

UNIVERSITÄT REGENSBURG

F-PRAKTIKUM

Rastertunnelmikroskopie



Michael Rößner und Jonas Schambeck

12. August 2020

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	4
2.1	Physikalische Konzepte	4
2.1.1	Kristallstrukturen im Festkörper	4
2.1.2	Quantenmechanischer Tunneleffekt	5
2.1.3	Piezoelektrischer Effekt	8
2.2	Aufbau eines Rastertunnelmikroskops	9
2.2.1	Scanner-Einheit	9
2.2.2	Herstellung der Spitze	10
2.3	Betriebsarten eines Rastertunnelmikroskops	12
2.3.1	Topographischer Modus	12
2.3.2	Modus konstanter Höhe	12
2.3.3	Spektroskopie	12
2.4	Probenmaterialien	13
2.4.1	Graphit	13
2.4.2	Gold	13
2.4.3	Molybdänsulfit	13
3	Versuchsdurchführung	14
3.1	Messungen an der Graphitprobe	14
3.1.1	Topographie	14
3.1.2	Spektroskopie	15
3.1.3	Vermessung des Graphitgitters	16
3.1.4	3D-Darstellung des Gitters	17

1 Einleitung

Durch die fortschreitende Miniaturisierung der Technik entstand im 20. Jahrhundert die Notwendigkeit Strukturen abzubilden, die kleiner waren als die Wellenlänge des Lichts. Herkömmliche optische Mikroskope boten in diesem neuen Bereich, der Nanowissenschaft, nicht mehr die notwendige Genauigkeit. Ein wichtiger Schritt gelang den Physikern Gerd Binnig und Heinrich Rohrer 1981, als sie mit dem experimentellen Nachweis eines abstandsabhängigen Tunnelstroms den Grundstein für das Rastertunnelmikroskop legten.

Aus dieser Erfindung ist seither eine ganze Familie an Rastersondenmikroskopen hervorgegangen, die sich unterschiedliche Wechselwirkungen auf atomarer Skala zu nutze machen. Das bekannteste ist wohl das Rasterkraftmikroskop, welches die Kräfte zwischen der Materialoberfläche und der Messspitze messen kann. Weiter wurden das optische Rasternahfeldmikroskop und das Magnetkraftmikroskop entwickelt. Erst die Entwicklung dieser Mikroskopfamilie hat die Beobachtung und Manipulation von Nanostrukturen einfach und preiswert genug für den weitläufigen Einsatz in Unternehmen gemacht. Dies hat wesentlich zur Veranschaulichung der Quantenmechanik beigetragen. Ein Beispiel bieten hier die "Quantum Corrals", wie in Abbildung 1.1 zu sehen. Hierbei handelt es sich um einfache Quantensysteme auf Oberflächen. In obigem Beispiel sind Goldatome radial auf einer Kupferoberfläche angeordnet. Anschaulich gezeigt werden hier die Elektronenwellen im Inneren der Anordnung. Derartige Messungen erreichten schnell große Beliebtheit und sind in populärwissenschaftlichen Zeitschriften häufig Thema. [3]

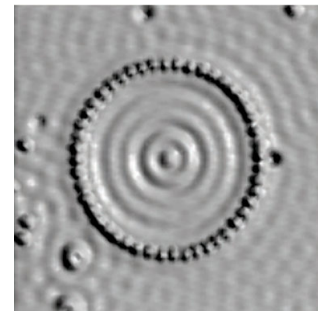


Abbildung 1.1: Quantum Corral [2]

2 Grundlagen

2.1 Physikalische Konzepte

2.1.1 Kristallstrukturen im Festkörper

Kubische Gitter

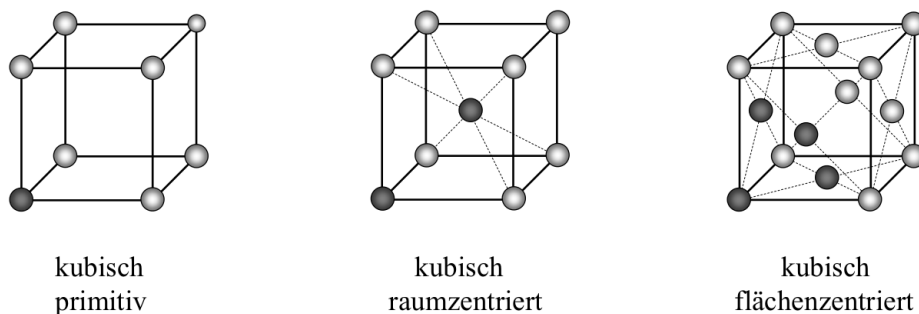


Abbildung 2.1: Die drei kubischen Atomgitter. Von links nach rechts: einfach kubisch (sc), kubisch raumzentriert (bcc), kubisch flächenzentriert (fcc) [1]

Es existieren drei verschiedene kubische Gitter. Diese sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Im Rahmen dieses Versuches soll nur das kubisch flächenzentrierte Gitter näher betrachtet werden. Viele Metalle und Legierungen kristallisieren in diese Anordnung.

Betrachtet man eine möglichst dichte Packung an Kugeln, so sind zwei Stapelfolgen möglich. Das fcc-Gitter repräsentiert hierbei die Schichtfolge ABCABC..., siehe hierzu Abbildung 2.2. Ein Atom hat in dieser Anordnung 12 nächste Nachbarn mit dem Abstand $\frac{a}{\sqrt{2}}$. a sei hier die Gitterkonstante des Würfels. In einer kubischen Zelle befinden sich $8 \cdot \frac{1}{8} + 6 \cdot \frac{1}{2} = 4$ Atome. Die Atome an den Ecken befinden sich in acht Zellen gleichzeitig, jene an den Flächen in zwei. Sie werden deshalb anteilig hinzugerechnet. Die Packungsdichte $V_{\text{Atome}}/V_{\text{kub. Zelle}}$ ergibt sich somit zu:

$$\underbrace{\frac{4}{3} \left(\frac{d_{NN}}{2} \right)^2 \pi}_{\text{Volumen eines Atoms}} \cdot \frac{4 \text{ Atome pro kubischer Zelle}}{V_{\text{Volumen des Würfels}} a^3} \approx 0.74$$

Die dichtest mögliche Kugelpackung nimmt also 74% des Raums ein.

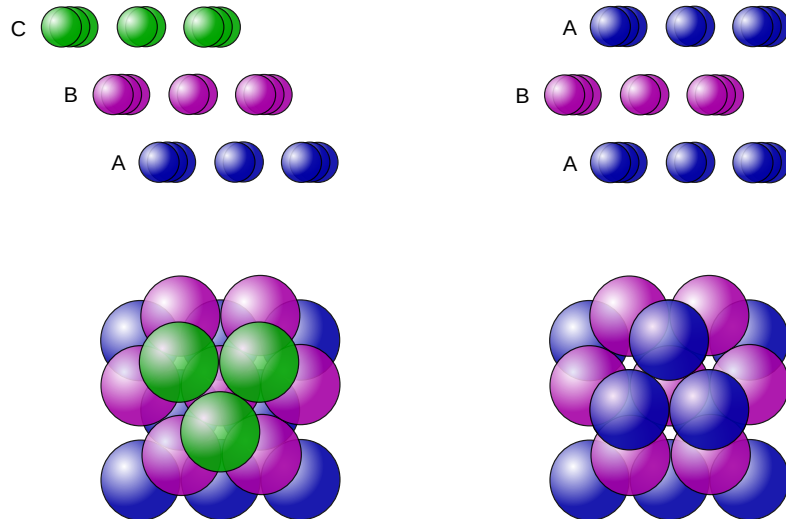


Abbildung 2.2: Die möglichen Stapelfolgen für eine dichteste Kugelpackung: Links im Bild werden drei verschiedene Schichten gestapelt, also ABCABC... Rechts werden nur zwei Schichten gestapelt, die dritte Schicht liegt also exakt auf der Ersten, ABABAB... [4]

Hexagonal dichteste Kugelpackung

Die rechte Stapelfolge in Abbildung 2.2 wird als hexagonal dichteste Kugelpackung (hcp) bezeichnet. In Eigenschaften wie Abstand und Anzahl der nächsten Nachbarn gleicht es dem fcc, was durch die Betrachtung als dichteste Packungen schnell klar wird. In Abbildung 2.3 sind die Stapelfolgen eingezeichnet. Die Vektoren a und b sind gleich lang. Für c findet man $c = \sqrt{\frac{8}{3}} a$. In realen Kristallen weicht dies oft etwas ab.

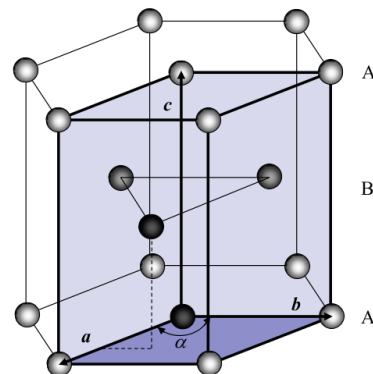


Abbildung 2.3: hcp-Gitter [1]

2.1.2 Quantenmechanischer Tunneleffekt

Das Tunneln beschreibt ein quantenmechanischen Effekt, nach dem es für Teilchen möglich ist eine Energiebarriere zu überwinden, auch wenn diese eine wesentlich höhere Energie als das Teilchen besitzt. Klassisch wäre dies unmöglich.

Theorie des eindimensionalen Tunneleffekts

Wir betrachten eine Potentialbarriere

$$V(x) = V_0 \Theta(a - |x|)$$

und ein Teilchen mit der Energie $E < V_0$. Benutzt man die stationäre Schrödingerglei-

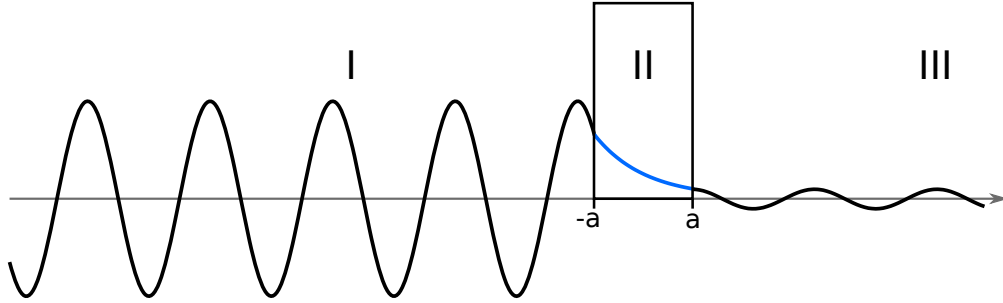


Abbildung 2.4: Skizze des Tunneleffekts: Die Wellenfunktion des Teilchens läuft von links auf die Potentialbarriere zu. Nach einem exponentiellen Abfall im Inneren der Barriere besteht eine kleine Wahrscheinlichkeit, dass sich das Teilchen rechts der Barriere aufhält

chung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} \Phi(x) + V(x)\Phi(x) = E\Phi(x)$$

so findet sich für die Teilchenwellenfunktion

$$\Psi(x) = \begin{cases} A e^{ikx} + B e^{-ikx}, & x < -a \\ C e^{-\kappa x} + D e^{\kappa x} & -a < x < a \\ F e^{ikx} + G e^{-ikx}, & x > a \end{cases}$$

mit den Wellenzahlen $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ und $\kappa = \sqrt{2m(V_0 - E)}/\hbar$. Benutzt man nun die Anschlussbedingungen

$$\begin{aligned} x = -a : \quad & A e^{-ika} + B e^{ika} = C e^{\kappa a} + D e^{-\kappa a} \\ x = a : \quad & F e^{+ika} + G e^{-ika} = C e^{-\kappa a} + D e^{+\kappa a} \end{aligned}$$

und die Normalisierungsbedingung

$$\int \Psi^*(x)\Phi(x)dx = 1$$

so kann man Ausdrücke für die einzelnen Koeffizienten erhalten. Für ein von links einfallendes Teilchen, also $G = 0$, errechnet sich die Transmissionsamplitude $S(E)$ zu

$$S(E) = \frac{F}{A} = \frac{e^{-2ika}}{\cosh(2\kappa a) + \frac{i\varepsilon}{2} \sinh(2\kappa a)}$$

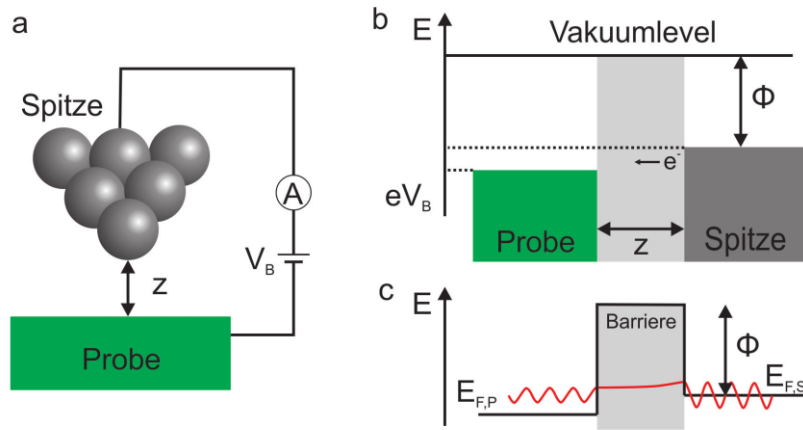


Abbildung 2.5: a) Spitze und Probe werden über eine Spannungsquelle und einen Strom-Spannungswandler miteinander verbunden. V_B bezeichnet hier die Tunnelspannung, z den Abstand Spitze-Probe. b) Die angelegte Spannung verschiebt die beiden Fermi-Niveaus. Bei positiver Spannung tunneln Elektronen der Spitze zur Probe. c) Tunneleffekt im STM. [8]

Die Wahrscheinlichkeit einer Transmission, der Durchlässigkeitskoeffizient, errechnet sich dann zu

$$|S(E)|^2 = \frac{1}{1 + (1 + (\varepsilon^2/4)) \sinh^2(2\kappa a)}$$

Nimmt man nun eine sehr hohe und breite Barriere an, also $\kappa a \gg 1$ und vernachlässigt die aus dieser Näherung resultierenden Logarithmusterme, so erhält man den handlichen Ausdruck

$$|S(E)|^2 = \exp\left(-4\sqrt{2m(V_0 - E)} \frac{a}{\hbar}\right)$$

Anwendung im Rastertunnelmikroskop

Zur Abtastung kommt eine scharfe Metallspitze zum Einsatz, die im Abstand weniger Angström über eine leitfähige Probe positioniert wird. Durch eine angelegte Tunnelspannung U_t werden die Fermi-Niveaus der Spitze $E_{F,S}$ und der Probe $E_{F,P}$ gegeneinander verschoben, schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt. Der Strom I_t zwischen Spitze und Probe ist nun von U_t und dem Abstand z abhängig. Das Abstandverhalten kann nun durch den eindimensionalen Tunnelprozess hergeleitet werden. Die Höhe der Barriere ist die gemittelte Austrittsarbeit Φ des Spitzen- und Probenmaterials, also die nötige Energie Elektronen vom jeweiligen Fermi-Niveau auf Vakuumenergie zu heben. Die Breite der Barriere ist der Abstand z . Typischerweise ist die angelegte Spannung sehr viel kleiner als Φ , es kann also eine rechteckige Barriere angenommen werden. Man erhält also:

$$I_t = I_0 \cdot e^{-2\kappa z}$$

I_0 gibt hierbei den Strom bei $z = 0$ an und $\kappa = \sqrt{2m\Phi}/\hbar$, mit der Elektronenmasse m . Für eine typische Austrittsarbeit $\Phi \approx 5 \text{ eV}$ errechnet sich $I_t \approx 1 \text{ Å}^{-1}$. Für Metalle gilt näherungsweise:

$$I_t \propto U_t \exp(-c_2 \sqrt{\Phi} z)$$

mit $c_2 = 1.025 \text{ Å}^{-1} \text{ eV}^{-1}$. [6, 8]

2.1.3 Piezoelektrischer Effekt

Bestimmte Materialien erzeugen eine elektrische Spannung, sobald eine äußere Kraft auf den Körper wirkt. Dies wird als piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Er wurde 1880 durch die Brüder Curie an einigen Kristallen entdeckt.

Essentiell für die Rastersondenmikroskopie ist der inverse piezoelektrische Effekt. Dieser führt zu einer Geometrieänderung des Kristalls beim Anlegen einer äußeren Spannung. Dies ermöglicht sehr feine Ortsänderungen der Spitze. Es werden drei technische nutzbare Vorgänge unterschieden, die in Abbildung 2.6 skizziert werden.

- **Längs-Effekt:**
Eine äußere Kraft \mathbf{F} führt zu einer Polarisierung \mathbf{P} . Die resultierende Spannung U liegt in gleicher Richtung an.
- **Querr-Effekt:**
Eine äußere Kraft \mathbf{F} führt zu einer transversalen Polarisierung \mathbf{P} . Die resultierende Spannung U liegt nun quer an.
- **Scher-Effekt:**
Eine äußere Kraft \mathbf{F} führt zu einer diagonalen Polarisierung \mathbf{P} . Die resultierende Spannung U liegt wiederum quer an.

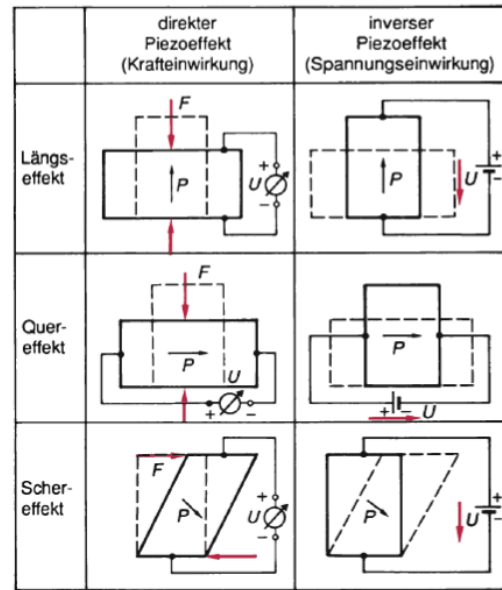


Abbildung 2.6: Piezoelektrizität [7]

Die Anwendungen der Piezoelektrizität sind weitreichend. Abbildung 2.7 gibt hierzu eine Übersicht. [7]

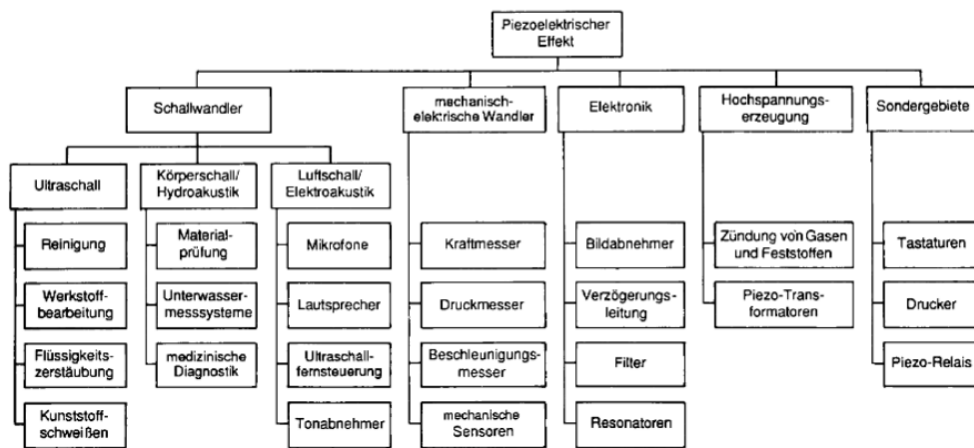


Abbildung 2.7: Anwendung der Piezoelektrizität [7]

2.2 Aufbau eines Rastertunnelmikroskops

2.2.1 Scanner-Einheit

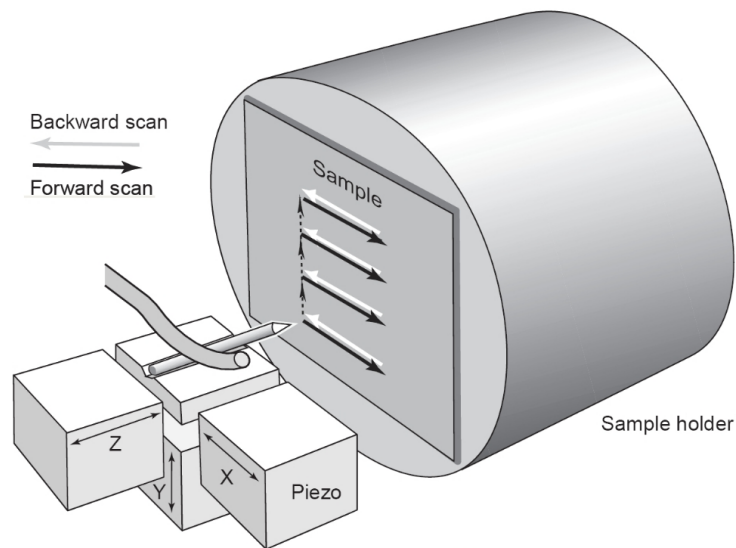


Abbildung 2.8: Scanner-Einheit eines STM. [9]

In Abbildung 2.8 ist der schematische Aufbau der Scanner-Einheit gezeigt. Die leitende Spitze wird durch drei Piezos, pro Raumrichtung ein Piezoelement, über der Probe positioniert. Die Längenänderung der Kristalle ist annähernd linear zur angelegten Spannung. Dies erlaubt eine einfache Steuerung des Aufbaus.

2.2.2 Herstellung der Spitze

Eine STM-Spitze sollte sehr fein, dünn und starr sein, gleichzeitig auch keine Oxidation aufweisen, um möglichst gute Ergebnisse zu erzielen. Zur Herstellung wurden demnach zahlreiche Verfahren entwickelt.

Platin-Iridium Spitze

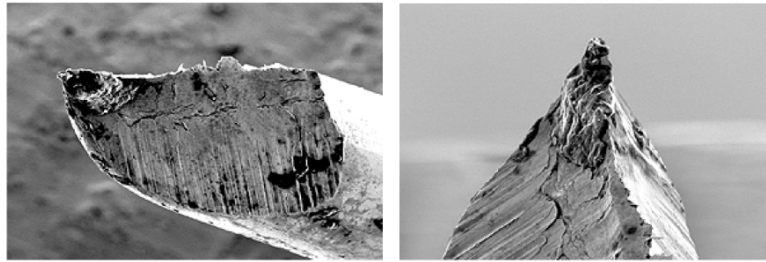


Abbildung 2.9: Pt-Ir Spitze. [9]

Ein sehr einfaches Verfahren bietet die Platin-Iridium Spitze. Zur Herstellung wird ein dünner Draht mit Zangen ruckartig abgerissen.

Die Vorgehensweise ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Mit einer Flachzange wird ein Ende des Drahtes festgehalten. Mit einem Seitenschneider wird unter sehr spitzem Winkel angesetzt, bis man Kontakt spürt. Dann wird mit dem Seitenschneider ruckartig abgerissen. Der große Vorteil dieses Verfahrens ist natürlich die Einfachheit der Herstellung.

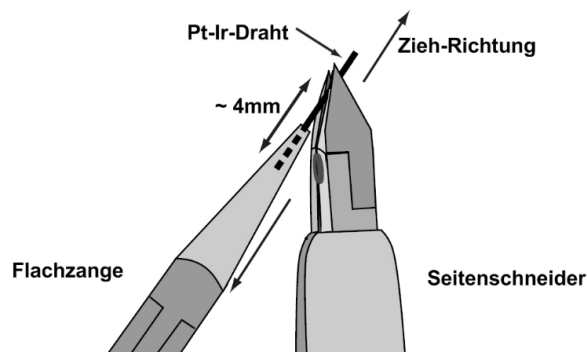


Abbildung 2.10: Abreißen eines Platin-Iridiumdrahts. [9]

Außerdem bietet das Material eine gute Langlebigkeit. Der große Nachteil ist die Inhomogenität der Beschaffenheit der Spitzen. Durch das zufällige Abreißen unterscheidet sich natürlich jede Spitze.

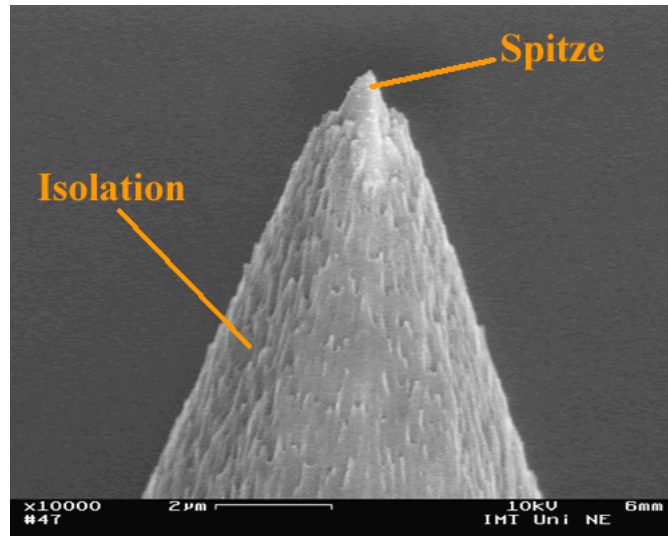


Abbildung 2.11: Wolfram Spitze mit Isolation. [11]

Wolfram Spitze

Wie in Abbildung 2.11 zu sehen, sind Wolfram Spitzen wesentlich gleichmäßiger als Platin-Iridium Spitzen. Dies ist eine Folge der Herstellung durch elektrochemisches Ätzen. Der Aufbau hierzu ist in Abbildung 2.12 zu sehen. In einer KOH-Lösung wandern

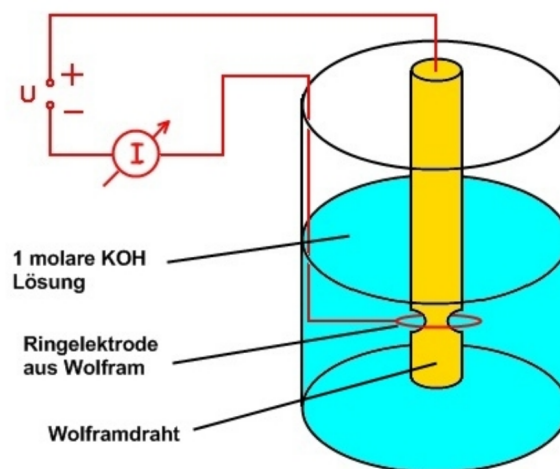


Abbildung 2.12: Elektrochemisches Ätzen von Spitzen. [10]

durch eine angelegte Spannung Wolframatomme vom Draht zur Ringelektrode. Hierbei muss der Wolframdraht positiv und die Ringelektrode negativ gepolt sein, andernfalls würden sich die Atome an den Draht anlagern. Eine typische Spannung ist hier $U \approx 10 \text{ V}$. Nach einigen Minuten ist der Wolframdraht im Bereich der Elektrode durchgeätzt und

die beiden resultierenden Teile können als Spitze verwendet werden. Der große Vorteil dieses Verfahrens ist die Möglichkeit viele gleichartige Spitzen herstellen zu können. Allerdings ist die Herstellung aufwendig. Weiter oxidiert Wolfram an der Luft schnell, was eine längere Lagerung unterbindet. [10]

2.3 Betriebsarten eines Rastertunnelmikroskops

2.3.1 Topographischer Modus

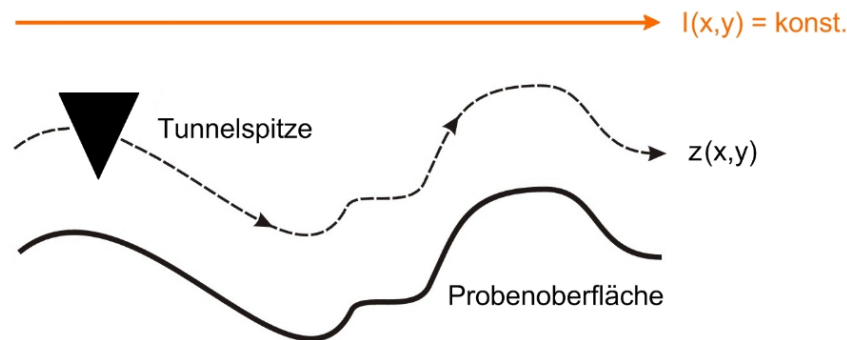


Abbildung 2.13: Topographischer Modus des STM. [10]

Im topographischen Modus folgt die Spitze der Oberflächenbeschaffenheit der Probe, wie in Abbildung 2.13 skizziert. Der Tunnelstrom soll durch Veränderung der z -Position beim Abrastern konstant gehalten werden. Das eigentliche Messsignal ist dann die Regelspannung des Piezoelements in z -Richtung. Der Nachteil dieser Messmethode ist die langsame Scangeschwindigkeit, die aus der ständigen Nachjustierung der z -Position resultiert.

2.3.2 Modus konstanter Höhe

In diesem Modus rastert die Spitze mit gleichbleibender z -Position, wie in Abbildung 2.14 skizziert. So wird der sich ändernde Tunnelstrom gemessen und daraus die Oberflächenbeschaffenheit der Probe rekonstruiert. Vorteil hierbei ist die hohe Scangeschwindigkeit. Nachteil ist die Kollisionsgefahr, wodurch Spitze und Probe zerstört werden können. Dieser Modus wird also nur bei vorheriger Kenntnis der Oberflächenstruktur eingesetzt, um nochmals genauere Messungen durchzuführen. Im Rahmen dieses Versuch wird ausschließlich der topographische Modus verwendet.

2.3.3 Spektroskopie

Die Spektroskopie ermöglicht die Messung der lokalen Zustandsdichten (LDOS) der Probe. Hierzu wird die Position der Spitze relativ zur Probe in allen Raumrichtungen konstant gehalten. Zusätzlich zur Gleichspannung U_t wird eine Wechselspannung an die

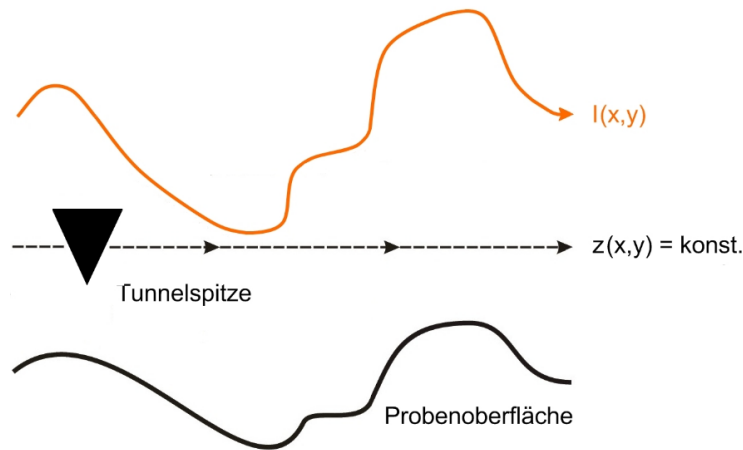


Abbildung 2.14: Modus konstanter Höhe des STM [10]

Spitze angelegt. Unter Variation der Gleichspannung wird nun der Tunnelstrom gemessen. Zur Auswertung wird der Strom I_t nach der Spannung $U(x, y, U)$ aufgetragen. Es gilt:

$$I_t \propto \int_0^{eU} \rho_P(E_F - eU + \varepsilon) \rho_S(E_F + \varepsilon) d\varepsilon$$

Dabei gibt ρ_P die Zustandsdichte der Probe und ρ_S die der Spitze an. Zur Messung von ρ_P muss ρ_S also bekannt sein. Mit ρ_S konstant ergibt sich:

$$\frac{dI}{dU} \propto \rho_P(E_F - eU - \varepsilon)$$

Die Ableitung der Tunnelstroms nach der Spannung ist also proportional zur Zustandsdichten der Probe. [10]

2.4 Probenmaterialien

2.4.1 Graphit

2.4.2 Gold

2.4.3 Molybdänsulfid

3 Versuchsdurchführung

In der Durchführung werden einige in der Vorbereitung diskutierten Eigenschaften dreier Materialien untersucht. Diese wurden im letzten Abschnitt der Vorbereitung diskutiert.

3.1 Messungen an der Graphitprobe

Zunächst platziert man die Probe auf dem Halter und legt diesen in das Mikroskop. Eine grobe Annäherung an die Messspitze erfolgt per Hand. Beobachtet durch eine Lupe über dem Aufbau kann mit den Piezoelementen die Spitze genauer an die Probe herangeführt werden. Im letzten Schritt wird die Annäherung automatisch ausgeführt, bis der vorgegebene Tunnelstrom erreicht wurde. Bei der Graphitprobe darf der Tunnelstrom einen Wert von 1 nA nicht überschreiten. Die Tunnelspannung wird auf 50 mV gesetzt.

3.1.1 Topographie

Mit diesen Einstellungen können erste Aufnahmen der Oberfläche gemacht werden. Zuerst wird hierbei ein großer Bereich der Oberfläche gemessen. Aus diesem Bild wird dann ein möglichst homogener Bereich zur näheren Messung ausgewählt. Die Neigung der Probe zur Spitze wird parallel in einem Linienprofil gemessen. Dies ermöglicht einen Ausgleich, um Verzerrungen im Bild vorzubeugen. So entsteht schließlich ein Bild der Oberfläche mit atomarer Auflösung.

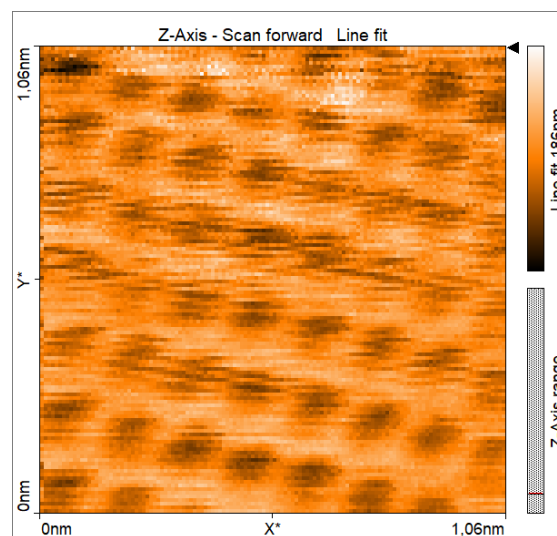


Abbildung 3.1: Topographie von Graphit

Abbildung 3.1 zeigt die Oberfläche im atomaren Bereich. Um gute Bilder in dieser Auflösung zu erreichen ist eine gute Spitze, eine homogene Oberfläche und viel Geschick nötig. In Abbildung 3.2 ist das zur gemessenen Oberfläche gehörige Linienprofil in x-

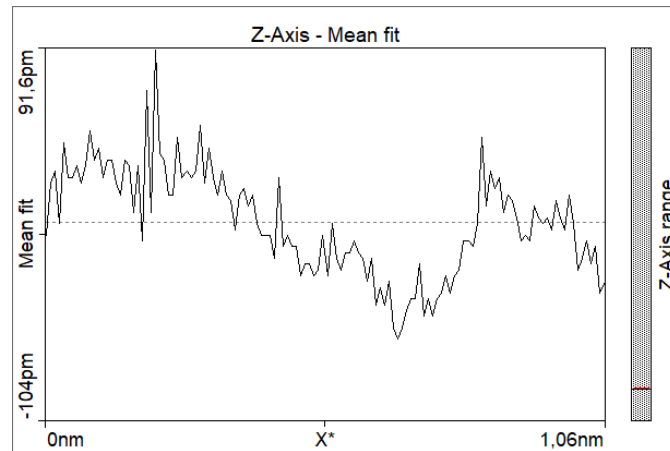


Abbildung 3.2: Linienprofil der gemessenen Graphitoberfläche

Richtung abgebildet. Die zu erkennende Inhomogenität der Oberfläche könnte ein Grund für die geringe Auflösung der Oberflächenmessung sein. Auch könnte eine mangelhafte Spitze ein schlechtes Ergebnis verursachen.

3.1.2 Spektroskopie

Strom-Spannungs-Kennlinie Im nächsten Schritt soll die Strom-Spannungs-Kennlinie aufgenommen werden. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Die

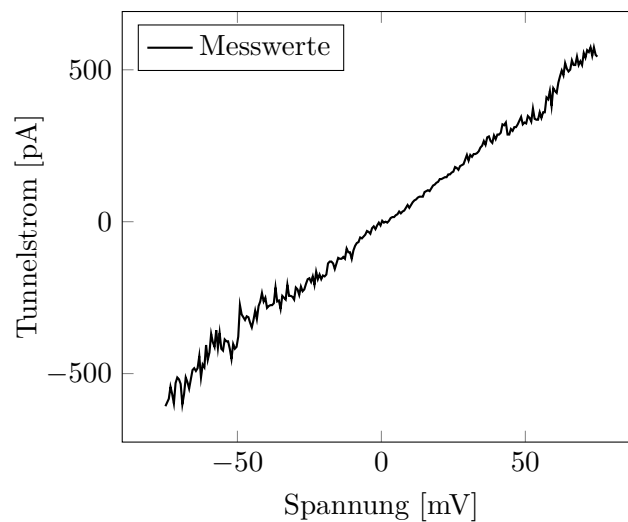


Abbildung 3.3: Strom-Spannungskurve von Graphit

Spannung der Spitze wird von -75 mV bis 75 mV variiert. Hier könnte die Spannung noch höher gewählt werden, da der maximale Tunnelstrom von 1 nA noch nicht erreicht wurde. Dies hätte das Rauschen der Kurve weiter reduziert. Der erwartete lineare Verlauf, wie in Kapitel 2.3.3 diskutiert, ist dennoch eindeutig erkennbar.

Strom-Abstands-Kennlinie Im zweiten Teil der Spektroskopie soll die exponentielle Zunahme des Tunnelstroms mit dem Abstand, wie auch im Kapitel 2.3.3 hergeleitet, experimentell überprüft werden. Hierzu wird die Entfernung von Probe und Spitze bei konstanter Spannung variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die y-Achse

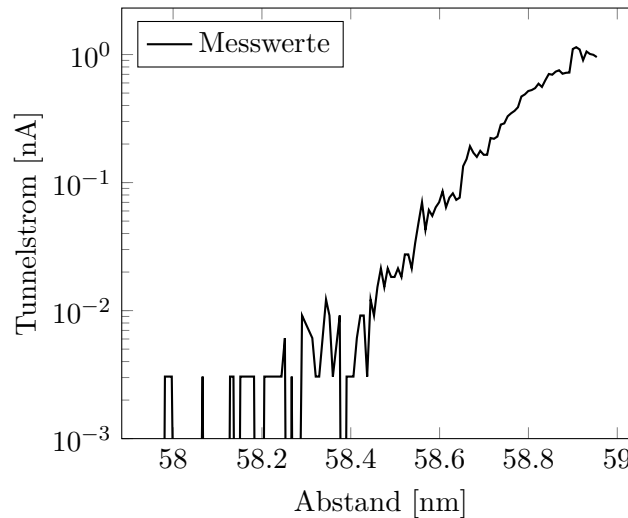


Abbildung 3.4: Strom-Abstands-Kennlinie von Graphit logarithmisch aufgetragen

ist hierbei logarithmisch aufgetragen, um den exponentiellen Zusammenhang leichter ersichtlich zu machen. Die x-Werte, also der Abstand, werden vom Messprogramm nicht richtig ausgegeben. Die Größe des gemessenen Intervalls von ca. 1 nm stimmt, jedoch ist der Ursprung der Achse nicht die Oberfläche des Materials. Bei dieser Messung ist leider ein starkes Rauschen zu erkennen. Dies ist in Anbetracht der ebenso verrauschten Topographie jedoch kaum verwunderlich. Der exponentielle Zusammenhang ist trotzdem zu erkennen.

3.1.3 Vermessung des Graphitgitters

Anhand der Oberflächenmessung des Graphits kann noch eine Vermessung dieser versucht werden. Hierzu wurde mithilfe des Werkzeuge des Messprogramms der Abstand von sechs Atomen gemessen, zu sehen in Abbildung 3.5. Der gemessene Abstand beträgt 919 pm . Im 60° Winkel dazu wird diese Messung wiederholt, hier werden 732 pm gemessen. Auf einem zweiten Bild werden die Werte 897 nm und 798 nm gemessen. Nimmt man den Mittelwert und teilt diesen durch die fünf Atomabstände, so errechnet sich ein Wert von 167 pm für den Abstand zweier Atome. Dies weicht vom Literaturwert 245 pm stark

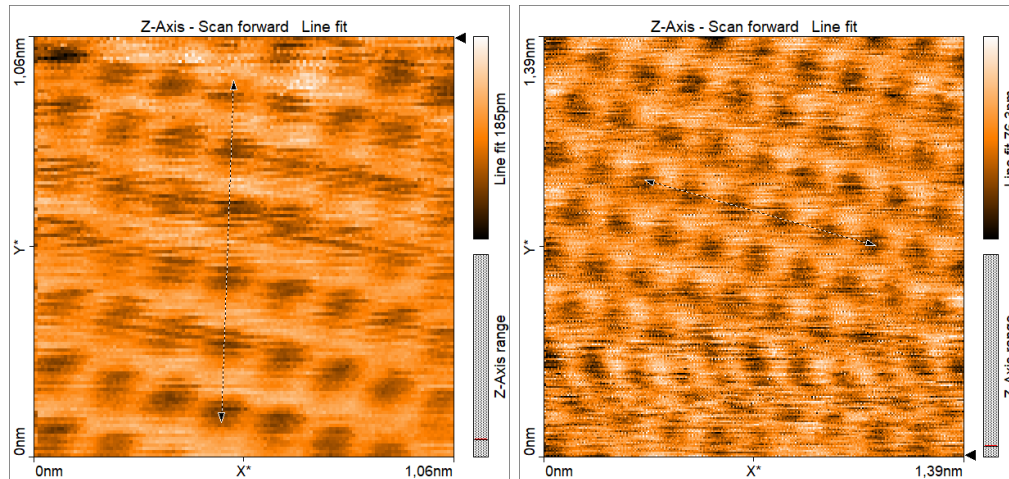


Abbildung 3.5: Bestimmung der Gitterkonstante von Graphit

ab. Dieser Messfehler kann wiederum bei der inhomogenen Oberfläche und der Spitze vermutet werden.

Weiter lässt sich der Winkel zwischen den Atomlagen messen, wie in Abbildung 3.6 zu sehen. Hierbei wird ein Winkel von $57,5^\circ$ gemessen. Diese kleine Abweichung kann

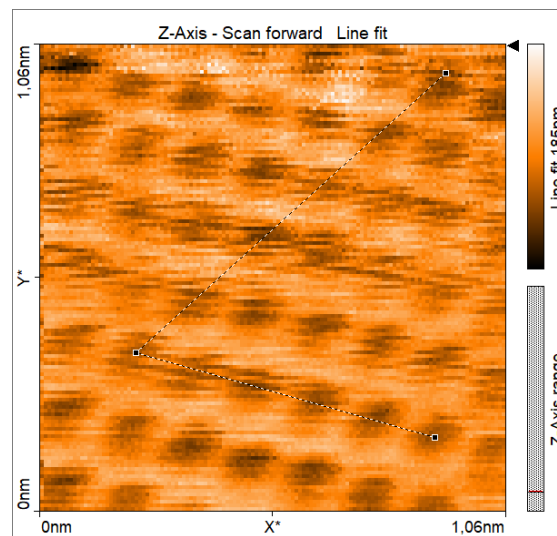


Abbildung 3.6: Winkelmessung im Graphit

durch die Inhomogenität der Oberfläche erklärt werden.

3.1.4 3D-Darstellung des Gitters

Im letzten Schritt sollen mithilfe der WSxM Software einige 3D-Bilder der Oberfläche erstellt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.7 zu sehen.

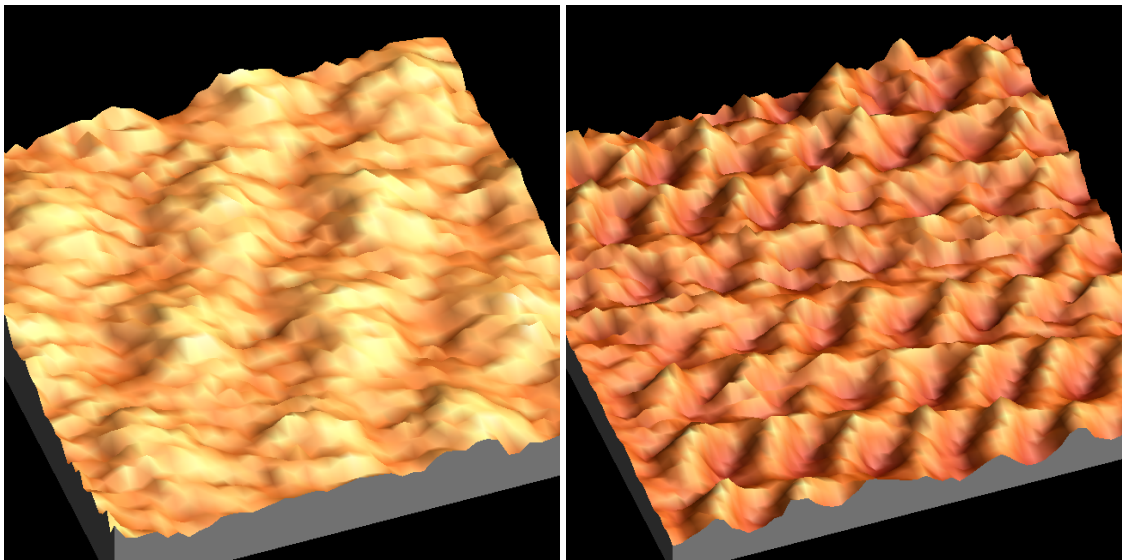


Abbildung 3.7: 3D-Darstellung der Messdaten mithilfe von WSxM

Literaturverzeichnis

- [1] Hunklinger, S.: Festkörperphysik. 5. Auflage. Berlin: De Gruyter, 2017
- [2] <https://www.physicscentral.com/explore/action/atom.cfm> 04.03.2020
- [3] <https://de.wikipedia.org/wiki/Rastertunnelmikroskop> 05.03.2020
- [4] https://de.wikipedia.org/wiki/Dichteste_Kugelpackung 04.03.2020
- [5] <https://de.wikipedia.org/wiki/Graphen> 04.03.2020
- [6] Schwabl, F.: Quantenmechanik I. 7. Auflage. Berlin: Springer, 2007
- [7] Hering, E., Martino, R., Stohrer, M.: Physik für Ingenieure. 12. Auflage. Berlin: Springer, 2016
- [8] Hofmann, T.: Hochauflösende Rasterkraftmikroskopie auf Graphen und Kohlenmonoxid, 1. Auflage. Regensburg: Universitätsverlag, 1. Auflage
- [9] Nanosurf AG: easyScan2 STM Operating Instructions. Liestal, Schweiz: 2005
- [10] <http://www.physik.uni-regensburg.de/studium/praktika/f/rtm.pdf> 06.03.2020
- [11] <http://nano-world2.cs.unibas.ch/nano/Lab/demo/electrochem/Seitenstrang2/insituSTM?language=de> 06.03.2020