

Rastertunnelmikroskopie

Kevin Edelmann, Julian Stöckel

Gruppe 109

20.4.2011

Zusammenfassung

Basierend auf dem Tunneleffekt, bei dem über eine kurze Entfernung ein abstandsabhängiger Strom durch das Vakuum fließen kann, lassen sich mit Hilfe sehr fein ansteuerbarer Piezo-Kristalle Mikroskope bauen, die die Oberfläche einer Probe auf einer Nanometerskala Punkt für Punkt abrastern und dadurch bildlich auflösen können. Dies ist sowohl in der Grundlagenforschung nützlich, um z. B. direkt chemische oder elektronische Reaktionen zu beobachten, als auch in der Entwicklung von immer kleiner werdenden Bauteilen.

In diesem Versuch sollen die grundlegenden Möglichkeiten des Rastertunnelmikroskop kennen gelernt werden, indem Bilder von zwei verschiedenen Proben – zum Einen Gold, zum Anderen Graphit – aufgenommen und der Einfluss verschiedener Einstellungen auf die Bildqualität untersucht werden sollen. Darüber hinaus soll aus der Abstands-Abhängigkeit des Tunnelstroms auf die Potentialbarriere der Luft geschlossen werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Vorbereitung	2
1.1	Theoretische Grundlagen	3
1.1.1	Tunneleffekt	3
1.1.2	Bändermodell	3
1.2	Experimentelle Grundlagen	4
1.2.1	Das Rastertunnelmikroskop	4
1.2.2	Fehlerquellen	4
1.3	Materialien	5
1.3.1	Materialanforderungen	5
1.3.2	Graphit	5
1.3.3	Gold	6
2	Auswertung	7
2.1	Durchführung	8
2.2	Ungeflamte Goldprobe	9
2.3	Eichung	10
2.4	Graphit	11
2.5	Strom-Abstands-Abhängigkeit	12

1 Vorbereitung

1.1 Theoretische Grundlagen

1.1.1 Tunneleffekt

Der Tunneleffekt ist ein quantenmechanischer Effekt, der es Teilchen erlaubt, endliche Potenzialbarrieren zu durchdringen. Er folgt daraus, dass die stationäre Schrödingergleichung selbst für $E < V(x)$ nichtverschwindende Lösungen der Form

$$\psi(x) = \mathcal{N}_+ e^{\kappa x} + \mathcal{N}_- e^{-\kappa x}$$

hat. Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte an einem Ort gerade dem Betragsquadrat der Wellenfunktion entspricht, erhalten wir ein Abstandsgesetz für die Tunnelwahrscheinlichkeit:

$$P \propto e^{2\kappa d}$$

wobei d die Breite der Tunnelbarriere bedeutet.

Der eigentliche Tunnelstrom ergibt sich in diesem Versuch in der Annahme eines konstanten Potentialverlaufs zwischen Spitze und Probe als erste Ordnung zeitabhängiger Störungstheorie. In diesem Fall gilt Fermis goldene Regel. Der Tunnelstrom ist direkt proportional zur Tunnelrate, sodass wir

$$I = \frac{e 2\pi}{\hbar} \sum_{if} [f(\epsilon_i) - f(\epsilon_f)] |V_{if}|^2 \delta(E_i - E_f + eU_T)$$

erhalten. Hier bezeichnet $f(\epsilon)$ die Fermiverteilung, die bei tiefen Temperaturen als Stufenfunktion genähert werden kann, und V die Potenzialbarriere, V_{ni} also das entsprechende Matrixelement zwischen End- und Anfangszustand. Um die Berechnung durchführen zu können, müssen wir Annahmen über die Wellenfunktionen in der Probe und im Kopf machen. Idealerweise sehen wir die Elektronen im Material als Blochwelle, die Wellenfunktion im Kopf als S -Orbital an. Die Summation über alle möglichen beitragenden Zustände ergibt den Ausdruck:

$$I = \text{const.} \cdot U_T \rho(\epsilon_F)_{\text{Kopf}} \rho(\epsilon_F, \vec{r})_{\text{Probe}} \quad (1.1)$$

Der Tunnelstrom ist also proportional zur angelegten Spannung, der Zustandsdichte an der Fermikante in der Probenspitze und der Zustandsdichte der Probe an der Fermikante und am Ort \vec{r} .

Wir messen also die Zustandsdichte der Elektronen der Probe am Ort \vec{r} abhängig vom beeinflussbaren Parameter U_R und dem nicht beeinflussbaren Parameter ρ_{Kopf} . Ein Tunnelstrom von 1 nA entspricht dabei einer Anzahl von

$$N_e = \frac{Q}{e} = \frac{1 \text{ nC}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}} = 6,25 \cdot 10^9$$

tunnelnden Elektronen pro Sekunde.

1.1.2 Bändermodell

Das Bändermodell ist ein theoretisches Modell für die Leitfähigkeit verschiedener Materialien. Es teilt die Festkörper in Metalle, Halbleiter und Isolatoren ein:

Metalle sind Stoffe, bei denen es keine Trennung zwischen Valenz- und Leitungsband gibt. Dies rührt daher, dass für das Valenzelektron, d.i. das Elektron im energetisch höchsten Orbital, keine starke Bindung an den Atomkern mehr stattfindet und sich somit ein delokalisiertes Elektronengas ausbildet, das vor einem positiven, periodischen, abgeschirmten Potential betrachtet werden muss. Das Leitungsband ist somit stets mit vielen mobilen Elektronen besetzt.

Halbleiter sind Materialien, bei denen zwar eine Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband besteht, diese jedoch so gering ist, dass durch Effekte wie thermische oder optische Anregung oder auch Dotierung einige Elektronen das Leitungsband besetzen können.

Isolatoren haben eine sehr große Lücke zwischen Valenz- und Leitungsband, sodass nur sehr extreme Effekte eine Anregung ins Leitungsband erlauben, die jedoch nicht ohne weitere Nebenwirkungen auf Probe und Messapparatur auftreten.

1.2 Experimentelle Grundlagen

1.2.1 Das Rastertunnelmikroskop

Ein Rastertunnelmikroskop besteht in erster Linie aus einer Drahtspitze, die in einem Abstand von wenigen Ångström über eine Probe gefahren wird. Zwischen der Spitze und der Probe wird ein elektrisches Potential in Form einer Spannung U_T im Bereich von 50 - 500 mV angelegt, um einen messbaren Tunnelstrom zu ermöglichen, welcher dann an äquidistanten Punkten gemessen wird. Im Modus konstanten Tunnelstroms wird der Kopf dann mit Hilfe von Piezomaterialien, welche sich beim Anlegen einer Spannung in sehr kleinem Maßstab verformen und dadurch sehr genaues Ansteuern ermöglichen, in genau die Entfernung von der Probe positioniert, in der ein vorher festgelegter Strom I_T fließt. Dabei gilt aufgrund des exponentiell zum Abstand fallenden Tunnelstroms, dass ein höher eingestelltes I_T eine Verringerung des Abstandes zwischen Kopf und Probe nach sich zieht. Den gleichen Effekt hat das Absenken der Tunnelspannung, da hier der eingestellte Tunnelstrom erst bei einem kleineren Abstand erreicht wird.

Indem die Messung an vielen eng bei einander liegenden Messpunkten durchgeführt und die relative Abstandsänderung der Tunnelspitze betrachtet wird, lässt sich der Verlauf der Zustandsdichte der Elektronenwellenfunktion in der Probe abbilden.

Um die Stabilität der Tunnelbedingungen zu überprüfen, bietet es sich an, nacheinander Strom-Spannungs-Kennlinien im gleichen Bereich aufzunehmen und zu beobachten, ob sich die Linien bei den verschiedenen Durchgängen stark verändern. Wenn das der Fall ist, ist die Probe oder die Spitze kontaminiert oder es liegen andere Probleme vor, die einer vernünftigen Durchführung des Experimentes im Weg stehen werden.

1.2.2 Fehlerquellen

Es gibt verschiedene Einflüsse, die die Qualität der aufgenommenen Bilder auf unterschiedliche Weisen beeinträchtigen können und die im Praktikum erkannt werden sollten, um sie möglichst durch geeignete Anpassung der Parameter zu eliminieren.

Schwingungen sowohl thermischer wie auch akustischer Natur können aufgrund der extrem hohen Präzision der Messung die Bilder verschwimmen lassen oder komplett unkenntlich machen. Durch Lagerung auf Federn und Versuchsdurchführung bei tiefen Temperaturen kann man diese Fehlerquellen reduzieren, man wird sie jedoch nie ganz ausschließen können.

Zusätzlich kann die Mikroskopspitze, wenn sie nicht richtig in der Halterung befestigt ist, Eigenschwingungen durchführen und damit das Bild beeinträchtigen.

Fremdatome auf der Oberfläche haben einen großen Einfluss auf die Zustandsdichte an der entsprechenden Stelle. Die genaue Struktur dieses Einflusses ist aktuelles Forschungsgebiet. Wir begnügen uns mit der Erkenntnis, dass hierdurch der Eindruck von Erhöhungen, aber auch Vertiefungen der Oberfläche entstehen kann. Fremdatome, die sich in der Spitze

anlagern, verfälschen die Messung ebenfalls, da hier effektiv Mehrfachspitzen auftreten können.

Doppel- und Mehrfachspitzen treten auf, wenn nach dem Abschneiden des Drahts nicht nur ein Atom eine Spitze bildet, sondern an verschiedenen Stellen Erhebungen vorhanden sind, zu welchen der Tunnelstrom von der Probe ebenfalls fließen kann. Dies führt zu Artefakten und Doppelbildern, sodass in einem solchen Fall die Spitze entweder durch Variation der Spannung bis zu $U_T = 6 \text{ V}$ so verändert werden sollte, dass nur noch eine atomare Spitze übrig bleibt, oder wenn das fehlschlägt, diese erneut zu präparieren und die Aufnahme zu wiederholen ist.

Piezomaterialien, die zur möglichst genauen Positionierung der Spitze verwendet werden, unterliegen verschiedenen störenden Effekten, die zu Verzerrungen des Bildes führen können. Darunter zählen hauptsächlich Hysterese, nicht linearer Ausdehnungsverlauf in der Zeit (Kriechen) und thermische Drift. Aufgrund letzterer sollten Aufnahmen bei besonders hoher Auflösung recht schnell durchgeführt werden, damit den Materialien keine Zeit bleibt, sich bei eventuellen Temperaturänderungen großartig zu verformen. Dem Nachkriechen begegnet man am Besten, indem man nach dem Verändern des Bildbereichs die Apparatur eine Weile in Ruhe lässt, bis die Piezoelemente sich nicht mehr großartig weiter verformen.

Elektronische Fehler, wie zum Beispiel periodische Störungen des Digital-Analog-Wandlers bei bestimmten Spannungen, können an bestimmten Stellen, je nachdem in welchen der DACs die Störung auftritt, an verschiedenen Stellen im Bild Artefakte hervorrufen.

1.3 Materialien

1.3.1 Materialanforderungen

Die zu untersuchenden Materialien müssen in diesem Praktikumsversuch folgenden Anforderungen genügen:

- Damit ein messbarer Tunnelstrom zwischen Probe und Kopf fließen kann, müssen die Elektronen ständig von besetzten Zuständen in der Probe in unbesetzte Zustände im Kopf tunneln können. Dazu muss eine elektrische Spannung angelegt werden können, sprich die Probe elektrisch leitfähig sein.
- Die Oberflächendetails sollten in der z-Richtung nur einige Ångström ausmachen, da die verwendeten Piezomaterialien in diese Richtung nur eingeschränkt beweglich und plötzliche starke Veränderungen in der Oberflächentopologie der Bildqualität nicht besonders dienlich sind.
- Das Experiment findet an Luft statt, folglich sollte das Probenmaterial nicht oxidieren und so wenige Fremdatome wie möglich in seine Oberfläche adsorbieren.

1.3.2 Graphit

Graphit bildet eine hexagonale Gitterstruktur aus, wobei sich verschiedene Ebenen mit kovalent gebundenen Kohlenstoff-Ringen schichtenförmig anordnen. Eine Besonderheit dieses Gitters ist, dass die Gitterplätze nicht ganz identisch sind, sondern sich sog. α und β -Atome ausbilden. Erstere besitzen auf der Ebene darunter ein Partneratom, was einen großen Einfluss auf die Zustandsdichte an der entsprechenden Stelle hat. Auf einer Rastertunnelaufnahme von Graphit

werden also nur die β -Atome klar sichtbar sein, was der eigentlich dreieckigen Struktur des Bravaisgitters entspricht.

Als Halbleiter verfügt Graphit bei Raumtemperatur über eine gewisse elektrische Leitfähigkeit, die meisten Elektronen sind allerdings lokalisiert und somit einem Atom zuzuordnen. Daher lässt sich mit diesem Material eine atomare Auflösung relativ einfach erreichen.

Verunreinigungen in der obersten Schicht lassen sich bei Graphit sehr leicht entfernen, da die einzelnen Schichten nur schwach aneinander haften und mit einem handelsüblichen Klebestreifen¹ abgezogen werden können, womit eine geradezu jungfräuliche Oberfläche entsteht.

1.3.3 Gold

Gold ist ein Metall und somit elektrisch leitfähig. Aufgrund der Delokalisierung der Elektronen ist hier leider ein Auflösen einzelner Atome nicht möglich. Man kann jedoch sowohl Korngrenzen sehen, als auch den Schichtabstand bestimmen, wenn sich die Oberfläche nach dem Flammen in atomare Terrassen angeordnet hat. Gold eignet sich als Edelmetall gut, um darauf Oberflächenprozesse zu beobachten, da es nicht mit der Luft reagiert und somit eine stabile Oberfläche haben sollte.

Um ebenere Schichten zu erhalten „flammen“ wir die Goldprobe, d.h. wir schmelzen die Oberfläche an, so dass die Goldatome sich durch Oberflächendiffusion einfacher in einem energetisch günstigeren Zustand anordnen können, der durch flache atomare Schichten und terrassenförmige Abstufungen zwischen diesen gekennzeichnet ist.

¹z. B. Tesa[®] 4613 Duct Gaffa Tape

2 Auswertung

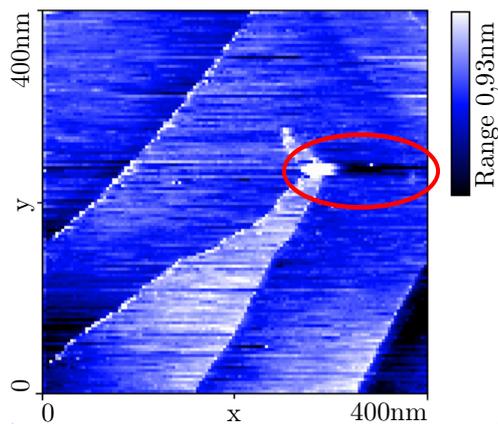


Abbildung 2.1: Graphit-Oberfläche mit starker Erhebung und Artefakt

2.1 Durchführung

Zu Beginn des Versuchs wurde eine neue Tunnelspitze präpariert, indem der vorhandene Platin-Iridium-Draht mit einer scharfen Zange unter Zug schräg abgeschnitten wurde. Die Länge der Spitze sollte dabei nicht mehr als 4 mm betragen. Da Kontaminationen an der Spitze auf jeden Fall zu vermeiden waren, mussten währenddessen Gummihandschuhe getragen und ausschließlich eine Pinzette zum Greifen des Drahts oder der fertigen Spitze benutzt werden.

Die Spitze wurde, der Versuchsanleitung entsprechend, vorsichtig in den dafür vorgesehenen Drahtbügel im RTM eingesetzt. Daraufhin konnte der Probenkopf mit einer entsprechenden Probe bestückt und vorsichtig in die Halterung eingesetzt werden. Das RTM wurde daraufhin abgedeckt und die Probe an die Spitze zuerst manuell herangefahren. Dazu wurde die Software, mit welcher der Grobmotor der Probenhalterung angesteuert werden konnte, benutzt. Dabei war darauf zu achten, einen sichtbaren Spalt zwischen Spitze und Probe zu lassen. Dieser wurde dann ganz langsam von der Annäherungs-Automatik überbrückt, welche dabei stets den Tunnelstrom überwachte, um die Spitze nicht in die Probe zu fahren. Sobald der automatische Annäherungsvorgang abgeschlossen war, konnten von der eingespannten Probe Bilder aufgenommen werden.

Beim Aufnehmen von Bildern wurde generell zuerst ein schnelles Bild mit niedriger Auflösung (128 mal 128 Bildpunkte) aufgenommen, um einschätzen zu können, ob diese Stelle für ein gutes Bild geeignet ist. Zu große topologische Änderungen in der z-Richtung erweisen sich nämlich als großes Problem für den eher feinmotorischen Piezo und die träge Nachregelungs-Automatik. In manchen Bildern ist es vorgekommen, dass eine einzelne Erhebung mit anschließendem schnellem Abfall im Bild ein Artefakt verursacht hat, weil der Probenkopf sich nach Abfahren der Erhebung nicht schnell genug wieder abgesenkt hat und dadurch den Bereich neben der Erhebung nicht abbilden konnte, siehe hierzu Abbildung 2.1. Solche Probleme lassen sich dann erkennen und z. B. durch einen kleineren Gain-Wert dann beheben, bei dem der z-Piezo schneller auf Änderungen in der Höhe reagiert.

Ein anderes Problem bei großen Höhenunterschieden in der aufgenommenen Probe ist die Tatsache, dass die farbliche Skalierung dadurch einen größeren Bereich abdecken muss und kleine Details dadurch eher untergehen. Außerdem konnten auf dem schnell erstellten, niedrig aufgelösten Bild die anderen Größen wie die Tunnelstromstärke, Auflösungszeit und Verstärkung der Signale schonmal optimiert werden, bevor dann ein höher aufgelöstes Bild mit 256 mal 256

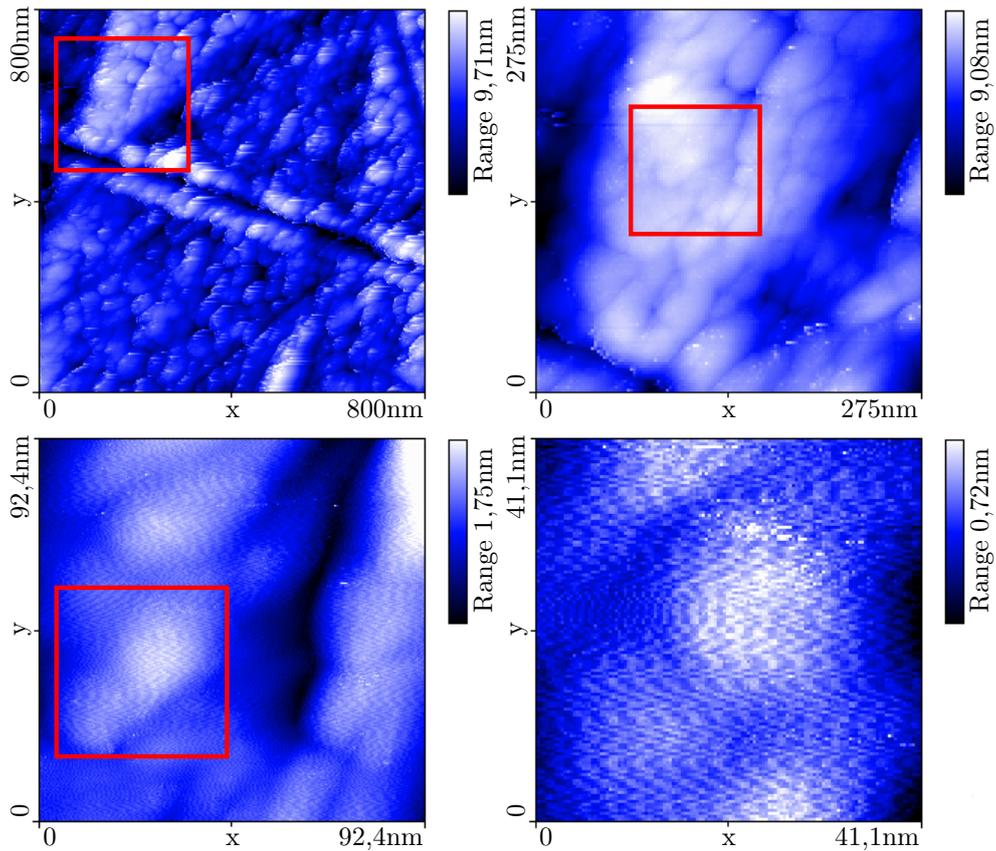


Abbildung 2.2: Ungeflamte Goldoberfläche, markierte Bereiche schrittweise vergrößert

Bildpunkten aufgenommen wurde.

2.2 Ungeflamte Goldprobe

Zuerst wurde eine Probe ungeflamten Goldes betrachtet. Zunächst wurde ein Bildbereich mit einer Seitenlänge von 800 nm gewählt und dieser dann schrittweise vergrößert, wobei der jeweils vergrößerte Bereich so ausgewählt wurde, dass dort keine allzu starken Variationen in z-Richtung vorhanden waren, um eine bessere Auflösung in dieser Richtung zu erhalten. Die aufgenommenen Bilder sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

Auf den letzten beiden Bildern werden die Einflüsse von Schwingungen in der Spitze deutlich, die bei kleinerer Bildlänge immer stärker in der Vordergrund treten. Die untersuchten Unebenheiten sehen auf dem Bild stark abgerundet aus, was nicht unbedingt der atomaren Anordnung auf der Oberfläche entsprechen muss, da durch das delokalisierte Elektronensystem keine scharfen Strukturen aufgelöst werden können.

Da eine geflammte Goldprobe, an der eine Messung der Gitterabstände und damit eine Eichung des z-Piezos möglich gewesen wären, im Praktikumsversuch nicht vorhanden war, muss auf die Bearbeitung der entsprechenden Aufgabenteile leider verzichtet werden.

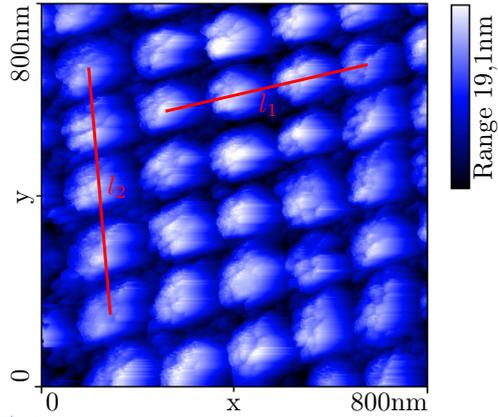


Abbildung 2.3: Zur Eichung verwendete Aufnahme des NanoGrid

2.3 Eichung

Zur Eichung der X/Y-Skala des RTM wurde ein Bild der „NanoGrid“-Probe, das eine Gitterkonstante von $a = 160 \text{ nm}$ hat, aufgenommen. Unter der Annahme, dass in beide Bildrichtungen eine proportionale Streckung vorliegt, was bei den stattfindenden Hysterese-Effekten in den Piezo-Materialien keineswegs selbstverständlich ist, dann gelten folgende Beziehungen zwischen den theoretischen Längen l und den im Bild gemessenen Längen b

$$l_x = s_x \cdot b_x \quad l_y = s_y \cdot b_y$$

mit unterschiedlichen Streckfaktoren s_x und s_y . Um diese zu bestimmen, werden zwei Strecken im Bild gemessen und mit den theoretischen Längen verglichen. Als Endpunkte der Strecken werden die Mittelpunkte der Gitterstrukturen verwendet, siehe hierzu Abbildung 2.3.

Da die gemessenen Längen natürlich nicht direkt in x- oder y-Richtung zeigen, werden die jeweiligen Projektionen verwendet und der Satz des Pythagoras ausgenutzt:

$$b = \sqrt{b_x^2 + b_y^2}$$

Damit lässt sich für die Quadrate der Streckfaktoren s_x und s_y ein lineares Gleichungssystem aufstellen:

$$\begin{aligned} l_1^2 &= (s_x \cdot b_{x,1})^2 + (s_y \cdot b_{y,1})^2 \\ l_2^2 &= (s_x \cdot b_{x,2})^2 + (s_y \cdot b_{y,2})^2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Der theoretische Wert für l_1 bzw. l_2 entspricht dem aus der Abbildung 2.3 ersichtlichen Vielfachen der Gitterkonstante:

$$l_1 = 3 \cdot a = 480 \text{ nm} \quad l_2 = 4 \cdot a = 640 \text{ nm}$$

Die Bildlängen werden nun mit dem Programm INKSCAPE in Pixel-Einheiten gemessen. Der Faktor zum Umrechnen in die physikalische Längenskala beträgt hier

$$c = \frac{800 \text{ nm}}{256 \text{ px}} = 3,125 \text{ nm/px}$$

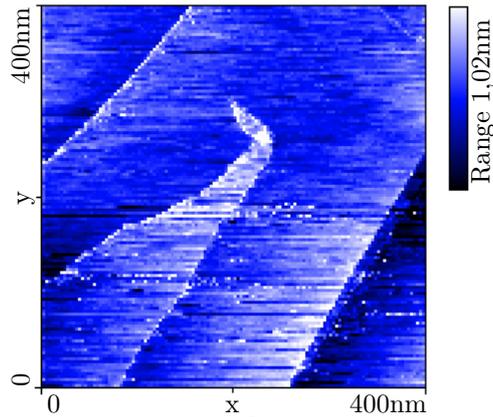


Abbildung 2.4: Graphit-Oberfläche mit monoatomaren Schichten

da die 256 aufgenommenen Bildpunkte einem Bereich von 800 nm entsprechen. Die gemessenen Längen und ihre Umrechnung betragen ohne weitere Rundung:

$$\begin{aligned}
 b_{x,1} &= 3,125 \text{ nm/px} \cdot 133 \text{ px} = 415,625 \text{ nm} & b_{y,1} &= 3,125 \text{ nm/px} \cdot 25 \text{ px} = 78,125 \text{ nm} \\
 b_{x,2} &= 3,125 \text{ nm/px} \cdot 14 \text{ px} = 43,75 \text{ nm} & b_{y,2} &= 3,125 \text{ nm/px} \cdot 164 \text{ px} = 512,5 \text{ nm}
 \end{aligned}$$

Mit diesen Werten ergeben sich die Lösungen des Gleichungssystems (2.1), aus denen dann die Wurzel gezogen werden muss, sodass man als Ergebnis für die Streckfaktoren

$$\boxed{s_x = 1,13 \quad s_y = 1,24}$$

erhält.

2.4 Graphit

Die Graphit-Probe wurde zunächst mit einem Streifen Klebeband vorsichtig gereinigt und dann genau wie bei der Goldprobe in den Probenhalter eingesetzt. Da die Oberfläche nach dem Abziehen des Klebestreifens an den meisten Stellen makroskopisch uneben war, war die Auswahl des zu mikroskopierenden Bereichs nicht ganz trivial, da sich die einzige spiegelglatte Fläche durch einfaches Drehen der Probe im Halter nur schwer erreichen ließ.

Nach dem Anfahren der Spitze wurde zunächst ein Bereich mit einer Seitenlänge von 400 nm aufgenommen, siehe Abbildung 2.4. In diesem Bild wurden zunächst die Einflüsse verschiedener Parameter getestet. Bei höheren Auflösungen fiel auf, dass die Spitze aus einem unerklärten Grund während der Aufnahme den Kontakt mit der Probe verloren hat und den Rest des Bereichs nicht mehr abbilden konnte. Zu hohe Verarbeitungsgeschwindigkeiten führten zu den in Kapitel 2.1 und Abbildung 2.1 beschriebenen Artefakten. Dann wurde ein möglichst flach erscheinender Bereich ausgewählt und dort schrittweise die Seitenlänge des Bildbereichs verkleinert, bis Bereiche mit einer Seitenlänge von 4,3 nm erreicht wurden.

In diesem Bereich konnten allerdings keine guten Bilder der atomaren Struktur aufgenommen werden. Die meisten ähneln der Abbildung 2.5. Hier beeinträchtigten vor Allem starke Schwingungseffekte die Aufnahmequalität, die sich dadurch auszeichnen, dass die Hell-Dunkel-Muster in jeder Aufnahmelinie etwas verschoben sind und kein trianguläres Gittermuster abbilden. Die dunklen Ränder in dieser Aufnahme lassen auf nachhinkende Piezo-Elemente im Anfahrbereich

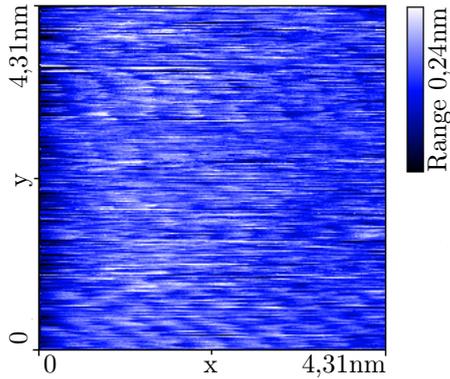


Abbildung 2.5: Schlechte Graphit-Abbildung

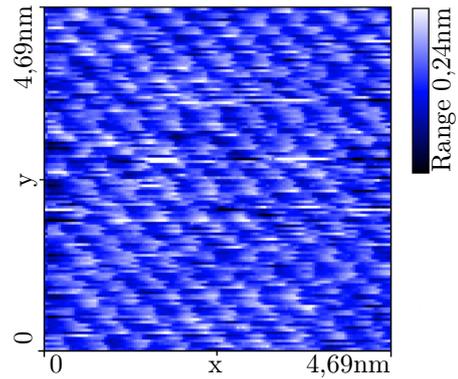


Abbildung 2.6: Atomare Struktur von Graphit

schließen und ließen sich reduzieren, indem über die Software eingestellt wurde, dass die Probe 10% über den Bildbereich hinaus fährt, bevor sie umdreht. Abgesehen davon scheint es sich in diesem Fall um eine eher schlechte Spitze gehandelt zu haben, was in nachfolgenden Messungen im Nachhinein plausibel wird. Ein Wechsel der Spitze wurde aus Zeitgründen nicht durchgeführt, anders ließen sich die Ergebnisse aber nicht optimieren.

Aus dem Grund wurde der Aufnahmebereich mehrfach verschoben und verschiedene Einstellungen ausprobiert, um bessere Bilder zu erhalten. Der Tunnelstrom wurde verändert, um verschiedene Abstände zwischen Probe und Spitze auszuprobieren. Die Aufnahmen neigten bei niedrigeren Tunnelströmen, also größeren Abständen, dazu, besser zu werden, was auf schlechte Tunnelbedingungen bei kurzen Abständen hindeutet. Außerdem wurden verschiedene hohe Verstärkungen ausprobiert, genau wie verschiedene Aufnahmezeiten pro Rasterlinie: kürzere, um die thermische Drift möglichst kurz zu halten, längere, um der Steuerung mehr Zeit zu geben, sich auf die Topologie einzustellen. Zudem wurde die Funktion, die Spitze durch ein kurzzeitiges Erhöhen der Spannung automatisch zu Reinigen, mehrfach betätigt, ohne dass sich an der Aufnahmequalität erheblich etwas änderte. Zuletzt wurde ein Neustart der Software durchgeführt, was sich ebenfalls als nutzlos erwiesen hat.

Das beste Bild gelang schlussendlich bei einer Seitenlänge von 4,7 nm, einem Tunnelstrom von 1 nA, hohen Verstärkungswerten und kurzer Aufnahmezeit, siehe Abbildung 2.6. Dass die dort abgebildeten Strukturen wahrscheinlich keine Schwingungseffekte sind, bestätigte ein direkt danach aufgenommenes Bild, das die Strukturen, wenn auch nicht mehr so deutlich, an den fast gleichen Stellen, gezeigt hat, was nur noch auf den Einfluss thermischer Drift hindeutet.

Nach Abschluss der Messungen wurden zwei Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen und miteinander verglichen. Die Kennlinien sind in Abbildung 2.7 dargestellt und zeigen besonders im Randbereich ab einer Stromstärke von 2 nA starke Schwankungen, was erklärt, warum bei dieser Tunnelstromstärke zuvor keine guten Bilder aufgenommen werden konnten. Im Bereich zwischen ± 200 mV lässt sich der lineare Teil erkennen, der Gleichung (1.1) entsprechend auch erwartet wurde.

2.5 Strom-Abstands-Abhängigkeit

Einzelne Messungen der Abhängigkeit zwischen Strom und Abstand ergaben starke Schwankungen und keinen glatten Verlauf. Daher wurde die Software so eingestellt, dass 16 Messungen

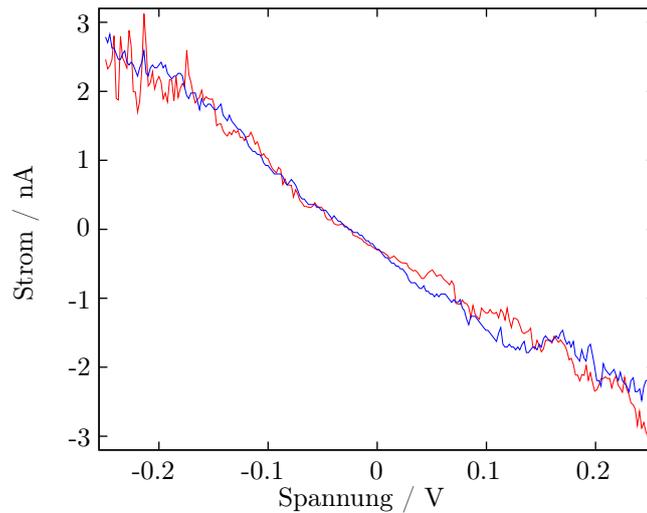


Abbildung 2.7: Strom-Spannungs-Kennlinie

durchgeführt und in der Ausgabe gemittelt wurden.

Der erwartete Verlauf ist der einer abklingenden Exponentialfunktion, sodass die Daten mit Hilfe von GNUPLLOT und der Funktion

$$f_{fit}(x) = a \cdot \exp(-2\kappa x) - c$$

gefittet wurden. Der konstante Offset c ist dabei erforderlich, weil die Stromskala der Software offenbar nicht richtig genullt wurde und im Diagramm negative Tunnelströme auftreten, welche physikalisch keinen Sinn ergeben, wenn die Spannung nicht gewechselt wurde. Außerdem wurden die ersten, offensichtlich stark vom exponentiellen Verlauf abweichenden Messwerte ignoriert. Diese lassen sich auf nichtlineare Effekte beim Anfahren der Steuerungs-Piezos zurückführen.

Der gemessene Verlauf und die angepasste Exponentialfunktion sind in Abbildung 2.8 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass der theoretische exponentielle Verlauf zumindest in der gemittelten Messung ausgesprochen gut bestätigt werden kann. Die Fit-Parameter ergeben sich samt Standardabweichung zu

$$a = (1,54 \pm 0,01) \cdot 10^{-9} \quad \kappa = (1,15 \pm 0,02) \cdot 10^9 \quad (2,30 \pm 0,07) \cdot 10^{-10} \quad (2.2)$$

Der in der Vorbereitungshilfe¹ gegebene Zusammenhang zwischen der Abklingkonstanten κ und der Potentialbarriere $\bar{\phi}$ lautet

$$\begin{aligned} \kappa^2 &= \frac{2m_e}{\hbar^2} \bar{\phi} \\ \Rightarrow \bar{\phi} &= \frac{\hbar^2}{2m_e} \kappa^2 \end{aligned} \quad (2.3)$$

¹Siehe S. 15

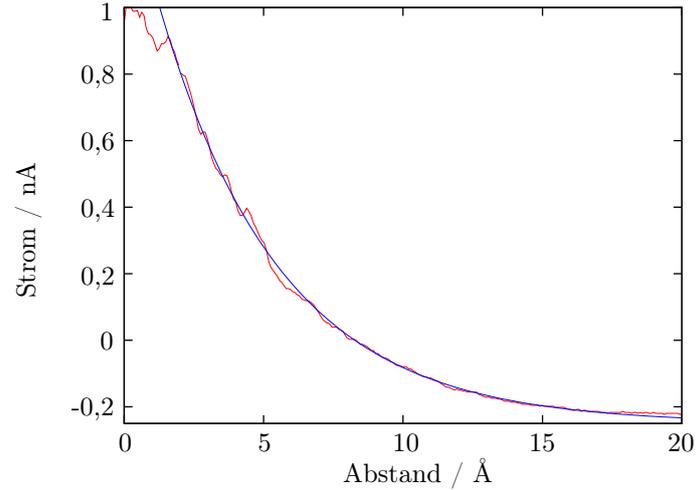


Abbildung 2.8: Strom-Abstands-Kennlinie

Die Gaußsche Fehlerfortpflanzung für diese Größe berechnet sich durch

$$\begin{aligned}\sigma_{\bar{\phi}} &= \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \kappa} \sigma_{\kappa} \\ &= \frac{\hbar^2 \kappa}{m_e} \sigma_{\kappa}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Durch Einsetzen der gefitteten Werte (2.2) in die Formeln (2.3) und (2.4) erhält man nun als Ergebnis für die Potentialbarriere

$$\boxed{\phi = (0,0501 \pm 0,0017) \text{ eV}}$$

Dieser im Vergleich zum Literaturwert von $\bar{\phi}_{Lit} \approx 4 - 5 \text{ eV}$ enorm kleine Wert lässt sich nur durch eine starke Verunreinigung der Spitze erklären. Durch Anlagerung von Fremdatomen an der Spitze ist die Tunnelwahrscheinlichkeit für die Elektronen erheblich größer, besonders bei kleinen Abständen. Dies würde dann auch die schlechten Aufnahmen auf atomarer Skala und die starken Schwankungen in einzelnen Strom-Abstands-Messungen erklären. Der hier berechnete statistische Fehler wird also von einem sehr viel größeren systematischen Fehler überschattet.