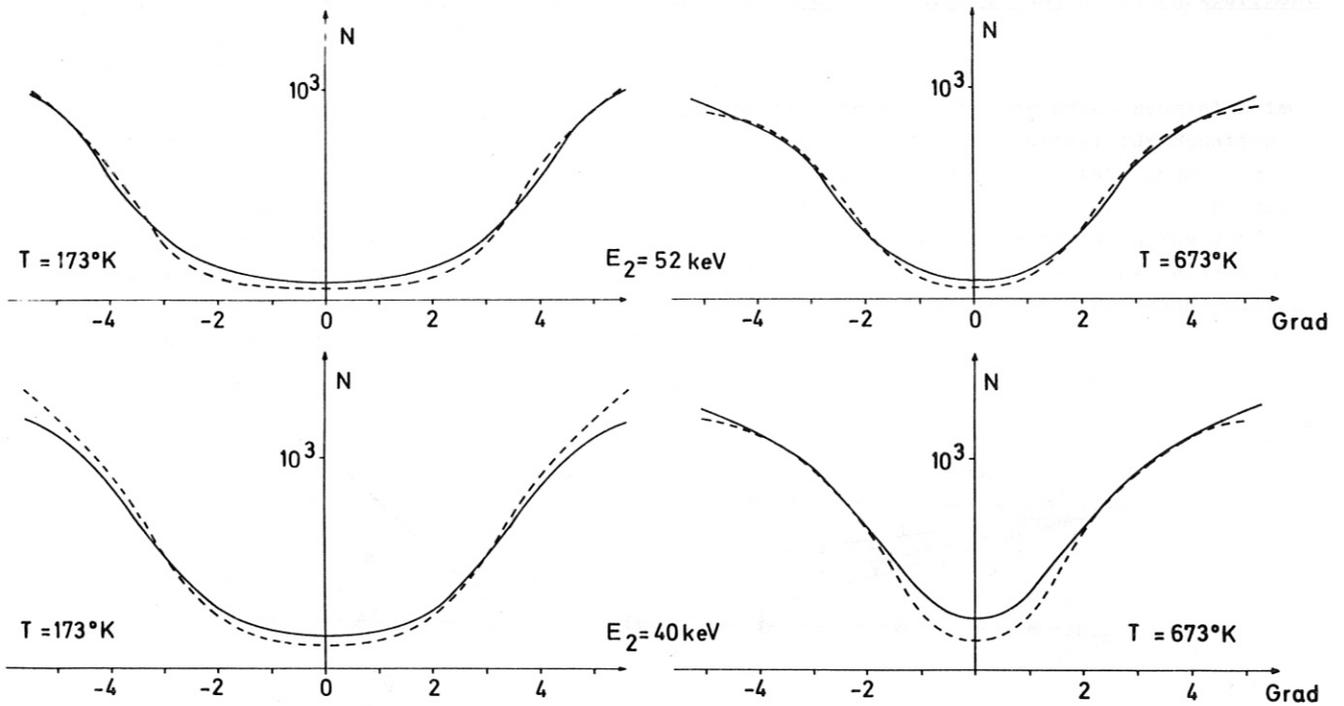


Abb. 16: $\langle 110 \rangle$ -Minima der Anzahl rückgestreuter Protonen, N , für Gitterführung (---) und Schatten (—), gemessen entlang der $\{311\}$ -Ebene für $E_1 = 60$ keV, $E_2 = 40$ und 52 keV, $T = 173^\circ$ und 673° K, Intensität im Schatten mit Y_N/I_N multipliziert.

Energie der rückgestreuten H-Atome ($E_2 = 52$ keV) weniger gut (Abb. 16). Vor allem in der Minimalintensität besteht eine merkliche Abweichung, während die Flanken besser übereinstimmen.

Die Messungen zeigen, daß die Bedingung (11) für die Anwendbarkeit der Reversibilitätsregel auf die Rückstreuung trotz beträchtlicher Energieverluste für 120 keV Protonen und die Cu $\langle 110 \rangle$ -Richtung für Sekundärenergien $E_2 > 80$ keV sehr gut erfüllt ist. Der Einfluß von Energieverlusten auf die Ionenbahnen wird, wie erwartet, um so größer, je kleiner die Energie E_2 der zurückgestreuten Ionen ist. Diese Abweichungen treten bei höherer Targettemperatur stärker in Erscheinung. Für die Primärenergie $E_1 = 60$ keV ist (11) auch bei der höchsten Energie der rückgestreuten Protonen nicht mehr erfüllt.

4. Interpretation der Winkelverteilung der Rückstreuung im Gitterführungs- und Schattenexperiment

4.1. Modellvorstellung

Im idealen Kristall ohne Energieverlust entspricht die Winkelbreite der Rückstreuminima im allgemeinen weder dem Grenzwinkel für Gitterführung ψ_G noch dem Grenzwinkel für Schatten ψ_S . Ihre Breite hängt vielmehr von der Tiefe ab, in der die Rückstreuung stattfindet. Um dies zu veranschaulichen, betrachten wir einen Ionenstrahl, der unter einem kleinen Winkel gegen eine Kettenrichtung auf eine Kristalloberfläche fällt. Auf einem gewissen Weg vom Eintritt in den Kristall an gerechnet, stößt die Mehrzahl der Ionen nur an einer einzigen Kette. Abb. 17 zeigt aber, daß Rückstreuung bei einem Stoß mit einer Kette nur dann möglich ist, wenn der Einfallswinkel $\psi \geq \psi_S$ ist (Strahl 1).

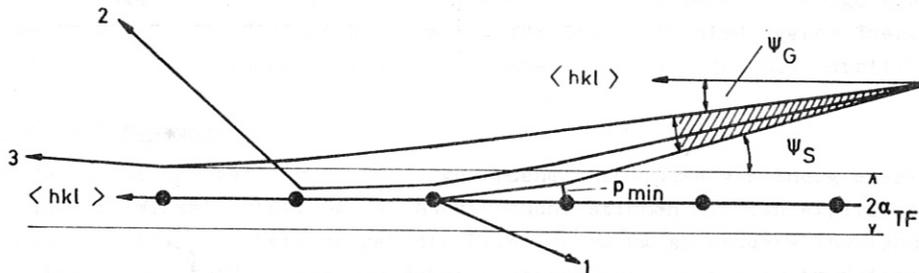


Abb. 17: Streuung von Ionen an einer Atomkette

- Strahl 1, Einfallswinkel $\psi \geq \psi_S$, zentraler Stoß mit einem Kettenatom oder Durchdringung der Kette;
- Strahl 2, $\psi_G < \psi < \psi_S$, zentraler Stoß nicht möglich, Ausfallswinkel kann größer sein als Einfallswinkel
- Strahl 3, $\psi \leq \psi_G$, geführter Strahl, Ausfalls- gleich Einfallswinkel.

Ionen im schraffierten Winkelbereich, $\psi_G < \psi < \psi_S$ (Strahl 2), können beim ersten Kettenstoß lediglich vorwärts gestreut werden. Rückstreuung dieser Ionen erfolgt also erst in größerer Tiefe, wenn sich ihr Bahnwinkel gegen die Kettenrichtung durch Streuung an einer oder mehreren Ketten auf einen Wert $\psi \geq \psi_S$ vergrößert hat. Die Rückstreuung von Ionen im Winkelbereich $\psi_G < \psi < \psi_S$ in mehreren aufeinanderfolgenden Kettenstößen haben D. V. MORGAN und D. van VLIET [24] durch numerische Rechnungen bestätigt.

Daraus folgt, daß für Rückstreuung aus einer Oberflächenschicht das Minimum sowohl im Gitterführungsexperiment als auch im Schattenexperiment die Breite ψ_S hat. In größerer Tiefe, wenn die Ionen an mehreren Ketten gestoßen haben, nimmt die Breite im Gitterführungsexperiment auf den Wert ψ_G ab; wegen der Umkehrbarkeit der Bahnen ist die Breite des Minimums im Schattenexperiment dann ebenfalls ψ_G . Die Reversibilitätsregel ist streng erfüllt.

Im idealen Kristall mit Energieverlusten werden die Winkelbreiten der Minima im Gitterführungsexperiment immer noch durch die Primärenergie E_1 bestimmt. Es ändert sich in erster Näherung nichts gegenüber der Bahn ohne Energieverlust. Durch die Energieverluste beim Hineinlaufen in den Kristall wird der Grenzwinkel für den Gitterführungseffekt vergrößert, so daß der geführte Strahl dadurch eher noch stabilisiert wird.

Dagegen wird die Breite der Minima im Schattenexperiment nicht durch E_1 , sondern die Energie nach der Rückstreuung im Kristall, E_2' , bestimmt. Da der kritische Winkel proportional zu $1/\sqrt{E}$ ist, ergeben sich danach um so größere Breiten, je tiefer die Rückstreuung im Kristall erfolgt. Dieser Verbreiterung der Minima im Schattenexperiment wirkt der Einfang von Ionen in geführte Bahnen teilweise entgegen. Protonen, die nach der Rückstreuung zunächst alle auf nicht geführten Bahnen ($\psi > \psi_G(E)$) laufen, verlieren beim Herauslaufen

aus dem Kristall soviel Energie, daß der Bahnwinkel ψ von einer gewissen Stelle an den Grenzwinkel $\psi_G(E)$ unterschreitet und das Teilchen in den geführten Strahl übergeht. Durch den Einfang der Ionen in geführte Bahnen werden die Rückstreuminima im Schattenexperiment um so stärker aufgefüllt, in je größerer Tiefe die Rückstreuung erfolgt ist. In erster Linie werden dabei die Flanken aufgefüllt, so daß die Verbreiterung durch die kleinere Energie bei der Schattenbildung weitgehend kompensiert wird. Hinzu kommt eine starke Anhebung der Minimumintensität.

Realer Kristall mit Gitterschwingungen

Thermische Gitterschwingungen ändern das für den idealen Kristall entwickelte Bild nur insofern, als die Kettenpotentiale flacher ("weicher") werden und stärkeren Schwankungen unterliegen.

Durch die niedrigen Kettenpotentiale werden die Minima schmaler. Durch die Schwankungen werden die Übergänge zwischen geführten und nicht geführten Bahnen infolge Kleinwinkelstreuung verstärkt. Da die Kleinwinkelstreuung für Ionen mit niedrigerer Energie zunimmt, erwartet man bei hohen Temperaturen eine größere Abweichung von der Reversibilität.

4.2. Vergleich mit den Messungen

Die anhand der Modellvorstellung sichtbar gewordenen Einflüsse von Energieverlusten und Temperatur auf die Winkelverteilung der Rückstreuung stimmen mit den experimentellen Ergebnissen gut überein. Allgemein zeigen die Experimente um so größere Abweichungen der Rückstreuminima im Gitterführungs- und Schattenexperiment, je tiefer im Kristall die Rückstreuung erfolgt ist und je höher seine Temperatur ist.

Die im Schattenexperiment gemessenen Halbwertsbreiten sind in Tab. 1 für verschiedene Temperaturen und verschiedene Tiefen der Rückstreuung angegeben. Man erkennt, daß die mit zunehmender Tiefe durch Einfang von Ionen in geführte Bahnen und durch Kleinwinkelstreuung verursachte Verringerung der Breite der Minima ihre Vergrößerung durch kleinere Energie E_2 bei der Rückstreuung überwiegt. Durch Vergleich der ebenfalls angegebenen Grenzwinkel $\psi_G(E_2')$ bei der Rückstreuung und $\psi_G(E_2)$ beim Austritt aus dem Kristall, erkennt man, daß der Einfangeffekt nur für die nahe der Oberfläche zurückgestreuten Ionen vernachlässigbar ist.

E_1 [keV]	E_2 [keV]	E_2' [keV]	x [Å]	$\psi_{1/2} <110>$				$\psi_G(E_2)$	$\psi_G(E_2')$
				T=173°K	293°K	473°K	673°K		
120	20	58	2360	2,3°	2,0°	--	--	7,3°	4,3°
120	40	72	1745	2,3°	1,9°	1,5°	1,2°	5,2°	3,9°
120	60	84	1230	2,3°	2,0°	1,6°	1,3°	4,3°	3,6°
120	80	95	760	2,5°	2,2°	2,0°	1,4°	3,7°	3,4°
120	107	110	130	2,8°	1,4°	2,1°	1,8°	3,2°	3,1°
60	20	35	1045	3,0°	2,9°	--	2,1°	7,3°	5,6°
60	40	47	425	3,3°	3,1°	--	2,3°	5,2°	4,8°
60	52	54	65	3,8°	3,4°	--	2,6°	4,6°	4,5°

Tab. 1: Halbwertsbreite der Schatten $\psi_{1/2}$ in $<110>$ -Richtung aus Abb. 12 und 13. Der Fehler der Winkelmessung beträgt einheitlich etwa $\pm 0,1^\circ$.

Die Halbwertsbreiten der Rückstreuminima beim Gitterführungsexperiment sind in Abb. 18 in Abhängigkeit von der Eindringtiefe x aufgetragen. Man erhält durch Extrapolieren gegen die Eindringtiefe x = 0 die der Halbwertsbreite für den Schatteneffekt entsprechende Halbwertsbreite $\psi_{1/2}(0)$, Tabelle 2.

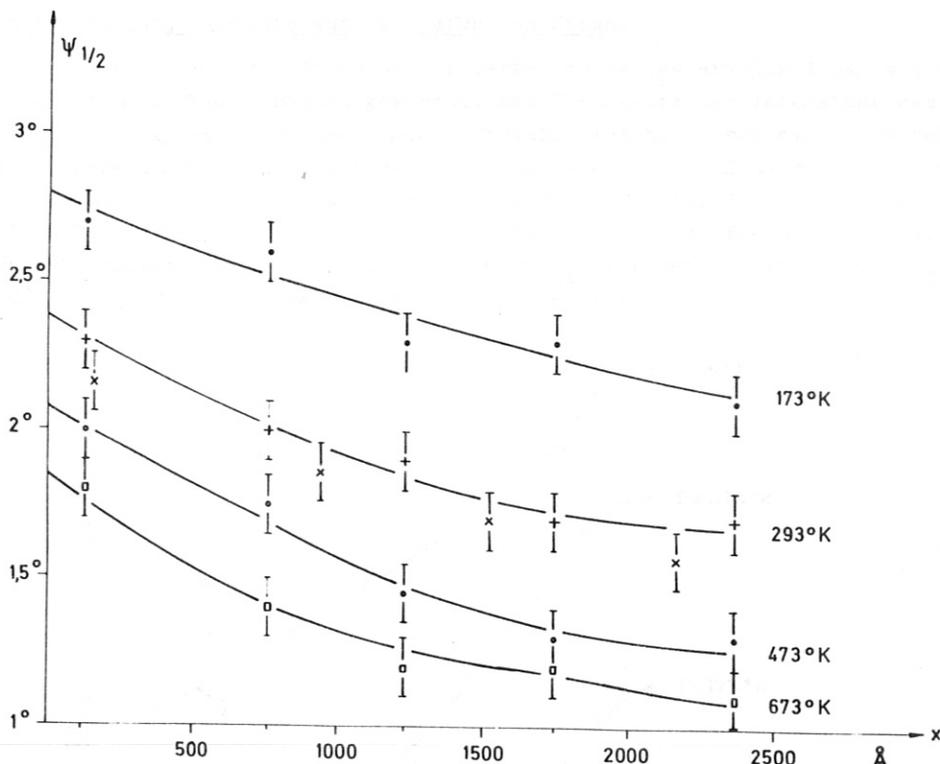


Abb. 18: Halbwertsbreite der <110>-Minima im Gitterführungseffekt, gemessen entlang einer {311}-Ebene, als Funktion der Eindringtiefe, $E_1 = 120$ keV.

$\psi_{1/2}(0)$ ist auch bei tiefen Temperaturen etwa um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als der nach Gl.(3) berechnete Grenzwinkel für den Schatteneffekt.

Aussagen über die Halbwertsbreite des Gitterführungseffekts sind aufgrund der Rückstreuungen nur bedingt möglich. Die Kurven der Abb. 18 zeigen zwar für große Eindringtiefen die Tendenz zu einem konstanten Grenzwert $\psi_{1/2}(\infty)$. Dieser Wert wird auch bei der größten beobachteten Eindringtiefe nicht ganz erreicht. Die Halbwertsbreiten für die maximale Eindringtiefe ($x_{\max} = 2360 \text{ \AA}$), aus der noch Rückstreuung beobachtet werden konnte, sind ebenfalls in Tab. 2 eingetragen. Das Verhältnis $\psi_{1/2}(0)/\psi_{1/2}(x_{\max})$ ergibt für alle Temperaturen innerhalb der Fehlergrenzen den Wert $\sqrt{2}$, den man für das Verhältnis der Grenzwinkel für Schatten- und Gitterführungseffekt, $\psi_{1/2S}/\psi_{1/2G}$, erwartet.

In der letzten Spalte der Tab. 2 sind die gegen die Eindringtiefe $x = 0$ extrapolierten Halbwertsbreiten der Minima beim Gitterführungseffekt für die Primärenergie $E_1 = 60$ keV eingetragen. Die Halbwertsbreiten $\psi_{1/2}(0)$ für 120 und 60 keV verhalten sich bei unseren Messungen umgekehrt wie die Wurzel aus dem Energieverhältnis

$$\frac{\psi_{1/2}(0)_{E=120 \text{ keV}}}{\psi_{1/2}(0)_{E=60 \text{ keV}}} \approx \sqrt{\frac{60}{120}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Die Halbwertsbreiten von Protonen in Kupfer zeigen also die gleiche Energieabhängigkeit wie der Lindhardwinkel, Gl.(2).

T [°K]	$E_1 = 120 \text{ keV}$		$E_1 = 60 \text{ keV}$ $\psi_{1/2}(0)$
	$\psi_{1/2}(0)$	$\psi_{1/2}(x_{\max})$	
173°	2,8°	2,1°	3,8°
293°	2,4°	1,7°	3,35°
473°	2,05°	1,3°	--
673°	1,85°	1,1°	2,65°

Tab. 2: ($\Delta\psi_{1/2} = \pm 0,1^\circ$)

4.3. Minimumsintensität, Verluste aus dem geführten Strahl

Durch thermisch ausgelenkte Atome und Gitterfehler werden ständig Ionen aus dem geführten Strahl auf nicht geführte Bahnen gestreut. Das Verhältnis der Intensität des nicht geführten Strahls zur Gesamtintensität des Strahls, welches durch das Verhältnis $\chi_{\min} = Y(0)/Y_N$ (s. S. 7) gegeben ist, nimmt mit der Eindringtiefe zu. Die Zunahme hängt von der Konzentration der Gitterfehler ab und ist daher ein gutes Maß für den Zustand des Einkristalls [25]. In Abb. 19 ist für $E_1 = 120 \text{ keV}$ χ_{\min} als Funktion der Tiefe, in der die Rückstreuung erfolgt ist, aufgetragen. Wie erwartet, nimmt χ_{\min} mit der Eindringtiefe zu. Andererseits nimmt es jedoch nicht, wie erwartet, mit der Temperatur monoton zu.

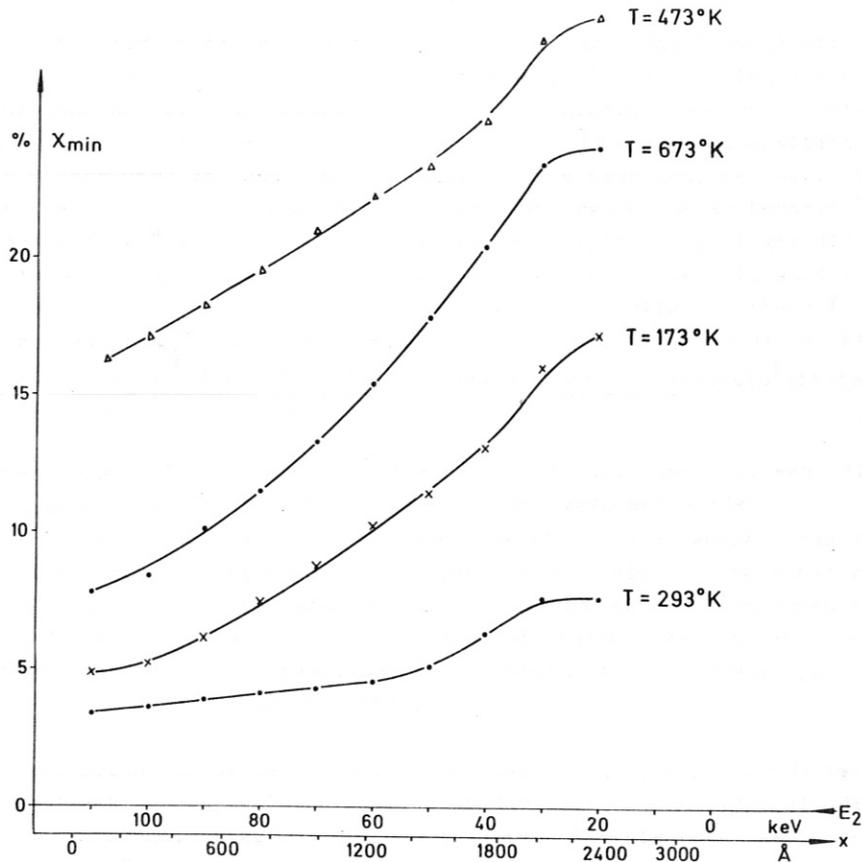


Abb. 19: χ_{\min} als Funktion der Eindringtiefe in das Gitter, $E_1 = 120 \text{ keV}$, Beschußdosis $\sim 10^{18}$ Protonen/cm².

Die Verluste aus dem geführten Strahl sind bei 173 °K höher als bei 293 °K und wiederum bei 473 °K höher als bei 673 °K. Dieses Ergebnis läßt sich nur so erklären, daß abgesehen von den durch thermische Bewegung des Gitters verursachten Verlusten die Streuung an Strahlenschäden einen wesentlichen Beitrag liefert. Da für die Aufnahme eines Intensitätsschichtlinienbildes eine Beschußdosis von $2 \cdot 10^{18}$ Ionen/cm² erforderlich ist, kann man bei unseren Messungen eine hohe Strahlenschadenkonzentration erwarten. Dadurch lassen sich auch die auf Abb. 15 erkennbaren Unterschiede in der Form der Minima beim Gitterführungs- und Schatteneffekt für $T = 473 \text{ °K}$ erklären, denn die Erzeugungsrate der Strahlenschäden ist vermutlich bei der Schattenmessung größer als bei der Gitterführungsmessung, wo der Ionenstrahl während einer relativ großen Zeit in Führungsrichtung eingeschossen wird und dadurch weniger Strahlenschäden erzeugt als bei Einschuß in beliebiger Richtung. Die Minimumsintensitäten, χ_{\min} , an einem besonders gut ausgeheilten Kristall, der nur in $\langle 110 \rangle$ -Richtung beschossen wurde, entsprechen der Erwartung, daß die Verluste mit der Temperatur monoton zunehmen [26].

5. Zusammenfassende Diskussion

Die vorhandene Meßanordnung [15] zur Messung des Schatteneffekts bei Rückstreuung von 50 - 150 keV Protonen an Einkristallen wurde an drei Punkten erweitert.

Durch Einbau eines Goniometers zur Halterung des Einkristalls wurde es möglich, zusätzlich den Gitterführungseffekt bei Rückstreuung zu messen. Die erste Stufe des Vorverstärkers wurde in unmittelbarer Nähe des Oberflächensperrschichtzählers aufgebaut und gekühlt. Damit wurde die Energieauflösung von 7 keV auf 3 keV verbessert und eine Auflösung von etwa 80 Å für die Protoneneindringtiefe erreicht. Durch Automatisierung der Messungen und ihrer Auswertung wurde der Meßfehler wesentlich reduziert und die Auswertungszeit herabgesetzt.

Es wurden erstmals Rückstreuminima durch Gitterführungs- und Schatteneffekt in einem größeren Raumwinkelbereich um die Cu-<110>-Richtung mit Primärenergien von 60 und 120 keV für verschiedene Energien der rückgestreuten Wasserstoffatome und verschiedene Temperaturen des Targets aufgenommen. Durch Vergleich der gewonnenen Intensitätsschichtlinienbilder für Gitterführungs- und Schatteneffekt konnte eine sehr genaue Prüfung der Reversibilitätsregel durchgeführt werden. Die Messungen ergaben um so bessere Übereinstimmung mit der Reversibilitätsregel, je höher die Primärenergie, je geringer die Tiefe, in der die Rückstreuung erfolgte, und je niedriger die Temperatur gewählt wurde. Es konnte gezeigt werden, daß in diesen Fällen nicht nur in einer bestimmten Ebene (in diesem Fall der {311}-Ebene), sondern auch in der Intensitätsverteilung rund um das Minimum Gitterführungs- und Schatteneffekt bis auf einen Faktor (den die Reversibilitätsregel zuläßt) sehr gut deckungsgleich sind.

Wie erwartet, treten Abweichungen von der Reversibilität dann auf, wenn die Ionenbahnen durch Energieverluste beim Durchlaufen des Gitters geändert werden.

Durch eine eingehende Analyse der Ionenbahnen konnte gezeigt werden, daß die Halbwertsbreite des Rückstreuminimums sowohl im Gitterführungs- als auch im Schattenexperiment für die aus den obersten Atomlagen des Kristalls zurückgestreuten Ionen etwa der Halbwertsbreite für den Schatteneffekt entspricht. Die Halbwertsbreite für den Gitterführungseffekt ist etwa gleich der Halbwertsbreite der Minima im Gitterführungsexperiment für die aus größerer Tiefe zurückgestreuten Atome.

Die Halbwertsbreiten für Gitterführungseffekt verhalten sich zu den Halbwertsbreiten für den Schatteneffekt wie $1/\sqrt{2}$. Sie sind etwa um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als die kritischen Winkel von J. LINDHARD, zeigen jedoch die erwartete Energieabhängigkeit der Form $1/\sqrt{E}$. Aus der minimalen Rückstreuung bei Einschuß parallel zur Gitterführungsrichtung kann gezeigt werden, daß im Einkristall während der Messung starke Strahlenschäden erzeugt werden, die bei höherer Temperatur teilweise wieder ausheilen. Diese induzierten Strahlenschäden erschweren die Messung von Rückstreuminima an ungestörten Einkristallen.

Herrn Dr. G. von Gierke danke ich für die großzügige Förderung dieser Arbeit. Besonders dankbar bin ich Herrn Priv.-Doz. Dr. E.W. Blauth für seine Unterstützung und sein stetiges Interesse am Fortgang der Experimente. Herrn Dr. R. Behrisch danke ich für seine Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente sowie für viele Diskussionen bei der Interpretation der Ergebnisse. Herrn H. Schmidl danke ich für seine Hilfe beim Aufbau der Elektronik und bei der Durchführung der Messungen, Herrn H. Wacker für die einwandfreie Durchführung vieler mechanischer Arbeiten. Das Programm für die Rechenmaschine wurde von Herrn J. Schneider angefertigt.

6. Anhang

6.1. Berechnung der Tiefe der Rückstreuung und der Energieverteilung nach dem klassischen Zweierstoßmodell

Wenn die Rückstreuung eines energiereichen Protons in einem einzigen Zweierstoß mit einem Gitteratom geschieht und die Ionenbahn vor und nach der Rückstreuung praktisch geradlinig verläuft, läßt sich die Energie E_2 der rückgestreuten Wasserstoffatome außerhalb des Kristalls als Funktion der Tiefe x ausrechnen, in der die Rückstreuung stattgefunden hat, A.B. BROWN u.a. [27].

Zur Vereinfachung wird angenommen, daß die Oberflächennormale des Kristalls in der Bahnebene des Ions liegt. α bzw. β sind Einfallswinkel bzw. Austrittswinkel gegen die Normale. Ein Ion mit der Primärenergie E_1 hat dann unmittelbar vor dem Stoß die Energie

$$E_1' = E_1 - \int_0^{\frac{x}{\cos \alpha}} \overline{S(E)} dx \quad (6.1)$$

$\overline{S(E)}$ ist der mittlere differentielle Energieverlust. Unmittelbar nach der Rückstreuung ist die Energie des Ions

$$E_2' = k^2 E_1' \quad (6.2)$$

mit dem Energieverlustfaktor für den Zweierstoß mit dem Ablenkwinkel $\pi - (\alpha + \beta)$

$$k^2 = \left[-\frac{M_1 \cos(\alpha + \beta)}{M_1 + M_2} + \sqrt{\left(\frac{M_1 \cos(\alpha + \beta)}{M_1 + M_2}\right)^2 + \frac{M_2 - M_1}{M_1 + M_2}} \right]^2 \quad (6.3)$$

M_1 bzw. M_2 ist die Masse des Ions bzw. Gitteratoms. Schließlich ist die Energie des zurückgestreuten Wasserstoffatoms außerhalb des Kristalls

$$E_2(x) = \left(E_1 - \int_0^{\frac{x}{\cos \alpha}} \overline{S(E)} dx \right) k^2 - \int_{\frac{x}{\cos \beta}}^0 \overline{S(E)} dx \quad (6.4)$$

Für den differentielle Energieverlust $\overline{S(E)}$ von Protonen in amorphem Kupfer gibt es keinen geschlossenen analytischen Ausdruck.

Gleichung (6.4) wurde daher unter Verwendung der experimentell bestimmten Werte für $\overline{S(E)}$ [28, 29, 30] für $E > 50$ keV und der nach dem Lindhardschen \sqrt{E} -Gesetz [31] berechneten Werte für $E < 25$ keV numerisch integriert (s. auch R. BEHRISCH [15]).

Die Energieverteilung $N(E_2)$ ergibt sich wie folgt:

Die Wahrscheinlichkeit der Rückstreuung in einer Schicht der Dicke dx mit einem Streuwinkel $\pi - (\alpha + \beta)$ ist

$$d^2W = N_v \frac{dx}{\cos \alpha} d\sigma (\pi - (\alpha + \beta)) \quad (6.5)$$

N_v ist die Atomzahldichte des Targetmaterials, $d\sigma$ der differentielle Rutherford-Streuquerschnitt. Durch Differentiation nach E_2 und Ω erhält man aus (6.5) die Energieverteilung

$$\frac{d^2W}{d\Omega dE_2} = N(E_2) = N_v \frac{1}{\cos\alpha} \frac{dx}{dE_2} \frac{d\sigma(E_1', \pi - (\alpha + \beta))}{d\Omega} \quad (6.6)$$

(6.6) wird ebenfalls numerisch ausgewertet. Die Funktion $\frac{dx}{dE_2}$ gewinnt man durch Umkehrung von (6.4) und Differentiation nach E_2 . Zur Berechnung des Quotienten der Normalintensitäten Y_N/I_N (s. S. 7) im Gitterführungs- und im Schattenexperiment, wurde Gleichung (6.6) für die Parameter der beiden Experimente $E_1 = 120$ keV, $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 36^\circ$ bzw. $\alpha = 36^\circ$, $\beta = 0^\circ$ numerisch ausgewertet. Das Ergebnis zeigt Abb. 6.1.1. Zum Vergleich sind die entsprechenden experimentell bestimmten Energieverteilungen an polykristallinem Kupfer eingezeichnet.

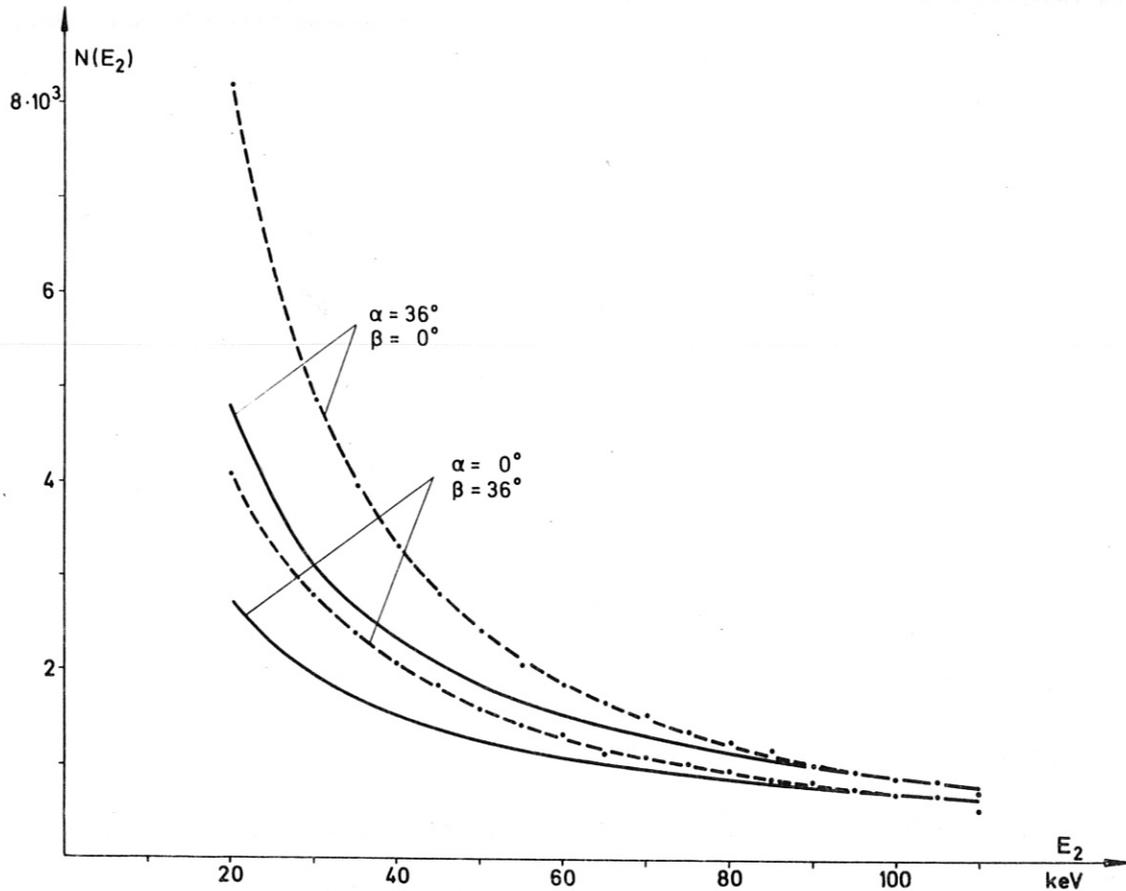


Abb. 6.1.1.: Berechnete (—) und gemessene (---) Energieverteilung $N(E_2)$ rückgestreuter Protonen von polykristallinem Kupfer bei gleichen Einschuss- und Beobachtungsrichtungen wie im Gitterführungsexperiment ($\alpha = 0$, $\beta = 36^\circ$) bzw. im Schattenexperiment ($\alpha = 36^\circ$, $\beta = 0$).

Wie bereits von R. BEHRISCH [15] beobachtet, steigt die Intensität der rückgestreuten Wasserstoffatome zu niedrigen Energien stärker an, als man nach dem einfachen Modell erwartet.

Für das Verhältnis

$$\frac{N(E_2)_{\alpha=0, \beta=36^\circ}}{N(E_2)_{\alpha=36^\circ, \beta=0}} = \frac{Y_N}{I_N} \quad (6.7)$$

findet man jedoch bei allen Energien E_2 gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment, so daß die Anpassung der Intensitäten im Gitterführungs- und Schattenexperiment mit dem nach (6.6) und (6.7) numerisch berechneten Quotienten Y_N/I_N gerechtfertigt erscheint.

Im Kupfereinkristall hängt der differentielle Energieverlust $\overline{S(E)}$ nicht nur von der Energie E , sondern auch von der Richtung der Ionenbahn ab. Auf geführten Bahnen ist $\overline{S(E)}$ kleiner als auf nicht geführten Bahnen, C. ERGINSOY [5]. Da bisher keine Werte für die differentiellen Energieverluste von Protonen in Kupfereinkristallen bekannt sind, wurde die Rückstrettiefe und die Energie bei der Rückstreuung E_1 bzw. E_2 in dieser Arbeit näherungsweise mit dem gleichen differentiellen Energieverlust wie in amorphem bzw. polykristallinem Material berechnet.

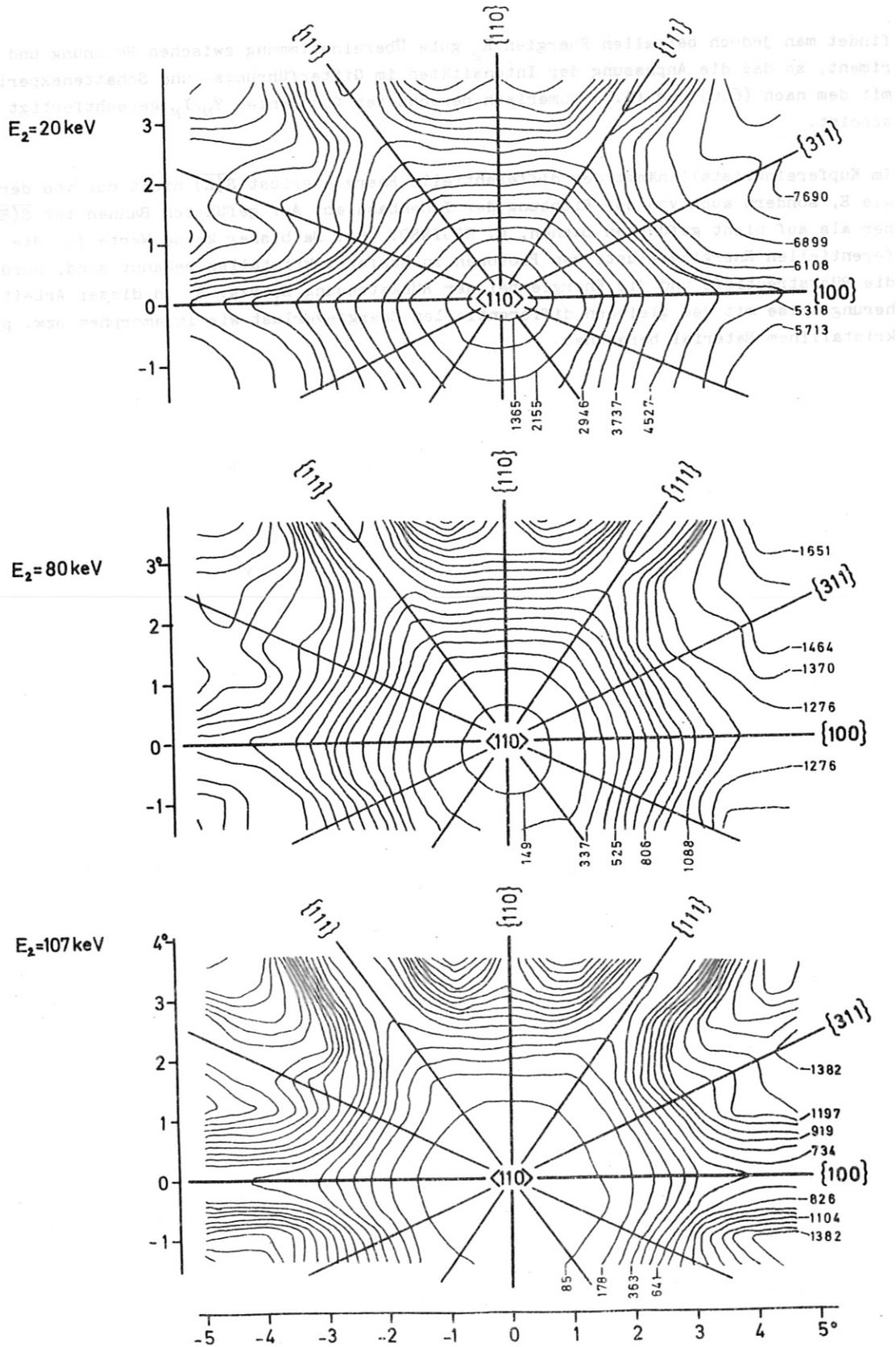


Abb. 6.2.1.: Intensitätsschichtliniendiagramm,
Gitterführungsexperiment, $T = 173 \text{ } ^\circ\text{K}$, $E_1 = 120 \text{ keV}$

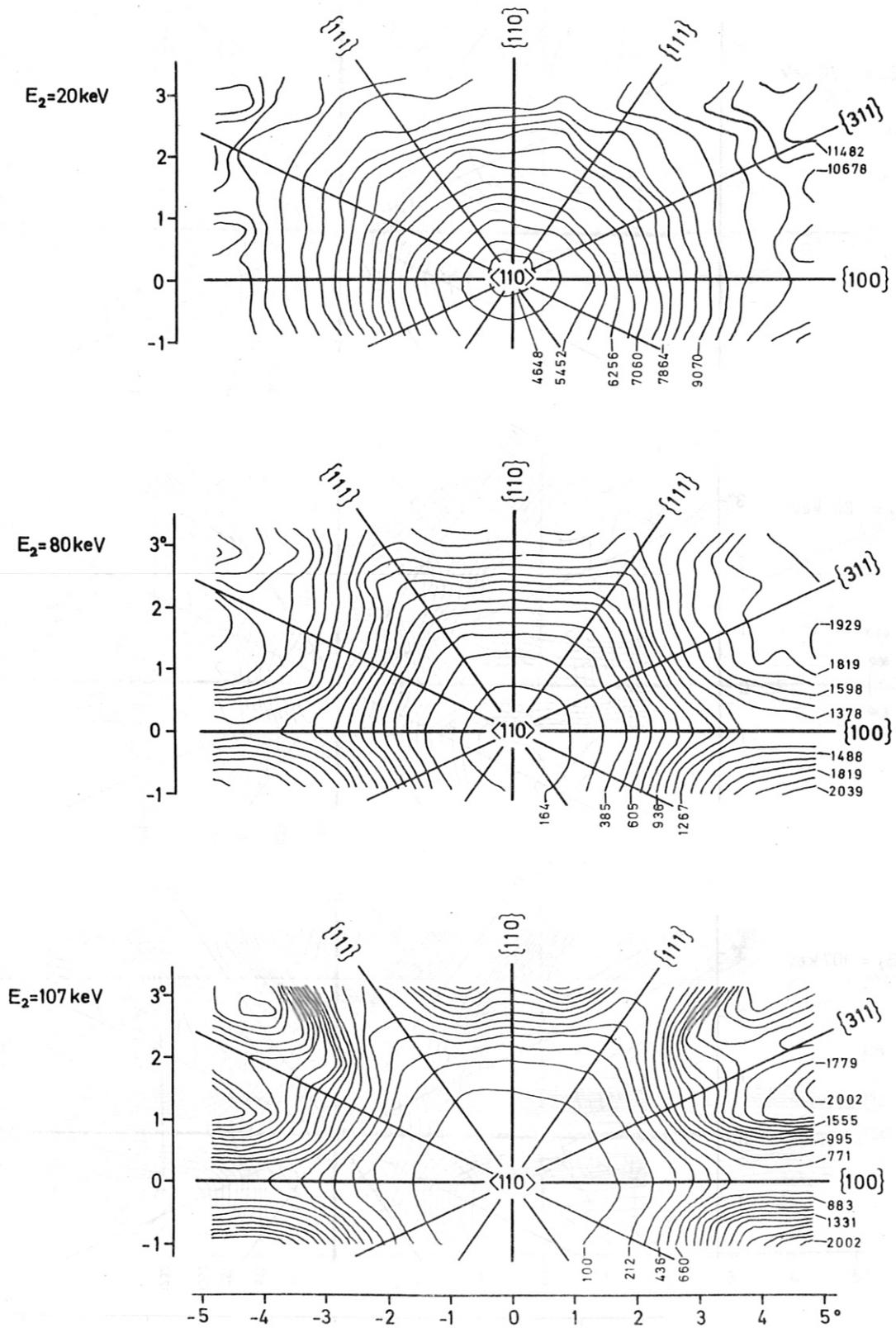


Abb. 6.2.2.: Intensitätsschichtliniendiagramm,
Schattenexperiment, $T = 173 \text{ }^\circ\text{K}$, $E_1 = 120 \text{ keV}$

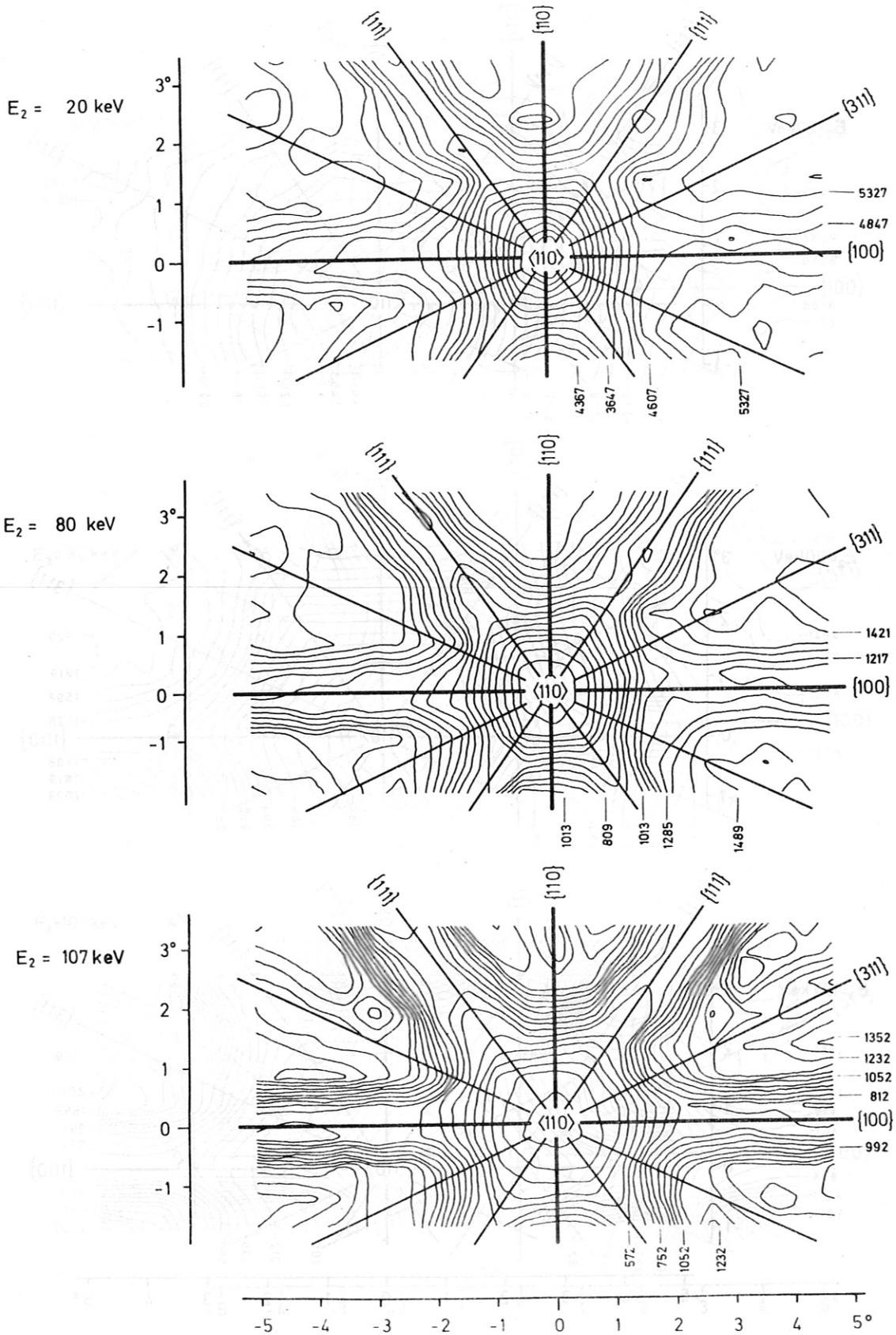


Abb. 6.2.3.: Intensitätsschichtliniendiagramm
Gitterführungsexperiment, $T = 673 \text{ }^\circ\text{K}$, $E_1 = 120 \text{ keV}$

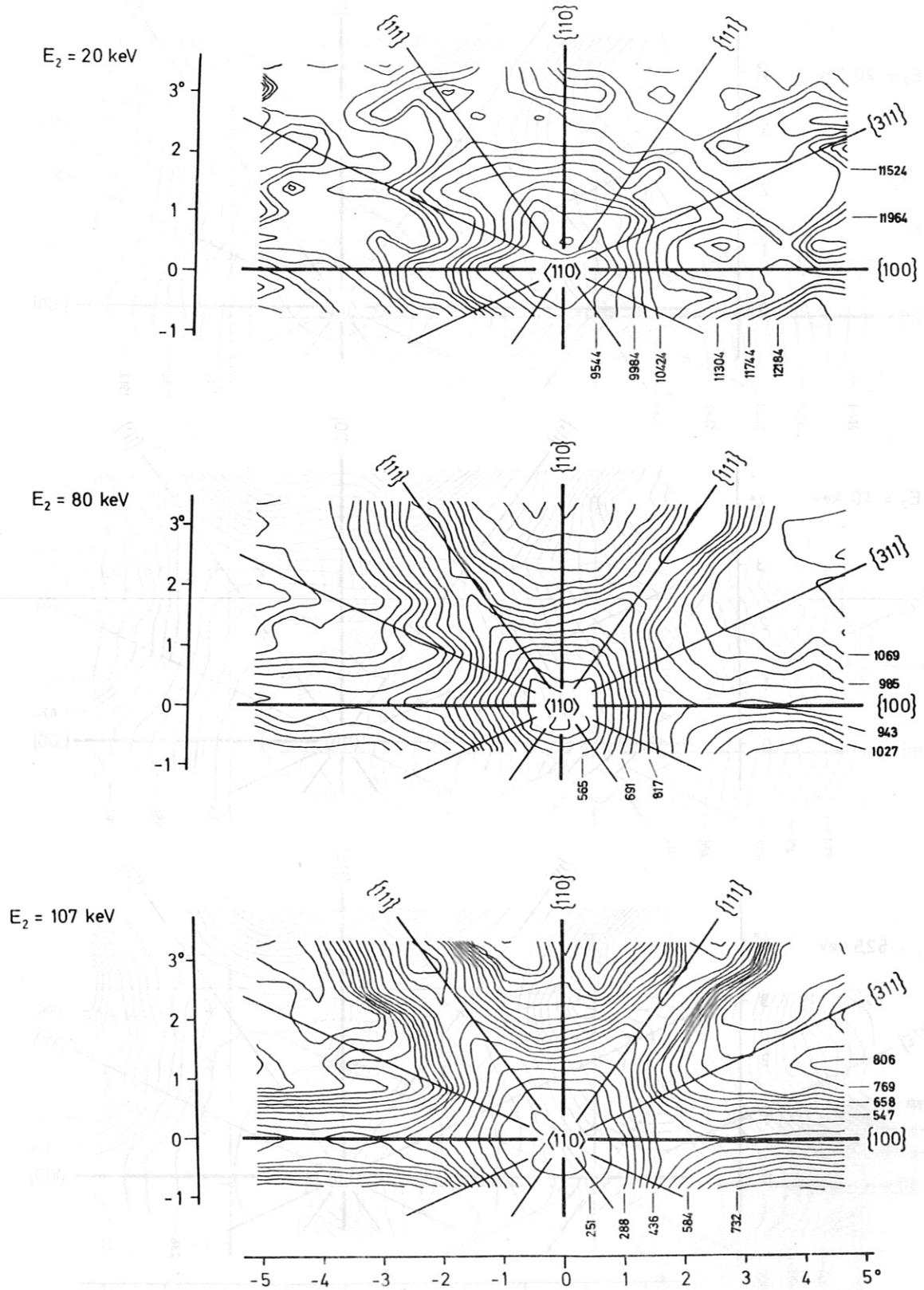
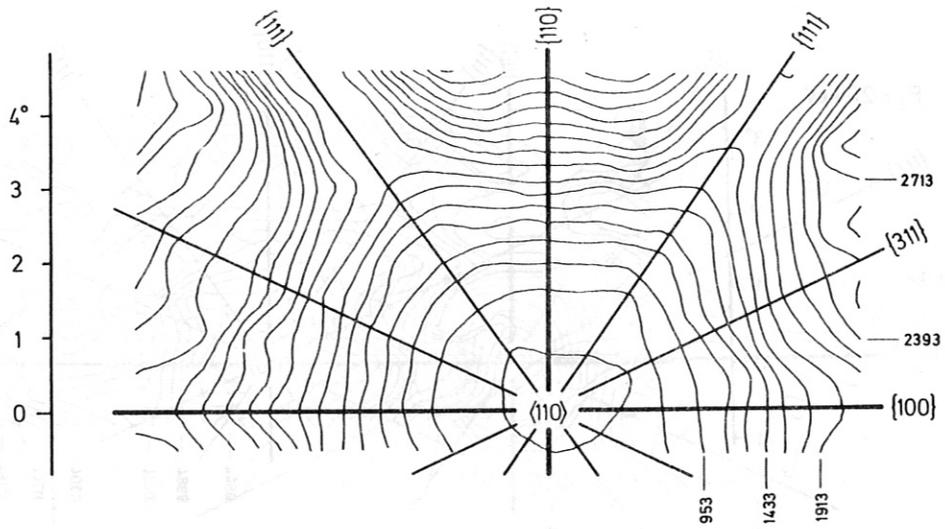
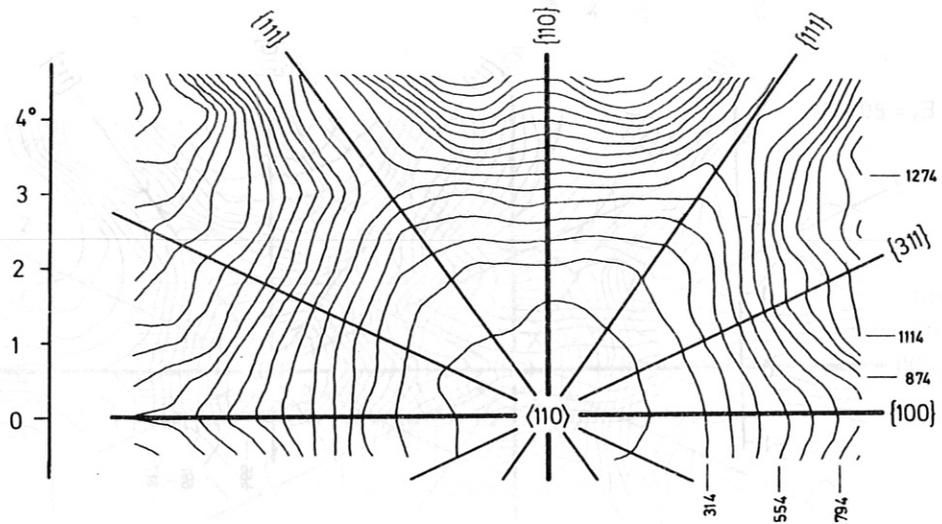


Abb. 6.2.4.: Intensitätsschichtliniendiagramm
Schattenexperiment, $T = 673 \text{ }^\circ\text{K}$, $E_1 = 120 \text{ keV}$

$E_2 = 20 \text{ keV}$



$E_2 = 40 \text{ keV}$



$E_2 = 52.5 \text{ keV}$

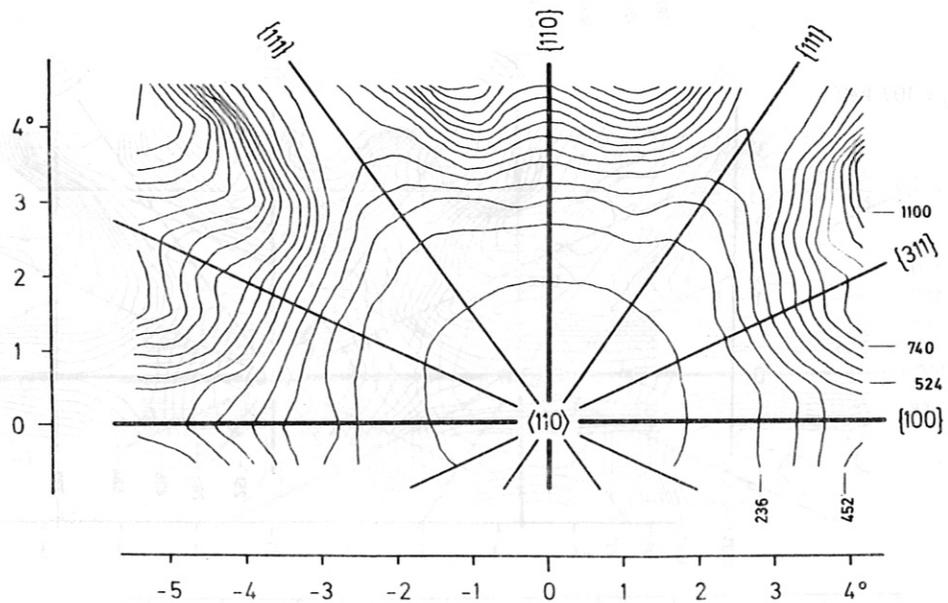


Abb. 6.2.5.: Intensitätsschichtliniendiagramm
Gitterführungsexperiment, $T = 173 \text{ }^\circ\text{K}$, $E_1 = 60 \text{ keV}$

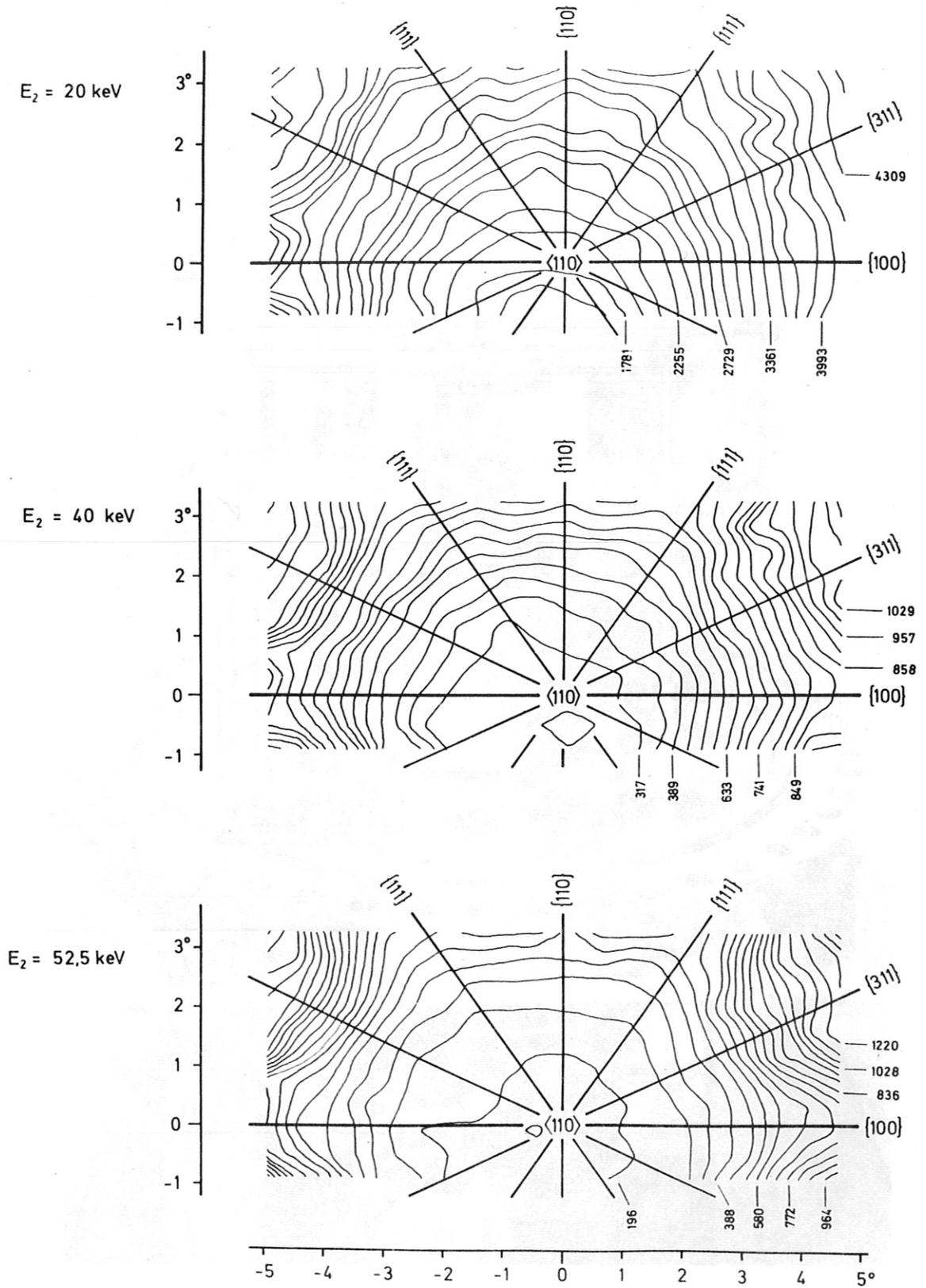


Abb. 6.2.6.: Intensitätsschichtliniendiagramm
Schattenexperiment, $T = 173 \text{ }^\circ\text{K}$, $E_1 = 60 \text{ keV}$

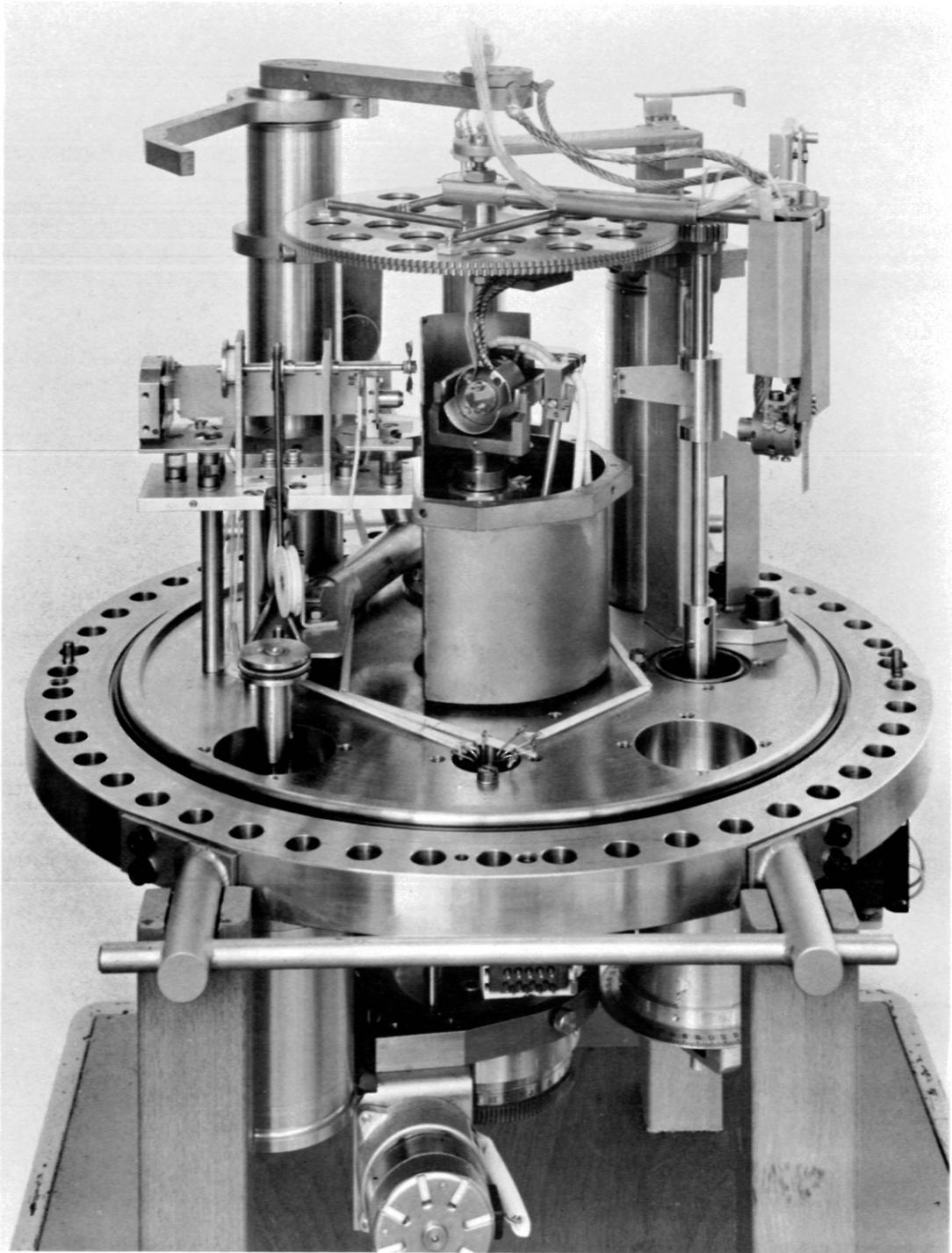


Abb. 6.3.1.: Meßanordnung

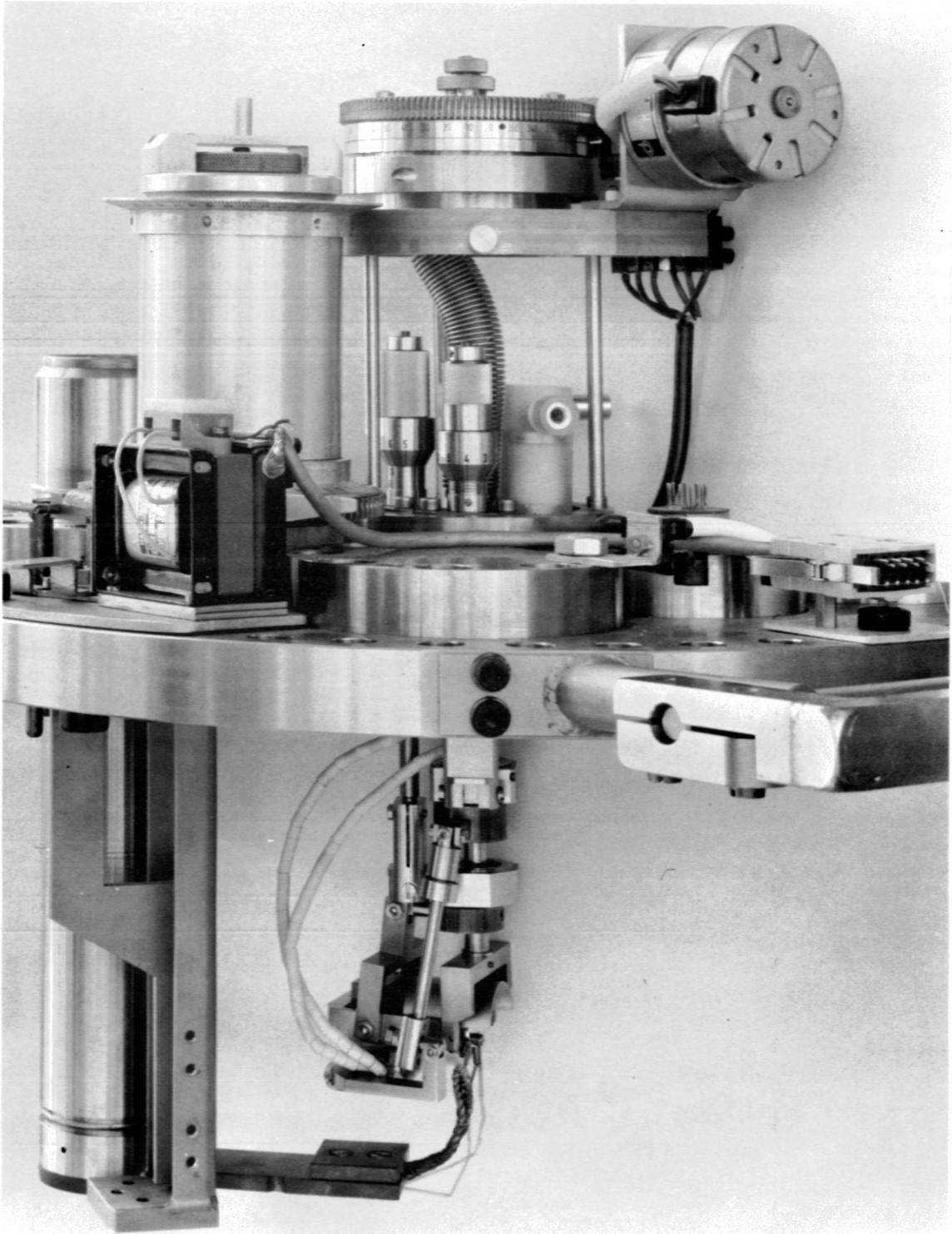


Abb. 6.3.2.: Goniometer

7. Literatur

- [1] E. RUTHERFORD, Phil. Mag. 21, 669 (1911)
- [2] J. STARK u. G. WENDT, Ann.d.Phys. 38, 921 (1912)
J. STARK, Phys. Zeitschr. 13, 973 (1912)
- [3] M.T. ROBINSON, D.K. HOLMES u. O.S. OEN, Coll.int.du bombardement ionique, Bellevue (1961)
D.K. HOLMES, Radiation Damage in Solids, Vol.I, 3, IAEA, Wien (1962)
M.T. ROBINSON u. O.S. OEN, Appl. Phys. Letters 2, 30 (1963)
M.T. ROBINSON u. O.S. OEN, Phys. Rev. 132, 2385 (1963)
- [4] Ch. LEHMANN u. G. LEIBFRIED, J.Appl.Phys. 34, 2821 (1963)
- [5] C. ERGINSOY, Phys.Rev.Letters 15, 360 (1965)
Brookhaven Lecture Series Nr. 46, BNL 944 (1965)
- [6] J. LINDHARD, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 34, no.14 (1965)
- [7] W.M. GIBSON, Proc.Conf. on the Use of Small Accelerators, Oak Ridge (1968)
- [8] S. DATZ, C. ERGINSOY, G. LEIBFRIED u. H.O. LUTZ, Annual Review of Nuclear Science (ed. E. Segrè), 17, 129 (1967)
- [9] R.S NELSON, Defects in Crystalline Solids (ed. S. Amelinckx, R. Gevers, J. J. Nihoul), Vol. I
"The Observation of Atomic Collisions in Crystalline Solids", North-Holland-Publ.Co., Amsterdam (1968)
- [10] E. BØGH u. J.L. WHITTON, Phys. Rev. Letters 19, 553 (1967)
- [11] J.U. ANDERSEN u. E. UGGERHØJ, Can. J. Phys. 46, 517 (1968)
- [12] O.S. OEN, Phys. Letters 19, 358 (1965)
- [13] J.U. ANDERSEN, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36, 7 (1967)
J.U. ANDERSEN, Thesis, Universität Aarhus (1966)
- [14] L.C. FELDMAN, Dissertation, Rutgers University, New Brunswick, N.J. (1966)
- [15] R. BEHRISCH, IPP 2/68, Dissertation TH München, Juni 1968;
Can. J.Phys. 46, 527 (1968)
- [16] N. BOHR, Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 18, no.8 (1948)
- [17] J. BERGSTRÖM, K. BJÖRQVIST, B. DOMEIJ, G. FLADDA u. S. ANDERSEN, Can.J.Phys.46,2679 (1968)
- [18] C.J. ANDREEN u. R.L. HINES, Phys. Rev. 159, 285 (1967)
- [19] M. von LAUE, "Materiewellen und ihre Interferenzen", Ak. Verlagsges. Leipzig (1948)
- [20] A.S. DAVYDOV, "Quantum Mechanics", Pergamon Press, Oxford (1965)
- [21] R. BEHRISCH, Vakuumtechnik 10, 250 (1967)
- [22] R. BEHRISCH, G. MÜHLBAUER u. B.M.U. SCHERZER, J.Sci.Instr.Ser. 2, 2, 381 (1969)
- [23] E.S. MASHKOVA, V.A. MOLCHANOV u. D.D. ODINTSEV, Sov.Phys.Solid State 5,2516 (1963)
- [24] D.V. MORGAN u. D. van VLIET, Can.J.Phys. 46, 503 (1968)
- [25] J.A. DAVIES, J. DENHARTOG u. J.L. WHITTON, Phys.Rev. 165, 345 (1968)
- [26] R. BEHRISCH u. B.M.U. SCHERZER, Verhandl. DPG (VI) 4, 25 (1969)
- [27] A.B. BROWN, C.W. SNYDER, A.W. FOWLER u. C.C.LAURITSEN, Phys.Rev. 82, 159 (1951)
- [28] S.P. WARSHAW, Phys.Rev. 76, 1759 (1949)
- [29] D. KHAN, Phys. Rev. 90, 503 (1953)
- [30] M. BADER, R.E. PIXLEY, F.S. MOZER u. W. WHALING, Phys.Rev. 103, 32 (1956)
- [31] J. LINDHARD, M. SCHARFF, Phys.Rev. 124, 128 (1961)