

Fortgeschrittenenpraktikum der Physik
Universität Ulm

Versuch 28: Raster-Tunnel-Mikroskopie

Versuchsbetreuer: Martin Hinz
Versuchsdurchführung: 31.10. und 07.11.2002

Dominik Fritz
dominik.fritz@wirtschaftsphysik.de

Stefan Fischer
stefan.fischer@wirtschaftsphysik.de

Gruppennummer: 529

28. November 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	2
1.1	Verschiedene Mikroskope	2
1.1.1	Optische Mikroskope	2
1.1.2	Elektronenmikroskope	2
1.1.3	Akustische Mikroskope	3
1.1.4	Rastermikroskope	3
1.2	Der Tunneleffekt	3
1.3	Aufbau eines RTM	6
1.3.1	Piezo-Steuerung	6
1.3.2	Spitze	8
1.3.3	Regelwerk	9
1.4	Probleme bei der Messung	10
1.4.1	Eigenfrequenzen	10
1.4.2	Isolation des Systems	10
1.5	Bildbearbeitung	11
1.5.1	Das Abtasttheorem	11
1.5.2	Diskrete und Fast-Fourier-Transformation	12
1.5.3	Filter	13
1.5.4	Linien- und Ebenenabzug	13
1.6	Hochorientierter pyrolytischer Graphit (HOPG)	14
2	Versuchsbeschreibung	16
3	Versuchsauswertung	18
3.1	Präparierte CD	18
3.2	Gold	22
3.3	HOPG	25
3.3.1	Vorbemerkung	25
3.3.2	Messung am HOPG	25

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Verschiedene Mikroskope

Um immer kleinere Objekte mit dem menschlichen Auge beobachten zu können wurden verschiedene Geräte und Verfahren entwickelt. In diesem Abschnitt befassen wir uns mit den verschiedenen gängigen Mikroskopen (griechisch: „Kleinseher“).

1.1.1 Optische Mikroskope

Diese Mikroskope, auch Lichtmikroskope genannt, bestehen im wesentlichen aus einem Linsensystem. Die Auflösung lässt sich wie folgt berechnen, wobei n der Brechungsindex des Mediums ist, das sich zwischen Objekt und Objektiv befindet.

$$A = \frac{\lambda}{2n} \quad (1)$$

Breibt man das Lichtmikroskop in Luft, so erhält man für das Auflösungsvermögen $\approx 0,1 \dots 0,2 \mu\text{m}$. Um bessere Auflösungen zu erhalten muss der Brechungsindex vergrößert werden (z.B. mit Öl), oder man muss mit Licht einer kürzeren Wellenlänge arbeiten, wie es beim Ultraviolettmikroskop verwendet wird.

1.1.2 Elektronenmikroskope

Bei der logischen Weiterentwicklung der optischen Mikroskope wurden für immer höhere Auflösungen immer kleinere Wellenlängen benutzt. Bei extrem kurzwelligem Licht (Röntgenstrahlen) stellt sich aber das Problem, das die Quelle nicht mehr gut fokussiert werden kann. Mit der de Broglie Beziehung kann aber jedem Teilchen eine Wellenlänge zugeordnet werden.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \quad (2)$$

m : Masse, e : Elementarladung, U : Beschleunigungsspannung

Man erhält mit dieser Beziehung bei einer Beschleunigungsspannung von 10 kV eine Wellenlänge von weniger als 10^{-10} m.

Der Gesamtaufbau eines Elektronenmikroskops ist ähnlich wie der eines optischen. Beim bekanntesten Elektronenmikroskop, dem Durchstrahlungsmikroskop, durchstrahlen sehr schnelle Elektronen ein im Hochvakuum befindliches Objekt und werden über elektrische und magnetische Linsen abgelenkt. Die Auflösungsgrenze liegt bei 0,2..0,3 nm.

Beim Rasterelektronenmikroskop tastet eine sehr feiner Elektronenstrahl das Objekt ab. Das Bild entsteht durch die Messung der Sekundär- bzw. Rückstreuelektronen. Nichtleitende Objekte müssen mit einem dünnen Goldfilm bedampft werden, um Aufladungen zu verhindern. Eine Beschränkung der Auflösung erhält man bei diesem Mikroskop durch die Fokussierung des Elektronenstrahls und durch die Rauigkeit des Goldfilms. Das Auflösungsvermögen beträgt etwa 5 nm, man erhält aber eine wesentlich größere Schärfentiefe als mit einem Durchstrahlungselektronenmikroskop.

1.1.3 Akustische Mikroskope

Hier wird das Objekt mit Ultraschall bestrahlt, und es wird wiederum der reflektierte Strahl gemessen. Bei der akustischen Mikroskopie muss sich allerdings zwischen der Messapparatur eine Flüssigkeit befinden, welche die Schallwellen überträgt. Die Auflösung beträgt, wie beim optischen Mikroskop $\frac{\lambda}{2n}$. Die Auflösungsbegrenzung ist dadurch gegeben, dass die eingestrahlte Frequenz nicht beliebig erhöht werden kann, da der Schall sonst vollständig absorbiert würde. Durch geschickte Wahl des Übertragungsmediums (z.B. flüssiges Helium) kann auch mit diesem Mikroskop molekular aufgelöst werden. Da die akustische Mikroskopie Bilder auf eine andere Art erzeugt als optische Geräte, kann man aus den beiden Verfahren unterschiedliche Daten gewinnen.

1.1.4 Rastermikroskope

Hier wird die Objektoberfläche mit einer Spitze abgerastert. Die Abtastung erfolgt durch atomare, magnetische oder elektrische Wechselwirkung der Spitze mit dem Objekt, und man erhält u.a. die Oberfläche des Objektes als Bild. Ein gängiger Vertreter der Rastermikroskope ist das auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt basierende Raster-Tunnel-Mikroskop.

1.2 Der Tunneleffekt

Im Raster-Tunnel-Mikroskop (*engl.: scanning tunnel microscope* STM) wird der sogenannte *Tunneleffekt* technisch ausgenutzt. Die Oberfläche einer leitfähigen Probe wird mit Hilfe einer Spitze aus Metall abgetastet. Die Spitze berührt die Oberfläche jedoch nicht, sondern tastet immer in kleinem Abstand (wenige Nanometer) über der Probe. Beim Anlegen einer Spannung U zwischen Spitze mit Radius r und Probe bildet sich ein elektrisches Feld aus, das durch $\vec{E} = \frac{U}{r} \frac{\vec{r}}{|\vec{r}|}$ gegeben ist. Es lassen sich Spitzen mit $r \leq 10$ nm herstellen, so dass bereits bei einer Spannung von $U = 1$ kV die Feldstärke an der Oberfläche der Spitze $|\vec{E}| \geq 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}}$ beträgt. Die Tatsache, dass Elektronen durch den Potentialwall, der durch den Abstand zwischen Probe und Spitze entsteht, hindurch treten können und es dabei zu einem Strom kommt, bezeichnet man als Tunneleffekt. Ein solcher Prozess ist in der klassischen Mechanik, in der ein Teilchen an einem Wall elastisch reflektiert wird, verboten und ist somit ein rein quantenmechanisches Phänomen, das erst bei sehr kleinen Abständen zwischen Spitze und Probe auftritt.

Betrachtet man das vereinfachte Ort-Potential-Diagramm in Abbildung 1, so entspricht der Potentialwall gerade dem Abstand zwischen Spitze und Probe, während die Bereiche links und rechts davon für das Potential der Probe bzw. der Spitze stehen.

Nach dieser sehr qualitativen Betrachtung, soll nun die tatsächliche Wellenfunktion der Elektronen für die jeweiligen Bereiche berechnet werden. Für unsere Belange ist es ausreichend, den eindimensionalen Fall zu betrachten. Außerdem soll das Potential nicht explizit zeitabhängig, also stationär sein, d.h. die Elektronen besitzen die konstante Energie E und gehen kontinuier-

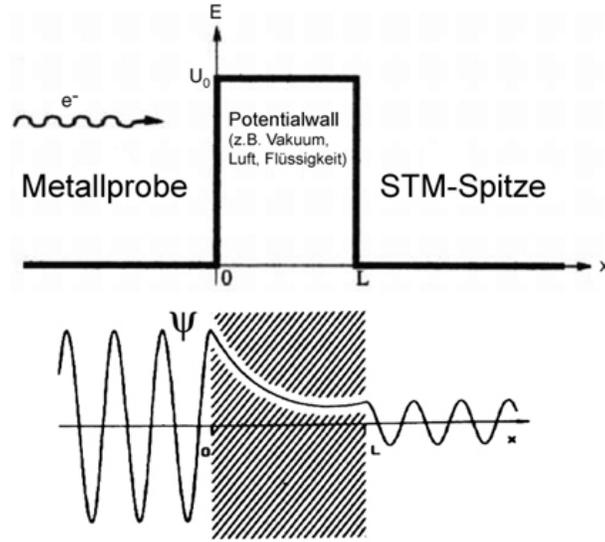


Abbildung 1: **Oben:** Idealisierter Potentialverlauf (x - E -Diagramm) beim Raster-Tunnel-Mikroskop. **Unten:** Vom Potentialverlauf bedingte Wellenfunktion der Elektronen. Quelle: [3]

lich vom einen Metall ins andere über. Folglich ergibt sich die Schrödinger-Gleichung

$$\hat{H}\psi(x) = E\psi(x) \quad (3)$$

$$\Leftrightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x) + U(x)\psi(x) = E\psi(x) \quad (4)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x) = -k^2 \psi(x) \quad (5)$$

mit $k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))}$. Offensichtlich hat diese Differentialgleichung für den Fall $E > U(x)$ die Lösung einer Wellengleichung

$$\psi(x) = g_1 e^{i(-kx - \omega t)} + g_2 e^{i(kx - \omega t)} \quad (6)$$

mit der Wellenzahl k und der Kreisfrequenz ω . Praktisch findet dieser Fall am Ort der RTM-Spitze und der Probe seine Anwendung (siehe Abbildung 1). Daraus folgt für diese Bereiche direkt die Wellenfunktion der Elektronen zu

$$\psi(x) = Ae^{-ikx} + Be^{ikx} \quad \text{für die RTM-Spitze und} \quad (7)$$

$$\psi(x) = E^* e^{-ikx} + F e^{ikx} \quad \text{für die Metall-Probe.} \quad (8)$$

Ist hingegen $E < U(x)$ so wird k imaginär und es folgt eine reelle Lösung für die Differentialgleichung (5)

$$\psi(x) = g_3 e^{-\mu x} + g_4 e^{\mu x} \quad (9)$$

wobei $\mu^2 = -k^2$. Dieser Fall tritt im klassisch verbotenen Barrierenbereich auf. Für die Wellengleichung der Elektronen in diesem Bereich ergibt sich entsprechend

$$\psi(x) = Ce^{-\mu x} + De^{\mu x} \quad (10)$$

Es bleiben noch die Koeffizienten A bis F zu bestimmen. Legt man das Koordinatensystem so, dass die Oberfläche der Probe genau bei $x = 0$ und die der Spitze bei $x = L$ liegt, dann lauten die Stetigkeitsbedingungen

$$\psi_{Probe}(0) = \psi_{Barriere}(0) \quad (11)$$

$$\psi_{Barriere}(L) = \psi_{Spitze}(L) \quad (12)$$

$$\frac{\partial \psi_{Probe}(0)}{\partial x} = \frac{\partial \psi_{Barriere}(0)}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \psi_{Barriere}(L)}{\partial x} = \frac{\partial \psi_{Spitze}(L)}{\partial x} \quad (14)$$

Es folgt damit

$$A + B \approx D \quad (15)$$

$$-ik(A - B) \approx \mu D \quad (16)$$

wenn C vernachlässigt wird. Dies ist zulässig, da dieser Koeffizient die reflektierte Welle vom Potentialberg bei $x = L$ charakterisiert und gegen A , B , D sehr klein ist. An der zweiten Grenzfläche $x = L$ gilt analog:

$$\begin{aligned} Ce^{-\mu L} + De^{\mu L} &= Fe^{ikL} \\ -\mu Ce^{-\mu L} + \mu De^{\mu L} &= ikFe^{ikL} \end{aligned} \quad (17)$$

Die Stetigkeitsbedingung am ersten Grenzflächenübergang kann nach B/A aufgelöst werden. Damit ergibt sich der Reflexionsgrad R zu:

$$R = \left| \frac{B}{A} \right|^2 \approx \left| \frac{-(1 + ik\delta)}{1 - ik\delta} \right|^2 \quad \text{mit } \delta = \frac{1}{\mu} \quad (18)$$

Ausmultipliziert ergibt das jedoch

$$R \approx \frac{-(1 + ik\delta) - (1 - ik\delta)}{1 - ik\delta} \frac{-(1 - ik\delta)}{1 + ik\delta} = 1 \quad (19)$$

Daher ist der Transmissionsgrad $T = 1 - R \approx \text{Null}$.

Aufgrund der Stetigkeitsbedingung an der ersten Grenzfläche gilt jedoch auch

$$A + B \approx D \quad (20)$$

$$\Leftrightarrow \frac{D}{A} \approx 1 + \frac{B}{A} \quad (21)$$

und daher für den Transmissionsgrad unter Verwendung des Verhältnisses B/A von oben:

$$T = \left| \frac{D}{A} \right|^2 \approx \frac{4(k\delta)^2}{1 + (k\delta)^2} \quad (22)$$

Um den tatsächlichen Transmissionskoeffizienten zu erhalten, muss man noch die Grenzbedingung beim Austritt aus dem Potentialwall beachten. Dabei eliminiert man aus dem Gleichungssystem 17 die Konstante C und verwendet die Beziehung $D \approx A + B$. Auflösen nach F/A unter Verwendung des Quotienten D/A erhält man

$$\frac{F}{A} \approx \frac{-4ik\delta}{(1 + ik\delta)^2} e^{-L(\mu + ik)} \quad (23)$$

Der gesamte Transmissionsgrad ergibt sich schließlich zu:

$$T(E) = \left| \frac{F}{A} \right|^2 \approx \left[\frac{4k\delta}{1 + (k\delta)^2} \right]^2 e^{-2\frac{L}{\delta}} \quad (24)$$

Dieser Ausdruck ist proportional zu $e^{-2L\sqrt{\frac{2m(U_0 - E)}{\hbar^2}}}$. Dies bedeutet, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit eines Elektrons abhängig ist von seiner Masse und der Potentialhöhe U_0 , sowie der Breite L des Potentialwalls. Für eine Raster-Tunnel-Aufnahme sollte daher der Abstand Spitze zur Oberfläche nur sehr wenige Angström betragen.

1.3 Aufbau eines RTM

Um Raster-Tunnel-Mikroskopie zu betreiben benötigt man zunächst einen stabilen, d.h. möglichst nicht schwingenden Untergrund wie eine schwere Steinplatte oder einen gedämpften Labortisch. Diese Basis muss gegen Schwingungen wie später noch beschrieben z.B. durch Gummischläuche abgeschirmt werden. Der eigentliche Aufbau der Tunneleinheit benötigt zum einen eine Grobsteuerung, um Probe und Spitze leichter, d.h. ohne Beschädigungen, austauschen zu können und zum anderen eine piezoelektronische Regelung für die eigentliche Messung, bei der im Nanometer-Abstand eine Fläche von wenigen Quadratmikrometern gerastert werden soll. Ein RTM besteht also im wesentlichen aus

- einem **Piezoelement**, mit dem die Spitze über die Probe gefahren und der Abstand zwischen Spitze und Probe geregelt wird,
- der **Spitze** selbst
- und einem **Regelwerk**, das das Piezoelement steuert.

1.3.1 Piezo-Steuerung

Als piezoelektrische Materialien bezeichnet man Kristalle die in der Lage sind, unter dem Einfluss mechanischer Spannungen σ_{kl} eine elektrische Polarisation aufzubauen (zum Beispiel Einkristalle wie Quarz, BaTiO₃, LiNbO₃, oder auch spezielle Keramiken). Der Grund hierfür ist, dass durch die mechanische Einwirkung Ladungen in den Elementarzellen verschoben werden. Man kann zeigen, dass ein Festkörper nur dann piezoelektrische Eigenschaften hat, wenn kein Inversionszentrum in der Kristallstruktur vorliegt, d.h. wenn die Kristallstruktur polare Achsen

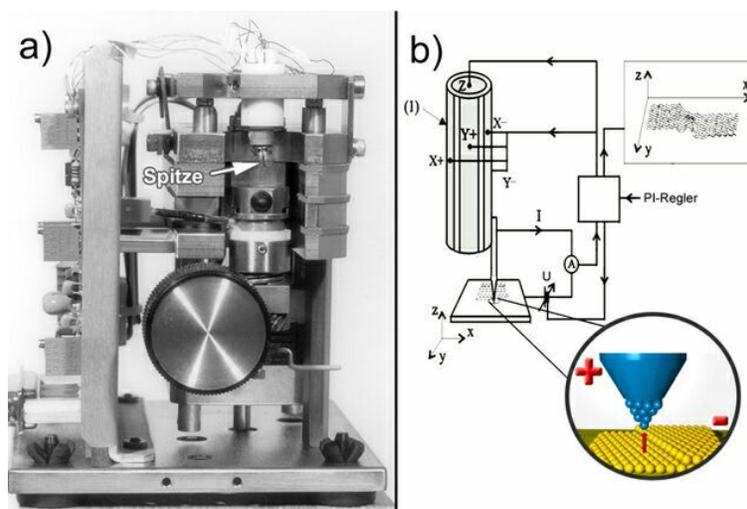


Abbildung 2: **a)** Photo der von uns verwendeten RTM-Apparatur der Firma Burleigh. **b)** Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. Nähere Informationen zur Schaltung gibt es in Abschnitt 1.3.3. Quelle: [3]

aufweist.

Für die auftretende Polarisierung gilt:

$$P_i = \sum_{k,l} d_{i,k,l} \sigma_{k,l} \quad , \quad (25)$$

wobei $d_{i,k,l}$ den Piezomodul (Tensor 3. Stufe) und $\sigma_{k,l}$ die mechanische Spannung bezeichnen. Beim Einfluss eines elektrischen Feldes E_l mit der Folge einer mechanischen Deformation des Körpers spricht man vom reziproken piezoelektrischen Effekt:

$$e_{i,k} = \sum_l d_{i,k,l} E_l \quad , \quad (26)$$

mit dem mechanischen Deformationstensor $e_{i,k}$. Dies wird zur Steuerung der Spitze des RTM benutzt. Um eine dreidimensionale Ausdehnung zu erreichen werden dünne, hohle Zylinder aus Piezokeramiken hergestellt. Die Spitze wird am unteren Ende des Piezos befestigt. Außen am Zylinder werden vier Elektroden aufgebracht. Eine weitere Elektrode befindet sich im Innern (siehe dazu Abbildung 2b). Die innere Elektrode steuert die Ausdehnung in z-Richtung, sorgt also dafür, dass der Piezo sich verlängert oder zusammen zieht. Durch einseitiges Anlegen von Spannungen an den äußeren Elektroden wird der Piezo gebogen, da sich nur eine Seite ausdehnt. So lässt sich die Oberfläche in x-y-Richtung abtasten.

Wird die Regelspannung wieder abgeschaltet, so muss die Relaxationszeit berücksichtigt werden, die das Piezoelement benötigt, um in seine Ruhelage zu gelangen. Die ursprüngliche Ausgangsposition wird dabei allerdings nicht sofort erreicht, sondern es bleibt immer eine gewisse Restauslenkung (Hysterese) zurück, die erst durch eine Gegenspannung kompensiert werden muss.

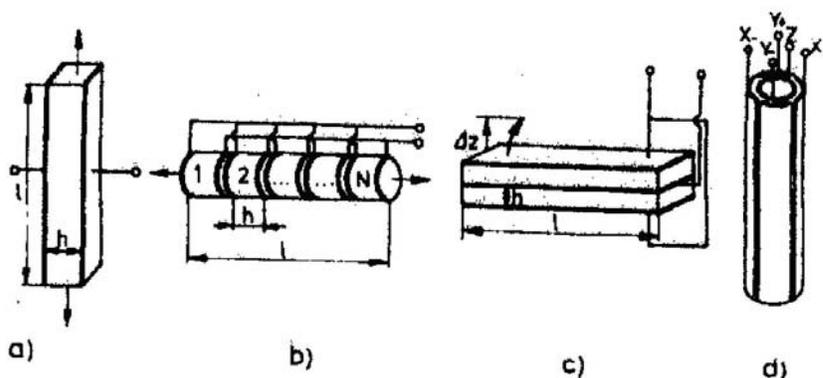


Abbildung 3: Piezoelemente

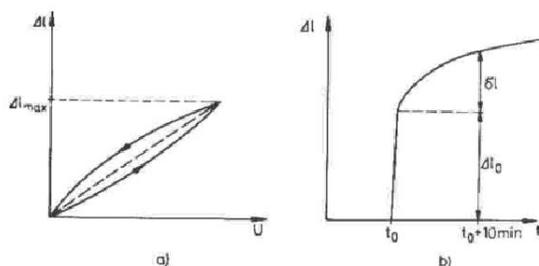


Abbildung 4: Effekte der Hysterese a) und der Relaxation (=Kriechfeld) b). Quelle: [3]

1.3.2 Spitze

Der Tunneleffekt ist am besten beobachtbar, wenn sich nur ein einzelnes Atom an ihm beteiligt, da in diesem Fall das Feld zwischen Probe und Spitze maximal wird. Bei einer guten Spitze befindet sich deshalb am Ende möglichst nur ein Atom. Diese Bedingung ist tatsächlich nicht so utopisch, wie es im ersten Moment scheint, denn es existiert meistens ein Atom, das der Probe am nächsten ist. Je nach Material, aus dem die Spitze hergestellt wird, gibt es unterschiedliche Präparationsmethoden:

- *Schneiden*: Eignet sich gut für weiche Materialien wie das im Versuch verwendete Platin-Rhodium. Ein Draht wird gespannt und dann mit einer Schere oder einem Saitenschneider schräg angeschnitten. Die Spannung sorgt für eine scharfe Spitze und verhindert, dass Spitze und Schere nach dem Schneiden nochmals in Berührung kommen. Diese Technik haben wir im Versuch angewandt.
- *Brechen*: Bei spröden Materialien würde eine Schnittstelle zerspringen und man kann deshalb durch Schneiden keine geeignete Spitze erhalten. In diesem Fall ätzt man die Spitze an und bricht sie anschließend ab.
- *Ätzen*: Hierbei wird ein unten beschwerter Draht in eine Ätzlösung gebracht und eine Spannung angelegt. Die Oberfläche wird angeätzt und durch das Gewicht reißt der Draht irgendwann ab (siehe Abbildung 5).

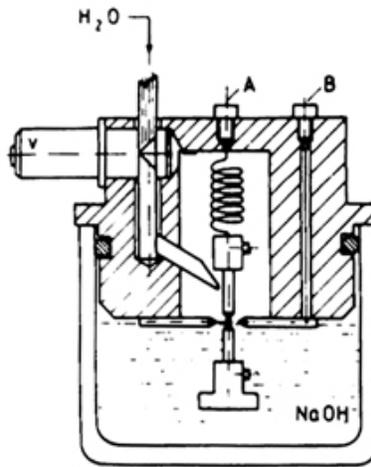


Abbildung 5: Skizze der Apparatur zur Ätzung von RTM-Spitzen. Quelle: [3]

1.3.3 Regelwerk

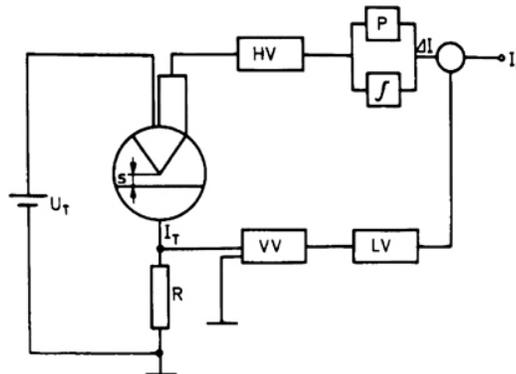


Abbildung 6: Regelkreis des Versuchsaufbaus für konstanten Abstand zwischen Probe und Spitze. $U_T \equiv$ angelegte Tunnelspannung; $I_T \equiv$ gemessener Tunnelstrom; $VV \equiv$ Vorverstärker; $LV \equiv$ logarithmischer Verstärker; $I_0 \equiv$ Sollstrom; $P/\int \equiv$ Proportional-Integral-Regler; $HV \equiv$ Hochfrequenzverstärker; $s \equiv$ Abstand zwischen Spitze und Probe. Quelle: [3]

Um mit dem RTM Messungen durchzuführen, bedient man sich entweder der Methode des konstanten Tunnelstroms oder der konstanten Spitzenposition. Früher gab es noch weitere, ausgefeilte Variationen und Kombinationen dieser beiden Methoden. Sie sind jedoch heutzutage aufgrund hoher Rechengeschwindigkeiten moderner PCs und der somit unnötigen Komplexität nicht mehr üblich.

- *konstanter Tunnelstrom*: Diese Methode wird am häufigsten angewandt. Die Spitze wird so weit an die Probe gebracht, bis ein bestimmter Sollstrom fließt. Nun wird die Probe abgetastet und die Spitze so nachgeregelt, dass der Tunnelstrom (Iststrom) immer dem

Sollstrom entspricht. So spiegelt die Vertikalbewegung der Spitze die Oberflächenstruktur wieder. Durch die niedrige Spannung und den geringen Tunnelstrom muss der Abstand zwischen Spitze und Probe sehr klein sein und genau eingehalten werden, was in der Praxis durchaus zu Problemen führen kann. Zudem sollte die Spitze mit möglichst geringer Zeitverzögerung nachgeführt werden.

- *konstante Spitzenposition*: Hier bleibt die Spitze in einer konstanten Höhe über der Probe und der Tunnelstrom wird gemessen. Da dieser exponentiell vom Abstand abhängt, kann das Messsignal umgerechnet werden. Der Vorteil dieser Messung liegt in der größeren Geschwindigkeit gegenüber der Methode des konstanten Tunnelstroms, da die Spitze nicht nachgeregelt werden muss. Allerdings eignet sie sich nur für extrem ebene Proben, da Erhebungen der Oberfläche in Kontakt mit der Spitze kommen könnten und diese damit zerstören würden.

Der Regelkreis zur Messung mit konstantem Tunnelstrom funktioniert im Prinzip wie in Abbildung 6. Das Tunnelstrom-Signal wird über einen Vorverstärker und einen logarithmischen Verstärker erhöht und mit dem Sollstrom verglichen. Die Differenz wird danach in einem Proportional-Integral-Regler nachgeregelt und somit an den Sollstrom angeglichen. Nun wird das Signal mit Hilfe eines Hochfrequenzverstärkers für die Piezos "lesbar" gemacht. Die Piezos ihrerseits sorgen dann dafür, dass der Tunnelstrom wieder dem Sollstrom entspricht.

1.4 Probleme bei der Messung

Wie man sich durch den Aufwand der Spitzenpräparation denken kann, darf die Spitze zu keiner Zeit in Kontakt mit der Oberfläche kommen. Dies erfordert bei wenigen Nanometern Abstand eine gute Abschirmung von Stößen und Schwingungen. Solche Schwingungen, die Amplituden in der Größenordnung von Mikrometer haben, sind Gebäudeschwingungen (Wind, Maschinen, laufende Personen) und akustische Schwingungen. Damit es nicht zu Resonanzen kommt, muss das Dämpfungssystem so ausgelegt sein, dass seine Eigenfrequenz so gering wie möglich ist (1...5 Hz).

1.4.1 Eigenfrequenzen

Die durch den geometrischen Aufbau und die verwendeten Materialien der Tunneleinheit vorgegebenen Eigenfrequenzen liegen im allgemeinen zwischen 1 und 10 kHz. Zwar können diese Frequenzen kaum von außen angeregt werden, aber bei der Bewegung der Spitze über einer welligen Oberfläche kann es sehr wohl zu einem Aufschwingen der Spitze kommen. Daher ist ein Ziel bei der Fertigung einer RTM-Apparatur, durch niedrige bewegte Massen m und hochsteife Materialien (hohe Federkonstante k), die Eigenfrequenz $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ der Apparatur sehr viel höher festzusetzen als die Frequenzen, die bei der Rasterung entstehen können.

1.4.2 Isolation des Systems

Äußere Schwingungen (z.B. Membranschwingungen) können sehr gut durch Lagerung der Tunneleinheit auf Materialien mit hoher Energiedissipation wie Gummischläuche oder Federn eli-

miniert werden. Soll nur noch ein Tausendstel der Schwingungsenergie bis zur Einheit durchdringen dürfen, sind z.B. 5 Lagen Gummischläuche (mit je 5% Energiedissipation) nötig, die jeweils durch Metall- oder Steinplatten getrennt aufeinanderliegen. Ohne die Zwischenschichten würden auch durch Hunderte Lagen nur 5% der Energie geschluckt. Die allererste verwendete Methode zur Vermeidung von Schwingungen war für diesen Versuch zwar übertrieben, zeigt aber das technisch Machbare. Man hatte die Tunneleinheit auf einer Platte befestigt, an deren Unterseite starke Permanentmagneten befestigt waren. Diese Platte wurde über einem mit Helium gekühlten Supraleiter schwebend gelagert. Das Schweben beruht dabei auf dem Magnetfeld der nach der Lenzschen Regel induzierten Kreisströme im Supraleiter. Störungen aus der Steuerelektronik können z.B. durch Hoch- und Tiefpaßfilter eliminiert werden. Im aktuellen Versuchsaufbau dämpft ein Tisch der Schwingungen aktiv ausgleicht das RTM.

1.5 Bildbearbeitung

1.5.1 Das Abtasttheorem

Bei der Bilddarstellung auf dem Monitor muss eine kontinuierliche Funktion $f(t)$ (ein- oder zweidimensional) durch diskrete Werte, bzw. durch eine stückweise konstante Funktion k dargestellt werden. Dabei wird $f(t)$ diskret abgetastet, wodurch neue Bilder entstehen, auf die dann Rekonstruktionsfilter angewendet werden. Wird nun das Bild bzw. die Funktion $f(t)$ mit einer zu geringen Frequenz ν abgetastet, so gehen zu viele Informationen verloren und die Digitalisierung liefert ein verfälschtes Ergebnis (Abbildung 7).

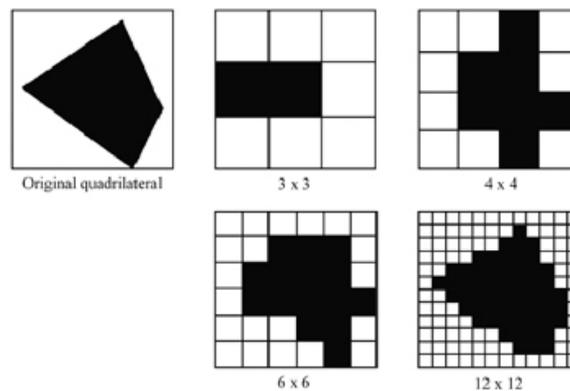


Abbildung 7: Originalbild im Vergleich mit digitalisierten Abbildern verschiedener Auflösung. Quelle: [3]

Ein Beispiel zu Veranschaulichung: Abtastung der Sinus-Funktion $f(t) = \sin(2\pi\omega t) = \sin(\nu t)$. Das Abtasttheorem besagt nun, dass eine Funktion mit einer Frequenz ν mindestens mit der doppelten Frequenz 2ν abgetastet werden muss, um sie eindeutig zu digitalisieren. Von der Tunneleinheit bekommt man ein Bild mit $x \cdot y$ Pixel in verschiedenen Graustufen. Die Graustufen entsprechen einer Höhe z . Bei den Bildern tritt immer ein gewisses Rauschen auf. Dies kann mittels Bildbearbeitung reduziert oder eliminiert werden. Ebenso kann das Bild

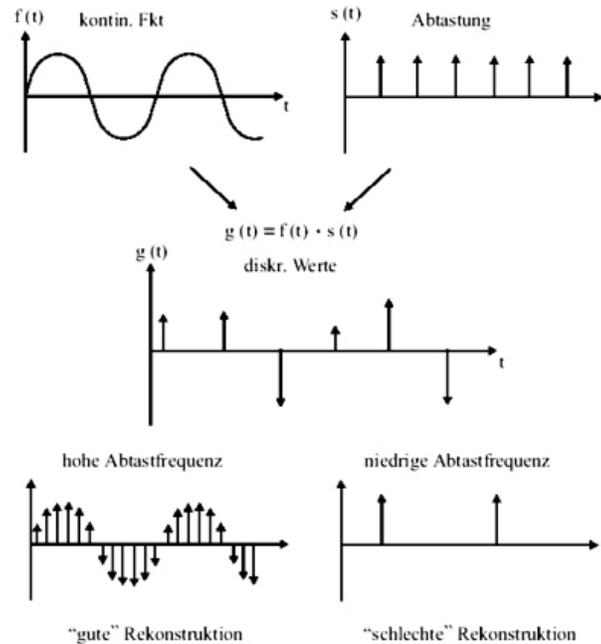


Abbildung 8: Ein Beispiel: Abtastung einer Sinus-Funktion mit hoher und niedriger Abtastfrequenz. Quelle: [3]

geschärft und spezielle Formationen können hervorgehoben werden. In der Software sind einige Filter integriert. Die wichtigsten werden im folgenden beschrieben.

1.5.2 Diskrete und Fast-Fourier-Transformation

Aufgrund der diskreten Bildpunkte aus der Tunneleinheit, können wir die zweidimensionale, diskrete Fouriertransformation anwenden. Diese Transformation ist unitär und in der Hin- und Rückrichtung eindeutig, d.h. keine Information geht durch die Transformation verloren.

Bei der diskreten Fouriertransformation wird ein endlich dimensionaler Vektor transformiert, wobei eine Funktion aus dem Ortsraum eindeutig in ein Spektrum im Frequenzraum umgewandelt wird. Das ist nur möglich, wenn der Ortsraum auf ein $M \times N$ dimensionales Gitter beschränkt wird, womit auch der Fourierraum beschränkt wird.

Die Definition der eindimensionalen, diskreten Fouriertransformation lautet:

$$F_u = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} f_m \exp\left(\frac{-2\pi i m u}{M}\right) \quad (27)$$

Entsprechend lautet die bei diesem Versuch benötigte zweidimensionale Transformation:

$$F_{u,v} = \frac{1}{MN} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} f_{n,m} \exp\left(\frac{-2\pi i m u}{M}\right) \exp\left(\frac{-2\pi i n v}{N}\right) \quad (28)$$

Ein Anwendungsbeispiel veranschaulicht die Beziehung (28): Sei $f_{n,m}(t)$ jene Funktion der Zeit. Dann gibt die Fouriertransformierte $F_{u,v}$ das Spektrum an, also welche Frequenzen mit

welcher Häufigkeit auftreten. Durch Filter erhält man die Möglichkeit ungewünschte Frequenzen aus dem Spektrum zu entfernen. Nach der Rücktransformation erhält man das vom Rauschen befreite Bild. Allerdings sollte man darauf achten, nicht zu große Frequenzbereiche zu eliminieren, so dass keine wichtigen Informationen verloren gehen.

Die diskrete Fouriertransformation erfordert einen großen Rechenaufwand. Jeder transformierte Punkt entsteht durch die Multiplikation der jeweiligen Basisfunktionen mit den Matrixelementen. Das bedeutet die Transformation einer $M \times M$ - Matrix beispielsweise erfordert M^2 komplexe Multiplikationen und $M^2 - 1$ komplexe Additionen. Mit insgesamt M^4 komplexen Multiplikationen und $M^2(M^2 - 1)$ komplexen Additionen für diese diskrete Fouriertransformation ergibt sich nun ein hoher Zeitaufwand für die Rechnung. Jedoch ist sofort sichtbar, dass dieser Rechenaufwand proportional zu M^2 ist.

Abhilfe schafft da die **F**ast-**F**ourier-**T**ransformation, die eine diskrete Transformation in zwei Transformationen der halben Länge zerlegt. Hierzu wird der ursprüngliche Vektor in einen Vektor mit geraden und einen Vektor mit ungeraden Indizes zerlegt. Auch die neu entstandenen Vektoren können gegebenenfalls weiter zerlegt werden. Da sich nun die Transformation in zwei Schritte mit zwei Vektoren der Länge $M/2$ aufgeteilt hat, bedeutet dies, dass sich der entsprechende Rechenaufwand von M^2 Operationen auf $2 \left(\frac{M}{2}\right)^2 = \frac{M^2}{2}$ Operationen halbiert. Durch die iterative Fortsetzung dieser Halbierung der Vektoren bleibt schließlich ein Vektor der Länge 1 übrig. Die Transformation dieses Vektors der Länge 1 bezeichnet man als triviale Transformation. Da der Rechner diese reduzierte Anzahl von Transformationen wesentlich schneller verarbeiten kann, ist diese Methode erheblich schneller als die gewöhnliche diskrete Fouriertransformation.

1.5.3 Filter

Um leichtes Rauschen verschwinden zu lassen, gibt es noch weniger aufwendige Methoden, als die FFT. Es können verschiedene Filter angewendet werden, die das gesamte Bild weicher erscheinen lassen.

- *Glättungsfilter*: Bei diesem Filter werden die Grauwerte auf einer vorgegebenen Fläche gemittelt und anschließend der gemittelte Wert im Bereich dieser Fläche wieder eingeschrieben. Ein großer Nachteil dieses Filters ist, dass hierbei auch feine, tatsächlich existierende Strukturen verschwinden.
- *Rangordnungsfilter*: Um beim Filtern feine Strukturen zu erhalten, eignen sich solche Filter (z.B. Median-Filter) besser, da bei ihnen nicht der Mittelwert wieder eingeschrieben, sondern ein bereits in der näheren Umgebung vorhandener Grauwert eingesetzt wird. Eine Grauwertanhebung durch extreme Ausreißer wird dadurch verhindert und Kanten bleiben unverfälscht erhalten.

1.5.4 Linien- und Ebenenabzug

Der Linien- oder Ebenenabzug dient dazu, eine mögliche Schräglage der Probe aus den Bildern zu entfernen.

Beim Linienabzug wird eine Regressionsgerade durch jede gescannte Linie gelegt. Das korrigierte Profil ergibt sich dann, wenn an jedem Punkt die Differenz zwischen Regressionsgerade und gemessenem Profil gebildet wird (siehe Abbildungen 9 und 10).

Dieses Verfahren kann allerdings auch zu falschen Bildern führen, wenn z.B. nur eine einzelne

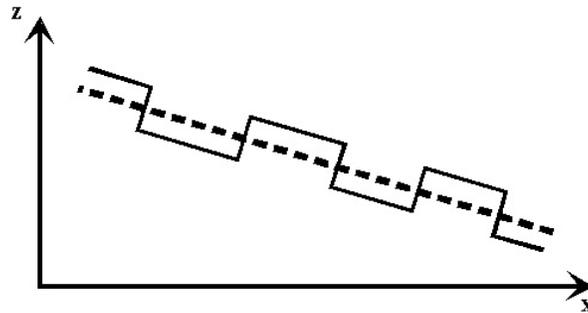


Abbildung 9: a) schräges Profil mit Regressionsgerade (- - -)

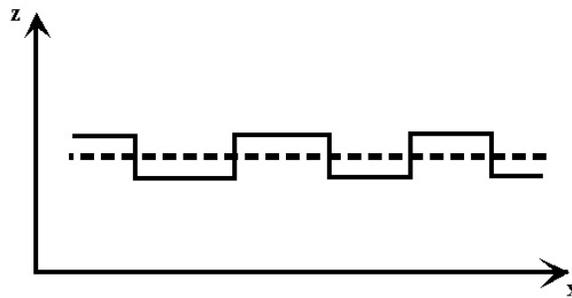


Abbildung 10: b) korrigiertes Profil

Kante gemessen wird. Dann tritt eine Verkipfung auf (siehe Abbildungen 11 und 12).

Analog zum Vorgehen beim Linienabzug besteht beim Ebenenabzug die Möglichkeit aus der gesamten Menge aller gemessenen z-Werte eine Ebene, entsprechend der Regressionsgeraden, zu finden.

Die häufigste verwendete Methode ist die, im unkorrigierten Bild drei Punkte festzulegen, durch die eine Ebene definiert wird. Möglich ist es dabei auch, in einem gewissen Bereich um die jeweiligen Punkte zu mitteln. So erhält man eine Ebene deren Differenzen zum Originalbild schließlich das korrigierte Bild ergeben.

1.6 Hochorientierter pyrolytischer Graphit (HOPG)

Die Oberfläche eines hoch orientierten pyrolytischen Graphits weist zwei nicht äquivalente Plätze für Kohlenstoffatome auf. Kohlenstoffatome auf α -Plätzen haben direkte Nachbarn in der nächsten Graphitebene, solche auf β -Plätzen nicht. Dadurch treten die β -Atome etwas aus der Oberfläche heraus und die α -Atome erscheinen als Gräben im Graphit. Da der Gitterabstand zwischen den β -Atomen mit 0,246 nm sehr gut bekannt ist, wird der HOPG

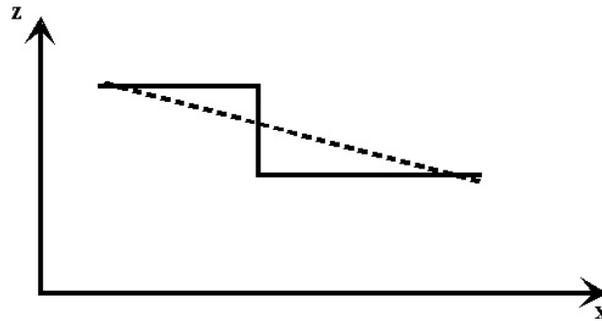


Abbildung 11: a) Profil einer Kante

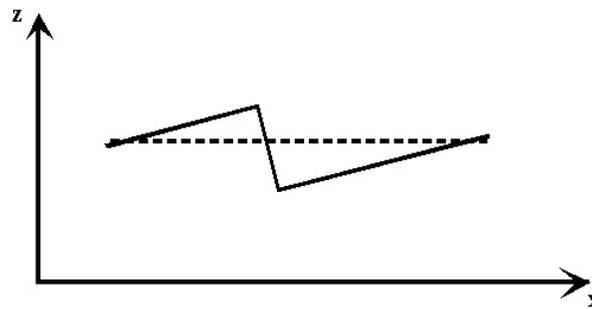


Abbildung 12: b) Verkipfung

oft zur Kalibrierung von Piezokeramiken benutzt. Ein weiterer Vorteil des HOPG liegt darin, dass zwischen den einzelnen Graphitschichten nur schwache van-der-Waals-Kräfte wirken, so dass sich diese sehr leicht voneinander ablösen lassen. Man kann deshalb die Oberfläche von HOPG-Proben mit Klebestreifen reinigen, indem man sie einfach abzieht (*cleaven*).

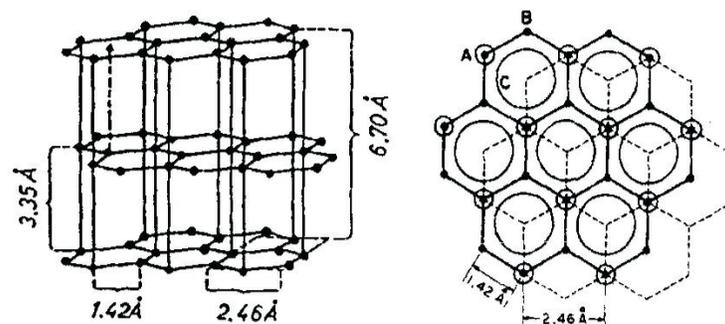


Abbildung 13: Links die Schichtstruktur von HOPG. Rechts die Oberfläche mit A- und B-Plätzen. A-Atome haben unter sich in der nächsten Schicht wieder ein Atom, unter B-Atomen ist ein Loch in der nächsten Schicht und erst in der übernächsten wieder ein Atom. Statt A- und B-Atomen wird auch meist von α - und β -Atomen gesprochen. Quelle: [3]

2 Versuchsbeschreibung

Für die Messungen wurde ein 'Burleigh Instructional STM' mit einer aktiven Schwingungsdämpfung vom Typ 'MOD1-M' verwendet.

Der Aufbau unserer Apparatur entspricht im wesentlichen der im Theorieteil beschriebenen. Die Piezos lassen sich über die Messelektronik ansteuern. Zur Bildverarbeitung ist das RTM an einen Rechner angeschlossen mit dem später auch die Bildbearbeitung vorgenommen wird. Einstellbare Größen an der Steuerung sind:

- **Tunnelspannung** wird während der Versuche mit der CD und dem Gold auf etwa 1 V gehalten. Je höher die Spannung eingestellt wird, desto weiter entfernt man die Scan-Spitze von der Probe weg. Um beim HOPG näher an die Oberfläche zu kommen haben wir hier die Spannung auf 0,2 V reduziert.
- **Sollstrom** wird während des ganzen Versuchs auf ca. 14 nA gehalten. Je höher der Tunnelstrom eingestellt wird, desto näher bewegt sich die Spitze zur Probe hin.
- **Zeitverzögerung** zwischen den Zeilenrasterungen (Delay)
- **Größe des Bildausschnitts** (20 Å bis 76000 Å)

Die Herstellung der Spitze erfolgte bei uns durch entsprechendes Schneiden und Ziehen eines Platin-Rhodium-Drahtes mit Hilfe einer Schere. Durch geeignetes Verformen des Drahtes mit einer Zange kann dieser in einer Halterung befestigt werden, die anschließend magnetisch haftend ins RTM eingesetzt wird. Nach dem Einsetzen der Probe wird diese zunächst manuell mit einem Steuerrad am RTM an die Spitze herangefahren. Die weitere Annäherung erfolgt automatisch durch die Elektronik im Steuergerät. Ist schließlich ein Tunnelkontakt zwischen Spitze und Probe hergestellt, so wird dies am Oszilloskop durch eine entsprechende Spannung sichtbar.

Vor jeder Messung muss der 'Scan Type' gewählt werden. Zur Wahl stehen hier 'unidirectional', was bedeutet, dass nur in einer Abtastrichtung gemessen wird, und 'bidirectional', bei der auch beim Rücklauf der Spitze Daten gesammelt werden. Wir haben bei allen unseren Messungen aufgrund der besseren Qualität den 'unidirectional Scan Type' gewählt.

Eine weitere wichtige Stellgröße ist der 'Delay' in s, mit dem geregelt wird, wie lange nach dem Scannen einer Zeile gewartet wird, bis mit dem Scannen der nächsten Zeile begonnen wird. Abhängig von der Oberflächenstruktur haben sich jeweils verschiedene Einstellungen für den Delay als optimal erwiesen.

Zusätzlich stehen noch zwei verschiedene Aufnahmemoden zur Verfügung. Die Mode der konstanten Abtasthöhe und die Mode des konstanten Tunnelstromes. Wir machten sämtliche Aufnahmen in dem Modus des konstanten Tunnelstromes.

Die eigentliche Aufnahme der Bilder erfolgt nun vollautomatisch. Zur Nachbearbeitung der Bilder ermöglicht das PC-Programm einen Ebenenausgleich (Plane Removal), d.h. unter der Annahme, dass die Probe schräg eingebaut ist, wird eine schiefe Ebene von den Höhenwerten (Graustufen) abgezogen. Diesen Modus verwendeten wir bei mehreren Messungen, da schließlich die Struktur der Oberfläche bestimmt werden sollte.

Zur nachträglichen Bildbearbeitung stehen schließlich einige Filter zur Verfügung, wie die Fast-Fourier-Transformation mit Low-Pass- und Band-Stop-Filter sowie der Medianfilter. Die Auswertung der Bilder erfolgt mit Hilfe der Software. Dabei werden Geraden über die zu betrachtende Oberfläche gezogen. Anschließend wird die Programmfunktion 'Section Analysis' verwendet um Daten, wie Breite, Tiefe und Abstände auf der Oberfläche zu bestimmen.

Zunächst analysierten wir die Oberfläche einer CD. Anschließend nahmen wir noch die Oberfläche von holographischem Gold auf. Am zweiten Versuchstag untersuchten wir dann den HOPG.

3 Versuchsauswertung

3.1 Präparierte CD

Zuerst haben wir eine präparierte CD untersucht. Bei der Präparation, die wir nicht selbst ausgeführt haben, wurde zunächst die Datenschicht aus der dicken Schutzschichten herausgeätzt. Danach wurde eine dünne Goldschicht aufgedampft, so dass die Oberfläche mit dem RTM eingescannt werden kann. Bei der von uns untersuchten CD handelt es sich um einen professionell hergestellten Datenträger, da nur hier die typischen Löcher (sog. *Pits*) beobachtet werden können. Handelsübliche CD-Brenner erzeugen keine Pits, sondern verändern lediglich die optischen Eigenschaften der Datenschicht.

Für die erste Messung wählten wir einen Ausschnitt von $7,6 \mu m$ auf $7,6 \mu m$. Somit waren wir hier in der Lage möglichst viele Pits der CD zu erfassen. Auf der nachfolgenden Abbildung der ungefilterten Oberflächenstruktur der CD kann man mehrere vollständige Pits erkennen.

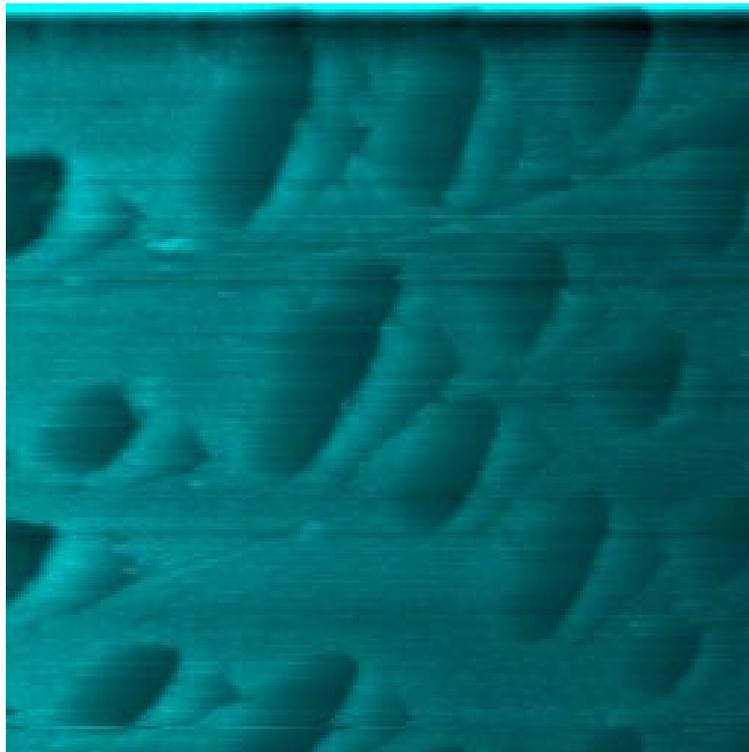


Abbildung 14: Ungefilterte Aufnahme einer CD mit Auflösung $7,6 \mu m$ auf $7,6 \mu m$

Für die Aufnahme wählten wir die folgenden Einstellungen.

Auflösung	7,6 μm auf 7,6 μm
Spannung	1,02 Volt
Tunnelstrom	13,80 nA
Delay	0,650 ms
scan magnification:	1
	line removal

Diese Aufnahme haben wir mit Hilfe der Funktion Cross-Section näher untersucht. Dazu haben wir die Abstände der einzelnen Spuren ausgemessen. Da der wirkliche Spurbestand mit 1,6 μm genau bekannt ist, kann man so die Genauigkeit des RTMs bestimmen.

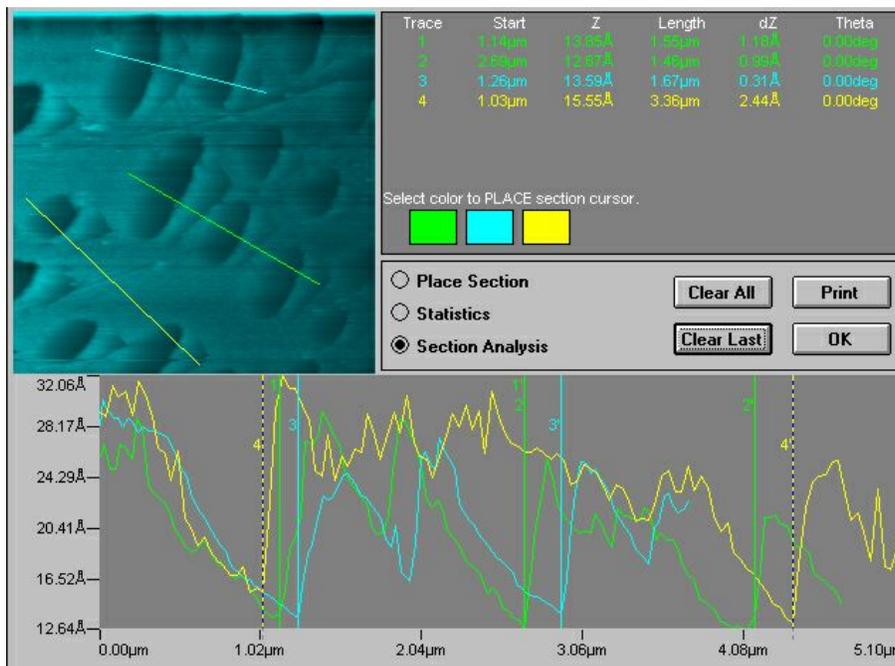


Abbildung 15: Cross-Section-Analyse der CD mit Auflösung 7,6 μm auf 7,6 μm

Wir erhalten hierbei einen Spurbestand von 1,59 μm , was sehr gut mit dem tatsächlichen Wert übereinstimmt.

Für die nächste Messung wählten wir eine kleinere Auflösung:

Auflösung	4 μm auf 4 μm
Spannung	1,02 Volt
Tunnelstrom	13,80 nA
Delay	0,800 ms
scan magnification:	1
	line removal

Hier ergibt sich in der Cross-Section folgendes Bild:

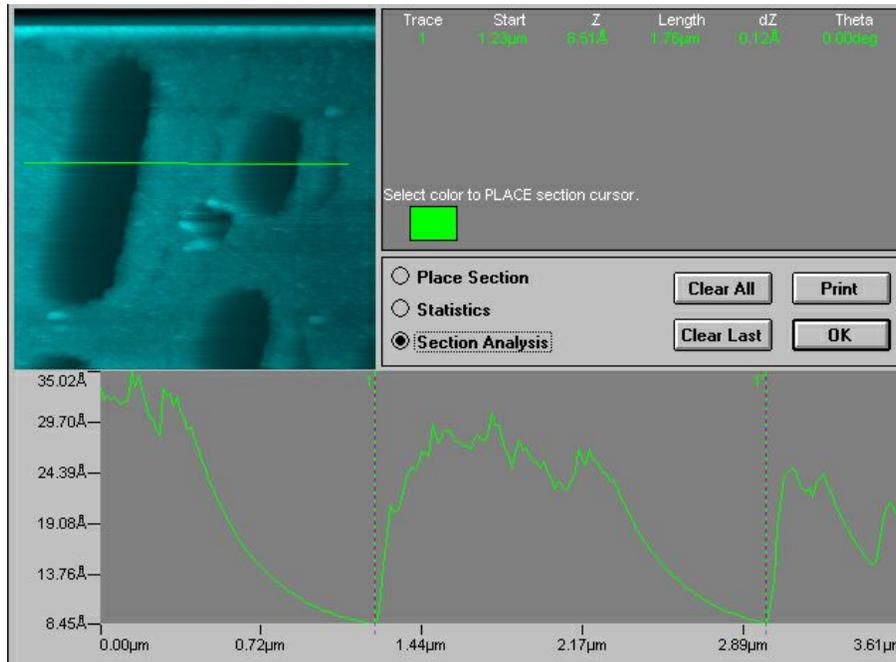


Abbildung 16: Cross-Section-Analyse der CD mit Auflösung $4 \mu\text{m}$ auf $4 \mu\text{m}$

Hier war auffällig, dass die linken Ränder der Pits einen scheinbar exponentiellen Abfall zeigen, die rechten Ränder dagegen fast senkrecht abfallen. Dieser Effekt kann durch die Form Probe verursacht werden, wenn sich z.B. das aufgedampfte Gold bevorzugt auf einer Seite der Pits angelagert hat. Eine andere Erklärung könnte die Form der Spitze sein. Um zwischen diesen Alternativen zu entscheiden, haben wir die Probe um 180° gedreht und die Spitze in ihrer Position beibehalten [17].

Auch hier zeigt die Cross-Section trotz Drehung der Probe das gleiche Profil. Die Erklärung ist hier also die Form der Spitze, die verhindert, dass die linken Ränder exakter abgebildet werden.

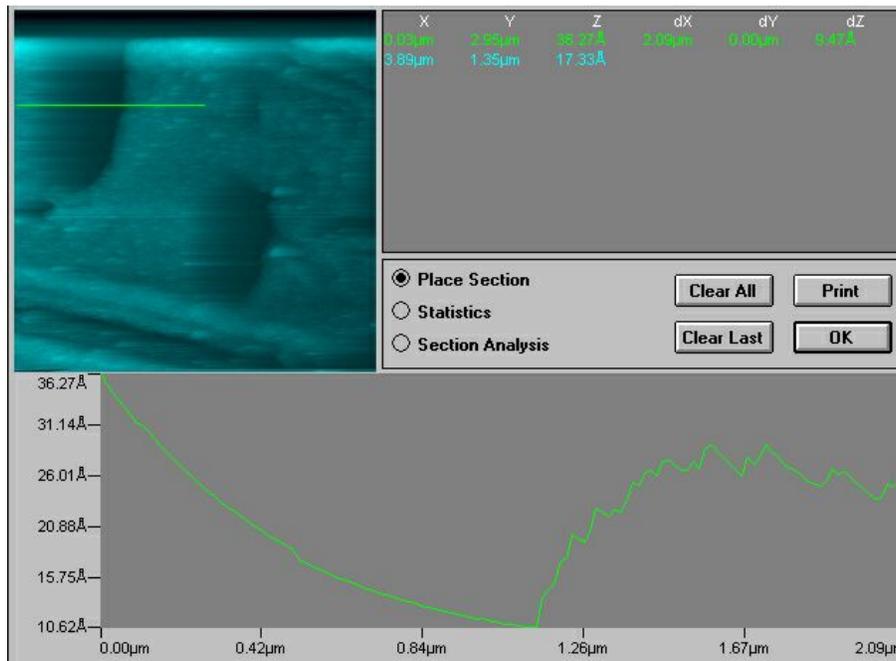


Abbildung 17: Gedrehte Aufnahme der Probe aus Abbildung [16]

Zuletzt haben wir die Auflösung bis auf $0,8 \mu\text{m}$ mal $0,8 \mu\text{m}$ vergrößert, um nur den Rand des linken Pits aus Abbildung [16] zu messen. Im Screenshot [18], der während des Messvorgangs aufgenommen wurde, sieht man sehr schön, wie die Funktion des Linienabzugs hier ein falsches Bild liefert. Der Linienabzug kann eine Schiefelage der Probe korrigieren. Dazu wird eine Regressionsgerade durch eine gescannte Linie gelegt. Das korrigierte Profil ergibt sich dann aus der Differenz zwischen der Regressionsgerade und dem ursprünglich gemessenen Profil.

Obwohl die Probe hier nicht schräg eingelegt war, zeigt sich im Screenshot eine Schräglage. Das kommt daher, dass nur der Rand eines Pits gescannt wurde und dadurch die Ränder der gescannten Linien auf verschiedenen Höhenniveaus lagen. Dadurch liegt die Regressionsgerade beim Linienabzug schräg und führt zur Darstellung dieser vermeintlichen Schräglage.

Im der Cross-Section desselben Bildes [19] wird das Höhenprofil richtig dargestellt. Man sieht hier, dass nicht alles was in den Messungen auftaucht, durch die Probe verursacht wird, sondern dass auch bei der Verarbeitung der Daten zusätzliche Effekte auftreten können.

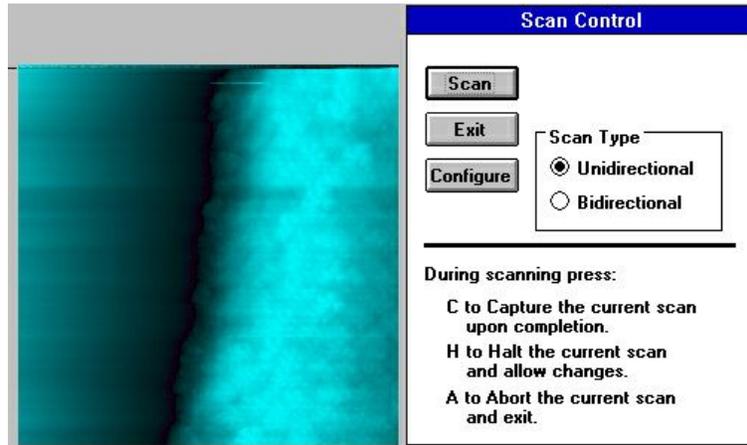


Abbildung 18: Screenshot bei Linienabzug

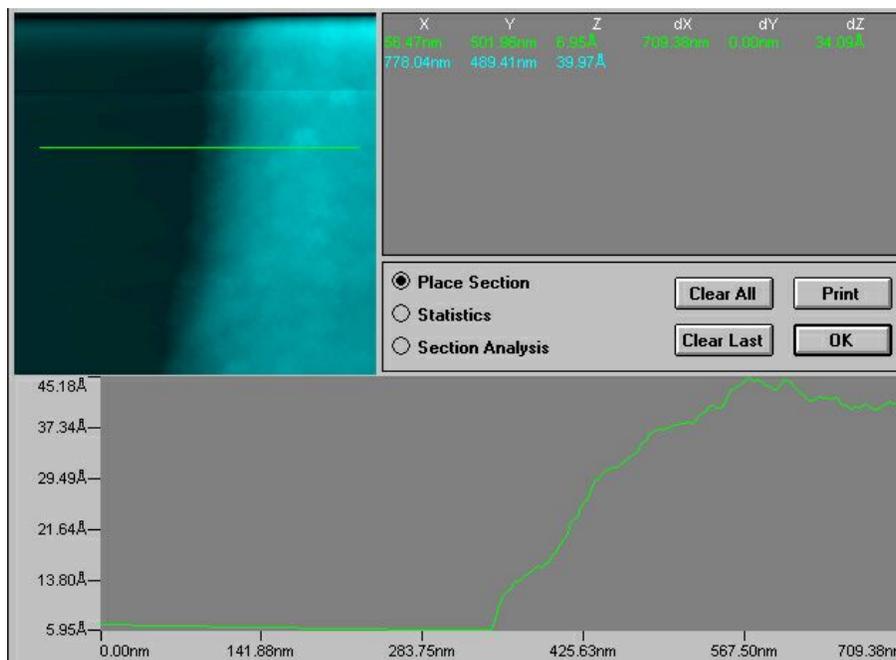


Abbildung 19: Cross-Section des Bildes aus Abbildung 18

3.2 Gold

Nach der CD haben wir ein Goldgitter untersucht. Das Gold wurde so positioniert, dass die Spitze jeweils entlang den Linien des Gitters scannte. Dabei haben wir folgende Einstellungen gewählt:

Auflösung	70 μm auf 70 μm
Spannung	1,02 Volt
Tunnelstrom	13,80 nA
Delay	0,400 ms
scan magnification:	1
	line removal

Wir zeigen hier gleich die Cross-Section des erhaltenen Bildes:

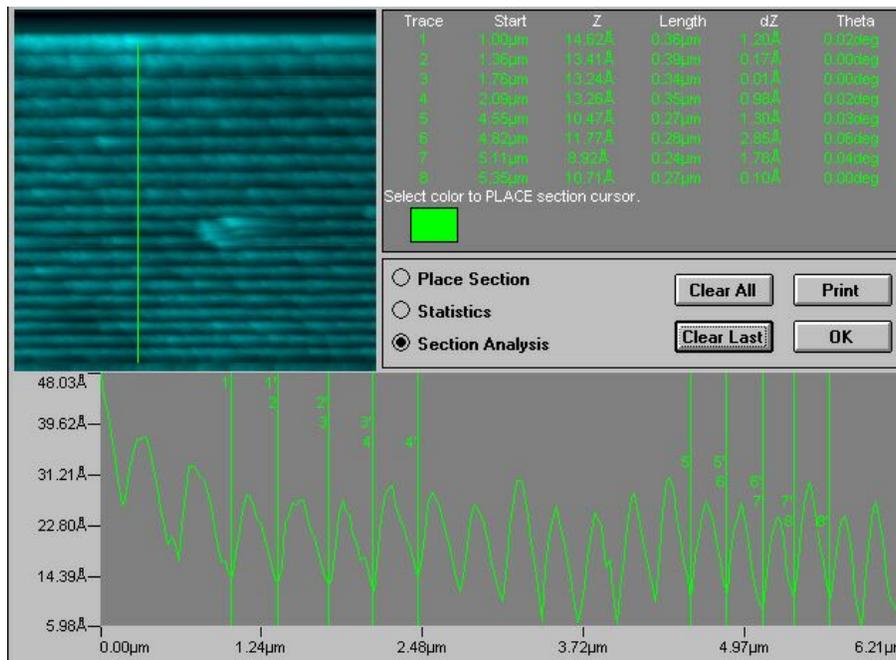


Abbildung 20: Cross-Section von Gold mit einer Auflösung von 70 μm mal 70 μm

Die Gitterstruktur ist klar zu erkennen. Für die Gitterkonstante erhalten wir einen Mittelwert von 0,31 μm , wobei man im Bild sieht, dass die Gitterabstände von oben nach unten hin kleiner werden. Die Ursache dafür liegt möglicherweise an der Hysterese des Röhrenpiezos. Auch bei dieser Messung ist es interessant, den Screenshot des Scanvorgangs zu betrachten, da man die Auswirkung des Linienabzugs feststellt. So ist auf dem Screenshot [21] keinerlei Struktur zu erkennen, auf dem resultierenden Bild [20] dagegen schon.

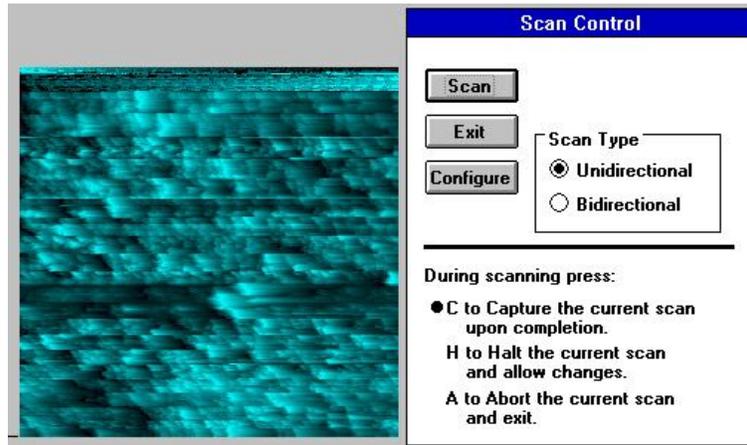


Abbildung 21: Screenshot bei Linienabzug

Nun wollen wir noch zwei Bilder betrachten, die beide dieselbe Stelle auf dem Goldgitter zeigen. Hier haben wir die Probe um 90° gedreht, so dass die Spitze beim Scannen senkrecht zur Richtung des Gitters fährt. Die Einstellungen des Geräts waren bei beiden gleich, mit Ausnahme der "Scan Delay", die zuerst mit $400 \text{ ms}/\text{Sample}$ und dann mit $100 \text{ ms}/\text{Sample}$ gewählt wurde.

Auflösung	$30 \mu\text{m}$ auf $30 \mu\text{m}$
Spannung	1,02 Volt
Tunnelstrom	13,80 nA
Delay	0,400 ms bzw. 0,100 ms
scan magnification:	1
	line removal

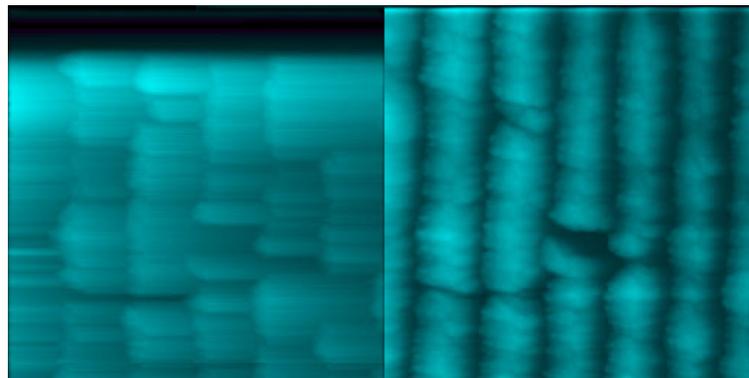


Abbildung 22: Vergleich von Gold mit 400 (rechts) bzw. $100 \text{ ms}/\text{Sample}$ (links)

3.3 HOPG

3.3.1 Vorbemerkung

Als letzte Probe haben wir das HOP-Graphit gemessen. Dabei hatten wir versehentlich den “Max scanner range” verstellt, so dass unsere in den Bildern gemessenen Größen nur etwa halb so groß waren, wie es eigentlich zu erwarten gewesen wäre. Nachdem wir diesen Fehler festgestellt hatten, haben wir versucht noch einmal das Goldgitters zu scannen mit verschiedenen Einstellungen des “Max scanner range”, um so einen Korrekturfaktor zu erhalten. Allerdings bestand auch hier das oben geschilderte Problem, dass die Gitterabstände in den Bildern von oben nach unten deutlich kleiner werden. Dadurch lässt sich der Korrekturfaktor nur sehr ungenau bestimmen; auch die Angabe eines Fehlers wäre durch die Wahl der letztendlich ausgemessenen Abstände nicht sinnvoll.

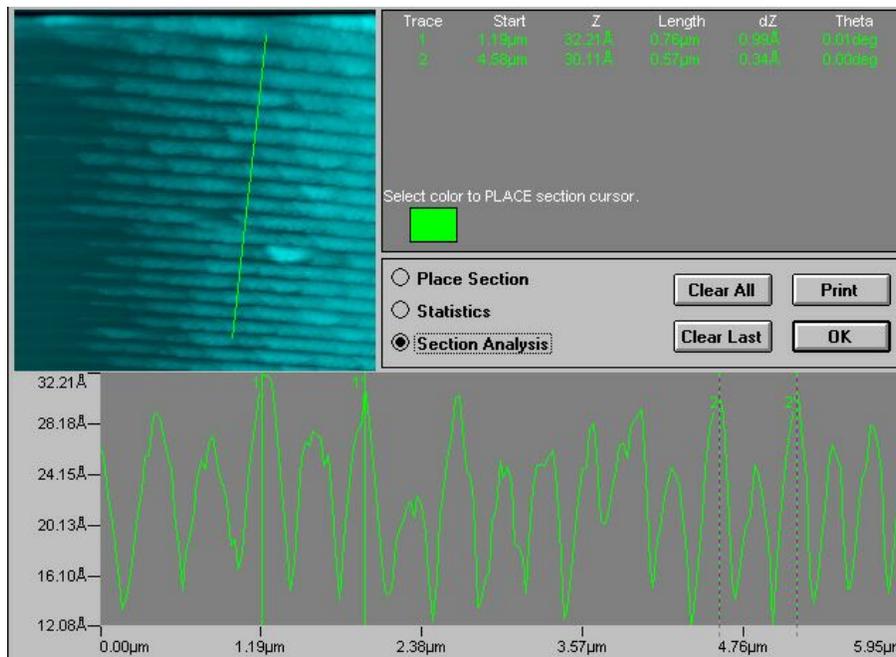


Abbildung 23: Cross-Section von Gold mit einer Auflösung von $70 \mu m$ mal $70 \mu m$

Aus den gemessenen Werten ergibt sich ein Korrekturfaktor von $2,5 \pm 0,5$. Um diesem Faktor muss man also die folgenden Messwerte von Graphit erhöhen. Der große Fehler verhindert eine genaue Überprüfung der Kalibrierung des verwendeten RTM.

3.3.2 Messung am HOPG

Nach mehreren erfolglosen Versuchen erhielten wir schließlich ein brauchbares Bild des Graphit. Dabei haben wir folgende Einstellungen verwendet:

Auflösung	20 Å auf 20 Å
Max scanner range	25000 Å (fälschlicherweise)
Spannung	0,21 Volt
Tunnelstrom	14,00 nA
Delay	0,800 ms
scan magnification:	250
	line removal

Die Cross-Section [24] ermöglicht das Ausmessen einer Elementarzelle:

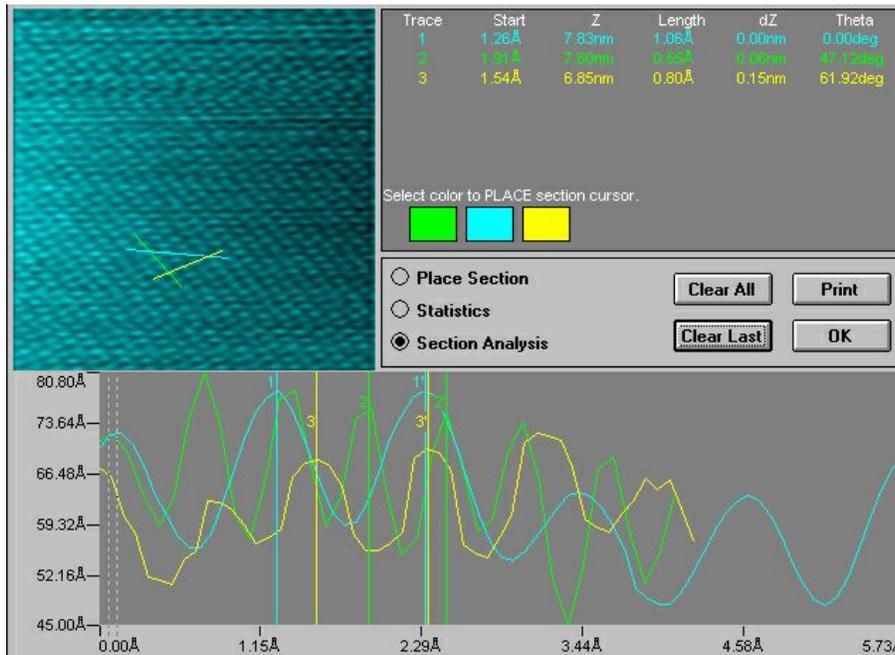


Abbildung 24: Cross-Section von HOPG mit einer Auflösung von 20 Å mal 20 Å

Man stellt fest, dass die korrigierten Werte wenigstens teilweise ähnlich dem bekannten Wert der Elementarzelle von 2,46 Å sind. Allerdings unterscheiden sie sich untereinander in den verschiedenen Richtungen deutlich. Das Bild ist also deutlich verzerrt, was möglicherweise damit zusammen hängt, dass sich das Verändern des “Max scanner range” unterschiedlich stark auf die verschiedenen Richtungen des Piezos auswirkt.

Bei der nächsten Messung wählten wir eine größere Auflösung von 8 Å mal 8 Å. Die verwendete Einstellung:

Auflösung	8 Å auf 8 Å
Max scanner range	25000 Å (fälschlicherweise)
Spannung	0,21 Volt
Tunnelstrom	14,00 nA
Delay	0,000 ms
scan magnification:	250
	line removal

Auf das erhaltene Bild haben wir eine Fast-Fourier-Transformation und einen Hochpass angewandt. Man erkennt die hexagonale Struktur an den sechs hellen Punkten [25].

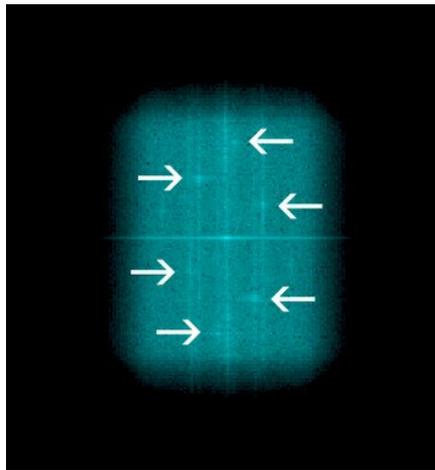


Abbildung 25: Fourier-Transformierte von HOPG

Führt man nun die inverse FFT durch, so erhält man ein deutlich klareres Bild [26].

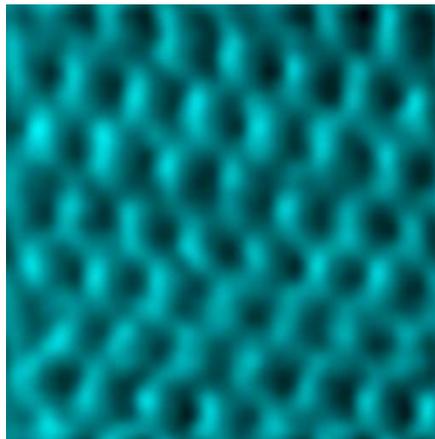


Abbildung 26: HOPG nach der Bearbeitung

Auch hier bringt die Messung der Elementarzelle in der Cross-Section ein ähnliches Ergebnis wie zuvor [27].

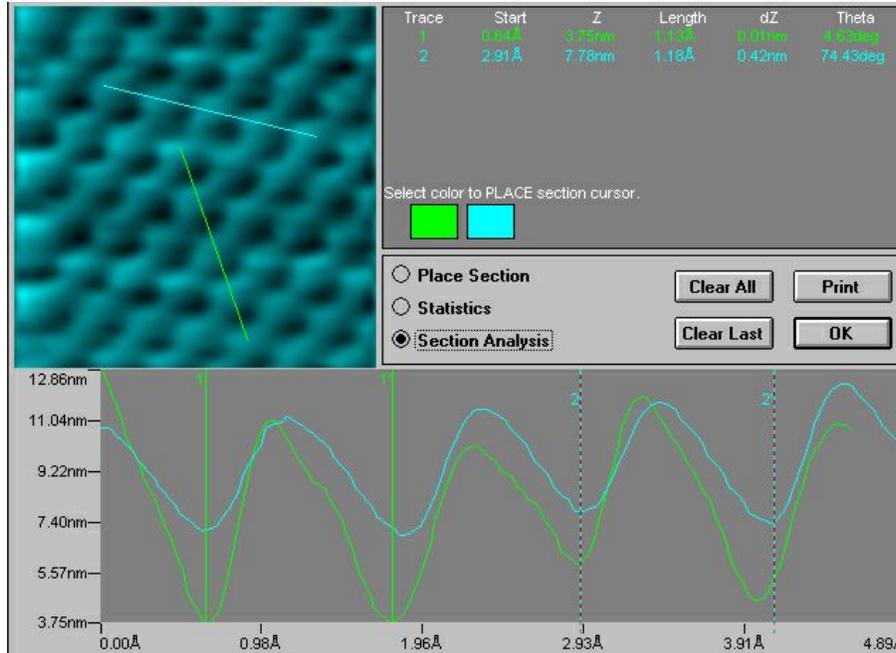


Abbildung 27: Cross-Section von HOPG mit einer Auflösung von 8 \AA mal 8 \AA

Die korrigierten Werte der Elementarzelle sind hier etwa 20 % zu groß, liegen aber noch deutlich innerhalb des Fehlers, der durch den Korrekturfaktor verursacht wird.

Literatur

- [1] Instructional STM workbook Burleigh Instruments Inc.
- [2] Birnesser / Wagner: Protokoll "Raster-Tunnel-Mikroskopie", August 2002
- [3] Brieger / Rill: Protokoll "Raster-Tunnel-Mikroskopie", September 2002
- [4] Hamann / Hietschold: "Raster-Tunnel-Mikroskopie", Akademie Verlag GmbH, Berlin 1991
- [5] Ashcroft / Mermin: "Festkörperphysik", Oldenburg Wissenschaftsverlag, 2001
- [6] H. Vogel: "Gerthsen Physik", Springer Verlag, 1999
- [7] Magonov / Whengbo: "Surface Analysis with STM and AFM", VHC Verlagsgesellschaft mbH, 1996