

Fortgeschrittenenpraktikum – Auswertung

Beugung niederenergetischer Elektronen an Oberflächen (LEED)

Erik Streb*, Martin Kavalár†

27. Juni 2007

Betreuer: Herr Dr. Lenz

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theoretische Grundlagen	2
2.1	Reziproker Raum	2
2.2	Unterschiedliche Gitter übereinander	3
3	Aufgaben	3
3.1	Wellenlänge monochromatischer Elektronen	3
3.2	Konstruktive Interferenz	4
3.3	Beugung an zweidimensionalem Gitter	4
3.4	Anwendung von LEED	5
3.5	Überstruktur	6
3.6	Kinematische Näherung	6
4	Versuchsaufbau	8
4.1	Vakuumpumpen	8
4.1.1	Drehschieberpumpe	8
4.1.2	Turbomolekularpumpe	10
4.1.3	Ionengerätterpumpe	10

*E-Mail: mail@erikstreb.de

†E-Mail: kavalár@gmail.com

4.2	Druckmessung	10
5	Versuchsdurchführung	11
5.1	Justierung der Apparatur für optimale Bilder	11
5.2	Überstruktur	11
5.3	Probenreinigung – Entfernen der Überstruktur	12
5.4	Bestimmung der Gitterkonstanten	14
5.5	Bestimmung des Netzebenenabstandes	14
5.6	Auftragen einer Überstruktur	17
6	Schlussbemerkung	17

1 Einleitung

LEED (Low Energy Electron Diffraction) ist eine Untersuchungsmethode für Festkörperoberflächen. Elektronen mit Energien zwischen 20 eV und 500 eV werden an der zu untersuchenden Oberfläche gebeugt und dann auf einem Leuchtschirm nachgewiesen. Aus dem so gewonnenen Beugungsbild kann dann auf die Struktur der Oberfläche geschlossen werden. Die Oberflächenempfindlichkeit der Methode wird durch die geringe Eindringtiefe der elastisch gestreuten Elektronen bewirkt, die im Bereich von 0,5 bis 1 nm liegt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Reziproker Raum

Ein Festkörper hat eine ideale Kristallstruktur, wenn er in erstarrter Form als periodische Wiederholung von kleinsten Untereinheiten beschrieben werden kann. Die kleinste Untereinheit nennt man Basis, so dass der Kristall die Summe von Gitter und Basis ist. Das Bravais-Gitter ist die Menge aller Vektoren \vec{T} , die das Gitter unter Translation invariant lassen. Das reziproke Gitter ist die Menge aller Vektoren \vec{G} , die nach $\Psi = \Psi_0 e^{i\vec{G}}$ ebene Wellen mit der Periodizität des Gitters erzeugen. Die obige Definition des Bravaisgitters ist analog zu der, dass es zu jedem Bravaisgitter drei Vektoren \vec{a}_i gibt, so dass jeder Gitterpunkt durch die natürliche Linearkombination

$$\vec{R} = n_i \vec{a}_i, \quad n_i \in \mathbb{N}$$

dargestellt werden kann. Das reziproke Gitter lässt sich auch definieren als Menge aller Vektoren \vec{G} , die die Bedingung $e^{i\vec{R}\vec{G}} = 1$ erfüllen. Daraus folgt

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = 2\pi \delta_{ij} \tag{1}$$

wobei die Vektoren \vec{b}_i die Basis des reziproken Gitters im reziproken Raum sind.

Wir betrachten die Streuung von Elektronen an einem zweidimensionalen Gitter, das von den Vektoren \vec{a}_1 und \vec{a}_2 aufgespannt wird. Entsprechend wird der reziproke Raum von den Vektoren \vec{b}_1 und \vec{b}_2 aufgespannt.

2.2 Unterschiedliche Gitter übereinander

Beim Betrachten einer Überstruktur auf einem zweidimensionalen Gitter erkennt man, dass sie genau wie das Gitter des Substrats auf dem Leuchtschirm ein Beugungsbild erzeugt. Im Folgenden wird erläutert, wie vom Beugungsbild auf die räumliche Anordnung der Überstrukturim Vergleich zum Substratgitter geschlossen werden kann.

Die Basisvektoren der Überstruktur können als Linearkombination der Basisvektoren des Substrats geschrieben werden:

$$\begin{aligned}\vec{u}_1 &= m_{11} \vec{a}_1 + m_{12} \vec{a}_2 \\ \vec{u}_2 &= m_{21} \vec{a}_1 + m_{22} \vec{a}_2\end{aligned}\quad (2)$$

Noch kompakter geht es in der Matrixschreibweise $\mathbf{u} = M \mathbf{a}$.

Analog für das reziproke Gitter:

$$\begin{aligned}\vec{v}_1 &= m_{11}^* \vec{b}_1 + m_{12}^* \vec{b}_2 \\ \vec{v}_2 &= m_{21}^* \vec{b}_1 + m_{22}^* \vec{b}_2\end{aligned}\quad (3)$$

und in Matrixschreibweise $\mathbf{v} = M^* \mathbf{b}$. Man kann zeigen, dass zwischen den Matrizen M und M^* der folgende Zusammenhang besteht:

$$\begin{aligned}m_{11} &= \frac{1}{\det M^*} \cdot m_{22}^* \\ -m_{12} &= \frac{1}{\det M^*} \cdot m_{21}^* \\ -m_{21} &= \frac{1}{\det M^*} \cdot m_{12}^* \\ m_{22} &= \frac{1}{\det M^*} \cdot m_{11}^*\end{aligned}\quad (4)$$

3 Aufgaben

3.1 Wellenlänge monochromatischer Elektronen

Die Wellenlänge der Elektronen lässt sich aus der de-Broglie-Beziehung $\lambda = h/p$ berechnen.

$$E_{\text{kin}} = eU_B = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{h^2}{2\lambda^2 m_e}\quad (5)$$

Nach der Wellenlänge aufgelöst

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_e eU_B}}\quad (6)$$

und Zahlenwerte eingesetzt erhält man

$$\lambda = \frac{1,2265 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{U_B}} \text{ m}\quad (7)$$

Bei einer Beschleunigungsspannung von $U_B = 500 \text{ V}$ haben die Elektronen also eine Wellenlänge von $\lambda = 0,055 \text{ nm}$ und eine Geschwindigkeit von $1,326 \cdot 10^7 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Das führt zu einer relativistischen Korrektur von

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \approx 1,00098\quad (8)$$

Die erste relativistische Korrektur tritt erst in der vierten Nachkommastelle auf, hier kann man also noch klassisch rechnen.

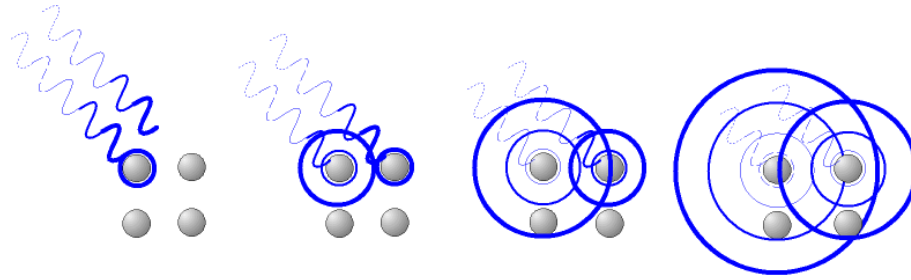


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Beugung

3.2 Konstruktive Interferenz

Wird eine Welle an einem eindimensionalen Gitter gebeugt (Abbildung 1), so erhält man genau dann eine konstruktive Interferenz, wenn der Weglängenunterschied gerade ein vielfaches der Wellenlänge ist.

$$n\lambda = a(\sin \Theta_0 - \sin \Theta_n) \quad (9)$$

Mit Hilfe des reziproken Gitters kommt man auf das selbe Ergebnis. Im Realraum wird das eindimensionale Gitter aufgespannt vom Vektor

$$\vec{a} = a \hat{e} \quad (10)$$

Aus Bedingung (1) erhält man sofort den reziproken Basisvektor

$$\vec{b} = \frac{2\pi}{a} \hat{e} \quad (11)$$

Nötig für die konstruktive Interferenz ist die Laue-Bedingung

$$\vec{s}'_n - \vec{s}_0 = \vec{G} = n \frac{2\pi}{a} \hat{e} \quad (12)$$

Mit $\vec{s}_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}$, $\vec{s}'_n = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}'$ und skalarer Multiplikation mit \hat{e} erhält man

$$n\lambda = a(\vec{e}' \cdot \hat{e} - \vec{e} \cdot \hat{e}) = a(\sin \Theta_0 - \sin \Theta_n) \quad (13)$$

was exakt Gleichung (9) entspricht.

3.3 Beugung an zweidimensionalem Gitter

Die Bedingung für konstruktive Interferenz ist hier ganz ähnlich wie in Aufgabe 3.2, nur trifft hier die Welle auf jeden Fall senkrecht auf, es gilt also $\Theta_0 = 0$. Außerdem treten viele verschiedene Abstände zwischen den Atomen auf, die sich als $d = a\sqrt{m^2 + n^2}$ schreiben lassen. Setzt man dies in Gleichung (9) ein, so erhält man

$$\sin \Theta_{m,n} = \frac{\lambda}{a} \sqrt{m^2 + n^2} \quad (14)$$

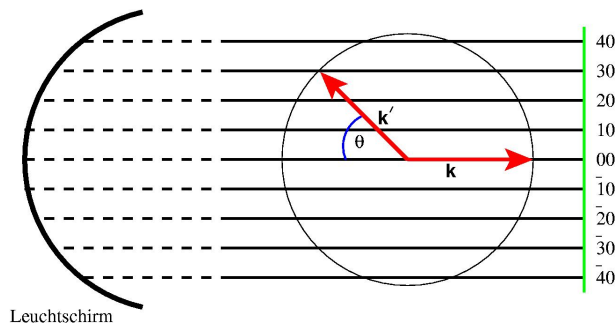


Abbildung 2: Ewaldkonstruktion für ein zweidimensionales Gitter. Die Geraden im k -Raum werden durch die Geometrie des Aufbaus direkt auf den Leuchtschirm abgebildet.

Weitaus anschaulicher kann man den reziproken Raum einer kubischen Oberfläche erhalten, wenn man von einem kubischen Gitter (aufgespannt durch $\vec{a}_i = a_i \vec{e}_i$) ausgeht und beobachtet was mit dem reziproken Raum (aufgespannt durch $\vec{b}_i = \frac{2\pi}{a_i} \vec{e}_i$) passiert, wenn der Vektor senkrecht zur Oberfläche (hier \vec{a}_3) unendlich verlängert wird – die Netzebenen also im unendlichen Abstand zueinander sind. Die Länge des entsprechenden Vektors im k -Raum geht gegen Null, wodurch der reziproke Raum in dieser Dimension quasi kontinuierlich wird. Man erhält also Geraden im k -Raum. Statt des normalerweise vorhandenen Netzes, das die Punkte des reziproken Gitters des Kristalls verbindet, sind in Abbildung 2 diese Geraden eingezeichnet. In dieses „Netz“ wird nun der Wellenzahlvektor \vec{k} der einfallenden Welle so eingezeichnet, dass er an der Gittergeraden (00) endet. Der Anfangspunkt von \vec{k} sei in der Mitte der Kugel (hier des Kreises). Dieser fällt im Allgemeinen nicht mit einem Gittergeraden zusammen. Der um den Mittelpunkt eingezeichnete Kreis hat den Radius $|\vec{k}|$. Bei der elastischen Streuung gilt $|\vec{k}| = |\vec{k}'|$ (d. h. dass sich bei der Streuung nur die Richtung des einfallenden Strahls ändert, nicht jedoch der Betrag des Wellenvektors). Das bedeutet nun, dass alle Wellenvektoren der gebeugten Wellen vom Mittelpunkt des Kreises ausgehend ebenfalls auf der Kugeloberfläche enden. Notwendige Voraussetzung für das Auftreten eines Beugungsmaximums ist aber nun, dass die Laue-Bedingung $\Delta\vec{k} = \vec{k}' - \vec{k} = \vec{G}$ erfüllt ist. Dies ist genau für die abgebeugten Wellenvektoren \vec{k}' der Fall, die vom Mittelpunkt ausgehend auf Punkte des reziproken Gitters zeigen (also die Gittergeraden die von der Oberfläche der Ewald-Kugel geschnitten werden).

3.4 Anwendung von LEED

Die Gleichungen (7) und (14) kann man zu einer Bedingung für die Minimalenergie zusammensetzen:

$$U_B = \left(\frac{1,2265 \text{ nm}}{a \sin \Theta} \right)^2 (m^2 + n^2) \quad (15)$$

Für $a = 0,255 \text{ nm}$ und $\Theta = 52^\circ$ erhält man die folgenden Ergebnisse:

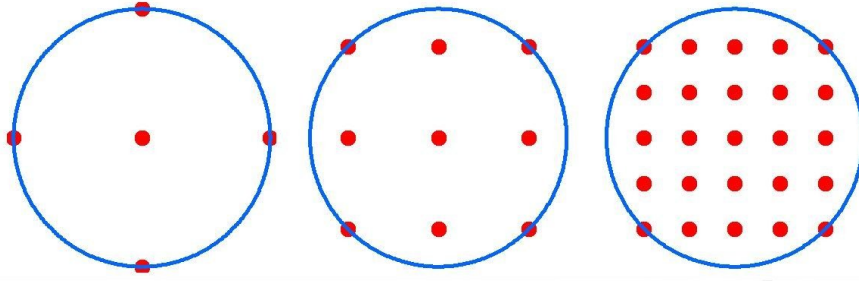


Abbildung 3: Beugungsbilder, die den (1,0)-, (1,1)- und (2,2)-Reflex gerade noch zeigen

- $m = 1, n = 1 \Rightarrow U_B = 37 \text{ eV}$
- $m = 0, n = 1 \Rightarrow U_B = 74 \text{ eV}$
- $m = 2, n = 2 \Rightarrow U_B = 296 \text{ eV}$

Die entsprechenden Beugungsbilder sind in Abbildung 3 dargestellt.

3.5 Überstruktur

Es soll eine $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$ -Überstruktur (Woods-Notation) betrachtet werden. Der erste Teil gibt die Längenverhältnisse der Basisvektoren der Überstruktur zu den Basisvektoren des Substrats an, der Winkel ihre Rotation. Diese recht anschauliche Schreibweise lässt sich allerdings nicht verwenden, wenn die beiden Basisvektoren um unterschiedliche Winkel gedreht werden. Mit der in Kapitel 2 eingeführten Notation kann man schreiben:

$$\begin{pmatrix} \vec{u}_1 \\ \vec{u}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 2 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \end{pmatrix} \quad (16)$$

was im reziproken Raum zu Folgendem wird:

$$\begin{pmatrix} \vec{v}_1 \\ \vec{v}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \end{pmatrix} \quad (17)$$

Die Überstruktur im realen und reziproken Raum ist in Abbildung 4 dargestellt.

3.6 Kinematische Näherung

Die kinematische Näherung besagt, dass die einfallenden Elektronen nur schwach mit dem Festkörper wechselwirken, und dass es nur der Betrachtung von Einfach-Streuprozessen bedarf, um eine gute Näherung zu liefern. Das ist zwar eigentlich eher für hochenergetische Elektronen und Röntgenstrahlung gültig, trotzdem verwendet man diese Näherung aber auch für Elektronen mit niedriger Energie, denn sie ist recht einfach und liefert unter bestimmten Umständen brauchbare Ergebnisse.

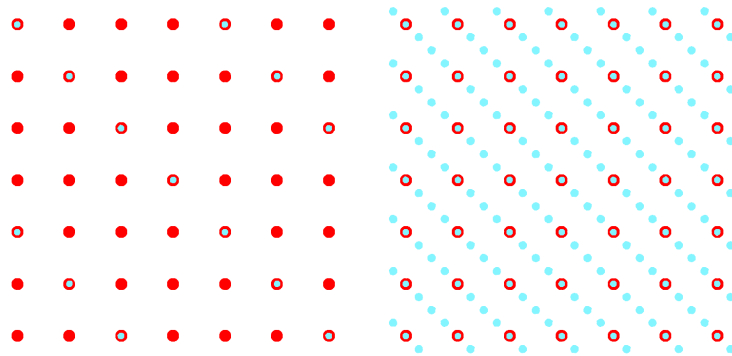


Abbildung 4: Substratgitter (dunkel) und Überstruktur (hell) im Realraum (links) und im reziproken Raum (rechts)

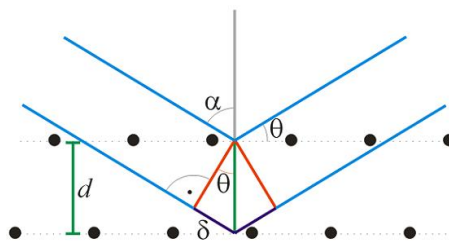


Abbildung 5: Bragg-Bedingung

Wir betrachten einen senkrecht auf die Oberfläche treffenden Elektronenstrahl. Die Bragg-Bedingung (siehe Abbildung 5) lautet in diesem Fall:

$$2d \sin \Theta = n\lambda = n \frac{1,2265 \text{ nm}}{\sqrt{U_B}} \quad (18)$$

Die Wellenlänge ist hier aber nicht ganz korrekt, da die Elektronen beim Eintritt in das Material zusätzliche Energie gewinnen. Also muss noch ein weiterer Term im Nenner hinzugefügt werden.

$$2d \sin \Theta = n\lambda = n \frac{1,2265 \text{ nm}}{\sqrt{U_B + U_0}} \quad (19)$$

Jetzt kann man durch variieren der Beschleunigungsspannung Reflexionsmaxima suchen und aus ihnen und der vermuteten Beugungsordnung d und U_0 bestimmen.

4 Versuchsaufbau

Eine schematische Darstellung des LEED-Aufbaus sieht man in Abbildung 6. Im linken Teil der Abbildung werden Elektronen an der Glühkathode freigesetzt und mit einer Spannung (50–500 V) beschleunigt. Sie fliegen durch das Loch im Leuchtschirm und treffen auf die zu untersuchende Probe. Dort werden sie elastisch und inelastisch gestreut und treffen dann auf den Leuchtschirm. Da man eigentlich nur an den elastisch gestreuten Elektronen interessiert ist, befinden sich vor dem Leuchtschirm noch drei Metallgitter, die mittels der an sie angelegten Spannungen dafür sorgen, dass nur Elektronen mit einer bestimmten Mindestenergie passieren können. Um ausreichend Fluoreszenz anregen zu können liegt zwischen dem letzten Gitter und dem Schirm nochmal eine sehr große Spannung an (8 kV), die die Elektronen vor dem Auftreffen auf dem Schirm noch einmal stark beschleunigt.

Zur Kompensation der Ablenkung der Elektronen durch das Erdmagnetfeld, sind an der Untersuchungskammer senkrecht zum Elektronenstrahl jeweils eine horizontale und eine vertikale Spule mit wenigen Windungen gewickelt. Diese können mittels zweier einstellbarer Konstantstromtransformatoren ein kompensierendes Magnetfeld aufbauen.

4.1 Vakuumpumpen

Damit sich die Elektronen frei bewegen können und die zu untersuchende Oberfläche nicht verschmutzt, muss der gesamte Aufbau in einer Ultrahochvakuumkammer untergebracht werden. Zur Erzeugung des Vakuums werden verschiedene Pumpen verwendet.

4.1.1 Drehschieberpumpe

Die mechanische Drehschieberpumpe (Abbildung 7) besteht aus einem zylindrischen Raum in dessen Innern ein drehender Schieber die Luft komprimiert und aus der Kammer schiebt. Sie funktioniert bei Atmosphärendruck und kann bis zu 10^{-1} Pa erreichen und wird als Vorpumpe für die Turbomolekularpumpe eingesetzt.

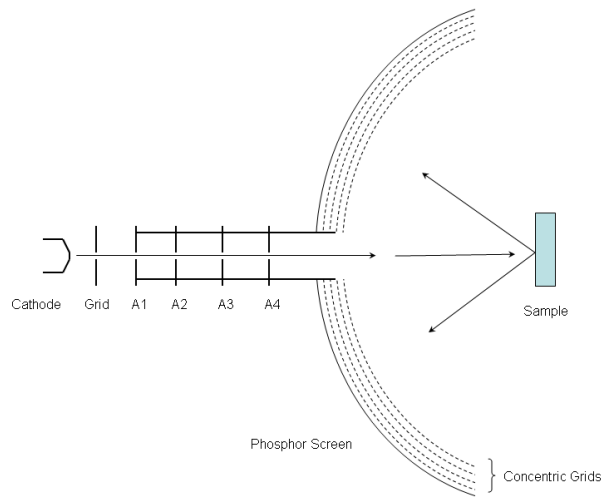


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus



Abbildung 7: Skizze einer Drehschieberpumpe



Abbildung 8: Foto einer aufgeschnittenen Turbomolekularpumpe

4.1.2 Turbomolekularpumpe

Eine Turbomolekularpumpe (Abbildung 8) funktioniert wie eine Turbine. Die Gasmoleküle stoßen mit einem sich schnell drehenden Schaufelrad und werden in die vorgegebene Richtung beschleunigt. Dazu muss die Geschwindigkeit des Propellers in der Größenordnung der Teilchengeschwindigkeit liegen (ca. 1000 m/s) und die Abstände zwischen den einzelnen Propellern (also jeweils zwischen stillstehendem Stator und drehendem Rotor) etwas kleiner als die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle sein. Um eine gute Pumpleistung zu erzielen werden in der Regel mehrere Propeller hintereinander betrieben. Diese Pumpe funktioniert zwischen 1 Pa und 10^{-9} Pa.

4.1.3 Ionengetterpumpe

In Ionengetterpumpen werden die Gasteilchen erst ionisiert und dann durch das Anlegen einer Spannung auf ein Titanblech geschossen. Beim Auftreffen wird Titan freigesetzt, das das Teilchen chemisch bindet. Auch Edelgase – wenn auch nicht sonderlich effektiv – werden gepumpt, da sie auf der Oberfläche mit einer neuen Titan-Schicht bedeckt werden.

4.2 Druckmessung

Zur Druckmessung innerhalb der Vakuumkammer wurde ein Kaltkathoden-Ionisationsvakuummeter benutzt. Bei diesem liegt zwischen Anode und Kathode eine Gleichspannung von etwa 2 kV an. Vorhandene Elektronen werden in diesem Feld beschleunigt und

ionisieren Restgasteilchen durch Stoßionisation. Es bildet sich ein druckabhängiger Entladungsstrom, der gemessen wird. Oberhalb von 10^{-2} mbar geht der Ionenstrom in eine Glimmentladung über, die vom Druck unabhängig ist (obere Messbereichsgrenze).

Aufschlagende Ionen bleiben entweder auf der Kathode haften und werden dort neutralisiert, oder sie schlagen Material heraus (Kathodenzerstäubung). Das Material schlägt sich an den Wänden der Messräume nieder. Durch diesen Prozess wird die Kathode langsam verbraucht und ist daher meist austauschbar konstruiert.

5 Versuchsdurchführung

5.1 Justierung der Apparatur für optimale Bilder

Nachdem wir mit dem Betreuer den gesamten Aufbau erkundet und die Vakuumpumpen, Messinstrumente und Ausgleichsmagnete aktiviert haben, haben wir die Einstellungen der LEED-Apparatur angepasst, um die Beugungsreflexe mittels der an den PC angeschlossenen CCD-Kamera bei verschiedenen Energien bestmöglich zu sehen. Wir stellten fest, dass die Maximalwerte der Beugungsreflex-Intensitäten sich mit der Beschleunigungsspannung U_B ändern. Durch Erhöhung der Energie wird die Wellenlänge kleiner und somit wird der Abstand zwischen den Intensitätsmaxima geringer.

Außerdem stellten wir den Öffnungswinkel des Schirms fest, indem wir den (0,0)-Reflex an den linken und rechten Rand des Schirms schoben und dabei den Winkel am Gradmesser der Apparatur ablasen. Es ergab sich nach zwei Messungen ein Öffnungswinkel von $(64 \pm 2)^\circ$. Zu beachten ist, dass unser gemessener Winkel das doppelte des Proben-Auslenkwinkels ausmacht.

Den Druck in der Kammer lasen wir nach der Anpassung als $p = 7,6 \cdot 10^{-10}$ mbar ab, den besten Winkel der Probe als $\Theta = (330 \pm 1)^\circ$. Die Erdmagnetfeldausgleichsspulen betrieben wir mit Stromstärken von $I_1 = 2,24$ A und $I_2 = 2,94$ A. Bei einer Beschleunigungsspannung von $U_B = 109,3$ V und einem Heistrom von $I_H = 1,55$ A sahen wir das Bild in Abbildung 9.

5.2 Überstruktur

Man sieht den Unterschied zu der später aufgenommenen reinen Cu(100)-Oberfläche. Es fällt jedoch auf, dass die von den vorherigen Experimentatoren aufgetragene Überstruktur – im Gegensatz zum erwarteten Bild (siehe Abbildung 4 auf Seite 7) – nicht nur in einer Richtung aufkondensiert ist, sondern auch um 90° gedreht. Wahrscheinlich sind hier verschiedene Bereiche zugleich bestrahlt worden, die eine jeweils um 90° gedrehte Überstruktur haben.

Wenn man nur eine der beiden Richtungen betrachtet, ergibt sich für die Anordnung die bereits in Abschnitt 3.5 genannte Woods-Notation $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2})R45^\circ$

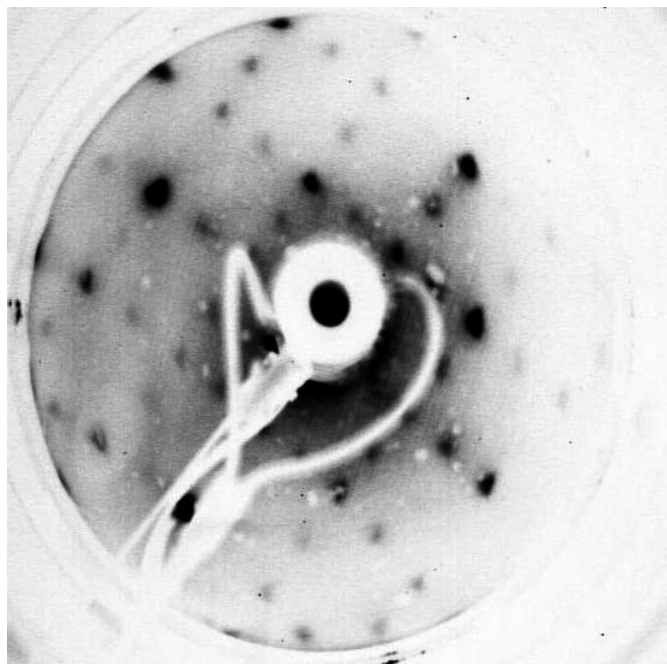


Abbildung 9: Sauerstoffüberstruktur auf Kupferprobe.

5.3 Probenreinigung – Entfernen der Überstruktur

Als nächstes sollte die Gitterkonstante bestimmt werden. Dazu haben wir die Probe, um eine reine Kupferoberfläche zu bekommen, zunächst mit einem speziellen Verfahren – dem sogenannten „Sputtern“ oder auf deutsch der „Kathodenzerstäubung“ – gereinigt. Dabei werden Atome aus unserer zu reinigenden Kupferprobe durch 15-minütigen Beschuss mit energiereichen Ionen (in unserem Fall Argon) herausgelöst, die dann in die Gasphase übergehen und durch das Vakuumieren abgesaugt werden. Dabei entsteht jedoch eine raue Oberfläche, die man später mittels eines weiteren Verfahrens namens „Tempern“ wieder glättet.

Beim Tempern wird der Festkörper (bei uns die Kupferprobe) auf eine Temperatur unterhalb der Schmelztemperatur erhitzt wird. Dies geschieht über eine längere Zeit hinweg (in unserem Fall 15 Minuten), wobei es durch thermische Bewegung der Cu-Atome zu einer energetisch günstigeren Verteilung der einzelnen Atome auf der Oberfläche kommt und dadurch Strukturdefekte ausgeglichen werden und die Kristallstruktur in der Nah- und Fernordnung verbessert wird. Somit wird der Prozess des Schmelzens und extrem langsamen Abkühlens zur Einstellung der Kristallstruktur vermieden. Jedoch dauerte auch bei uns der Abkühlungsprozess aufgrund der durch das Vakuum verursachten mangelhaften Wärmeableitung fast zwei Stunden.

Wir haben die Intensitätsverteilung der Elektronen entlang einer Linie durch drei Maxima am rechten Rand des Beugungsbildes gemessen und in Abbildung 11 aufgetragen. Hierbei haben wir die Intensitätsverteilung sowohl nach dem Sputtern als auch nach

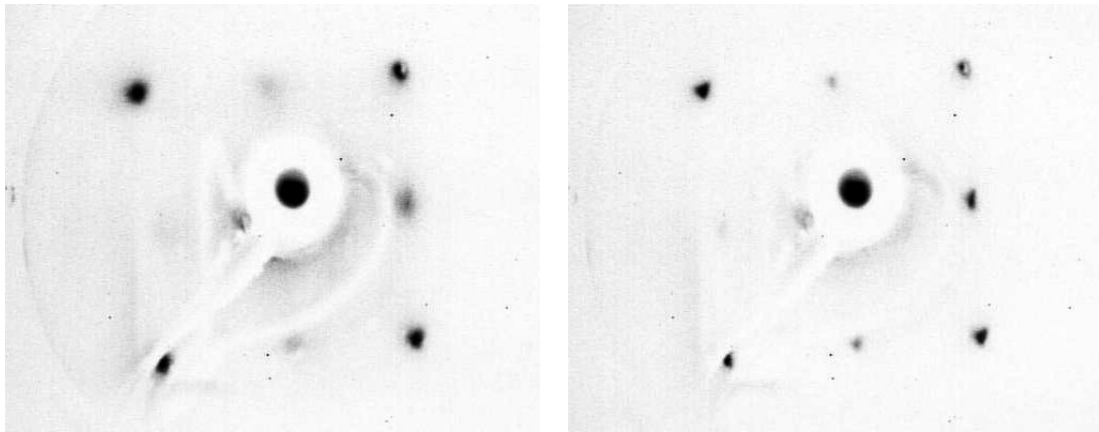


Abbildung 10: Links: Die Kupferprobe nach der Reinigung durch Beschuss mit Argon-Ionen (ungleichmäßige Reflexe). Rechts: Probe nach der Glättung durch Tempern (gleichmäßige Reflexe).

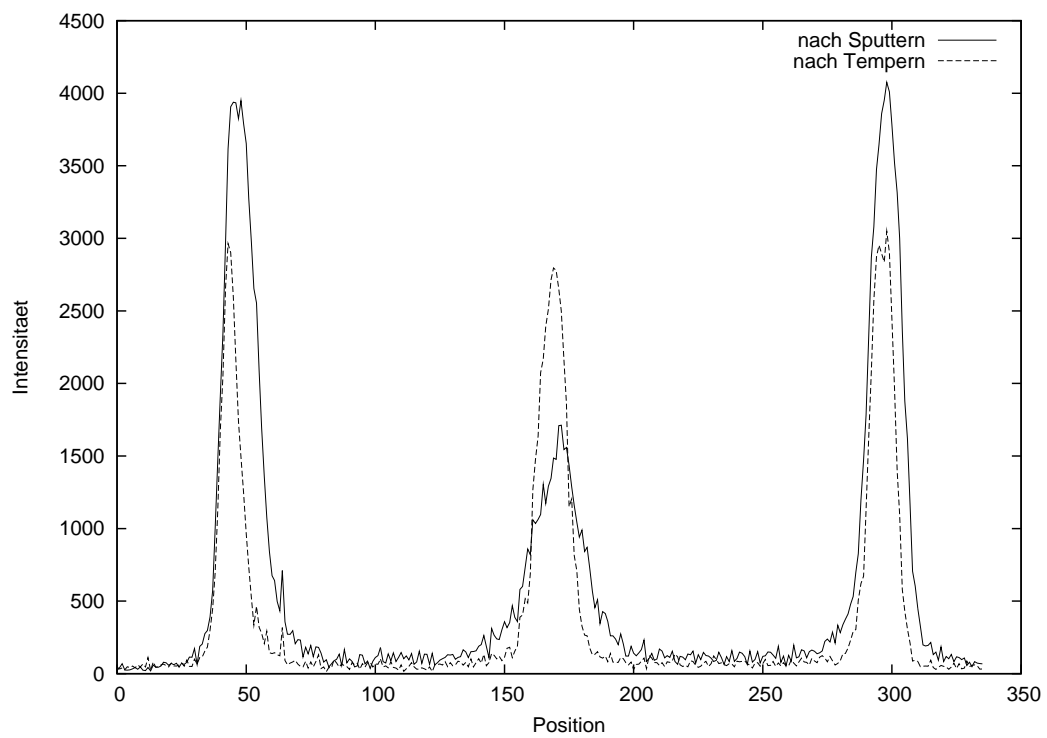


Abbildung 11: Intensitätsverteilung der Beugungsreflexe nach Behandlung durch Kathodenzerstäubung und Tempern.

Ordnung (n, m)	Energie [eV]	Gitterkonstante [Å]
(1, 1)	$69,3 \pm 0,1$	$2,32 \pm 0,08$
(2, 0)	$124,1 \pm 0,1$	$2,45 \pm 0,08$
(2, 1)	$161,5 \pm 0,1$	$2,40 \pm 0,08$
(2, 2)	$255,5 \pm 0,1$	$2,41 \pm 0,08$

Tabelle 1: Aus den Messungen berechnete Werte für die Gitterkonstante.

dem anschließenden Tempern aufgetragen, um den Unterschied zu zeigen. Die Beugungsbilder während des Oberflächenreinigungsprozesses (nach dem Sputtern und nach dem Tempern) sind in Abbildung 10 dargestellt. Zu sehen ist, dass die Reflexe nach dem Sputtern stärker gestreut sind und teilweise eine geringere Intensität haben (bei uns war der mittlere Hochpunkt leicht gedämpft). Nach dem chemischen Tempern ist die Oberfläche offensichtlich gleichmäßiger beschaffen, weshalb die Intensitätsspitzen schärfer (schmalere Spitzen) und gleich hoch sind.

5.4 Bestimmung der Gitterkonstanten

Mittels Umstellung von (15) nach der Gitterkonstanten a ergaben sich für diese mit unseren Messwerten die in Tabelle 1 aufgezählten Werte.

Damit ergibt sich eine Gitterkonstante von $a = 2,40 \pm 0,08 \text{ \AA}$, wobei der Fehler der Gitterkonstanten hauptsächlich aus dem Fehler bei der Bestimmung des Winkels entstanden ist. Da nun jedoch der Abstand nächster Nachbarn berechnet wurde, man jedoch als Gitterkonstante im Allgemeinen die Kantenlänge einer Einheitszelle bezeichnet, so müssen wir das Ergebnis für a noch mit $\sqrt{2}$ multiplizieren und erhalten die Gitterkonstante der Oberflächen-Einheitszelle als

$$a_{\text{EZ}} = \sqrt{2}a = (3,4 \pm 0,1) \text{ \AA}$$

Der Literaturwert liegt bei $a_{\text{Lit}} = 3,61 \text{ \AA}$, was mit unserem Wert immerhin verträglich ist.

5.5 Bestimmung des Netzebenenabstandes

Mit Hilfe der I(E)-Kurve des (0,0)-Strahls bestimmten wir den Netzebenenabstand, indem wir das geringfügige Eindringverhalten der Elektronen in den Cu(100)-Kristall nutzten. Dadurch konnten wir die Gitterkonstante in senkrechter Richtung zur Oberfläche bestimmen. Dazu wurde der (0,0)-Strahl um $(10 \pm 5)^\circ$ vom durch die Elektronenkanone verdeckten Zentrum weggerückt und die I(E)-Kurve im Energiebereich zwischen 60 und 600 eV bei einer Schrittweite von 1 eV aufgenommen, wobei bei jedem Schritt die Intensität aufintegriert wurde. Wir erhielten die in Abbildung 12 zu sehende Intensitätsverteilung. Wir erhielten Intensitätsspitzen bei konstruktiver Interferenz mit weiteren Netzebenen.

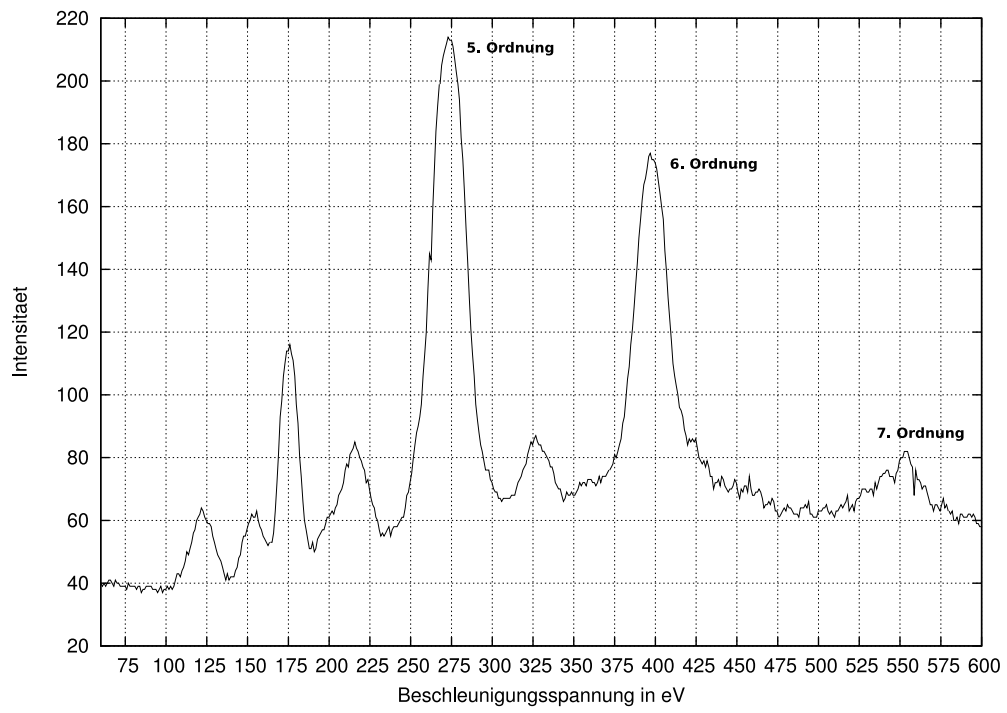


Abbildung 12: Intensitätsverteilung der Beugungsreflexe bei Energien zwischen 60 und 600 eV.

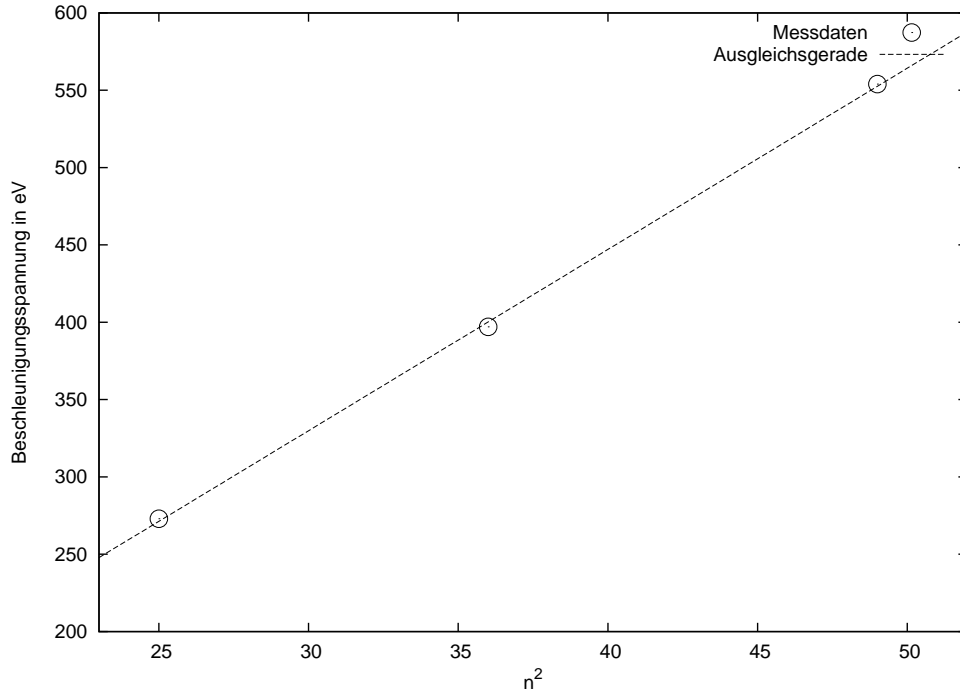


Abbildung 13: Bestimmung der Beugungsordnung.

Mittels quadrierter und nach U_B umgestellter Gleichung 19 kann man nun den Abstand in senkrechter Richtung berechnen.

$$U_B(n^2) = n^2 \frac{(1,2265 \text{ nm})^2}{4d^2 \sin^2 \Theta} - U_0 \quad (20)$$

Zunächst bestimmten wir die beobachteten Ordnungen. Hierzu nutzten wir das Programm Gnuplot und verwendeten die Intensitätsmaxima bei Energien von 273 eV, 397 eV und 554 eV, und variierten die Ordnungen, bis wir einen vernünftigen Wert für den Achsenabschnitt – also für das innere Potential – erhielten. Auf diese Weise haben wir herausgefunden, dass die Maxima den Ordnungen 5, 6 und 7 zuzuordnen sind. In Abbildung 13 ist die Energie über dem Quadrat der Ordnung aufgetragen. Der Achsenabschnitt beträgt $-21,71$ und die Steigung $11,72$. Daraus ergibt sich also für das innere Potential

$$U_0 = 21,71 \text{ eV}$$

Also ein positiver Wert, was zu erwarten war, da die Elektronen sonst den Festkörper freiwillig verlassen würden. Mittels der Beziehung

$$U_B(n^2) = m \cdot n^2 - U_0 \quad (21)$$

kommt man auf den Netzebenenabstand, da m die Steigung der Ausgleichsgeraden angibt. Somit ergibt sich für

$$d = (1,82 \pm 0,07) \text{ \AA}$$

was mit unseren theoretischen Überlegungen für eine (100)-Ebene übereinstimmt: Der Netzebenenabstand entspricht bei einem fcc-Gitter der halben Gitterkonstante $d = \frac{a}{2}$.

5.6 Auftragen einer Überstruktur

Die während unseres Versuches abgetragene Überstruktur haben wir am Ende wieder aufgetragen, damit die nächste Experimentiergruppe diese für ihre Untersuchungen gleich verwenden kann. Dazu schalteten wir die LEED-Apparatur ab, erhitzten die Kupferprobe und ließen reinen Sauerstoff bei einem Druck $p = 5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ in die Probenkammer ein. Der Druck und die Temperatur mussten anschließend für 20 Minuten von uns konstant gehalten werden.

Als Ergebnis dieser Prozedur konnten wir anschließend auf dem Kamerabild wieder die zu Anfang des Versuchs von uns aufgenommene Überstruktur erkennen.

6 Schlussbemerkung

In diesem Experiment haben wir die Beugung von niederenergetischen Elektronen auf einer Kupfer-Oberfläche untersucht und dabei sowohl die planare Gitterkonstante als auch den Netzebenenabstand erfolgreich bestimmt. Außerdem wurde als neuer Aspekt bei der Überstruktur festgestellt, dass sie in zwei verschiedenen Ausrichtungen auf den verschiedenen Domänen vorhanden sind.