



A05 Beugung niederenergetischer Elektronen an Oberflächen am 18. Juni 2007

1 Ziele des Versuchs

LEED stellt eine weitere Strukturanalysemethode dar, wobei diese besonders oberflächensensitiv ist. Eine Analyse der Probe ist weitgehend ohne Veränderung der Struktur der Probe möglich. Wir betrachten eine Überstruktur und die Auswirkung der kinetischen Näherung, bzw. inwieweit diese Nutzung erfahren darf. Die Überstruktur zeigt uns, dass eine einheitliche Anordnung der Moleküle, welche eine Oberfläche passivieren nicht zu erwarten ist, da deren Ausrichtung ein statistischer Prozess ist, wobei jeweils auf einer Ebene die gleiche Ausrichtung vorherrscht, aber auf Grund der nicht-Ebenheit eines Materials, verschiedene Stufen in diesem zu verschiedenen ausgerichteten Passivierungsmolekülen führt.

2 Physikalische Grundlagen des Versuchs

2.1 de Broglie-Wellenlänge

Die de-Broglie Wellenlänge ist definiert als

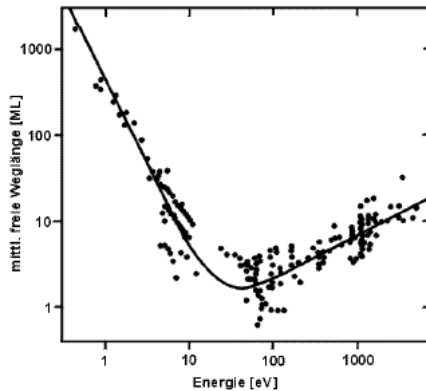
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{h}{\sqrt{2meV}}$$

wobei die Wellen- und Teilcheneigenschaften über diese verbunden sind. Wir verwenden Energien von 50 bis 600 eV zur Beschleunigung der Elektronen, dies führt zu Wellenlängen von 1.73 bis 0.50 Å.

2.2 Eindringtiefe

Die Elektronen mit Energien zwischen 10 – 100 eV liegen im Minimum der Eindringtiefe, die in diesem Fall nur wenige Atomlagen/Netzebenen beträgt. Durch die geringe freie Weglänge der Elektronen im Metall wird eine hohe Oberflächensensitivität ermöglicht,

welche zur Strukturanalyse genutzt werden kann. Die folgende Graphik zeigt den Verlauf der freien Weglänge in Abhängigkeit der Elektronenenergie:



2.3 Reziproker Raum

Das Beugungsbild eines Kristalls ist eine Abbildung des reziproken Kristallgitters. Die Fouriertransformation verbindet den realen Raum mit dem reziproken Raum, wobei die primitiven Gittervektoren (\vec{a}_j) mit den primitiven Vektoren des reziproken Gitters (\vec{b}_i) über:

$$\begin{aligned}\vec{b}_1 &= 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{b}_2 &= 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{b}_3 &= 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3}\end{aligned}$$

verbunden sind. Es gilt die Beziehung $\vec{b}_i \cdot \vec{a}_j = 2\pi\delta_{ij}$. Die Punkte im reziproken Gitter sind durch die Menge von Vektoren

$$\vec{G} = h\vec{b}_1 + k\vec{b}_2 + l\vec{b}_3$$

mit den Miller-Indizes hkl festgelegt. Betrachten wir den Fall einer Oberfläche, so liegt der nächste Gitterpunkt in äussere Richtung im unendlichen. Wir wählen die b_3 -Richtung als ausgezeichnete Richtung und b_1, b_2 als Oberflächenebene. Somit folgt für den Betrag in der z -Richtung:

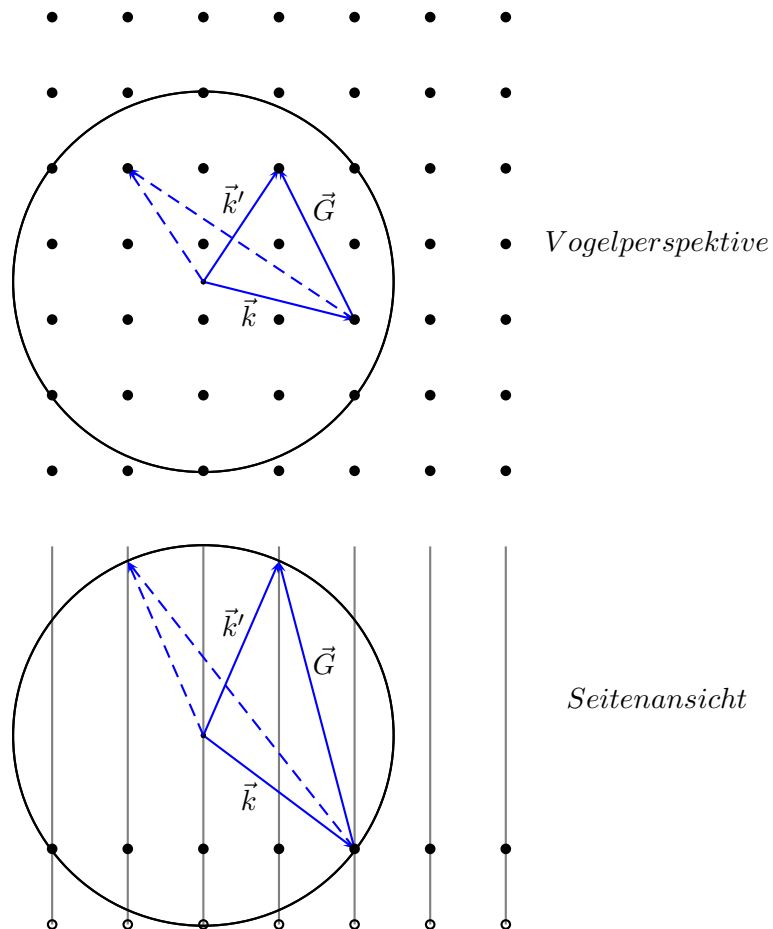
$$|\vec{a}_3| \rightarrow \infty \quad \text{und} \quad \left| \vec{b}_3 \right| = \frac{2\pi}{|\vec{a}_3|} \rightarrow 0$$

die Gitterpunkte werden also im reziproken Raum kontinuierlich, d.h. man kann sie sich als Stangen vorstellen, wie die später folgende Skizze zeigt ist somit also möglich mehr Reflexe durch Konstruktion der Ewald-Kugel zu erhalten. Dies ist möglich, da nur

elastisch gestreute Elektronen bei der LEED-Messung erfasst werden. Die tiefer eindringenden Elektronen werden auf Grund einer angelegten Gegespannung gefiltert, daher ist diese Methode sehr oberflächensensitiv. Die Ewald-Kugel beschreibt die Laue-Bedingung

$$\Delta \vec{k} = \vec{k}' - \vec{k} = \vec{G}$$

wobei \vec{k} der Impuls der einfallenden und \vec{k}' der Impuls der auslaufenden Welle ist. Im Falle der Oberflächen-Ewaldkugel-Konstruktion betrachten wir die Projektionen der Vektoren auf die Oberfläche, da die z -Richtung kontinuierlich ist. Die Abbildung der Reflexe auf eine Kugel mit der Probe im Zentrum und anschließende Projektion auf eine Ebene liefert ein Bild des reziproken Gitters.



2.4 Kohärenz

Wellen sind kohärent, wenn die Zeitabhängigkeit der Amplitude in ihnen bis auf eine Phasenverschiebung die gleiche ist. Man spricht von kohärenter Streuung, wenn kein Prozess zwischen dem Auftreffen und Wiederaussenden des Lichtes auf ein Streuobjekt stattfindet, der die Schwingungsform ändert. Das Streuobjekt wird selbst zum Erregerzentrum

der Welle, das mit der ursprünglichen in Phase ist oder zumindest eine feste Phasenbeziehung besitzt, d.h. das Streuobjekt nimmt keine "Wellenenergie" auf und kann daher auch nicht zu einem späteren Zeitpunkt diese wieder aussenden und so die Phasenbeziehung stören. Im Falle das elektronische Resonanzen in der Nähe der eingestrahlten Photonen liegen, kann es zur Resonanzabsorption kommen, dies hätte zur Folge, dass die Steuerung inkohärent würde und ein Streuungsexperiment mit diesem Streuobjekt nicht mehr möglich wäre.

2.5 Überstrukturen

Überstrukturen erzeugen ein Beugungsbild, wobei diese zusätzliche Reflexe zu denen der eigentlichen Struktur der Oberfläche liefern. Mit dem Formalismus äquivalent zu [3] lassen sich die Basisvektoren als Linearkombination der Vektoren der Gitterstruktur beschreiben:

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

bzw. in Matrix-Notation:

$$\vec{u} = M\vec{a}$$

Für das reziproke Gitter folgt analog:

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

wobei m und m^* über:

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

verbunden sind.

2.6 Ionisationsmanometer

Das Ionisationsmanometer wird zur Bestimmung des Drucks benutzt. Auf Grund der Stöße von beschleunigten Elektronen mit Gasteilchen innerhalb der Vakuumkammer, werden diese Gasteilchen ionisiert. Diese positiv geladenen Gasionen werden dann von einer Kathode deren Potential negativer als das der Glühkathode angezogen. Die Neutralisation der Ionen führt zu einem messbaren (Elektronen-)Strom, der über den Ionenstrom von der Teilchenzahldichte im Restgas abhängt.

2.7 Vakuumpumpen

2.7.1 Drehschieberpumpe

Die Drehschieberpumpe dient als Vorpumpe für die Turbomolekularpumpe. Die Bestandteile sind ein Hohlzylinder in dem sich ein weiterer Zylinder mit einem Schieber befindet, welcher sich ein wenig versetzt in diesem dreht. Es wird durch die Drehung des inneren Zylinders über den Schieber das Gas nach aussen geschoben, wobei auf Grund der beweglichen Lagerung des Schiebers dieser sich während des Drehvorganges so verschiebt, dass ein rückströmen des Gases verhindert wird und zugleich Gas aus dem zu evakuierenden Raum abtransportiert wird. Es wird Öl zur Schmierung benötigt, daher besteht die Gefahr, dass Öl in das Vakuum kommt, speziell, wenn es zu einer Erwärmung und Verdampfung von Öl kommt.

2.7.2 Turbomolekularpumpe

Die Turbomolekularpumpe arbeitet nach dem Prinzip einer Turbine, wobei die sich drehenden Schaufelblätter/Rotoren den Teilchen einen Impuls in eine bestimmte Richtung verleihen. Hinter den Schaufelblättern liegen Statoren, welche die Teilchen nach aussen leiten. Ein gutes Vakuum kann durch Hintereinanderschaltung vieler Schaufelblätter-Statoren-Systeme erreicht werden. Es wird zum Betrieb ein Vorvakuum benötigt, welches durch die Drehschieberpumpe erzeugt wird, da die freie Weglänge kleiner als der Rotorblätterabstand sein muss, da sonst ein Stoß nicht stattfindet wird und somit keine Vorzugsrichtung aufgezwungen werden kann.

2.7.3 Ionengetterpumpe

Durch Hochspannung werden Teilchen ionisiert und auf ein Titanblech beschleunigt, wo diese dann chemisch gebunden werden (Chemisorption). Zudem besteht die Möglichkeit, dass wenn keine Reaktion mit dem Titan stattfindet die beschleunigten Teilchen im Titan "stecken bleiben". Für Edelgase sind Ionengetterpumpen auf Grund deren geringer chemischer Aktivität nicht geeignet, was für unseren Versuch insofern Bedeutung besitzt, da wir Argon benutzen werden, um die Cu(100)-Oberfläche durch Beschuss zu reinigen. Die Verwendung der Turbomolekularpumpe bietet sich zur Evakuierung des Argon an.

2.7.4 Titan-Sublimationspumpe

Titan wird durch heizen eines Drahtes (Ti) verdampft und setzt sich auf der Wand ab, wo es mit Gasteilchen reagieren kann und diese chemisch bindet. Ist eine Lage gesättigt, kann eine neue durch erneutes heizen des Drahtes produziert werden. Die Titan-Sublimationspumpe und die Ionengetterpumpe ermöglichen das UHV mit $p \approx 10^{-10} \text{ mbar}$ zu erzeugen, welches für unseren Versuch benötigt wird.

3 Versuchsaufbau und Messprinzip

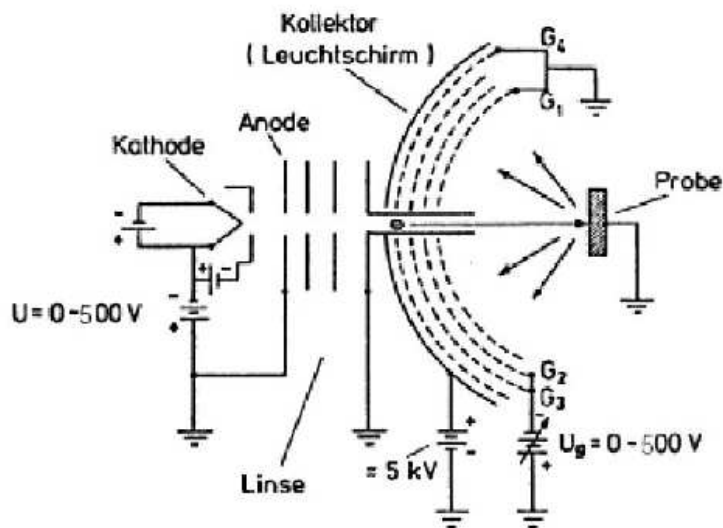
3.1 Quelle

Wir nutzen als Quelle für unsere Elektronen einen Wolframdraht, welcher beheizt wird. Aus diesem treten dann thermische Elektronen aus und werden durch eine Anode auf die Probe beschleunigt an der sie gestreut werden.

3.2 Detektor

Wir nutzen ein Gitternetz, wobei dieses aus verschiedenen Schichten mit verschiedenen angelegten Spannungen besteht. Erst besitzen wir hinter dem ersten geerdeten Potential eine Gegenspannung um die nicht-elastisch gestreuten Elektronen zu filtern, darauf folgt ein weiteres geerdetes Potential und zum Schluss eine Beschleunigungsspannung, um die elastisch gestreuten Elektronen, die durch die Gegenspannung gebremst wurden wieder mit Energie zu versorgen um die Intensität der Detektion zu erhöhen.

3.3 Versuchsaufbau



3.4 Versuchsdurchführung

Durch Variation der Beschleunigungsspannung können wir die verschiedenen Reflexe betrachten. Hieraus kann man über den theoretischen Formalismus die Gitterkonstanten bestimmen. Zusätzlich lassen sich Erkenntnisse über die Anordnung von Überstrukturen machen, wie sie bei der Passivierung einer Oberfläche vorkommt.

4 Auswertung

4.1 Wellenlänge monochromatischer Elektronen

Die Wellenlänge monochromatischer Elektronen die mit einer Spannung V_0 beschleunigt werden ergibt sich über die de Broglie Beziehung:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meV_0}} \approx \frac{12.26}{\sqrt{V(eV)}} \text{ \AA}$$

Eine Bestimmung der Geschwindigkeit ist über $E_{kin} = \frac{1}{2}mv^2 = eV_0 = E_{beschl.}$ möglich:

$$v = \sqrt{\frac{2eV_0}{m}}$$

Setzen wir $V_0 = 500 \text{ eV}$, e die Elementarladung, $m = m_e$ die Elektronenmasse ein, so erhalten wir:

$$\begin{aligned} \lambda_e &= 0.549 \text{ \AA} \\ v_e &= 1.326 \cdot 10^7 \frac{m}{s} \end{aligned}$$

Eine relativistische Korrektur ist auf Grund der um eine Größenordnung kleineren Geschwindigkeit als c nicht notwendig, dies erhalten wir aus:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

welches in unserem Fall $\gamma \approx 1.00098$ liefert, somit also vernachlässigbar ist, sofern unsere Genauigkeit nicht so hoch ist, dass unser Fehler unter 0,1% liegt.

4.2 Bedingung für konstruktive Interferenz bei einem Beugungsgitter

Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn der Gangunterschied gerade ein vielfaches der Wellenlänge ist. Wir betrachten der Einfachheit halber ein eindimensionales Gitter. Es gilt also [3]:

$$a(\sin \varphi - \sin \varphi_0) = n\lambda, \text{ mit } n \in \mathbb{N}$$

wobei a der Abstand der Gitterpunkte auf der Oberfläche, φ_0 der Einfallswinkel und φ der Ausfallswinkel sind. Wir betrachten den reziproken Gittervektor, der sich aus dem Gittervektor $\vec{a} = a\vec{e}$ als:

$$\vec{b} = \frac{2\pi}{a}\vec{e}$$

ergibt. Die Laue-Bedingung liefert:

$$\Delta\vec{s} = \vec{s} - \vec{s}_0 = \vec{G} = n\frac{2\pi}{a}\vec{e}$$

mit $\vec{s} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{c}$ und $\vec{s}_0 = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{d}$ und Multiplikation mit \vec{e} folgt:

$$\begin{aligned} n\frac{2\pi}{a}\vec{e} \cdot \vec{e} &= \frac{2\pi}{\lambda}\vec{c} \cdot \vec{e} - \frac{2\pi}{\lambda}\vec{d} \cdot \vec{e} \\ n\lambda &= a(\vec{c} \cdot \vec{e} - \vec{d} \cdot \vec{e}) \\ n\lambda &= a(\sin\varphi - \sin\varphi_0) \end{aligned}$$

Für den zweidimensionalen Fall gilt die Laue Bedingung äquivalent.

4.3 Zweidimensionales Gitter

Wir betrachten den senkrechten Einfall einer Welle auf ein zweidimensionales quadratisches Gitter. Wir wollen zeigen, dass für den Winkel θ_{nm} der gebeugten Strahlen die Beziehung:

$$\sin\theta_{nm} = \frac{\lambda}{a}\sqrt{n^2 + m^2}$$

gilt. In diesem Fall gilt also $\varphi_0 = 0$ (Notation von 2.2). Es gilt wieder die Laue Bedingung $\Delta\vec{k} = \vec{G}$, wobei diese sagt, dass der Richtungssinus gleich dem Betrag von $\Delta\vec{s}$ sein muss:

$$\sin\theta_{nm} = |\Delta\vec{s}| = \frac{\lambda}{2\pi} |m\vec{b}_1 + n\vec{b}_2| = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{m^2\vec{b}_1^2 + n^2\vec{b}_2^2} = \frac{\lambda|b|}{2\pi} \sqrt{m^2 + n^2} = \frac{\lambda}{a} \sqrt{m^2 + n^2}$$

Die Variablen m und n geben die Beugungsordnung an, wobei diese nun in zwei Dimensionen zu betrachten ist und somit Punkte in einer Ebene über diese bestimmt werden können, mit $m = 0$, $n = 0$ im Zentrum.

4.4 Anwendung von LEED

Wir betrachten ein Gitter mit der Gitterkonstanten $a = 2.55 \text{ \AA}$.

Um die minimale Energie für den Öffnungswinkel 52° bei dem die gesuchten Reflexe noch zu sehen sind, zu bestimmen, benutzen wir die Formel aus 2.3 für eine senkrecht einfallende Welle und setzen diese umgestellt nach der Wellenlänge mit unserer Formel aus 2.1 gleich:

$$\frac{12.26}{\sqrt{V} \text{ (eV)}} \text{ \AA} = \frac{a \sin \theta_{nm}}{\sqrt{n^2 + m^2}}$$

$$V \text{ (eV)} = \frac{(12.26)^2 (n^2 + m^2)}{a^2 \sin^2 \theta_{nm}} \text{ \AA}^2$$

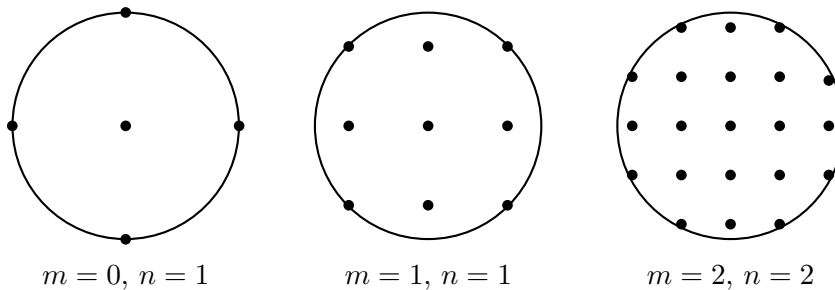
a) Wir bestimmen die Reflexe erster Ordnung zu

Reflex	minimale Energie in eV
$m = n = 1$	74.45
$m = 0, n = 1$	37.23

b) Die 2. Ordnung liefert

Reflex	minimale Energie in eV
$m = n = 2$	297.80

Eine Skizze der erwarteten Beugungsbilder:



4.5 Skizze der Cu(100)-Oberfläche

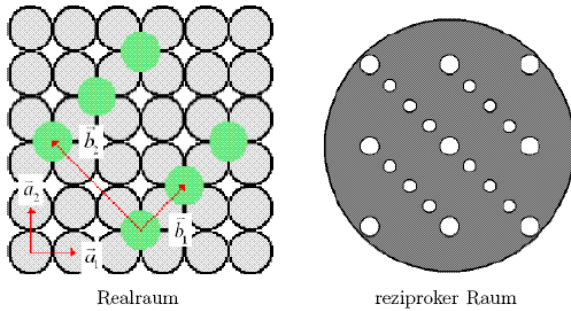
Die Woods-Notation von $(\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}) R45^\circ$ bedeutet, dass die zwei Vektoren \vec{b}_1 und \vec{b}_2 (\vec{b} seien hier keine reziproken Gittervektoren, sondern der Notation von [3] folgend die Gittervektoren der Überstruktur) mit den Beträgen $\frac{|\vec{b}_1|}{|\vec{a}_1|} = \sqrt{2}$ und $\frac{|\vec{b}_2|}{|\vec{a}_2|} = 2\sqrt{2}$ gegeben sind und eine Drehung des Gitters der Überstruktur zum Gitter des Substrats um den Winkel 45° gegeben ist. Mit Hilfe von 1.4 folgt:

$$\begin{pmatrix} \vec{b}_1 \\ \vec{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 2 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{a}_1 \\ \vec{a}_2 \end{pmatrix}$$

Dies transformiert sich im reziproken Raum zu:

$$\begin{pmatrix} \vec{b}_1^* \\ \vec{b}_2^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{4} & \frac{1}{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{a}_1^* \\ \vec{a}_2^* \end{pmatrix}$$

Somit ergibt sich folgende Skizze:



4.6 kinematische Näherung

Die kinematische Näherung setzt voraus, dass die eingestrahlteten Elektronen nur eine schwache Wechselwirkung mit der Materie auf die sie treffen eingeht. Es findet nur ein elastischer Stoß statt, wobei man im klassischen Modell annimmt, dass die Streuzentren harte Kugeln wären. Diese Näherung gilt für schnelle Elektronen, jedoch findet sie auch Verwendung für langsame Elektronen, die wir verwenden, wenn die Messergebnisse hinreichend genug mit dem Näherungsmodell übereinstimmen. Wir nutzen die Bragg-Bedingung für konstruktive Interferenz:

$$2d \sin \theta = n\lambda$$

Die de Broglie Beziehung führt mit der Energie $E = T - V$, wobei V ein schwaches Potential sei, welches die Elektronen von den Gitteratomen spüren, auf:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m(T - V)}}$$

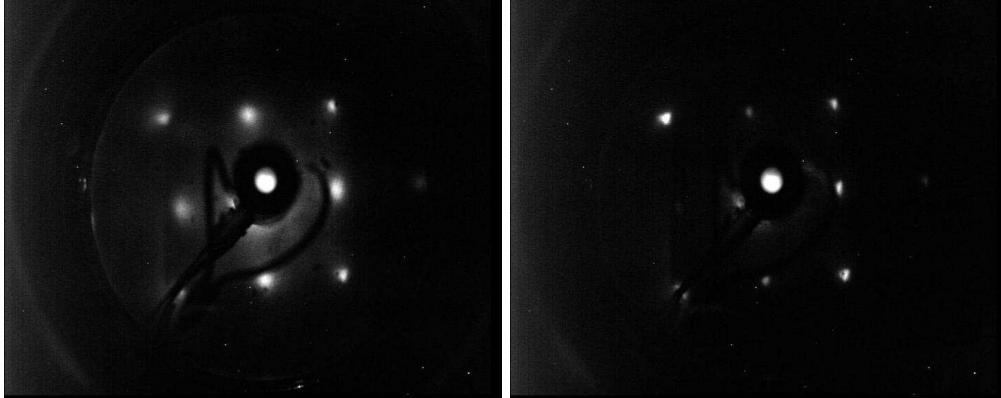
Fügen wir die Gleichungen zusammen und stellen wir nach T der kinetischen Energie um, so erhalten wir:

$$T(n) = \frac{h^2}{8md^2 \sin^2 \theta} n^2 + V$$

wobei T von n^2 abhängig ist. Tragen wir die Maxima der Intensitäten (bei bekannter Beugungsordnung und θ) über die Beschleunigungsspannung ($I(V)$ -Kurve) auf, so erhalten wir die senkrechte Gitterkonstante d und das Potential V .

4.7 Bestimmung der Gitterkonstanten in der Ebene

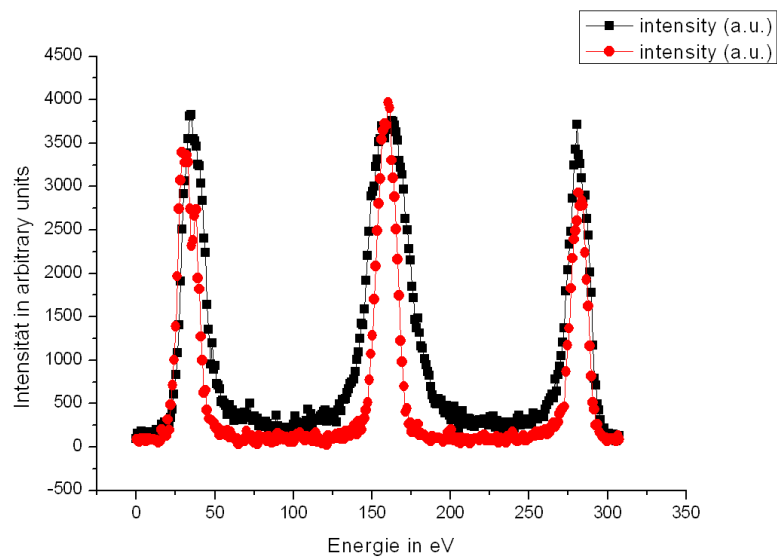
Bevor wir die Gitterkonstante bestimmen können müssen wir die Überstruktur entfernen die wir zuvor erforscht haben (siehe hierzu 3.9). Dies geschieht durch sputtern mit Argon und anschließendem tempern. Wir vergleichen die Ergebnisse zwischen der aufgerauten Oberfläche nach dem sputtern mit der Oberfläche nach dem tempern:



Links die Oberfläche nach dem sputtern ($U = 126.0\text{ V}$) und rechts die Oberfläche nach dem tempern ($U = 123.1\text{ V}$).

Die Änderung der Spannung zwischen sputtern und tempern resultiert aus einer nicht weiter identifizierbaren Schwankung im Gerät.

Eine messtechnische Auswertung liefern die folgenden Graphen, welche eine Aufnahme der Elektronenenergien zwischen $50 - 150\text{ eV}$ für die Struktur vor und nach dem tempern darstellt:

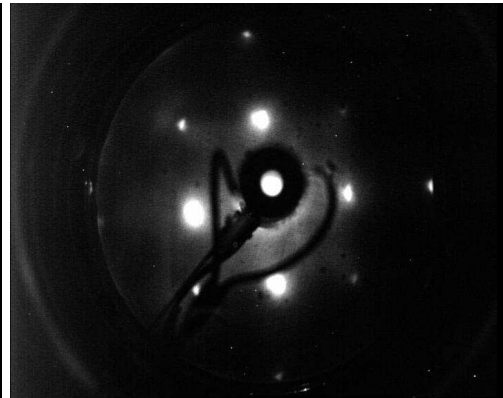
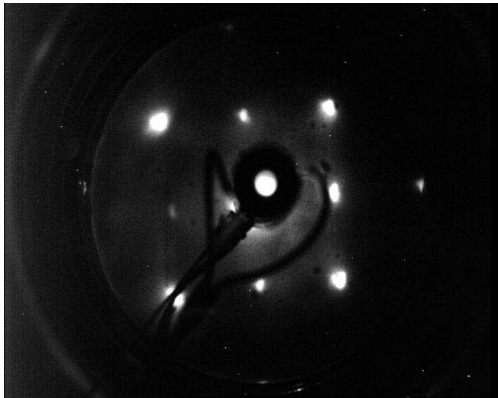


Die Peaks konnten alle ihre Auflösung verbessert, so folgt speziell für das FWHM des mittleren Peaks eine Abnahme von (29.1 ± 0.1) nach dem sputtern auf (14.6 ± 0.1) nach dem tempern. Auch die Bilder zeigen eine höhere Schärfe. Die zuvor milchig wirkenden Flächen zwischen den Reflexen sind nach dem Tempern schwarz.

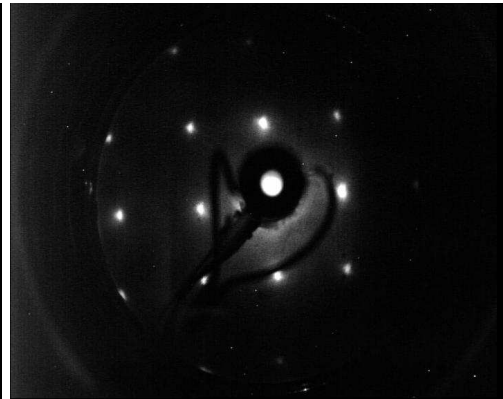
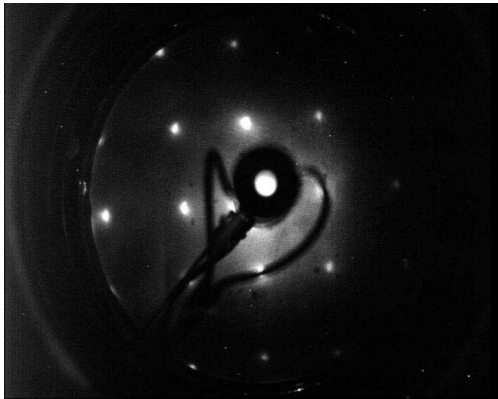
Die LEED-Aufnahmen der Oberfläche in Bildform:



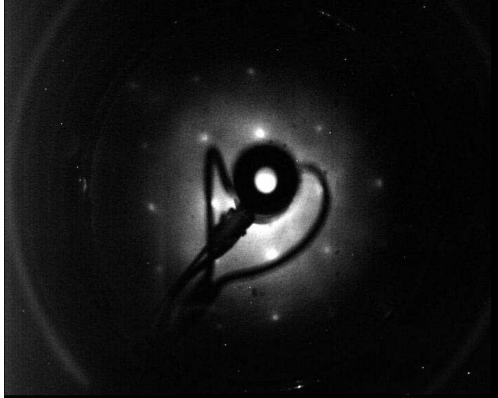
$m = 1 \ n = 1$ bei $U = 71.2 \text{ eV}$



zwei unterschiedliche Aufnahmen von $m = 2 \ n = 0$ bei $U = 122.0 \text{ eV}$ und $U = 132.7 \text{ eV}$



zwei unterschiedliche Aufnahmen von $m = 2 \ n = 1$ bei $U = 161.7 \text{ eV}$ und $U = 157.2 \text{ eV}$



$m = 2 \quad n = 2$

Es ergibt sich folgende Tabelle

m	n	E_1 in eV	E_2 in eV	E in eV
1	1	71.2	/	(71.2 ± 3.0)
2	0	122.0	132.7	(127.4 ± 5.4)
2	1	161.7	157.2	(159.5 ± 2.3)
2	2	253.9	/	(253.9 ± 6.0)

Leider war die Aufnahme des $m = 0 \quad n = 1$ Wertes auf Grund des Versuchsaufbaus nicht möglich.

Der größte Fehler ergibt sich aus der Ablesungenauigkeit, wenn die Reflexe gerade am Rand liegen, für $m = 1 \quad n = 1$ ist dies noch relativ gut zu erkennen, wohingegen die Betrachtung des Bildes für $m = 2 \quad n = 2$ verrät, dass ein größerer Fehler angenommen werden muss, besonders, da die Apparatur auch nicht zentriert ausgerichtet werden konnte und die Reflexe zusätzlich noch gekrümmt zu beobachten waren. Die Fehler von $m = 1 \quad n = 1$ und $m = 2 \quad n = 2$ werden ohne Bild und Messwert durch Probieren der Einstellung angenommen. Die Berechnung der Gitterkonstanten kann nachdem der Öffnungswinkel bestimmt wurde über:

$$a = \frac{12.26 \sqrt{n^2 + m^2}}{\sqrt{V} \text{ (eV)} \sin \theta_{nm}} \text{ \AA}$$

durchgeführt werden. Die vier Messungen für den Öffnungswinkel liefern:

linker Rand in $^\circ$	rechter Rand in $^\circ$	Öffnungswinkel in $^\circ$
310 $^\circ$	10 $^\circ$	60 $^\circ$
312 $^\circ$	12 $^\circ$	60 $^\circ$
300 $^\circ$	8 $^\circ$	68 $^\circ$
307 $^\circ$	10 $^\circ$	63 $^\circ$

einen Öffnungswinkel von

$$\theta_{nm} = (62.8 \pm 1.9)^\circ$$

Die Gitterkonstante lässt sich mit Hilfe der folgenden Tabelle

m	n	E in eV	Gitterkonstante in Å
1	1	(71.2 ± 3.0)	(2.31 ± 0.12)
2	0	(127.4 ± 5.4)	(2.44 ± 0.13)
2	1	(159.5 ± 2.3)	(2.44 ± 0.09)
2	2	(253.9 ± 6.0)	(2.45 ± 0.10)

und dem gewichteten Mittelwert hieraus zu

$$a = (2.42 \pm 0.06) \text{ Å}$$

bestimmen. Der Literaturwert von $a = 2.55 \text{ Å}$ und der experimentell bestimmte Wert liegen innerhalb des 3-fachen Fehlerintervalls und sind somit verträglich. Die Gitterkonstante in der Ebene berechnet sich durch Multiplikation von $\sqrt{2}$, da der bisher berechnete Wert der Cu-Cu-Abstand war. Somit ergibt sich $a = (3.42 \pm 0.09) \text{ Å}$, welches wieder verträglich mit dem Literaturwert $a = 3.61 \text{ Å}$ ist.

4.8 Bestimmung des Netzebenenabstandes

Zur Bestimmung des Netzebenenabstandes betrachten wir den $(0,0)$ -Strahl (d.h. $\theta = 90^\circ$) und nehmen eine $I(V)$ -Kurve für den Energiebereich $60 - 600 eV$ auf. Wir können die kinematische Näherung verwenden, um den Netzebenenabstand (senkrechte Gitterkonstante) zu bestimmen:

$$T(n) = \frac{h^2}{8md^2 \sin^2 \theta} n^2 + V$$

wobei wir aus der Steigung über:

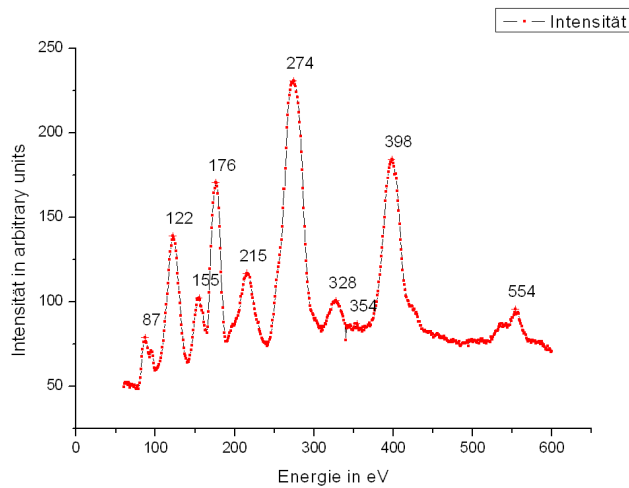
$$\xi = \frac{h^2}{8md^2 \sin^2 \theta} \Leftrightarrow d = \frac{h}{\sqrt{8m\xi} \sin \theta}$$

den Netzebenenabstand erhalten. Setzen wir die Konstanten ein, so ergibt sich:

$$d = \frac{h}{\sqrt{8m\xi} \sin \theta} \text{ Å} = \frac{6.13}{\sqrt{\xi (eV)}} \text{ Å}$$

Wir nehmen ein Potential von ca. $-10 V$ an und ordnen den Peaks hiernach die Beugungsordnungen zu.

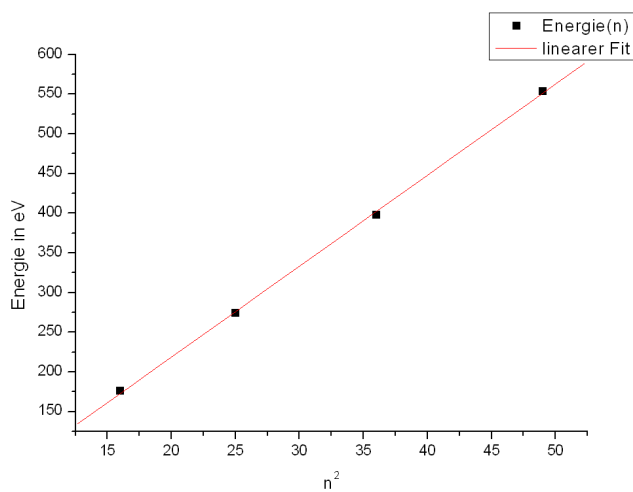
Für die $I(V)$ -Kurve des $(0,0)$ -Strahles erhalten wir den folgenden Graphen:



Wir fitten die Punkte unter der Annahme der folgenden Beugungsordnungen:

Energie in eV	Beugungsordnung n
176	4
274	5
398	6
554	7

Es ergibt sich der folgende Graph:



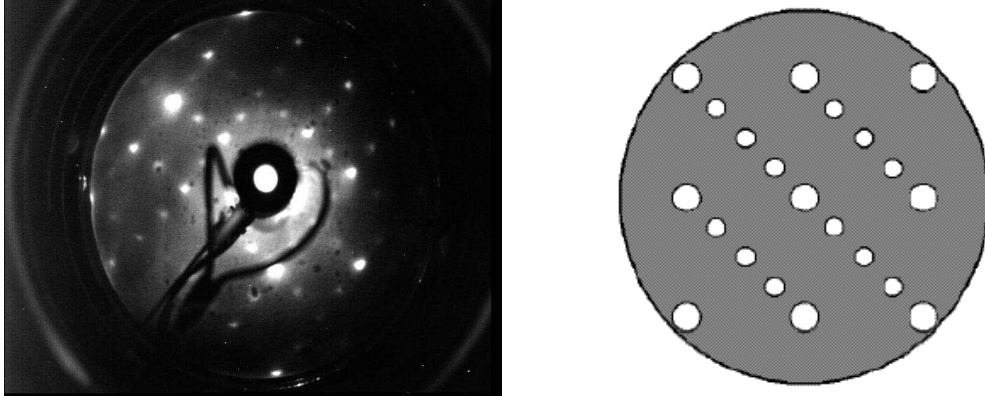
Hieraus ergibt sich ein Achsenabschnitt von $\eta = (-10.4 \pm 6.1)$ und eine Steigung $\xi = (11.46 \pm 0.18)$. Setzen wir dies in unsere oben hergeleitete Formel ein, so ergibt sich eine Gitterkonstante von

$$d = (1.811 \pm 0.015) \text{ \AA}$$

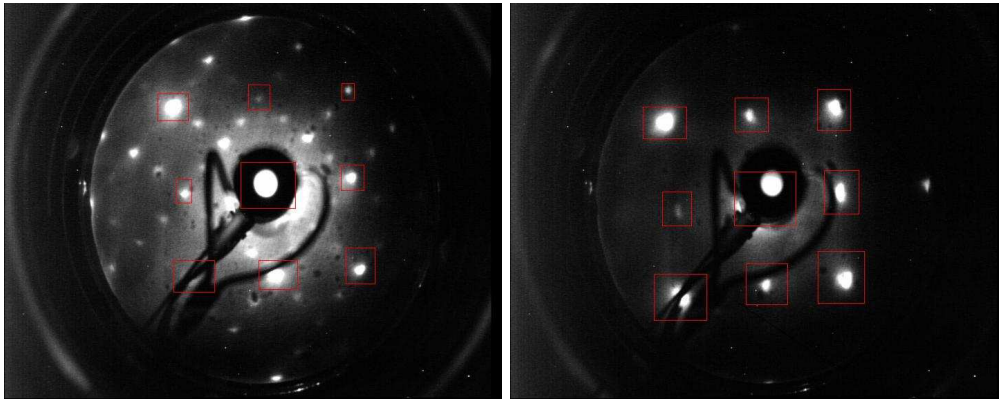
Dies stimmt mit dem Literaturwert, der mit $d = \frac{3.61}{2} \text{ \AA} = 1.805 \text{ \AA}$ gegeben ist, überein.

4.9 Charakterisierung der Überstruktur

Die Überstruktur, welche eine Woche vor dem Versuch aufgebracht wurde, wurde vor dem sputtern und tempnern betrachtet, damit diese Zeit hatte vollständig auf Raumtemperatur abzukühlen (d.h. geringerer Debye-Waller-Faktor und somit höhere Intensität). Wir vergleichen das theoretisch erwartete Bild mit den wirklich aufgetretenen Reflexen:



Sofort fällt auf, dass das tatsächliche Bild die Reflexe der Überstruktur nicht nur in einer Richtung besitzt, sondern zwei Richtungen ausgebildet hat. Dies resultiert daraus, dass die Oberfläche nicht glatt ist und auf verschiedenen Stufen verschiedene Ausrichtungen vorkommen können. Die Struktur entspricht jedoch ansonsten der theoretischen Erwartung, wobei diese in Woods-Notation durch $(\sqrt{2}x2\sqrt{2}) R45^\circ$ gegeben ist, wobei die zusätzlichen Reflexe durch Vergleich der folgenden zwei Aufnahmen (links mit Überstruktur und rechts ohne) bestimmt werden konnten:



5 Zusammenfassung und Diskussion

Die Messung bestätigt die Verwendung der kinematischen Näherung, wobei die Fehler trotz der Näherung gering ausfallen. Explizit konnten die folgenden Gitterkonstanten bestimmt werden:

$$a = (3.42 \pm 0.09) \text{ \AA}$$
$$d = (1.811 \pm 0.015) \text{ \AA}$$

wobei die Fehler von 2.7% und 0.8% für die Genauigkeit der Messmethode sprechen. Die Literaturwerte konnten bestätigt werden, wobei die Gitterkonstante der Ebene verträglich ist, während die Gitterkonstante der Netzebenen, welche die Hälfte der Gitterkonstante der Ebenen betragen sollte mit dem Literaturwert übereinstimmt.

Die bereits in den Zielen des Versuchs erwähnte Beobachtung und Erforschung der Oberflächenstruktur zeigt uns das tatsächlich der vermutete Effekt der Ausbildung von mehreren Vorzugsrichtungen eintritt, welcher aus den Stufen der nicht perfekten Oberfläche resultiert.

6 Quellen

- [3] Ertl, Küppers, Kapitel 9, VCH, Weinheim, 1985

7 Anhang

- [1] Messprotokoll
[2] Mathematica Printout