



Technische Universität Wien

DIPLOMARBEIT

Rastersondenmethoden für die atomar aufgelöste Abbildung von Oberflächen

Ausgeführt am Institut für

Allgemeine Physik

der Technischen Universität Wien

unter der Anleitung von

ao.Univ.-Prof. Mag. Dipl.-Ing. Dr.tech. **Friedrich Aumayr**

durch

Manfred Schabernig

Riedweg 8

9500 Villach

Datum

Unterschrift (Student)

gewidmet meinen Eltern und
meinen beiden Schwestern

Inhaltsverzeichnis

- 1. Einleitung**
- 2. Darstellung unterschiedlicher Rastersondenmethoden und deren Funktionsweisen**
 - 2.1 Das Rastertunnelmikroskop**
(Scanning Tunneling Microscope)
 - 2.2 Das Rasterkraftmikroskop**
(Atomic Force Microscope)
 - 2.3 Andere Mikroskope**
 - 2.3.1. Magnetometrie (Magnetic Force Microscopy)
 - 2.3.2. Optische Nahfeldmikroskopie
 - 2.3.3. Das Transmissions-Elektronenmikroskop
 - 2.3.4. Das Raster-Elektronenmikroskop
- 3. Was zeigen Rastersondenmikroskopaufnahmen wirklich?**
- 4. Beispiele für die Anwendungen der Rastersondenmethoden**
 - 4.1 Beobachtung von Lebensvorgängen im Rasterkraftmikroskop**
 - 4.2 Oberflächenanalyse metallischer Legierungen mit dem Rastertunnelmikroskop**
 - 4.3 Oberflächenmanipulationen mit beiden Methoden**

5. Aufbau und Beschreibung des Demonstrationsmodells

5.1 Aufbau

5.1.1. Die einzelnen Bauteile

5.1.2. Die mechanischen Teile in Grund- und Aufriss

5.1.3. Elektrische Schaltpläne

5.2 Die unterschiedlichen Betriebsmoden

5.3 Was kann man mit dem Modell sehen?

5.4 Einsatz des Modells während der ScienceWeek@Austria2001 und im Zuge der Übungsphase im Gymnasium des Konvents der Dominikanerinnen.

Zusammenfassung

Literatur- und Abbildungsverzeichnis

Lebenslauf

Danksagung

1. Einleitung

Im Altertum vertraten die griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit (um 500 v. Chr.) als erste die Auffassung, die Materie sei nicht uneingeschränkt teilbar, sondern aus kleinsten, nicht weiter teilbaren Bausteinen (atoma) aufgebaut. Diese Gedanken wurden erst wieder aufgegriffen, als J. Dalton 1808 erkannte, daß sich die chemischen Elemente nur in ganz bestimmten Massenverhältnissen zu Verbindungen vereinigen; er erklärte dies durch den Aufbau aus gleichartigen kleinen Teilchen. Etwa gleichzeitig wurde die Natur der Elektrizität entdeckt (M. Faraday, H. L. F. Helmholtz, H. R. Hertz) und die elektrische Elementarladung bestimmt. Auch die kinetische Gastheorie (R. J. E. Clausius, J. C. Maxwell, L. Boltzmann) zur Aufklärung der thermischen Eigenschaften der Materie gab ebenfalls einen deutlichen Hinweis auf die atomistische Struktur der Materie [1].

Die eigentlichen Untersuchungen des Atomaufbaus und damit auch der Analyse atomarer Oberflächen begannen mit den Versuchen von E. Rutherford zur Streuung von Alphateilchen an Folien und P. Lenard über den Durchgang von Elektronenstrahlen durch Materie.

Um 1913 gelang es N. Bohr, das Wasserstoffspektrum und den Bau des Wasserstoffatoms aufzuklären.

Die Arbeit von L.-V. de Broglie über die Doppelnatur des Lichts erlaubten E. Schrödinger ein wellenmechanisches Atommodell und W. Heisenberg schließlich ein quantenmechanisches Atommodell zu entwerfen [2].

Alle diese Wissenschaftler waren in ihrer Zeit brillant und ihre Entdeckungen halfen mit, den Aufbau der Materie zu erklären. Ein „direktes“ Abbild der Atome und der atomaren Oberflächen blieb ihnen aber verwehrt, da es mit den zu ihrer Zeit vorhandenen Mikroskopietechniken nicht möglich war, in atomare Dimensionen vorzudringen. Mit Lichtmikroskopen ist es nicht möglich, Strukturen aufzulösen die wesentlich kleiner als die verwendete Lichtwellenlänge ($400 - 700\text{nm}$) sind.

Einen ersten wichtigen Schritt in Richtung atomarer Auflösung stellt die Entwicklung des Feld-Ionen-Mikroskops von Russel D. Young 1971 dar, bei dem die

Spitze piezoelektrisch in allen drei Raumrichtungen mit einer Genauigkeit von etwa 1nm positioniert werden konnte [3].

Die dabei benötigten Stallelemente waren ein entscheidender Beitrag für die Entwicklung des Rastertunnelmikroskops (engl.: Scanning Tunneling Microscope, STM) 1981 durch Gerd Binnig und Heinrich Rohrer am IBM-Forschungslabor Zürich in Rüschlikon [4]. Mit einer feinen Spitze tastet dieses Gerät eine elektrisch leitende Oberfläche ab. Je nach Abstand zwischen Spitze und Oberfläche ändert sich die Wahrscheinlichkeit für Elektronen, die Distanz zu überbrücken und ein entsprechend starker - nur quantenmechanisch zu erklärender - „Tunnelstrom“ tritt auf. Dessen Messung ermöglicht, auf den Abstand und damit auf die (bei genügend kleinen untersuchten Bereichen atomar aufgelöste) Verteilung der elektronischen Struktur der Oberfläche zu schließen.

Binnig und seinem Mitarbeiter Christoph Gerber gelang es schon wenige Jahre später (1986) gemeinsam mit Calvin F. Quate von der Universität Stanford das Prinzip auf elektrisch nicht leitende Oberflächen zu übertragen [5]. Das sogenannte Rasterkraftmikroskop (engl.: Atomic Force Microscope, AFM) misst mit einfachen mechanischen Mitteln Kräfte zwischen Atomen und erreicht so eine atomar aufgelöste Abbildung von Oberflächen, ohne auf den Tunneleffekt angewiesen zu sein. Wie das Tunnelmikroskop ist auch dieses System weitgehend unabhängig von den jeweiligen Umgebungsbedingungen, das heißt, Messungen bei variabler Temperatur, im Vakuum, in Luft oder in Flüssigkeit sind möglich, eine wichtige Voraussetzung für die praktische Anwendung.

In weiterer Folge wurden eine Vielzahl verschiedener Systeme für unterschiedliche Anwendungen entwickelt. So kann man zum Beispiel mit magnetisch abbildenden Rastersondenverfahren neue Einblicke in die magnetischen Phänomene im Nanometerbereich gewinnen. Bald ergaben sich andere Anwendungen, da sich die Rastersonden auch als Werkzeuge eignen, mit denen man atomare Systeme manipulieren kann, indem man die Sonden-Spitzen zum Schneiden oder Greifen einsetzt.

Im Rahmen dieser Lehramtsdiplomarbeit war ein Demonstrationsmodell zu bauen, anhand dessen die prinzipiellen Funktionsweisen des Rastertunnel- und Rasterkraftmikroskops (AFM und STM) auch Schülern einer Allgemeinbildenden Höheren Schule erklärt werden können.

Kapitel 2 beschreibt die prinzipiellen Funktionsweisen der Rastertunnel- und Rasterkraftmikroskopie.

Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Frage, was bei diesen Methoden tatsächlich gemessen und damit auch dargestellt wird.

Verschiedene Anwendungsbeispiele für die Rastersondenmethoden werden in Kapitel 4 aufgezeigt.

In Kapitel 5 wird der eigentliche Aufbau des Demonstrationsmodells und sein Einsatz bei der ScienceWeek@Austria2001 und im Schulpraktikum dokumentiert.

2. Darstellung unterschiedlicher Rastersondenmethoden und deren Funktionsweisen

2.1 Das Rastertunnelmikroskop (Scanning Tunneling Microscope, STM)

Allgemeines zum STM

Das Rastertunnelmikroskop wurde Anfang der achtziger Jahre entwickelt (Nobelpreis für Physik 1986 an G. Binnig und H. Rohrer). Die Abbildungen 2.1 - 2.3 zeigen einige dieser Anlagen, so wie sie heute in Verwendung sind, oder waren. Man sieht, daß es neben recht einfach zu handhabenden, unter Luftdruck arbeitenden Rastertunnelmikroskopen auch Geräte mit aufwendigen Vakuumapparaturen gibt. So kann man mit einfachen Rastertunnelmikroskopen (Abb. 2.3) meistens nicht einzelnen Atome unterscheiden, sondern nur größere Strukturen auf der Oberfläche erkennen.

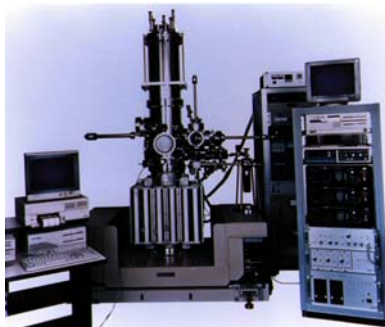


Abb. 2.1, Rastertunnelmikroskop [6]

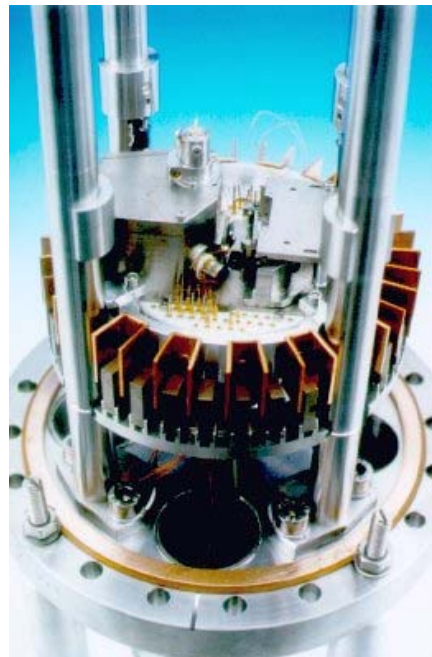


Abb. 2.2, Omicron UHV-AFM/STM [7]



Abb. 2.3, Rasterkraftmikroskop [8]

Für viele Anwendungen im Bereich der Oberflächenbeschichtung oder Materialprüfung ist dies ausreichend genau und dazu noch eine relativ kostengünstige und schnelle Methode. Die beiden anderen Geräte (Abb. 2.1 und Abb. 2.2) arbeiten im Ultrahochvakuum.

Trotz der Verschiedenheiten in den Anwendungen und im Aussehen können aber alle Geräte durch einige zentrale Teile und deren physikalischen Eigenschaften, beschrieben werden. Wenn man sich eine schematische Darstellung (Abb. 2.4) betrachtet, so sieht man, daß Aufbau und Funktionsprinzip eines Rastertunnelmikroskops nicht schwierig sind.

Die wesentlichen Teile dabei sind eine entsprechend feine Spitze und eine relativ glatte, leitende Probenoberfläche. Diese Spitze wird nun in einem sehr geringen Abstand, im Regelfall etwa 0.5 bis 1.5 nm über der Oberfläche bewegt, ohne diese zu berühren. Die Bewegung erfolgt mittels piezoelektrischen Stallelementen. Legt man nun zwischen Spitze und Oberfläche eine Spannung an, kommt es zum, mit der klassischen Elektrodynamik nicht zu erklärenden, Tunneleffekt. Dieser Effekt beschreibt das Fließen von Strom, obwohl es keine leitende Verbindung zwischen den beiden Oberflächen gibt und wird für die atomar aufgelösten Abbildungen der Oberfläche verwendet.

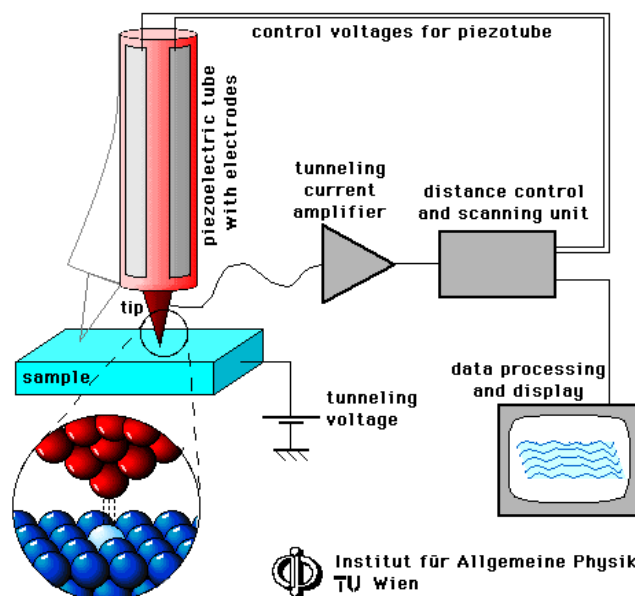


Abb. 2.4, Funktionsprinzip eines STMs [9]

Als typische Betriebsbedingungen gelten 0.1 bis 10 nA Tunnelstrom bei einer Tunnelspannung von 1 mV bis einigen Volt. Die weiteren Teile sind notwendig, um die Versuchsbedingungen über längere Zeit aufrecht zu erhalten, die gemessenen

Ströme entsprechend zu verstärken und durch Messgeräte verursachte Störungen herauszufiltern, um so reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten.

Im praktischen Fall zeigt sich nämlich, daß es sehr große Probleme bereitet, alle äußeren Störungen auszukoppeln. Schwierigkeiten gibt es in vielen Bereichen, so ist es zum Beispiel nicht einfach, die Spitzen so genau und präzise in einer großen Stückzahl zu formen. Die bei einigen Geräten recht umfangreiche Vakuumapparatur kann auch immer wieder für Probleme sorgen, da durch sie viele Störungen auf das Messgerät übertragen werden können. Jede Vibration und jedes elektromagnetische Feld, daß sich in der Nähe der Probe befindet, kann die Messung beeinflussen und so ein verfälschtes Resultat verursachen.

Der Tunneleffekt

Der bei einem Rastertunnelmikroskop auftretende Tunneleffekt ist nur quantenmechanisch zu erklären und zeigt den Welle-Teilchen-Dualismus. Für ein klassisches Teilchen ist es nicht möglich, eine Barriere, zum Beispiel eine nicht leitende Verbindung zwischen zwei Leitern, die ein höheres Energieniveau als das Teilchen selbst hat, zu überwinden. Das Teilchen muß, wenn es die Barriere klassisch überwinden will, zuerst unter Aufwendung zusätzlicher Energie auf das gleiche Energieniveau gebracht werden. Eine Materiewelle hingegen wird bei zu geringer Energie an der Barriere reflektiert und bildet im Inneren des Metalls eine stehende Materiewelle aus. Diese Materiewelle klingt außerhalb des Metalls exponentiell mit der Entfernung zur Metalloberfläche ab. Der beschriebene Sachverhalt ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

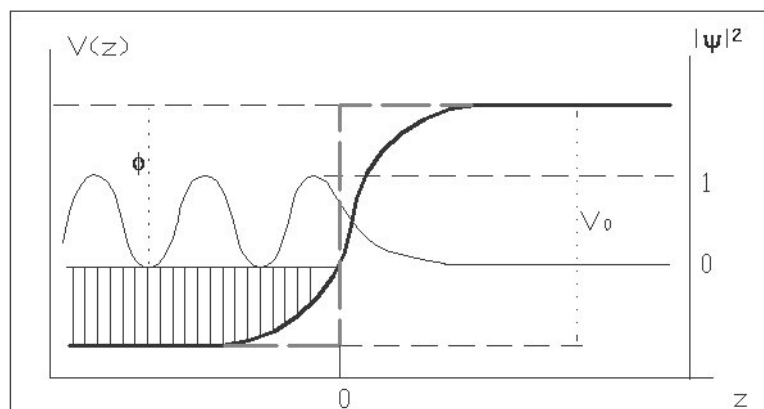


Abb. 2.5, Stufenpotential mit Verlauf der potentiellen Energie [10]

Diese allgemeine Situation soll nun etwas genauer für die Situation eines Teilchens, das durch eine Barriere mit sehr geringer Breite durchtunnelt, erklärt werden [11]. Als Ausgangspunkt betrachtet man dabei ein freies Teilchen der Masse m , das sich mit gleichförmiger Geschwindigkeit v in x -Richtung bewegt. Die entsprechende Materiewelle hat dann wegen dem Impuls $p = \hbar k$ und der Energie $E = \hbar \omega = E_{kin}$ ($E_{pot} = 0$) die Form

$$\psi(x, t) = A e^{i(kx - \omega t)} = A e^{(i/\hbar)(px - E_{kin}t)}$$

wobei $E_{kin} = p^2 / 2m$ die kinetische Energie des Teilchens ist.

Da hier nur der stationäre Fall, in dem p und E nicht von der Zeit abhängen, betrachtet wird, kann man die Wellenfunktion aufspalten in einen nur vom Ort bzw. nur von der Zeit abhängigen Faktor

$$\psi(x, t) = A e^{ikx} \cdot e^{-i\omega t} = \psi(x) \cdot e^{-i\omega t}.$$

Mit Verwendung der Wellengleichung für Wellen, die sich mit der Phasengeschwindigkeit u in x -Richtung ausbreiten

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial t^2},$$

erhält man nun für die Ortsfunktion $\psi(x)$ wegen $k^2 = p^2 / \hbar^2 = 2mE_{kin} / \hbar^2$ folgende Gleichung

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -k^2 \psi(x) = -\frac{2m}{\hbar^2} \cdot E_{kin} \cdot \psi(x).$$

Ist die Gesamtenergie konstant $E = E_{kin} + E_{pot}$, so ergibt sich dann mit $E_{kin} = E - E_{pot}$ die eindimensionale stationäre Schrödingergleichung

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + E_{pot} \psi(x) = E \psi(x).$$

Die Frage ist nun, wie verhält sich ein Teilchen, wenn es sich durch eine endliche Barriere $0 \leq x \leq a$ (Bereich II) mit einer potentiellen Energie $E_{pot}(x) = E_0$ bewegt. Außerhalb der Barriere, also im Bereich für $x < 0$ (Bereich I) und $x > a$ (Bereich III) ist die Energie $E_{pot}(x) = 0$. Die Abbildung auf der nächsten Seite zeigt die drei Bereiche, die sich nun ergeben und die jetzt behandelt werden [12].

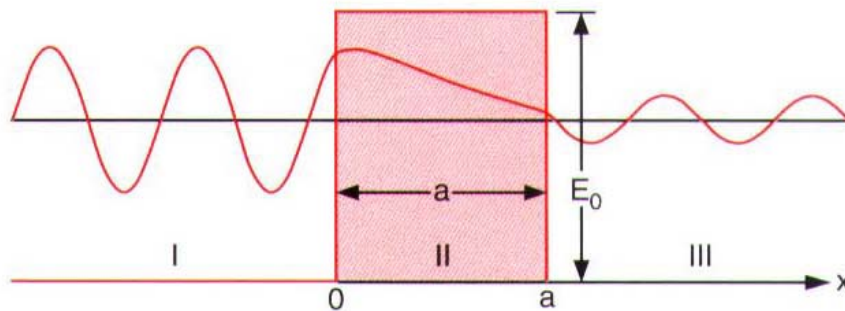


Abb. 2.6, Bereiche der Wellenfunktion [13]

Im Bereich (I) ist die potentielle Energie $E_{pot} = 0$ und man erhält die Schrödingergleichung des freien Teilchens

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = E\psi(x).$$

Mit der Gesamtenergie $E = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ reduziert sich die Gleichung nun auf

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -k^2\psi(x)$$

mit der allgemeinen Lösungsfunktion $\psi_I(x) = A \cdot e^{ikx} + B \cdot e^{-ikx}$, wobei der zweite Term den an der Barriere reflektierten Anteil darstellt.

Im Bereich (II) bringt die Schrödingergleichung

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - E_0)\psi(x) = 0$$

wegen $E < E_0$ folgende Lösung: $\psi_{II}(x) = C \cdot e^{\alpha x} + D e^{-\alpha x}$.

wobei für α gilt: $\alpha = \sqrt{2m(E_0 - E)} / \hbar$.

Der Übergang vom ersten in den zweiten Bereich muß überall stetig differenzierbar sein, da sonst die zweite Ableitung $d^2\psi(x)/dx^2$ nicht definiert und damit die Schrödingergleichung nicht anwendbar wäre. Dies ergibt die Randbedingungen für

$x = 0$: $\psi_I(x=0) = \psi_{II}(x=0)$ bzw. $A + B = C + D$ und $\frac{d\psi_I}{dx}(x=0) = \frac{d\psi_{II}}{dx}(x=0)$
 und damit $ik(A - B) = -\alpha(C - D)$.

Für $E < E_0$ ist α reell und der Koeffizient C muß Null sein, da sonst $\psi_{II}(x)$ für $x \rightarrow +\infty$ unendlich würde. Es ergeben sich damit

$$B = \frac{ik + \alpha}{ik - \alpha} A \quad D = \frac{2ik}{ik - \alpha} A$$

Der Anteil der reflektierten Teilchen ergibt sich aus

$$R = \frac{|B \cdot e^{-ikx}|^2}{|A \cdot e^{ikx}|^2} = \frac{|B|^2}{|A|^2} = \left| \frac{ik + \alpha}{ik - \alpha} \right|^2 = 1$$

Es gibt einen Bereich innerhalb bzw. auch hinter der Barriere in dem mit einer gewissen Aufenthaltswahrscheinlichkeit noch Teilchen anzutreffen sind. Diese Wahrscheinlichkeit $W(x)$ ist durch

$$W(x) = |\psi_{II}|^2 = |D \cdot e^{-\alpha x}|^2 = \frac{4k^2}{\alpha^2 + k^2} |A|^2 e^{-2\alpha x} = \frac{4k^2}{k_0^2} |A|^2 e^{-2\alpha x}$$

wobei $k_0^2 = 2mE_0 / \hbar^2$ ist, gegeben. Nach einer Strecke $x = 1/(2\alpha)$ ist die Eindringwahrscheinlichkeit auf $1/e$ ihres Wertes bei $x = 0$ abgesunken.

Die andere Möglichkeit $E > E_0$, bei der alle Teilchen in den Bereich (II) mehr oder weniger stark verlangsamt eindringen, führt zu Lösungen der Form

$$\psi_{II}(x) = Ce^{-ik'x} + De^{ik'x}$$

wobei hier $k' = \sqrt{2m(E - E_0)} / \hbar = i\alpha$ ist. Da es für $x > 0$ keine Teilchen gibt, die sich in $-x$ -Richtung bewegen, muß $C = 0$ sein und damit ergibt sich aus den Randbedingungen

$$B = \frac{k - k'}{k + k'} A \quad D = \frac{2k}{k + k'} A$$

und damit für die Wellenfunktion

$$\psi_{II}(x) = \frac{2k}{k+k'} A \cdot e^{ik'x}$$

und der Reflexionskoeffizient $R = \frac{|B|^2}{|A|^2} = \left| \frac{k-k'}{k+k'} \right|^2$. Wie in der Optik ist der Transmissionskoeffizienten durch den einfachen Zusammenhang $T + R = 1$ bestimmt und ergibt sich aus

$$T = \frac{k'|D|^2}{k|A|^2} = \frac{4k \cdot k'}{(k+k')^2}$$

Auch im Fall $E = E_0$ tritt vollständige Reflexion auf. Für diesen Fall wird $\alpha = 0$ und $k' = 0$ und daher der Reflexionskoeffizienten $R = 1$.

Der Bereich (III) besteht im Wesentlichen aus einem einzigen Term sehr ähnlich dem ursprünglichem $\psi_{III}(x) = A' \cdot e^{ikx}$, da es keinen Anteil einer reflektierten Welle gibt.

Für den Tunneleffekt, nochmals in der Abbildung dargestellt, kann nun folgendes aus den besprochen drei Teilbereichen zusammenfassend angesetzt werden.

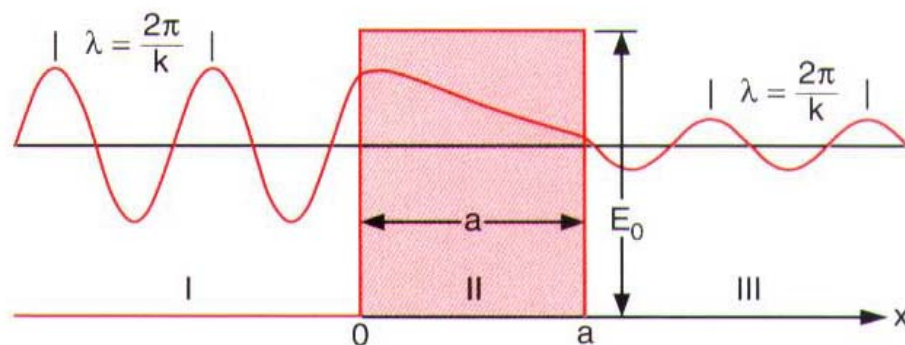


Abb. 2.7, Verlauf der Wellenfunktion durch eine Rechteckbarriere [14]

$$\psi_I(x) = A \cdot e^{ikx} + B \cdot e^{-ikx} \quad \psi_{II}(x) = C e^{\alpha x} + D e^{-\alpha x} \quad \psi_{III}(x) = A' \cdot e^{ikx}$$

Aus den Randbedingungen

$$\begin{aligned}\psi_I(0) &= \psi_{II}(0) & \psi_{II}(a) &= \psi_{III}(a) \\ \psi'_I(0) &= \psi'_{II}(0) & \psi'_{II}(a) &= \psi'_{III}(a)\end{aligned}$$

kann mit den Koeffizienten A, B, C, D, A' das Transmissionsvermögen T der Barriere nun für $E < E_0$ bestimmt werden

$$T = \frac{v \cdot |A'|^2}{v \cdot |A|^2} = \frac{1 - E/E_0}{(1 - E/E_0) + (E_0/4E) \cdot \sinh^2(\alpha \cdot a)}$$

mit $\alpha = \sqrt{2m(E_0 - E)} / \hbar$.

Für große Breiten a der Barriere ($\alpha \cdot a \gg 1$) läßt sich T wegen

$$\sinh x = (e^x - e^{-x})/2 \approx \frac{1}{2} e^x \text{ für } x \gg 1 \text{ annähern durch}$$

$$T = \frac{16E}{E_0^2} (E_0 - E) \cdot e^{-2\alpha a}.$$

Ist zum Beispiel $E = E_0/2, a = \lambda = \hbar / \sqrt{2mE} \Rightarrow \alpha \cdot a = 1$, dann ergibt sich mit $\sinh^2 1 = 1,38$

$$T = \frac{0,5}{0,5(1 + \sinh^2 1)} \approx 0,42$$

d.h. eine Tunnelwahrscheinlichkeit von 42%

Das heißt, die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $W(x)$ ist im wesentlichen proportional zu $|\psi_{II}(x)|^2$. Sie klingt deshalb exponentiell mit $e^{-2\alpha x}$ ab. Die Breite a der Barriere ist entscheidend für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit und daher für die Transmission von Elektronen, aus einem besetzten Zustand der Spitze in einem Bereich „außerhalb“ des Leiters. Diese Transmission kann näherungsweise nach Bardeen auch durch

$$W(x) \propto |\psi(a)|^2 \propto e^{-2\alpha a}$$

abgeschätzt werden [15]. Der Tunnelstrom ist dieser Transmission proportional. Die Änderung des Stromes mit dem Abstand erfolgt exponentiell z.B. mit einem Faktor

5 bis 10, wenn man den Abstand um $0.1nm$ verändert. Auf der anderen Seite kann man aber, wenn der Tunnelstrom auf wenige Prozent genau konstant gehalten wird, eine Auflösung von bis zu $1pm$ erhalten.

Für eine genauere Betrachtung des Tunnelstroms sind natürlich noch einige andere Größen zu berücksichtigen, da bei dieser Betrachtungsweise zum Beispiel auf die Materialeigenschaften der Probe und der Spitze, auf die dreidimensionale Struktur der Oberflächen, Wechselwirkungen zwischen Probe und Spitze, die Spannungsabhängigkeit des Tunnelstroms und Bewegungen der Atome durch Kräfte zwischen Spitze und Probe nicht beachtet werden.

Die Größe des Tunnelstromes selbst kann auch mit der Tersoff-Hamann-Näherung [16] abgeschätzt werden. Die wesentliche Vereinfachungen dieser Abschätzung ist die Annahme, daß die Spitzenwellenfunktion, also der exponentiell abklingende Bereich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit, wie die Funktion $1/(\kappa \cdot |r - r_s|) \cdot e^{(-\kappa \cdot |r - r_s|)}$ bei $r \rightarrow \infty$, im Vakuum abfällt. Das heißt, es wird die Spitze als Kugel mit Radius R und der Abstand von Spitze und Probe mit d angenommen. Der Tunnelstrom ist dann abhängig von der lokalen Zustandsdichte der Probe am Energieniveau der Barrierenhöhe am Ort der Spitze mit dem Abstand $R + d$.

$$I \sim \rho(r_s, E) \cdot U \cdot e^{(-2\kappa s)}$$

Wenn der Abstand von Probe und Spitze zu gering wird, in etwa Abstände von unter $0.5nm$ erreicht, dann kommt es zu Wechselwirkungen der elektronischen Zustände von Spitze und Probe und sie können dann nicht mehr als unabhängige Zustände betrachtet werden. Der kleinste auflösbare Abstand, den man erreichen kann, wird mit dieser Näherung durch

$$\Delta x_{\min} = \sqrt{\frac{2(R + d)}{\kappa}}$$

beschrieben und liegt dadurch bei $1/\kappa \approx 0.1nm$ und $(R + d) \approx 0,5nm$ bei $0.316nm$. Das heißt man erreicht in etwa den gewünschten Bereich der atomaren Abstände bei Metallen ($0,25 - 0,35nm$) und somit atomare Auflösung. Messungen an Graphit

(atomaren Abstand zweier Atome $\sim 0,2nm$) sind mit atomarer Auflösung möglich, auch wenn dafür die Näherung in dieser einfachen Form nicht verwendbar ist.

Zum Abschluss diese Kapitels sollen die folgenden Abbildungen einen Einblick in den zeitlichen Verlauf eines Tunnelvorgangs mit einem elastischen Wellenpaket (Superposition ebener Wellen) geben. Man erkennt dabei ein Wellenpaket, das sich der Barriere nähert, wie es dabei zu konstruktiven und destruktiven Interferenzerscheinungen kommt und wie sich dann eine reflektierte und eine durchgelassene Welle ausbildet.

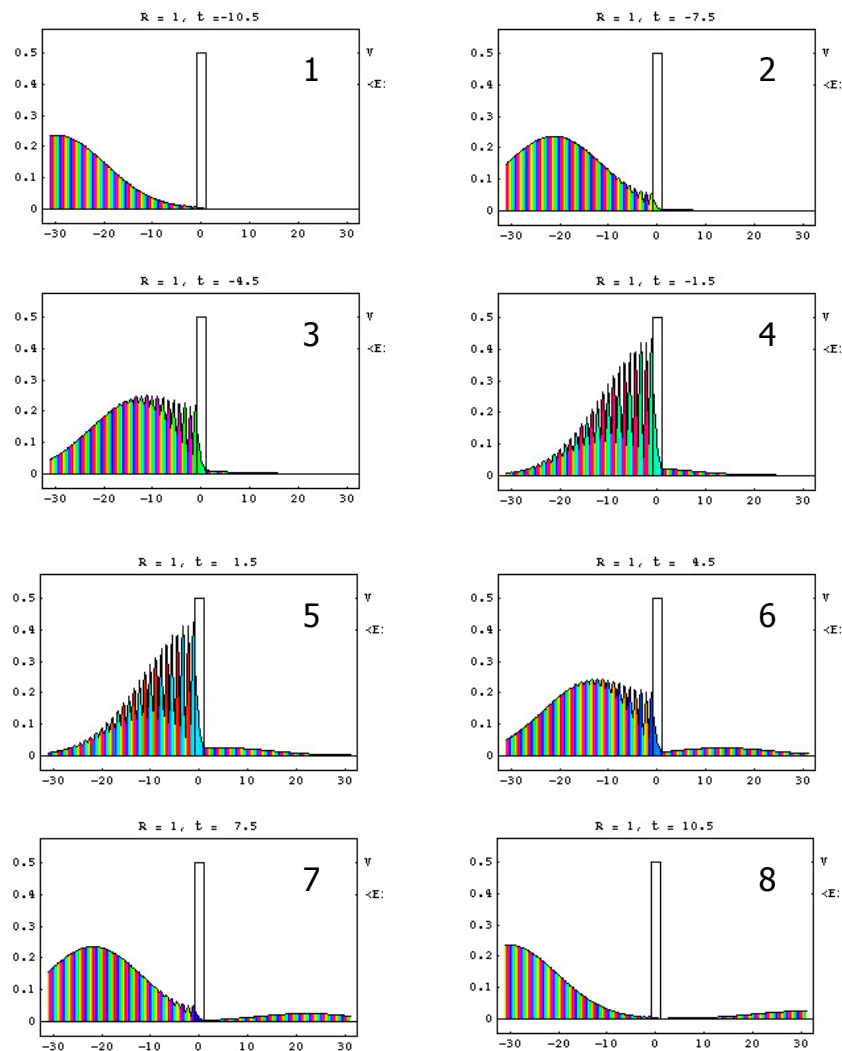


Abb. 2.8, Materiewellenpaket durchtunnelt eine Potentialbarriere [17]

Das piezoelektrische Rasterelement

Ein ganz anderes Problem, das bis jetzt noch nicht besprochen wurde, ist die Frage nach der genauen nachvollziehbaren und steuerbaren Bewegung der Spitze über die Probenoberfläche. Wenn atomare Auflösung erzielt werden soll, dann muss man auch in der Lage sein, die Spitze entsprechend genau über die Oberfläche zu bewegen. Diese in allen drei Raumrichtungen exakte Bewegungsfreiheit wird mit piezoelektrischen Rasterelementen realisiert. Diese Elemente sind je nach Bauart aus einem dreigeteilten Einzelement, oder aus drei, für je eine Raumrichtung bestehenden Einzelbauteilen, zusammensetzt.

Die Elemente beruhen auf dem transversalen piezoelektrischen Effekt. Mit diesem Effekt wird die Ausdehnung von Kristallen vorwiegend senkrecht zu einem angelegten elektrischen Feld beschrieben. Dabei kann die Längenänderung sehr genau gesteuert werden und verhält sich nach folgender Formel [18]

$$\Delta L = d_k \cdot L \cdot E$$

Die Längenänderung ΔL entspricht dem angelegten elektrischen Feld E mal der Länge L mal einem transversalen piezoelektrischen Koeffizienten d_k . Wenn man die Spannung, also das angelegte Feld, sehr genau ändern kann und der Koeffizient in ausreichender Genauigkeit bekannt ist, läßt sich so eine Rastereinheit sehr fein abstimmen. Als Materialien werden meist Keramiken wie zum Beispiel Blei Zirkon Titanat (PZT) verwendet. Mit unterschiedlichen Mischungsverhältnissen kann eine Veränderung der Curietemperatur, also jener Temperatur, ab der sich der Kristall in einem angelegten elektrischen Feld magnetisch verhält, und dem piezoelektrischen Koeffizienten hergestellt werden. Die geringen Ausdehnungen, in die nicht zur Richtung des angelegten elektrischen Feldes normalen Raumrichtungen, sind für die Betrachtung mit einem STM nicht von großer Bedeutung, da diese Längenänderungen keine Auswirkung auf das Messgerät haben. Die piezoelektrische Steuerung wird nur für die Annäherung an die Probe entlang einer Raumrichtung benötigt.

Dämpfungseinrichtungen

Konsequente Schwingungsisolation ist besonders bei einem mechanisch hochpräzisen Mikroskop unabdingbar. Als Störungen kommen viele verschiedenste Einflüsse in Frage. So können zum Beispiel über den Fußboden Trittschallschwingungen auf die Messapparatur übertragen werden. Auch jeder in und an dem Messgerät arbeitende Elektromotor kann in diesem Fall mechanische oder elektrische Schwingungen auf die Spitze übertragen und somit den Tunnelstrom beeinflussen. Sind also einige der Störungen relativ einfach zu beheben, wie zum Beispiel durch einfaches Abschalten von Geräten, so kann es bei Vibrationen, die von der Messapparatur und der Vakuumeinrichtung erzeugt werden, oder die von Gebäudeschwingungen herrühren, notwendig sein, aufwendige mechanische und elektronische Dämpfungseinrichtungen einzubauen. In den meisten Fällen wird dabei eine Kombination von verschiedenen Systemen verwendet. Alle wesentlichen Teile stehen dabei meistens auf einem speziellen Unterbau, einem sogenannten Dämpfungstisch, der Gebäudeschwingungen zum Großteil auskoppelt. Dieser Tisch besteht im Wesentlichen aus mehreren Stoßdämpfern, die entweder mit Öl oder Luft arbeiten, und/oder der Tisch ist auf großen Federn mit großer Federkonstanten aufgehängt.

Als weiterer Dämpfungsteil ist in manchen Fällen (z.B. Omicron UHV AFM/STM) auch das Messgerät selbst durch eine magnetische Dämpfungseinrichtung vom restlichen Instrument entkoppelt. Diese Wirbelstromdämpfung besteht aus einem fix montierten Kranz von Elektromagneten und einer beweglichen Plattform, auf der die eigentliche Messapparatur befestigt ist. Die Plattform besitzt an ihrer Außenseite ringförmig angeordnete Metallplatten, die, wenn man sie von oben in die Magnete einbringt, genau zwischen diese hineinpassen. Wenn man die Magnete unter Strom setzt, so führt eine weitere Bewegung der Metallplatten im Magnetfeld (durch Stöße von außen) zur Bildung von Wirbelströmen in den Platten. Diese Wirbelströme wirken auf Grund der Lenzschen Regel genau der ursprünglichen Bewegung entgegen und dämpfen diese dadurch sehr stark [19].

Herstellung von STM- Spitzen

Qualität und Auflösung eines Rastertunnelmikroskopbildes hängen im großen Maße von der Feinheit der verwendeten Spitzen ab. Im Idealfall hatte die Spitze auf ihrem vordersten Ende nur ein Atom. Im Realfall handelt es sich um einige Atome und so ist das Abbild der Oberfläche immer eine Mischung von Spitzenprofil und Oberflächenprofil.

Es gibt mehrere Methoden um brauchbare Spitzen zu produzieren. Die einfachste Methode ist das Abschleifen eines Wolframdrahtes mit einer Schleifscheibe, oder einfaches schräges Abzwicken mit einer Zange. Meistens wird diese Methode aber keine brauchbaren Spitzen ergeben. Für das easyScan- Rastertunnelmikroskop von Abb. 2.3 zum Beispiel aber reichen solche Spitzen.

Die übliche Methode ist eine elektrochemische Ätzung [20]. Dabei verwendet man Metalldrähte aus Wolfram, Platin oder Platin-Iridium mit einem Durchmesser von $0,2\text{mm}$ bis 1mm und ätzt sie in KOH (Kalium Lauge) oder NaOH (Natrium Lauge). Dazu wird der Draht in die Lauge getaucht und dann eine Spannung angelegt. Da die beim Draht entstehenden Reaktionsprodukte eine höhere Dichte als der Elektrolyt haben, sinken sie hinab und erzeugen so einen Konvektionsstrom entlang des Drahtes. Dadurch wird der obere Teil des Drahtes immer mit frischer Lauge versorgt und ätzt so immer knapp unterhalb der Oberfläche ab. Der Prozess geht so lange vor sich, bis die Stärke des Drahtes bis auf ungefähr 100nm zurückgegangen ist, um dann auf Grund der dort hohen Stromdichte zu schmelzen und dann abzureißen. Es entstehen Spitzen mit zwei unterschiedlichen Flankenwinkeln, wobei für den Einsatz im Rastertunnelmikroskop je nach Oberflächeneigenschaften und Struktur beide eignen. Bei stark strukturierten Oberflächen sind Spitzen mit kleinen Spitzenwinkel besser da sie das Bild der strukturierten Oberfläche nicht zu sehr zu verfälschen.

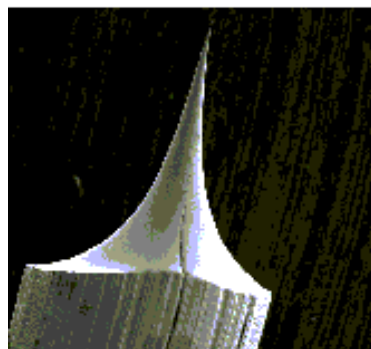


Abb. 2.9, STM-Spitze [21]

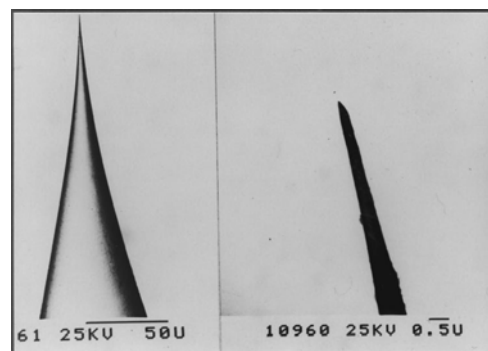


Abb. 2.10, STM-Spitzen [22]

Bei der Herstellung ist auf die richtige Ätzspannung und auf mögliche Verunreinigungen des Drahtes zu achten. Im Allgemeinen kann man aber sagen, daß die Reproduzierbarkeit der Spitzen im Ätz-Tauch-Verfahren sehr hoch ist und man eine große Anzahl von feinen Spitzen bekommen kann. Zur Kontrolle genügt es, die Spitzen in einem Lichtmikroskop zu betrachten, da man an der eigentlichen Spitze, die zu fein ist um im Lichtmikroskop aufgelöst zu werden, in Abhängigkeit des Spitzenwinkels, Beugungslinien des Lichts erkennen kann.

Im Vakuum kann die Spitze durch Ionenbeschuss (Zerstäuben), durch Verwendung relativ hoher Spannungen oder durch Spannungsimpulse von Fremdmaterial gereinigt werden.

2.2 Das Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope)

Allgemeines zum AFM

Das Rasterkraftmikroskop ist im Funktionsprinzip und in vielen Bauteilen dem Rastertunnelmikroskop sehr ähnlich. Auch beim Rasterkraftmikroskop wird mit Hilfe einer kleinen Spitze, die auf einen geeigneten Ausleger, genannt Cantilever, montiert ist, eine Probenoberfläche rasterförmig abgetastet und dabei im Idealfall atomare Auflösung erreicht. So wie man mit einem Finger Strukturen einer rauen Oberfläche erfühlt, die es ermöglichen, ein „Abbild“ der Oberfläche zu erhalten, so wirken bei der Bewegung der Spitze über die Oberfläche zwischen Spitzenatomen und Oberflächeatomen unterschiedliche messbare Kräfte, die zur Darstellung der Oberfläche verwendet werden.

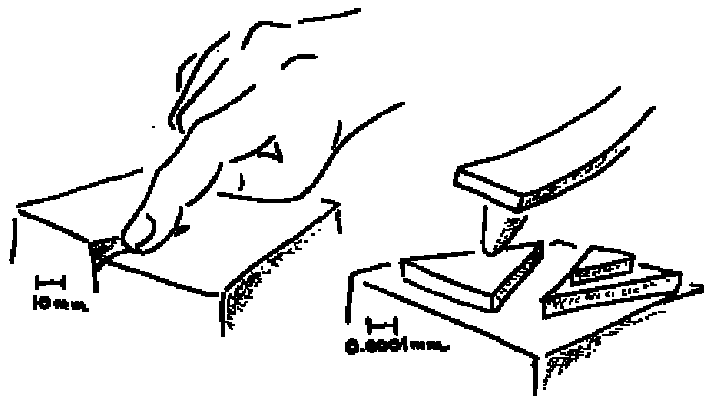


Abb. 2.11, Schema eines Rasterkraftmikroskops [23]

Die auftretenden Kräfte zwischen Oberfläche und Spitze haben eine Stärke von 10^{-11} bis $10^{-6} N$. Die Messspitzen haben dabei eine Federkonstante von typischerweise $0,001$ bis $100 N/m$. Da die Kräfte bei einer kovalenten Bindung sich im Bereich von $10^{-9} N$ bei ungefähr einem Ångström Abstand bewegen, kann man ohne Zerstörungen Messungen durchführen. Im Wesentlichen gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, entweder man berührt die Oberfläche mit der Spitze, man spricht dann vom Kontakt-Mode oder man bleibt ein kleines Stück etwa 10 bis 100 nm über der Oberfläche. Dieser Mode wird Non-Kontakt-Mode genannt (genaueres dazu wird zu einem späteren Zeitpunkt erklärt). Bewegt man sich näher zur Oberfläche, so

kommt man in direktem Kontakt mit ihr und zerstört dann die Spitze. Mit einem Rasterkraftmikroskop wird immer eine relativ undefinierte Mischung aus verschiedensten Kräften wie Van der Waals, elektrostatischen, magnetischen, kapillare oder auch Reibungs- und Verformungskräften gemessen.

Das Rasterkraftmikroskop, es wird in der Folge auch mit dem aus den englischen stammenden AFM für Atomic Force Microscope abgekürzt, hat den großen Vorteil, das es im Prinzip unabhängig von bestimmten Probeneigenschaften funktioniert. Das AFM kann im Prinzip jede beliebige Probe wie zum Beispiel von Leitern oder Nichtleitern im Vakuum oder an Luft, im Wasser oder in verschiedenen Lösungen, usw. abtasten und Informationen zur Probenoberfläche liefern. Mit einem AFM kann man zum Beispiel auch lebende Zellen bei der Zellteilung beobachten. Was mit einem AFM an Betrachtungen zur Zeit möglich ist und welche Anwendungen in Zukunft denkbar werden, wird im Detail in Kapitel 4 besprochen.

Funktionsweise eines Rasterkraftmikroskops

Die Abbildung zeigt den schematischen Aufbau eines Rasterkraftmikroskops, bei dem die Bewegung der Spitze im Wechselwirkungsfeld mit Hilfe eines Lasers gemessen, der über ein Spiegelsystem auf den Cantilever gelenkt wird wobei die Änderung der Reflexion bei der Bewegung mit einer Photodiode registriert wird.

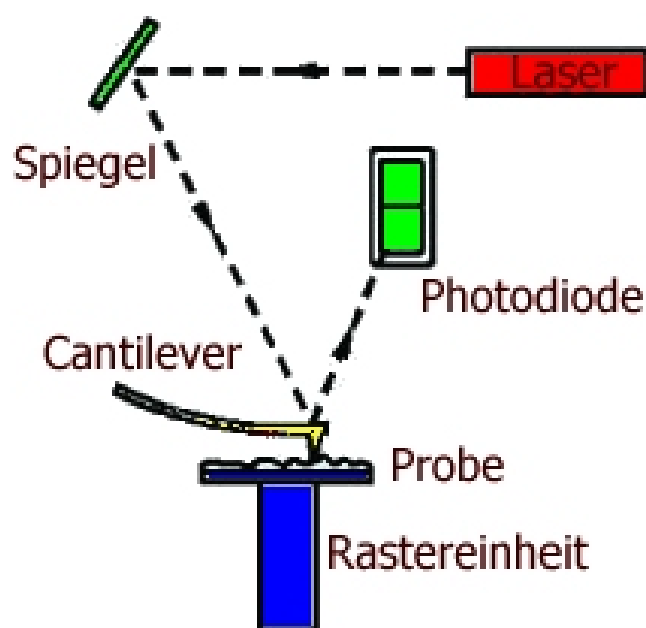


Abb. 2.12, Funktionsweise des Rasterkraftmikroskops [24]

Die Spitze des AFM besteht meistens aus zwei Teilen, der eigentlichen Messspitze, die im Prinzip wie eine kleine Pyramide aussieht und aus einem längeren rechteckigen oder dreieckigem Trägerteil auf dem diese kleine Pyramide sitzt. Typische Größen eines Siliziumcantilevers in Höhe, Breite und Länge sind $1 \times 10 \times 100 \mu\text{m}^3$ mit einer Resonanzfrequenz von 100kHz und einer Federkonstante von $0,5 \text{N/m}$. Die Spitze wird der Probe wie beim Rastertunnelmikroskop mit Hilfe eines piezoelektrischen Rasterelements angenähert. Die zwischen Spitze und Oberfläche wirkenden Kräfte führen zu einer Verbiegung der Spitze, da sie je nach wirkender Kraft entweder angezogen oder abgestoßen wird, bzw. wenn der Cantilever zum Schwingen angeregt wird (und dieses durch das Wechselwirkungsfeld entsprechend beeinflusst wird), auch zu einer Änderung des Schwingungsverhaltens.

Verschiedene Betriebsmoden des AFM

Es gibt sowohl beim Kontakt-Mode als auch beim Non-Kontakt-Mode einen statischen und einen dynamischen Fall. Das heißt, es ist in beiden Moden möglich, den Cantilever in Schwingung zu versetzen, um so mit Hilfe der Schwingungsänderungen Rückschlüsse auf die Oberfläche zu machen. Auf der anderen Seite kann man natürlich auch in beiden Fällen mit einem statischem Cantilever arbeiten und sich nur auf die Anziehungs- und Abstoßungskräfte beschränken [25].

Im statischen Fall verbiegt sich der Cantilever nur so lange nach z_t bis zwischen seiner Federkonstante c_B und der Anziehungs- oder Abstoßungskraft F der Probe mit der Oberfläche ein Gleichgewicht herrscht. Es gilt dabei das Hookesche Kraftgesetz $F = c_B \cdot z_t$. Auch an dieser Stelle gibt es noch zwei Möglichkeiten, wie die Oberfläche abgetastet werden kann. Auf der einen Seite kann man die Steuerung so einstellen, daß die Verbiegung in z_t -Richtung immer konstant bleibt, es bleibt also die Kraft immer gleich und der Abstand Spitze-Probe wird entsprechend geregelt, eine sehr übliche Vorgehensweise, oder auf der anderen Seite bleibt die Höhe der Probe immer gleich und es ändert sich damit die Verbiegung in z_t -Richtung, also die Kraft, die auf den Cantilever wirkt. Eine Methode, die sehr hohe

Abtastungsgeschwindigkeiten erlaubt und sich zur Abbildung atomarer Stufen eignet.

Beim dynamischen Fall wird der Cantilever nahe seiner Resonanzfrequenz angeregt. Eine vom Abstand abhängige Kraft $F(z)$ verändert dabei die Resonanzkurve. Das Gleichgewicht zwischen Bewegung und reflektiertem Strahl ist dabei durch

$$\frac{\partial^4 \Psi}{\partial x^4} + \mu / EI \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = F(x, z)$$

mit der spezifischen Dichte $\mu = m/l$ gegeben. Diese Differentialgleichung kann mit dem Ansatz $\Psi = Y(x) \times T(t)$ separiert werden. Der zeitabhängige Teil kann mit der homogenen Gleichung $T + \omega^2 T = 0$ beschrieben werden. Die n Eigenfrequenzen sind mit

$$f_n = \frac{(\kappa_n l)^2}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{EI}{\mu}} = \frac{(\kappa_n l)^2}{2\sqrt{3}\pi} \sqrt{\frac{c_B}{m}}$$

wobei $f_n = 2\pi\omega_n$ und κ zum ortsabhängigen Teil gehören, beschrieben. Dadurch ergibt sich auch eine Abhängigkeit von der auf die Spitze wirkende Kraft. Für einen Siliziumcantilever liegt die erste Eigenschwingung bei 138kHz ($\rho = \mu / (c \times d) = 2,33 \times 10^3 \text{ kg} / \text{m}^3, \kappa_1 l = 1,875104$).

In einer ersten Approximation beeinflusst nur der Gradient $F' = \partial F / \partial z$ die Resonanzfrequenz. Die effektive Federkonstante ist mit $c_{\text{eff}} = c_B - F'$ definiert. Eine abstoßende Kraft ($F' < 0$) stabilisiert die Feder und erhöht die Resonanzfrequenz und eine anziehende Kraft destabilisiert die Feder und verringert die Resonanzfrequenz.

$$f_1 \approx 0,32 \sqrt{\frac{c_{\text{eff}}}{m}} = 0,32 \sqrt{\frac{c_B - F'}{m}}$$

Beim dynamischen Fall sind ebenfalls weitere Unterscheidungen möglich. Entweder es werden Amplitude oder Frequenz und dadurch auch die Resonanzkurve, während der ganzen Messung konstant gehalten und somit Profile mit konstanter Kraft aufgenommen, oder es sind beide Parameter veränderbar und man erhält Profile mit veränderlicher Kraft.

Alle bis jetzt beschriebenen Möglichkeiten sind in der Abbildung auf der nächsten Seite zusammengefasst.

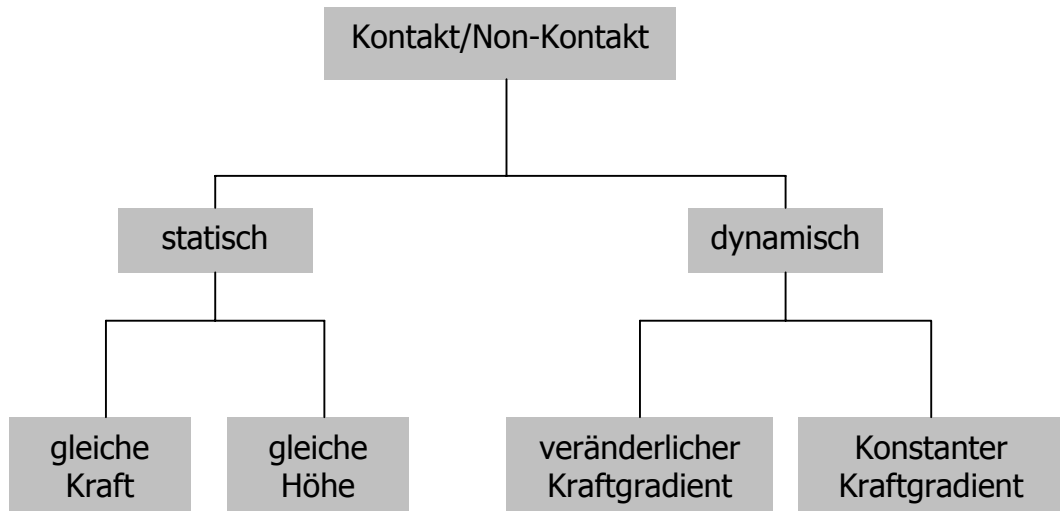


Diagramm 2.1, Die unterschiedlichen AFM-Moden [26]

Verschiedene Sensoren

Es gibt beim Rasterkraftmikroskop vielfältige Möglichkeiten die Auslenkung des Cantilevers festzustellen. Am Beginn der Rasterkraftmikroskopie verwendete man Sensoren, die den schon durch die Rastertunnelmikroskopie bekannten Tunneleffekt ausnützten. Auch wenn diese Methode sehr fein und genau arbeitet so stellen Verunreinigungen im Cantilever und die Wechselwirkungskräfte zwischen Rückseite des Cantilevers und des Messsensors ein Problem dar. Zur Abhilfe wurden andere Sensoren entwickelt, bei denen die Messspitze von der Probe relativ weit, bis zu einigen Zentimetern, entfernt ist. Es wurden dabei optische Systeme, die mit Hilfe der Reflexionsänderungen eines Lasers arbeiten und auch Geräte, die Abstandsänderungen durch Kapazitätsänderungen zwischen Cantilever und einer Elektrode messen, konstruiert. Mit optischen Methode kann man dabei Kräfte bis zu einer Größenordnung von $10^{-12} N$ und mit Kapazitätsmethoden von bis $10^{-11} N$ unterscheiden. Das am Institut für Allgemeine Physik der TU- Wien verwendete Gerät benützt dazu die schon in der Abbildung auf der letzten Seite gezeigte Laser-Reflexions-Methode.

Die nächsten Abbildungen sollen die vier Funktionsweise dieser Methoden erklären [27]:

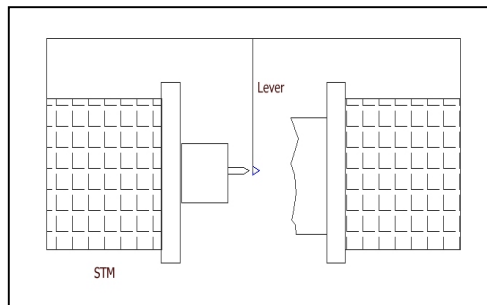


Abb. 2.13, STM

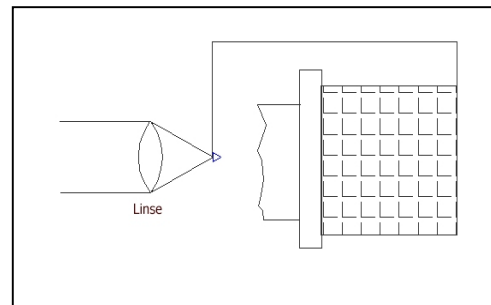


Abb. 2.14, optische Interferenz

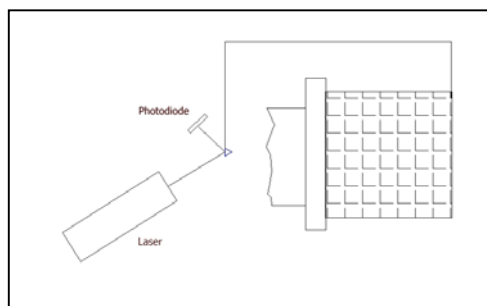


Abb. 2.15, Laser-Reflexion

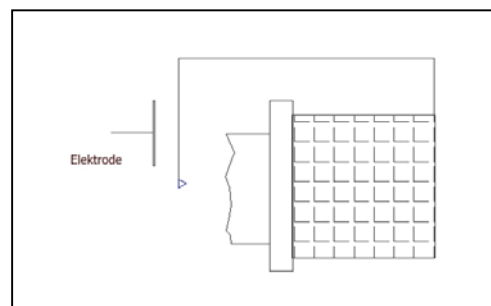


Abb. 2.16, Kapazitätsmessung

Vergleich der Sensoren

Die Vor- und Nachteile der einzelnen Sensoren sind in der Tabelle zusammengefasst. Je nach Anwendungsgebiet wird man sich für den einen oder anderen Typ entscheiden müssen, da es auch im Messbetrieb zu Unterschieden, wie zum Beispiel der zur Messung verwendeten Stromstärke bzw. den gemessenen Strömen, kommt. Liegt bei einem Tunnelsensor die Stromstärke im nano Ampere (nA) Bereich, so steigt der indirekt über die Photodiode gemessene Strom beim Laserreflexionssensor und beim Interferenzsensor auf mikro- - milli Ampere ($\mu A - mA$). Bei der Verwendung eines Kapazitätssensors hingegen werden Spannungen im Voltbereich (V) benötigt, um eine Messung durchführen zu können. Auch ist zum Beispiel zu beachten, daß speziell bei Tieftemperaturexperimenten die Energie des Lasers, der für die optischen Methoden verwendet wird, zwischen einem und $1000\mu W$ liegt, die für den Tunnelstrom benötigte Leistung aber nur einigen nW .

Sensor	Vorteil	Nachteil
Tunnelstrom	sehr fein große Stabilität im statischen Betriebsmode	Kräfte von STM-Spitze schwierige Herstellung kleine Abbildungstiefe Rauheit des Cantilevers thermische Drift
Laserreflexion	leicht zu handhaben kleine Wechselwirkungen	Reflexionsvermögen des Spiegels durch Beugung beschränkt hohe Laserenergie Divergenz des Strahls veränderlich
Interferenz	jeder Cantilevertyp große Abbildungstiefe wahre Längenwiedergabe	durch Beugung beschränkt hohe Laserenergie falsche Reflexionen
Kapazität	große Feinheit Kleinstbauweise	Wechselwirkungen zwischen Elektroden dielektrische Durchbruchsspannung

Tabelle 2.1, Vergleich unterschiedlicher Sensoren

Auftretende Kräfte

Bei einem Rasterkraftmikroskop treten viele verschiedene Kräfte wie abstoßende, elektrostatische, magnetische, chemische und Van der Waals Kräfte, auf. Zusätzlich gibt es in Flüssigkeiten noch hydrophile und hydrophobe Wechselwirkungen. Alle diese Kräfte beeinflussen das Verhalten der Spitze und müssen deshalb berücksichtigt werden. Typische Abschätzungen für langreichweitige Kräfte sind in

Luft $10-100\text{nN}$, in Flüssigkeiten $1-100\text{pN}$ und im Ultrahochvakuum $0,1-10\text{nN}$ [28].

Kräfte mit langer Reichweite wie van der Waals und elektrostatische Kräfte bewirken relativ große Kraftgradienten $dF/dz \approx 1-10\text{N/m}$ und da die Cantilever sehr kleine Federkonstanten haben ($k \approx 0,01-1\text{N/m}$) kommt es, wenn $k < dF/dz$ zu einem „jump into contact“ d.h. der Cantilever wird plötzlich von der Oberfläche angezogen und bleibt auf ihr auch noch „kleben“, wenn man den Cantilever schon wieder zurückzieht. Dieses charakteristische Verhalten des Cantilevers soll durch die nächste Skizze dargestellt werden.

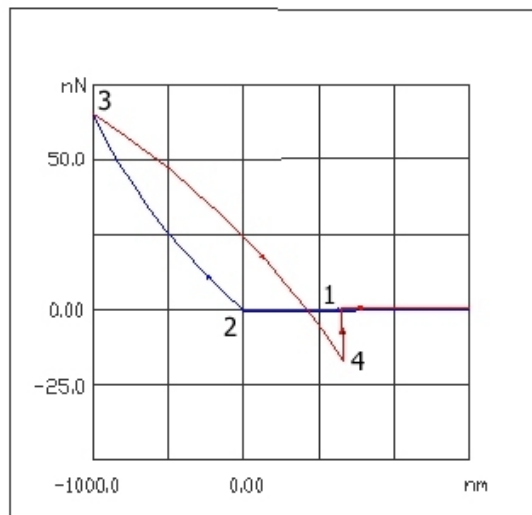


Abb. 2.17, Kraftkurve des AFM-Kontakmodes

Hier die entsprechenden Verformungen des Cantilevers an den markierten Stellen. Bei der Bewegung zur Probe Position 1 bis zum Kontakt Position 2 wirkt auf den Cantilever keine Kraft. Ab Position 3 wird der Cantilever in die Oberfläche gedrückt und bei Position 4 sieht man, daß er immer noch an der Oberfläche kleben bleibt, obwohl kein Druck mehr ausgeübt wird.

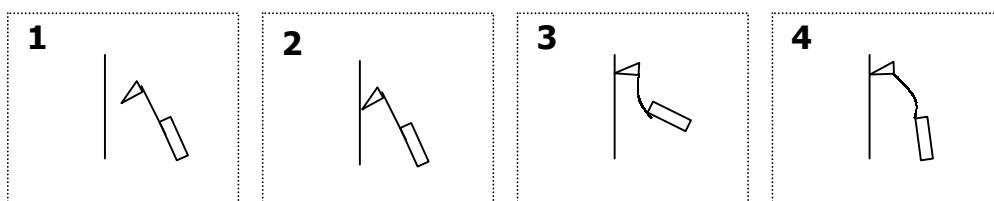


Abb. 2.18, Verformungen eines Cantilevers

Die Cantilever eines Rasterkraftmikroskops

Ein typischer Cantilever für ein Rasterkraftmikroskop besteht aus einem meist länglichem oder dreieckigem Siliziumträger mit einer pyramiden-, tetraeder- oder kegelförmigen Messspitze, die auf diesem Träger sitzt. Konische Spitzen kann man sehr spitz produzieren mit Spitzenradien unter 50\AA und mit großem Verhältnis von Länge zu Breite. Pyramidenförmige Spitzen haben kein so großes Längen-Breitenverhältnis und Spitzenradien bis zu einigen hundert Ångström, dafür aber sind sie auf Grund ihrer Form haltbarer. Da man diesen Träger mit unterschiedlichen Materialien, wie zum Beispiel mit einer dünnen ferromagnetischen Schicht benötigt für die Magnetkraftmikroskopie, beschichten kann, ergeben sich viele verschiedene Anwendungsmöglichkeiten. Die V-förmigen (dreieckigen) Cantilever sind die zur Zeit am meist verbreitetsten, da sie in vertikaler Richtung sehr biegsam sind, aber in lateraler Richtung eine hohe Biegesteifigkeit haben. Als typische Dimensionen kann man eine Länge l von $100 - 200\mu\text{m}$, eine Breite w von $10 - 40\mu\text{m}$ und eine Dicke t von $0,3 - 2\mu\text{m}$ angeben [29].

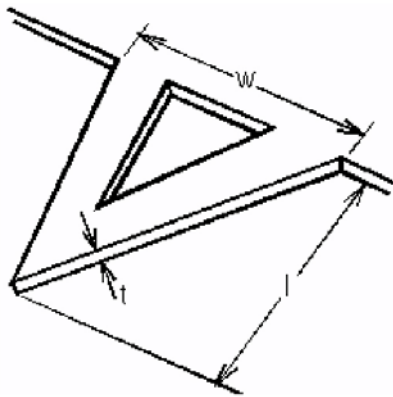


Abb. 2.19, Dimension eines AFM-Cantilevers [30]

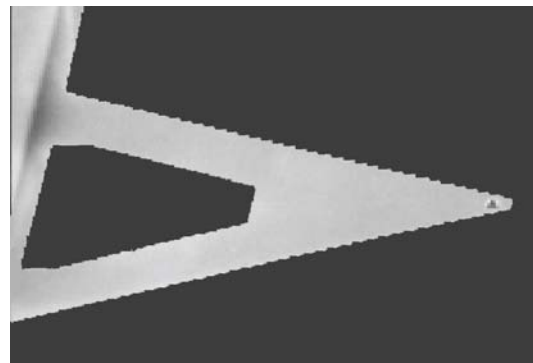


Abb. 2.20, Bild eines AFM-Cantilevers [31]

Für Rasterkraftmikroskope werden Cantilever mit sehr feinen Spitzen mit einer Federkonstante, die kleiner als die Federkonstante zwischen Atomen im Festkörper ($\sim 10\text{N/m}$) sein muß, benötigt. Die Federkonstante hängt dabei natürlich sehr stark von der Form der Cantilever ab, wobei dickere und kürzere Cantilever eher steifer sind und so eine höhere Resonanzfrequenz haben. Es sind Cantilever mit Federkonstanten von tausendstel Newton pro Meter bis zu mehreren Duzend Newton

pro Meter erhältlich. Diese haben Resonanzfrequenzen, die von einigen Kilohertz bis zu mehreren hundert Kilohertz reichen und so zum Beispiel ein sehr schnelles Abtasten im Non-Kontakt-Mode erlauben.

Spitzen für Rasterkraftmikroskope werden aus Silizium oder Siliziumnitrid hergestellt. Gibt es auch Unterschiede in der Herstellung solcher Spitzen, so erfolgt diese meist durch ein photochemisches Ätzverfahren. Konische Siliziumspitzen werden durch Herausätzen aus Silizium um eine Siliziumdioxidkappe herum hergestellt und haben typischerweise eine Dicke von einigen Mikrometern. Siliziumnitridspitzen wiederum werden durch Ablagerung einer Siliziumnitridschicht auf eine aus einem Siliziumkristall herausgeätzte Vertiefung hergestellt. Damit lassen sich pyramiden- und tetraederförmige Spitzen produzieren. Das Seitenverhältnis der Siliziumnitridspitzen ist durch die kristalline Struktur der herausgeätzten Vertiefung beschränkt. Siliziumnitrid ist härter als reines Silizium, aber die Beschichtung führt immer zu Restspannungen, die bei dickeren Schichten zu einer Verformungen des Cantilevers führen können. Ein typischer Siliziumnitridcantilever hat eine Dicke von unter einem Mikrometer. Einige Schritte der Herstellung sollen durch die nächsten Abbildungen beschrieben werden.

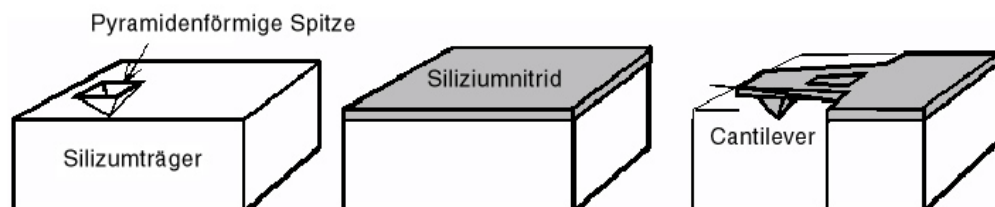


Abb. 2.21, Produktion der AFM-Spitzen [32]

Auflösung des Rasterkraftmikroskops

Die Auflösung der Bilder eines Rasterkraftmikroskops hängt im wesentlichen von zwei Faktoren ab: Der Menge der Datenpunkte, die registriert werden und dem Durchmesser der Spitze. Bei 512×512 Datenpunkten erreicht eine Abtastung von $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ eine Schrittgröße und damit eine laterale Auflösung von ungefähr 20\AA . Die feinsten Spitzen haben Radien von weniger als 50\AA . Da der

Wechselwirkungsbereich zwischen Spitze und Probenoberfläche ein Bruchteil des Radius ist, bringen solche Spitzen eine Auflösung von 10–20Å.

Folglich ist die Auflösung eines Rasterkraftmikroskopbildes größer als $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ nicht durch die Spitze, sondern durch die Anzahl der Bildpunkte bestimmt. Was als die beste Auflösung gilt ist Definitionssache. Als ein Kriterium hat sich das Rayleigh-Kriterium eingebürgert. Dabei gelten zwei Punkte als verschieden, wenn sich zwischen den beiden Punkten die Höhe um mindestens 19% ändert. Die Abbildung auf der folgenden Seite soll diesen Zusammenhang verdeutlichen.

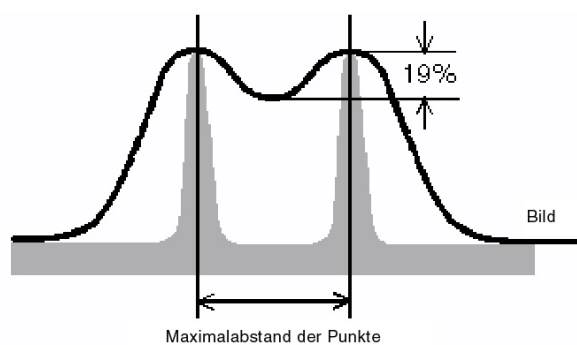


Abb. 2.22, Rayleighkriterium [33]

Um nun im Experiment die laterale Auflösung des Rasterkraftmikroskops zu ermitteln, werden diese zwei Punkte immer näher aneinander gebracht, bis der Höhenunterschied zwischen zwei Punkte unter die 19% fällt. Der Minimalabstand zwischen den Punkten gibt dann die erreichbare Auflösung des Rasterkraftmikroskops an. Die im Vergleich zum Rastertunnelmikroskop, welches wirkliche atomare Auflösung liefert, etwas schlechtere Auflösung eines AFM ist durch die gleichzeitige Wechselwirkung mehrerer Spitzenatome mit mehreren Oberflächenatomen erklärt. Die Abbildung soll diesen Unterschied zwischen einem Rastertunnelmikroskop auf der linken und einem Rasterkraftmikroskop auf der rechten Seite darstellen.

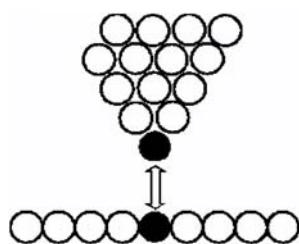


Abb. 2.23, Wechselwirkung STM [34]

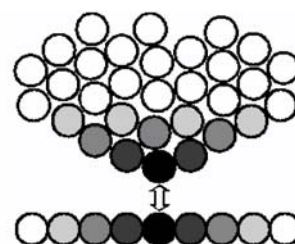


Abb. 2.24, Wechselwirkung AFM [35]

Beim Rastertunnelmikroskop tritt im Idealfall nur ein Atom der Spitze in Wechselwirkung mit einem Atom der Oberfläche, da der Tunnelstrom, wie im Abschnitt über den Tunnelstrom schon erklärt, exponentiell vom Abstand abhängt. Bei einem AFM hingegen „sehen“ also mehrere Spitzenatome, die in Wechselwirkung mit der Oberfläche treten, mit einer gewissen zeitlichen und örtlichen Verschiebung mehrere Oberflächenatome hintereinander gereiht. Die nächste Abbildung illustriert diesen Sachverhalt anhand einer sogenannten Fehlstelle, einer Stelle, an der auf Grund des Kristallgitters sich eigentlich ein Atom befinden sollte. Dabei treten drei Atome der Spitze in Wechselwirkung mit den Oberflächenatomen. Man sieht natürlich, daß jedes Atom zu unterschiedlicher Zeit über die Fehlstelle rastert. Sind die Einzelsignale, die leider nicht gemessen werden können, sehr scharf begrenzt, so ist das gemessene Gesamtsignal eine Überlagerung der Einzelsignale und entsprechend unscharf. Man kann allerdings versuchen, durch mehrmaliges Abtasten desselben Bereichs mit verschiedenen Geschwindigkeiten und Richtungen diesen Fehler zu minimieren.

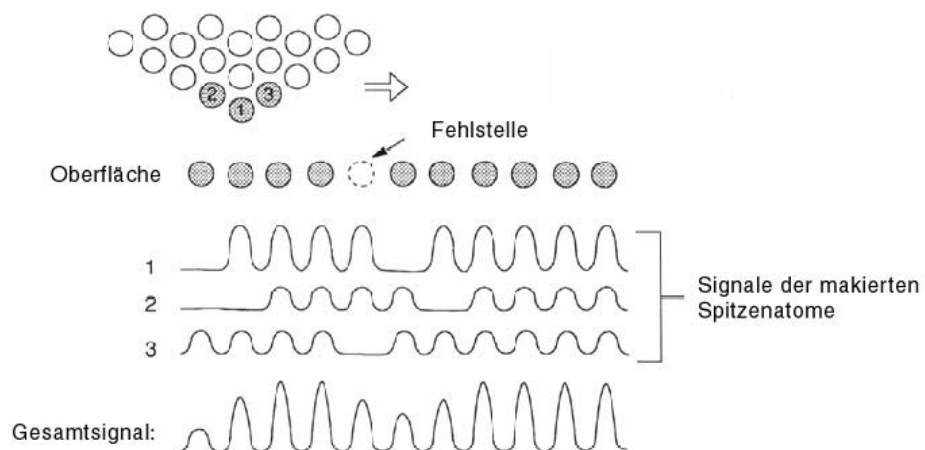


Abb. 2.25, Auflösung eines AFM [36]

Ist also die Tatsache, daß mehrer Atome miteinander in Wechselwirkung treten schon prinzipiell ein Problem, so kommen dazu natürlich im Speziellem auch noch die verschiedensten Kräfte zwischen den Atomen ins Spiel. Auf deren Vielzahl und unterschiedlicher Wirkungsweise muß besonders geachtet werden. Um mit einem AFM eine gute Auflösung zu erhalten benötigt man ein sehr fein abgestimmtes System, in dem alle Komponenten, von der Spitze bis zur Steuer- und Datenverarbeitungssoftware optimal arbeiten.

2.3 Andere Mikroskope

2.3.1. Magnetometrie (Magnetic Force Microscopy)

Diese Rastersondenmethode beruht auf magnetischen Wechselwirkungen zwischen Probe und Messspitze. Das Funktionsprinzip ist das Gleiche wie beim Rasterkraftmikroskop nur wird dabei meist ein normaler Siliziumcantilever mit einem ferromagnetischen Film beschichtet und dann werden speziell die auf diesen Miniaturmagneten durch die Probenoberfläche ausgeübten Magnetkräfte detektiert. Diese Kräfte sind immer vorhanden und je nach Oberflächenstruktur und -zusammensetzung unterschiedlich stark. Der dynamische Betriebsmode bringt dabei die beste Auflösung. Ein Problem der Magnetfeldmessung mit immer kleineren und damit möglichst empfindlichen Sensoren ist leider ein grundsätzlich physikalisches, da die Felder winziger Partikel lokal zwar sehr hohe Feldstärken erzeugen können, der sich ergebene magnetische Fluss aber auf Grund der geringen Dimension sehr klein bleibt. Auch die lange Reichweite der magnetostatischen Wechselwirkungen begrenzt je nach Geometrie der Sonde und des Arbeitsabstandes die erreichbare örtliche Auflösung auf typischerweise 100nm . Die Abbildung zeigt das Funktionsprinzip eines solchen Magnetfeldrasterkraftmikroskops.

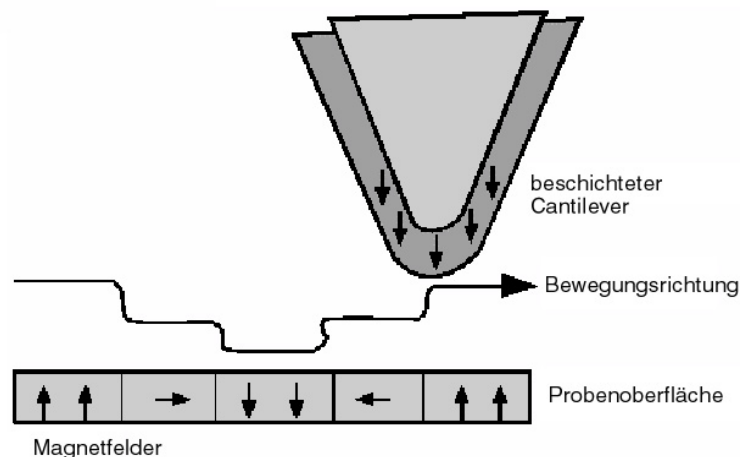


Abb. 2.26, Magnetfeldrasterkraftmikroskop [37]

Eine Verbesserung der Auflösung und der Empfindlichkeit dieser recht einfachen Methode bringt eine Kombination mit den sehr empfindlichen SQUID

(supraleitenden Quanten-Interferenz-Detektoren) [38] indem man die metallische Spitze des Cantilevers, die über mehrere Millimeter einen eingekoppelten magnetischen Fluss mit geringen Verlust transportieren kann, als „Antenne“ direkt mit einem SQUID verbindet oder in dessen Aufnahmeschleife integriert. Neben dem magnetischen Flusstransport kann die integrierte Spitze des Sensors gleichzeitig auch den Tunnelstrom messen. Ein SQUID besteht im wesentlichen aus einem supraleitenden Stromkreis mit ein oder zwei Josephson-Kontakten [39]. Diese sind Kontaktstellen zwischen zwei Supraleitern, die entweder durch eine dünne Isolierschicht oder durch eine sehr enge supraleitende Verbindung getrennt sind und durch die Cooper-Paare von Elektronen durchtunneln können. Das Durchtunneln vom einen Supraleiter zum anderen entspricht einem Phasenübergang mit entsprechender Phasenänderung der Elektronenpaare, da sie beim Wechsel die Phase des anderen Leiters annehmen müssen, um nicht an der Grenzfläche reflektiert zu werden. Eine Richtung wird im allgemeinen die bevorzugte sein, außer im praktisch ausgeschlossenen Fall, daß die Phasenänderung innerhalb der Isolierschicht ein exaktes Vielfache von π ist. Die Differenz der beiden Stromrichtungen ist der sogenannte Josephson-Gleichstrom, der fließende Tunnelstrom. Die Änderung des magnetischen Flusses, verursacht durch die Oberflächenänderung, bewirkt nun auch eine Änderung der Phasenlage und somit auch des gemessenen Josephson-Gleichstroms. Damit läßt sich ein Abbild der Oberfläche erhalten. Es ist dabei zu beachten, daß sich die Abbilder auch bei konstantem Abstand zur Oberfläche immer aus einer Kombination tatsächlich gemessener Magnetfelder und der topographischen Struktur zusammensetzen. Durch Aufnahme mehrerer Bilder mit unterschiedlichem Abstand kann man die magnetischen von den topographischen Effekten trennen.

Mit dieser Methode soll es möglich sein, Einblicke in die magnetischen Phänomene auf Nanometerskala zu erhalten, um so zum Beispiel den Magnetismus biologischer Systeme auf atomarer oder molekularer Skala quantitativ oder sogar in seiner Dynamik zu erfassen [40].

2.3.2. Optische Nahfeldmikroskopie

Die Auflösung von konventionellen Mikroskopen wird durch Beugungsfehler auf etwa die halbe Wellenlänge $\lambda/2$ des verwendeten Lichts begrenzt. Atome kann man wegen ihrer geringen räumlichen Ausdehnung (etwa $0,1-0,3nm$) deshalb bei Verwendung sichtbaren Lichts ($\lambda \approx 400-700nm$) unter Verwendung herkömmlicher Lichtmikroskope nicht direkt „sehen“. Mit der optischen Nahfeldmikroskopie, die eine weitere Variante der Rastersondenmikroskopie darstellt, ist im sichtbaren Wellenlängenbereich trotzdem eine Auflösung besser als $\lambda/10$ zu erzielen [41].

Als Sonde dient bei diesen Geräten eine innen hohle metallische Spitze die als Schottkydiode ausgeführt ist. Das Licht wird dabei meist von einer Laserdiode ausgesendet und tritt durch das vorderen Ende der Sonde bei einer Öffnung von weniger als $80nm$ aus. Der Sperrstrom der Schottkydiode, der normalerweise von der Anzahl der Ladungsträger im Bereich des Metall/Halbleiter-Kontaktes, der in diesem Fall an der Öffnung der Spitze liegt, abhängt, läßt sich durch die Einstrahlung des Lasers erhöhen. Bei konstanter Temperatur reagiert daher eine solche Sonde auch auf die lokale optische Emission einer Oberfläche, sie wirkt wie eine herkömmliche Photodiode jedoch mit einer enormen Ortsauflösung in Bezug auf die Probenebene. Wird die Spitze nun von der Rückseite mit dem Laser beleuchtet und in einem Abstand von wenigen Nanometern über die Probenoberfläche mit Hilfe einer Piezosteuerung (siehe Kapitel 2.1 Das piezoelektrische Rasterelement) gerastert, so bestimmt jetzt nur die Größe der Apparatur und nicht mehr die Wellenlänge des Lichts die erzielbare Auflösung. Die relativ geringe Lichtleistung, die aus der Apparatur austritt, führt aber zu einer hohen Anforderung an die Messtechnik.

Durch eine entsprechende Geometrie der Spitzenöffnung ist es auch möglich, die Polarisation des Lichtes einzustellen und so Polarisierungseffekte der untersuchten Materialien zu beobachten.

2.3.3. Das Transmissions-Elektronenmikroskop

Das von Ernst Ruska 1932 erstmals realisierte Elektronenmikroskop [42] stellt eine komplett anderer Methode räumliche Auflösung von bis zu $0,1nm$ zu erhalten dar. Es benutzt zur Abbildung Elektronen, die aus einer geheizten Kathode emittiert und durch hohe (bis $500kV$) Spannungen beschleunigt werden. Mit Hilfe speziell geformter elektrischer oder magnetischer Felder werden die Elektronen auf die zu untersuchende Oberfläche, welche in der Form einer dünnen Schicht präpariert ist, abgebildet. Die Elektronen werden beim Durchdringen der Schicht durch elastische Stöße abgelenkt und können durch unelastische Stöße Energie verlieren. Die transmittierten Elektronen werden durch ein weiteres Abbildungssystem auf einem Leuchtschirm vergrößert abgebildet, wo ein stark vergrößertes Bild der Absorptions- bzw. Streuzentren entsteht, das mit einem weiter vergrößern Lichtmikroskop direkt betrachtet oder über ein elektronisches Bildverarbeitungssystem auf einem Bildschirm sichtbar gemacht werden kann.

Die Abbildung zeigt das Funktionsprinzip eines solchen Mikroskops.

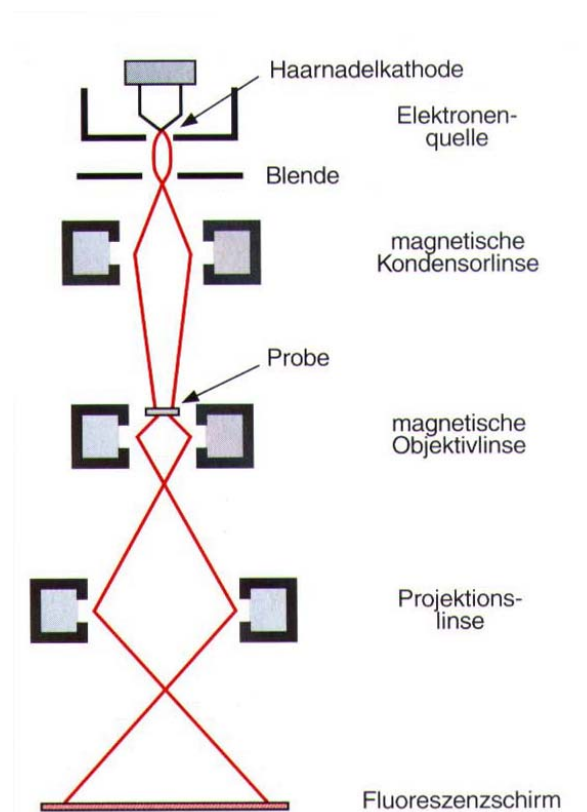


Abb. 2.27, Transmissions-Elektronenmikroskop [43]

Eine möglichst punktförmige Elektronenquelle, um eine höhere räumliche Auflösung zu erhalten, kann man mit der Feldemission aus einer scharfen Spitze, die austretenden Elektronen durch ein elektronenoptisches Abbildungssystem in einen Fokus abbildet, realisieren.

Einige Nachteile des Transmissions-Elektronenmikroskops sind [44]:

- Weil die Materie für Elektronen einen großen Absorptionsquerschnitt hat, ist die Eindringtiefe der Elektronen gering und daher muß man dünne Schichten verwenden.
- Um einen hohen Kontrast und eine ausreichende Bildqualität zu erhalten, muß der Elektronenstrahl eine große Intensität haben.
- Durch den sehr starken Elektronenstrahl heizt die Probe sehr stark auf und kann sich dabei verändern, oder bei biologischen Zellen kann es sogar zu einer Zerstörung der Zellen kommen.

Unten sieht man noch eine Abbildung einer Nervenzelle im Transmissions-Elektronenmikroskop.



Abb. 2.28, Nervenzellen [45]

2.3.4 Das Raster-Elektronenmikroskop

Die beim Transmissions-Elektronenmikroskop besprochenen Nachteile werden beim Rasterelektronenmikroskop (REM) weitgehend vermieden, da der Elektronenstrahl durch ein System von Linsen auf die Oberfläche fokussiert wird, dort durch Anregung der Atome Sekundärelektronen erzeugt und diese wiederum durch ein Bildverstärkungssystem abgebildet wird.

Die Abbildungen zeigen die Funktionsweise eines Raster-Elektronenmikroskops und ein menschliches Haar (Bildbereich: $108 \times 75 \mu\text{m}$) im REM.

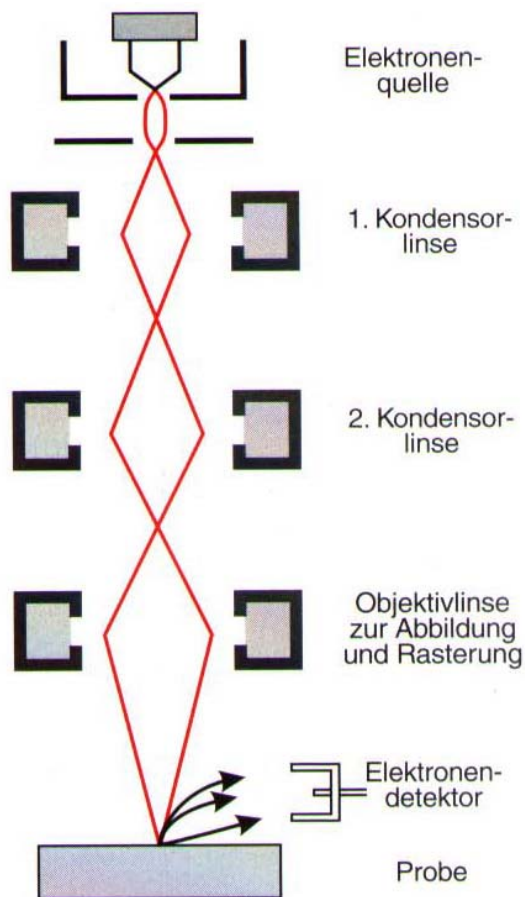


Abb. 2.29, Raster-Elektronenmikroskop [46]

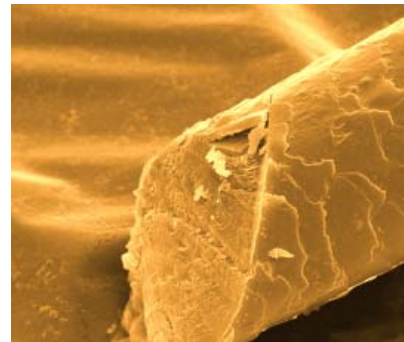


Abb. 2.30, Haar im REM [47]

3. Was zeigen Rastersondenmikroskopaufnahmen wirklich ?

3.1 Bilder atomarer Kugelteilchen?

Am Beginn dieses Kapitels sollen einige, mit den am Institut für Allgemeine Physik der TU-Wien vorhandenen Rastertunnel- und Rasterkraftmikroskopen, erstellten Abbildungen atomar aufgelöster Oberflächen präsentiert werden. Sie sollen die Oberflächenstruktur verschiedener Materialien in „atomarer“ Auflösung zeigen.

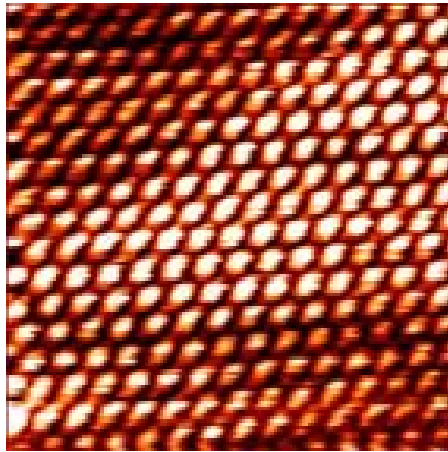


Abb. 3.1, Gold in atomarer Auflösung [48]

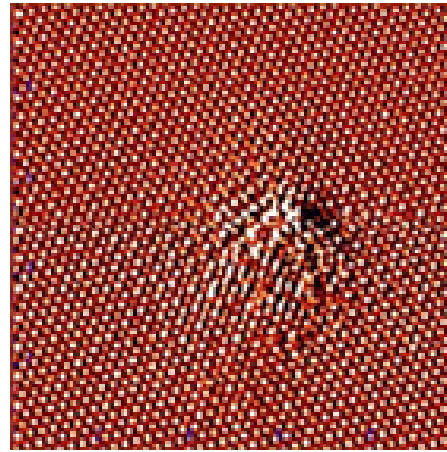


Abb. 3.2, Graphit in atomarer Auflösung [49]

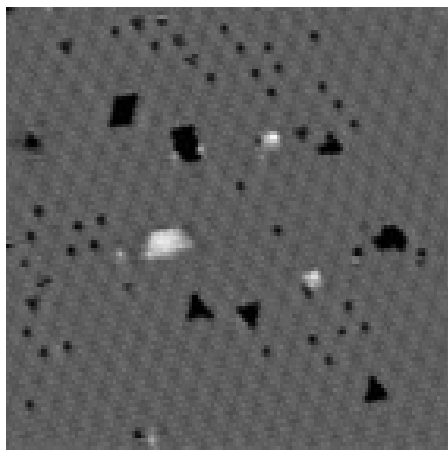


Abb. 3.3, Eine Schicht *Pb* auf *Cu* [50]

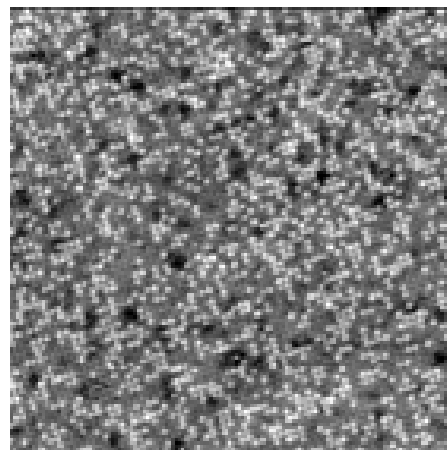


Abb. 3.4, *Pt, Rh* Oberflächenverhältnis [51]

Abbildungen 3.1- 3.4 wurden mit einem Rastertunnelmikroskop gemacht. Die ersten beiden zeigen eine atomare flache Gold- bzw. Graphitschicht. Die markante Erhebung am Graphitbild (rechts) ist das Ergebnis des Beschusses mit Ar^+ -Ionen. Die unteren Abbildungen zeigen links eine einatomare Schicht von Bleiatomen auf

einer Kupferoberfläche bzw. rechts die Oberfläche eine Platin-Rhodium Legierung. Im Bild 3.3 sind die schwarzen Flächen Fehlstellen, an denen in der obersten Schicht kein Atom zu finden ist und die weißen Punkte sind nicht näher bestimmte Verunreinigungen. Das rechte Bild zeigt die zwei Elemente der *Pt, Rh* - Legierung in unterschiedlichen Graustufen.

Betrachtet man nun zum Beispiel das Graphitbild, so erhebt sich natürlich die Frage, was man wirklich „sieht“ bzw. „misst“, denn sicher haben die Atome keine scharfen geometrischen Begrenzungen, wie wir sie aus der Makrowelt kennen. Eine genauere Theorie liefert hier für das Rastertunnelmikroskop das Ergebnis, dass in der Constant-Current-Mode Profile konstanter lokaler elektronischer Zustandsdichten abgebildet werden, das sind Profile konstanter Dichte von Elektronenzuständen einer ganz bestimmten, gezielt ausgewählten, Energie. Die folgenden Beispiele sollen nun zeigen, was bei der Interpretation, der mit Hilfe der Rastersondenmethoden gewonnenen Abbildungen, beachtet werden muss.

Abbildungen von Graphit (HOPG) [52]

Graphit ist ein Schichtsystem, bei dem die Netzebenen zueinander einen Abstand von $3,35\text{\AA}$ haben und wie in Abbildung 3.5 gezeigt, angeordnet sind. Die Schichtstruktur von HOPG besteht aus Nichtäquivalente (*A*) und (*B*) Gitterplätze auf der Graphit-(0001)-Oberfläche. Die Punkte repräsentieren dabei die Kohlenstoffatome der obersten Ebene, Kreise die der darunter liegenden.

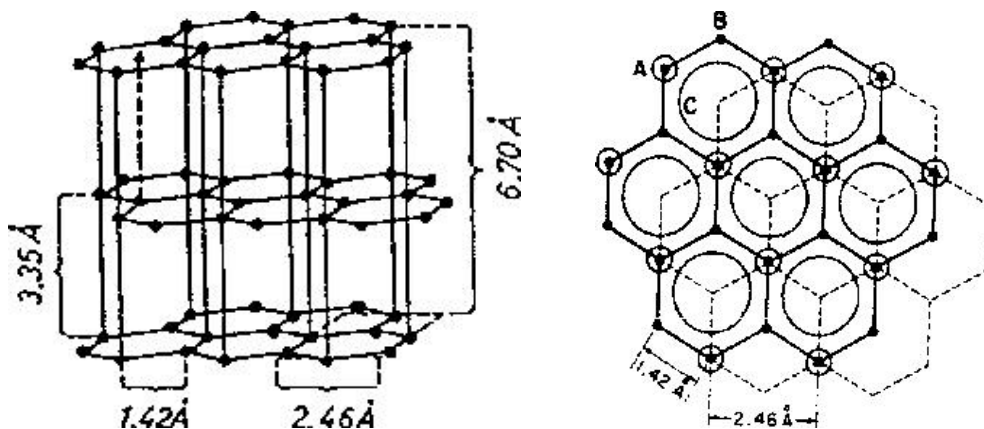


Abb. 3.5 Struktur von Graphit [53]

In HOPG sind die Kohlenstoffatome sp^2 -hybridisiert. Sie sind daher dreiwertig und gehen in den einzelnen Netzebenen jeweils drei kovalente Bindungen ein, die zueinander koplanar sind, was zu einer honigwabeförmigen Struktur führt. Der Atomabstand beträgt $1,42\text{\AA}$ und die Gitterkonstante bezogen auf die zweiatomigen Einheitszellen $2,46\text{\AA}$. Die Netzebenen werden untereinander nur durch van der Waals-Kräfte gebunden, was HOPG sehr gut spaltbar macht.

Eine Besonderheit von STM-Aufnahmen mit atomarer Auflösung auf HOPG ist die Tatsache, daß nur jedes zweite Atom abgebildet wird. Berechnungen zeigen, daß eine starke Asymmetrie in der lokalen Zustandsdichte nahe der Fermienergie [54] zwischen (A) und (B) Gitterplätzen vorliegt; mit (A)-Plätzen werden die Kohlenstoffatome bezeichnet, die in der unmittelbar unter oder über ihnen liegenden Ebene orthogonal zu dieser ein Nachbaratom haben, mit (B)-Plätzen, die dort keinen Nachbarn haben. Es zeigt sich, daß die elektronischen Zustände über den (B)-Atomen sehr dicht an der Fermikante liegen, die über den (A)-Atomen hingegen ein Kontinuum über einen Bereich von $1,2eV$ um die Fermienergie bilden. Da mit dem STM die Zustandsdichte nahe der Fermienergie detektiert wird, tragen somit die (B)-Atome sehr viel mehr zum Tunnelstrom bei als die (A)-Atome. Dieser Asymmetrieeffekt wird bei steigender Tunnelspannung zwar kleiner, doch er verschwindet nicht.

Die nächste Bildfolge zeigt nun das sich auch der Stromwechsel, zwischen den einzelnen Messungen durchgeführt, auf die Abbildungen auswirkt.

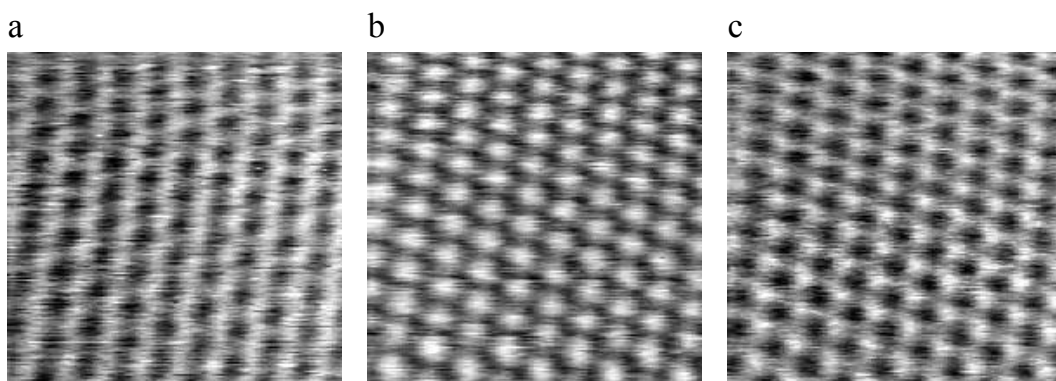


Abb. 3.6, veränderte Messströme verändern eine Graphitoberfläche [55]

Der Tunnelstrom wurde zwischen Messung (a) und (b) um ca. $4nA$ erhöht, zwischen (b) und (c) um ca. $2nA$ verringert. Während das Bild (a) bei niedrigem Strom

invertiert erscheint, erkennt man im nächsten Bild das hexagonale Gitter runder Strommaxima mit der Gitterkonstanten von $(2,7 \pm 0,3)\text{\AA}$. Das Bild (c) zeigt eine Messung im Übergangsbereich, einem Bereich in dem sowohl je ein hexagonales Gitter aus dunklen als auch aus hellen Gitterpunkte zu erkennen sind, so daß man in diesem Fall eigentlich nicht mehr von Atomplätzen sprechen kann.

Bei den STM-Messungen kann man darüber hinaus feststellen, daß sich der Bildcharakter bei Drehungen der Scanrichtung drastisch ändern kann. Eine solche Änderung ist normalerweise nicht ungewöhnlich, da im allgemeinen beim Abtastvorgang laterale Kräfte derart auf die Spitze wirken, daß der Winkel zwischen atomaren Reihen und der Scanrichtung eine große Rolle spielt. Es zeigte sich jedoch, daß auch eine Drehung um $\pm 60^\circ$, die das hexagonale Gitter auf sich selbst abbildet, auf reproduzierbare Art und Weise einen entscheidenden Wechsel der Bildstruktur mit sich bringen kann, wie die Abbildung 3.7 zweier aufeinanderfolgend aufgenommene STM-Bilder eines Oberflächenausschnitts von $10\text{\AA} \times 10\text{\AA}$, mit einer Tunnelspannung von $0,4V$ und einem Tunnelstrom $1,65nA$ sowie einer Scanfrequenz von $35Hz$ zeigt. Vor der zweiten Aufnahme wurde die Scanrichtung um 60° gedreht.

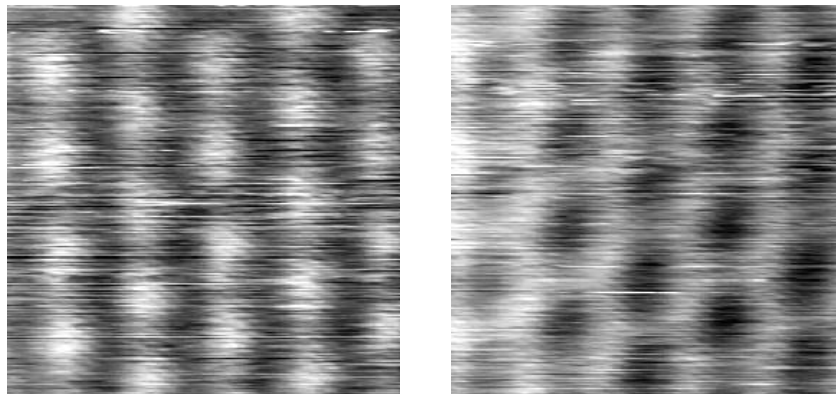


Abb. 3.7, Drehung der Scanrichtung auf HOPG [56]

Bei Messungen mit einem Rasterkraftmikroskop (Non-Kontakt-Mode) kann ein etwas anderes Bild der Graphitoberfläche entstehen, denn die genauere Theorie zeigt, daß bei konstanter Auflagekraft Profile konstanter Gesamtladungsdichte aller „Oberflächenelektronen“ abgebildet werden. Befindet sich der Cantilever genau in der Mitte einer der honigwabeförmigen Sechseckringe, so wird tritt er mit den sechs Ringatomen am stärksten in Wechselwirkung. Genau über einem Atom der obersten

Schicht sind nur drei weitere Atome in nächster Nähe und die wechselwirkenden Kräfte entsprechend geringer. Ein Vergleich, zwischen experimentell- und theoretisch gewonnenen Abbildungen (je $10\text{\AA} \times 10\text{\AA}$) von HOPG beim Linienscan über je einen (A)-Atom- und (B)-Atomgitterplatz, zeigt die dabei auftretenden Unterschiede.

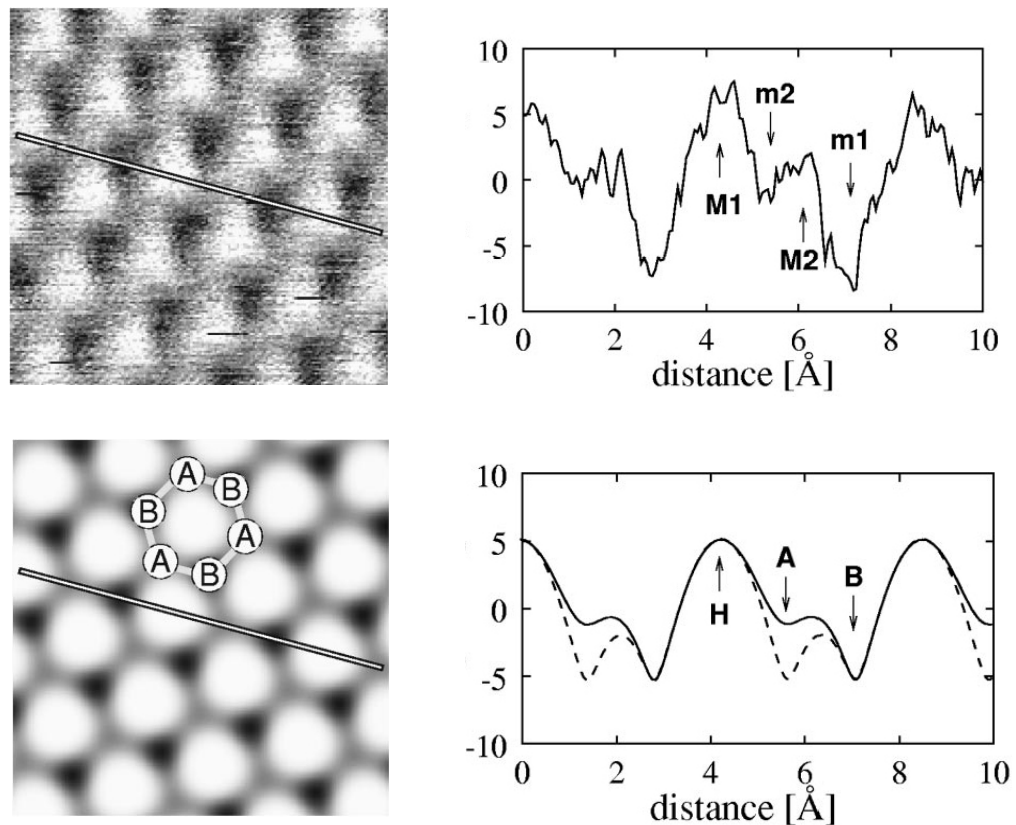


Abb. 3.8, Vergleich Theorie und Experiment an HOPG [57]

Das erste Bild zeigt dabei ein, experimentell mittels Non-Kontakt-Mode im UHV gewonnenes, Bild von HOPG. Die Graphik daneben zeigt, daß es zwei wesentliche Maxima $M1$ und $M2$ gibt und zwei dazugehörige Minima $m1$ und $m2$. Der „Höhenunterschied“ (auf der senkrechten Achse in pm aufgetragen), beträgt zwischen dem höheren Maximum $M1$ und den niedrigeren Minimum $m1$ ungefähr $12pm$. Der Abstand zwischen den beiden Maxima $M1$ und $M2$, welcher dem kleinsten Atomabstand in Graphit entspricht, beträgt ungefähr $1,42\text{\AA}$. Man könnte also dem Maxima $M1$ den (A)-Atom und dem Maxima $M2$ den (B)-Atom Gitterplatz zuordnen, oder auch umgekehrt. Auch der Abstand zwischen den beiden

Minima beträgt $1,42\text{\AA}$ und so würden alle Eigenschaften, sowohl für die Minima als auch für die Maxima, dem atomaren Gitter von Graphit entsprechen und es wäre nicht eindeutig klar, wo sich die Atome eigentlich befänden. Die unteren Abbildungen sind theoretische Modellbilder, wobei die (*A*)- und (*B*)-Atome wieder die unterschiedlichen Positionen im Gitter einnehmen. Die Simulation zeigt dabei im Unterschied zum Experiment, daß sich ein Maxima an der Position (*H*), an der sich in der obersten Schicht kein Graphitatom befindet, besteht und das die beiden (*A*)- und (*B*)-Atompositionen als Minima auftreten. Damit wird bestätigt, daß bei einem Rasterkraftmikroskop im Non-Kontakt-Mode die größten Kräfte genau an der Stelle auftreten, an der der Cantilever mit den meisten Atomen in Wechselwirkung tritt, an HOPG in der Mitte der honigwabeförmigen Sechseckringe, und nicht genau über einem der (*A*)- und (*B*)-Atome.

Wellen in der Kupferoberfläche

Da die Elektronen an der, oder nahe der Oberfläche nicht nur Teilchen sondern auch Welleneigenschaften besitzen, kann man mit dem Rastertunnelmikroskop auch Wellenphänomene beobachten. Diese stehenden Wellen sind, im Vergleich zu den Metallatomen mit Durchmessern von $250-350\text{pm}$, sehr fein und nur wenige pm hoch. Die Abbildung einer Kupferoberfläche, die irgendeine Verunreinigung, als heller Fleck links unten ersichtlich, aufweist, ist ein gutes Beispiel für solche Wellenphänomene.

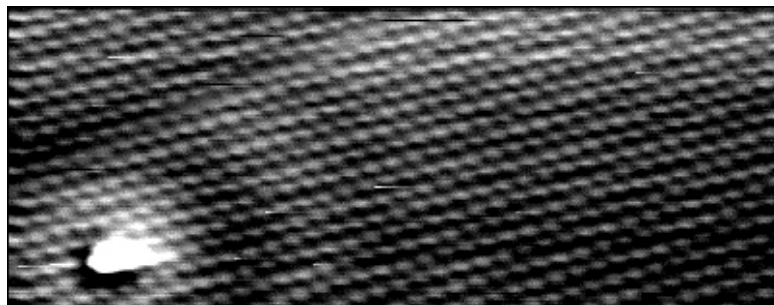


Abb. 3.9, Stehende Elektronenwelle auf Kupfer [58]

Als Wellenlänge für diese stehende Elektronenwelle ergibt sich bei Fermienergie, bei der die Messung mit dem STM normalerweise durchgeführt wird, ungefähr der 14-

fache atomare Abstand. Da die Empfindlichkeit des STM noch größer ist, kann man Maxima und Minima der Wellenfunktion sehen, die aber beide als Maxima in der Abbildung aufscheinen. Die Wellenlänge erscheint deshalb in den Abbildungen nur halb so groß wie ihr tatsächlicher Wert.

Die nächste sehr feine Abbildung wurde ebenso mit einem Rastertunnelmikroskop aufgenommen und zeigt mehrere mehratomare Stufen einer Kupferoberfläche. An den Kanten der jeweiligen Flächen und um einzelne herausragende Atome auf den verschiedenen Plateaus kann man überall wellenförmige Überstrukturen erkennen.

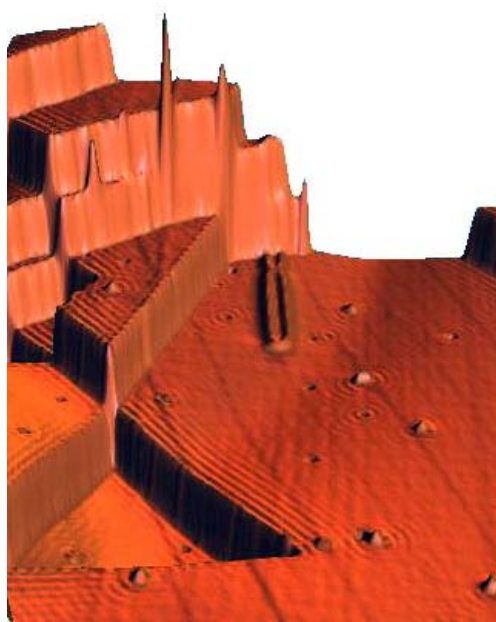


Abb. 3.10, „Wellen im Kupfergebirge“ [59]

Betrachtet man nun als Abschluss die Abbildung auf der nächsten Seite, so sieht man dort in den beiden oberen Abbildungen jeweils einen sogenannten ellipsenförmigen „Quantencorral“ bestehend aus einigen Dutzend Kobaltatomen ebenfalls auf einer Kupferoberfläche, bei dem sich im linken Fall ein zusätzliches magnetisches Kobaltatom genau im linken Brennpunkt befindet. Im rechten System befindet sich das weitere Kobaltatom nicht im Brennpunkt sondern in irgend einer beliebigen Lage im Innern der „Kobaltatomellipse“. Die Ringatome wirken für die Elektronen der Kupferoberfläche wie ein „Korallenriff“ von dem sie in den Ring zurückreflektiert werden. Es bildet sich hier in diesem Fall speziell im Inneren, wie durch die Quantenphysik vorhergesagt, eine wellenförmige Struktur, die von Größe und

Gestalt des Ringes und somit auch der beteiligten Elektronen abhängt. Die ellipsenförmige Anordnung der Atome führt dabei zu einer großen Elektronendichte in beiden Brennpunkten. Das zusätzliche magnetische Kobaltatom beeinflusst die Elektronenkonfiguration im Ring. Wird es in einen Brennpunkt gesetzt, dann verändert sich die Elektronenkonfiguration auch im anderen Brennpunkt auf die gleiche Weise. Es wird in beiden Brennpunkten der selbe elektronische Zustand gemessen auch wenn in Wirklichkeit nur in einem ein magnetisches Kobaltatom sitzt. Die Intensität des Trugbildes erreicht ungefähr ein Drittel der des eigentlichen Kobaltatoms [60].

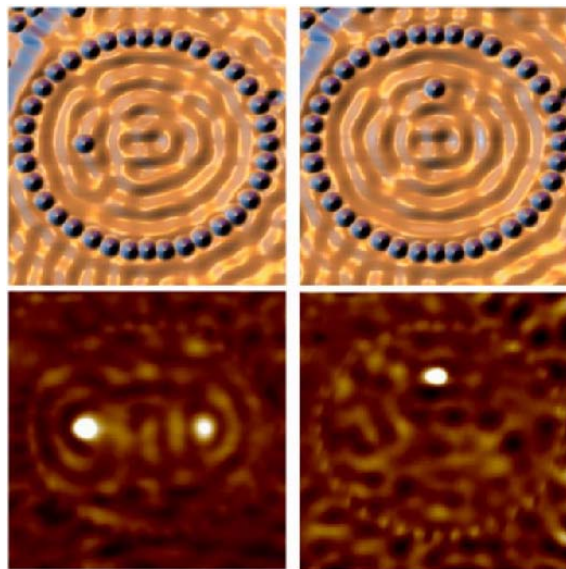


Abb. 3.11, Quantencorral [61]

3.2 Aufenthaltswahrscheinlichkeiten

Die Überlegungen des vorherigen Abschnittes zeigen, so wie viele andere Experimente, wie zum Beispiel der innere Photoeffekt [62], bei dem Elektronen durch Lichtabsorption aus ihrem Bindungszustand herausgelöst und für den elektrischen Ladungstransport verfügbar werden, daß es nicht möglich ist, die Materie mit Hilfe von Teilchen, die sich auf wohldefinierten Bahnkurven bewegen, zu beschreiben. Man muß, um die Struktur der Oberfläche der Wirklichkeit entsprechend wiederzugeben, zu einer quantenmechanischen Beschreibung der Materie wechseln. An die Stelle der klassischen Bahnkurve tritt dann die Wahrscheinlichkeit $W(x, y, z, t)$, das Teilchen zu einem Zeitpunkt t im Volumenelement $dV = dx dy dz$ zu finden. Diese Wahrscheinlichkeitsfunktion hängt mit dem Absolutquadrat der zugehörigen Materiewellenfunktion $\psi(x, y, z, t)$ zusammen, die sich als Lösung der Schrödingergleichung ergibt [63].

$$W(x, y, z, t) dV = |\psi(x, y, z, t)|^2 dV$$
$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right\} \psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t}$$

Die Struktur der Oberfläche und des gesamten Festkörpers ist mit dieser Betrachtungsweise nur durch die unterschiedlich hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten bestimmt. Aus diesen Gründen wird es deshalb oft notwendig sein, die durch das Experiment erhaltenen Abbilder der Oberfläche mit theoretisch berechneten Daten, oder mit Ergebnissen einer chemischen Analyse zu vergleichen, um sichere Aussagen über die Oberflächenstruktur treffen zu können.

4. Beispiele für die Anwendungen der Rastersondenmethoden

4.1 Beobachtung von Lebensvorgängen im Rasterkraftmikroskop

Allgemeine Betrachtung

Ein winziger Punkt mit dem Bleistift, der aus rund 100 Milliarden Kohlenstoffatomen besteht, ist mit freiem Auge gerade noch wahrnehmbar. Ein Lichtmikroskop kann rund 10 Millionen Atome, das entspricht in etwa einem einzelnen Mitochondrium, als Körnchen unterscheiden. Mit dem besprochenen Elektronenmikroskop kann man bis auf wenige tausend Atome vordringen, dem entsprechen größere Moleküle wie zum Beispiel Antikörper aus dem Blut. Da das Präparat dafür aber speziell vorbereitet werden muß, zum Beispiel durch Trocknung und anschließender Bedampfung mit Metall, lassen sich Zellen nur in leblosem Zustand beobachten. Für Betrachtungen mit dem Rastertunnelmikroskop sind lebende Zellen nicht geeignet, da sie nicht leitend sind. Die Plasmamembran einer tierischen Zelle zum Beispiel, die überwiegend aus Fettmolekülen besteht, ist ein hervorragender elektrischer Isolator. Mit dem Rasterkraftmikroskop hat man ein Instrument, das es ermöglicht lebende Zellen in Echtzeit zu beobachten, um so einen Einblick in die Lebensvorgänge in molekularen Dimensionen zu erhalten.

Bei der Betrachtung biologischer Proben mit dem Rasterkraftmikroskop gibt es aber größere Schwierigkeiten, da, wenn man zum Beispiel die Oberfläche einer Zelle betrachtet, dort im dünnen Fettfilm der Plasmamembran große Eiweißmoleküle schwimmen, welche die Oberfläche mit einem ungeordneten Flechtwerk, der Glykokalix, überziehen. Schon sehr kleine Kräfte, im Bereich von wenigen milliardstel Newton, vom Cantilever auf diese Struktur übertragen, deformieren diese Membran. Ein wahrheitsgetreues Bild der Oberfläche läßt sich aber nur dann erzeugen, wenn diese nicht nachgibt, oder sogar im Substrat abtaucht. Ein weiteres Problem stellen die enormen Höhenunterschiede einer lebenden tierischen Zelle dar, da fast alle Zellen auf ihrer Oberfläche relativ tiefe Taschen oder Falten aufweisen,

die mit extrazellulärer Flüssigkeit, in der Salze und andere Stoffe gelöst sind, gefüllt sind. Trotz der verschiedenen Probleme kann man gute Ergebnisse bei der Beobachtung von Lebensvorgängen erzielen [64].

Die Abbildung zeigt ein Stück DNA bestehend aus 6800 Basenpaaren auf einem Trägermaterial, betrachtet mit dem Rasterkraftmikroskop.

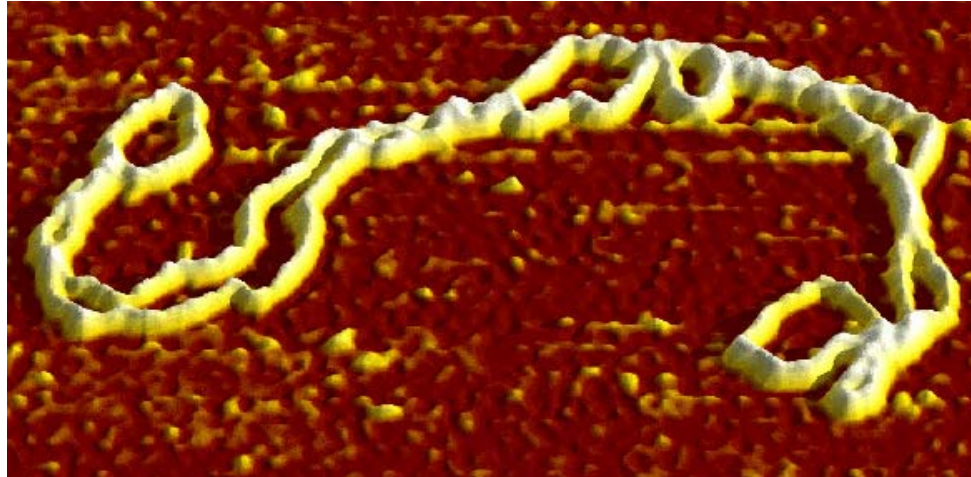


Abb. 4.1, DNA-Stück im Rasterkraftmikroskop [65]

Arbeitsweise eines GroE1 Gro EL/ES -Komplexes

Hinter diesem Namen verbirgt sich eine kleine „Nanomaschine“, die aus einem Riesenzymkomplex, genannt Proteasom, besteht und die in der Zelle für die Entsorgung überschüssiger Enzyme zuständig ist. Ungefähr 30000 dieser kleinen wie Mülltonnen aussehenden, aus vielen Verdauungsenzymen bestehenden Gebilden, besitzt jede menschliche Zelle. Da Proteine sehr umfangreiche und unterschiedliche Aufgaben wahrnehmen, hat auch die Bildung und der Abbau nicht mehr benötigter Proteine eine sehr große Bedeutung. Die meisten Proteine werden alle paar Tage erneuert, auch in Zellen, die sich kaum teilen. Manche Proteine halten sich durchschnittlich nur etwa zwanzig Minuten, andere in derselben Zelle bis zu einigen Wochen. Die Abbaugeschwindigkeit ändert sich manchmal sehr schnell, wenn sich der Körper aus irgendwelchen Gründen rasch umstellen muß. Dass der Körper fortwährend eigene Moleküle, deren Herstellung doch recht aufwendig ist, zerstört, sieht nur auf den ersten Blick verschwenderisch aus.

Auf diese Art ist jedoch sichergestellt, daß biochemische Reaktionen, die gerade noch notwendig waren, rasch wieder aufzuhalten oder einzuschränken sind [66].

Wie schon in der Überschrift dargestellt, gibt es zwei unterschiedlich aussehende Komplexe, die aber nur unterschiedliche Arbeitszustände des selben Proteasoms darstellen. Der Kernkomplex, die eigentliche Abbaukammer, wird von vier aufeinandergestapelten Ringen mit jeweils sieben Untereinheiten gebildet. Der Deckel fungiert als hochselektiver Wächter, der den Zugang zum Kernkomplex kontrolliert. Es werden jene Proteine, die zerlegt werden sollen, in den Komplex befördert und die anderen abgewiesen. Betrachtet man nun einige solcher auf Glimmer immobilisierter Komplexe mit dem Rasterkraftmikroskop, so kann man ihnen bei der Arbeit zusehen. Es kann zum Beispiel die mittlere Dauer der unterschiedlichen Zustände bestimmt werden.

Die linke Abbildung besteht aus zwei unterschiedlichen Teilen. Der linke Teilbereich ist durch die zweidimensionale Abtastung eines Bereiches der Probe entstanden und zeigt die Lage der kreisförmigen Komplexe an. Der rechte Teilbereich liefert die Arbeitsweise einiger Komplexe, durch ein wiederholtes Abtasten der selben Linie über einen längeren Zeitraum.

In der rechten Abbildung sieht man nun die unterschiedlichen Arbeitszeiten und damit auch -zustände der Komplexe.

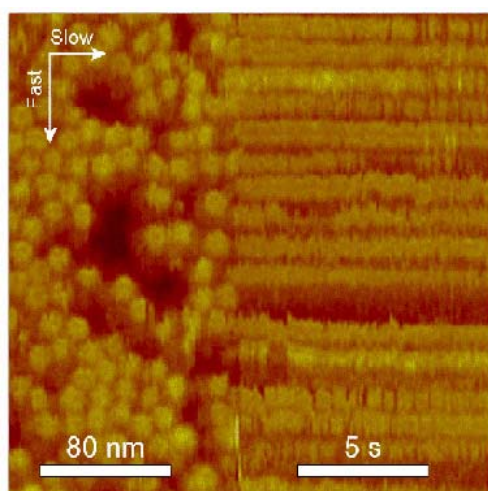


Abb. 4.2, Gro EL Lage bzw. zeitlicher Verlauf [67]

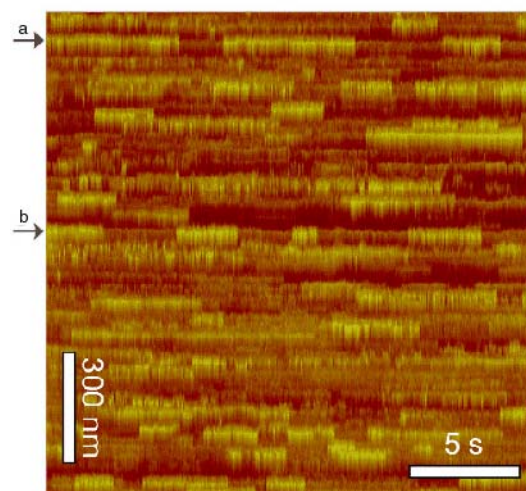


Abb. 4.3, Gro EL zeitlicher Verlauf [68]

Die mit a und b markierten Stellen sind in der unteren Abbildung nochmals hervorgehoben, um die Unterschiede im Höhenprofil darzustellen. Man sieht nun recht deutlich, wie der Komplex vom einem in den anderen Zustand überwechselt, wie sich im Prinzip der Deckel öffnet und schließt.

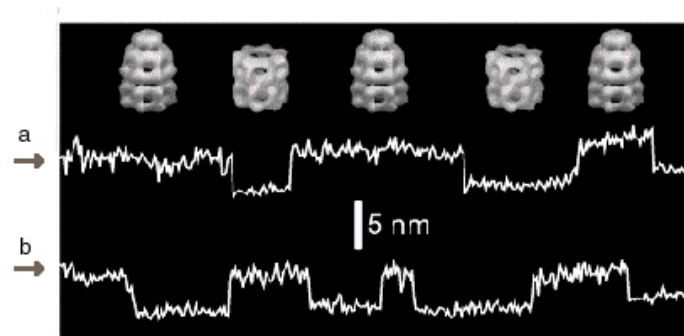


Abb. 4.4, Arbeitsrhythmus der Gro EL und Gro EL/ES Komplexe [69]

Man kann nun zusehen, wann und wie sich die Komplexe verändern und wie lange sie für die „Verdauung“ eines Proteins benötigen, oder wann sie keine Reaktion zeigen. Für die Entwicklung neuer Medikamente und zum besseren Verständnis der Vorgänge in der Zelle ist die Beobachtungsmethode mit dem Rasterkraftmikroskop von großem Vorteil und Nutzen.

4.2 Oberflächenanalyse metallischer Legierungen mit dem Rastertunnelmikroskop

Die folgenden Beispiele stammen aus dem Artikel „Hochauflösende Rastertunnelmikroskopie unterscheidet Atome“ des Instituts für Allgemeine Physik der TU-Wien., der Arbeitsgruppe P.Varga und M. Schmidt [70].

Das Prinzip der Minimierung der Oberflächenenergie führt für viele Oberflächen zu einer Änderung der kristallographischen Struktur. Die Oberfläche besitzt nicht die Struktur des abgeschnittenen Festkörpers, sondern es bildet sich eine Überstruktur mit geänderter Periodizität. Dies wird Rekonstruktion genannt. Bei mehrkomponentigen Systemen kommt es zu einer Änderung der chemischen Zusammensetzung der Oberfläche im Vergleich zu der im Volumen des Festkörpers. Diese Oberflächensegregation führt zu einer Anreicherung einer Komponente an der Oberfläche, was entscheidend das Verhalten von Materialien beeinflussen kann. Beispielsweise werden die Prozesse in der heterogenen Katalyse ausschließlich durch die Struktur und Zusammensetzung der Oberfläche bestimmt. Auch die immer weiter fortschreitenden Miniaturisierung in der Technik bewirkt, daß die Bedeutung der Oberflächenanalyse zunimmt, da bei immer kleineren Nanostrukturen das Verhältnis der Anzahl von Oberflächenatomen zur Anzahl von Volumenatomen immer größer wird.

Messungen mit Hilfe eines Rastertunnelmikroskops an einer $Pt_{50}Rh_{50}$ -Oberfläche, die als Katalysator im Abgassystem von Benzinmotoren Verwendung findet, haben diesen Effekt auf sehr eindrucksvolle Weise bestätigt. Die hellen Punkte in der nächsten Abbildung zeigen die Lage der Rh -Atome und die dunklen Punkte die Pt -Atome.

Durch einfaches Abzählen kann man an der Abbildung feststellen, daß sich an der Oberfläche nur 31% Rh -Atome befinden statt 50% wie im Volumen. Weiter erkennt man, daß Pt und Rh zur Ausbildung von kleinen Gruppen gleichartiger Atome neigen. Im Wesentlichen tritt also keine langreichweitige chemische Ordnung auf. Die schwarzen Punkte sind Bereiche, in denen Verunreinigungen mit Kohlenstoff vorhanden sind.

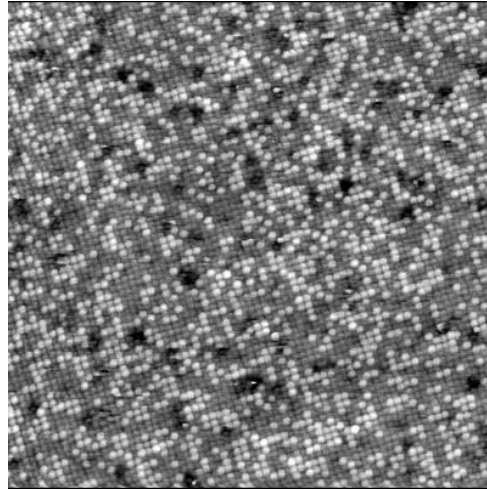


Abb. 4.5, $Pt_{50}Rh_{50}$ -Oberfläche [71]

An der nächsten Abbildung sieht man, daß an den Stufenkanten fast ausschließlich Pt -Atome sitzen. Stufenkanten sind Zentren erhöhter chemischer Aktivität und die Kenntnis ihrer Zusammensetzung ist für die heterogene Katalyse von entscheidender Bedeutung. Im Histogramm der Grauwerte, das daneben abgebildet ist, kann man die exakte Konzentration an der Oberfläche ablesen: 69% Pt -Atome und 31% Rh -Atome, wobei die Anzahl der Atome auf der y-Achse aufgetragen ist. Der Unterschied in der scheinbaren Höhe beträgt ungefähr 20 pm und ist an der x-Achse ablesbar.

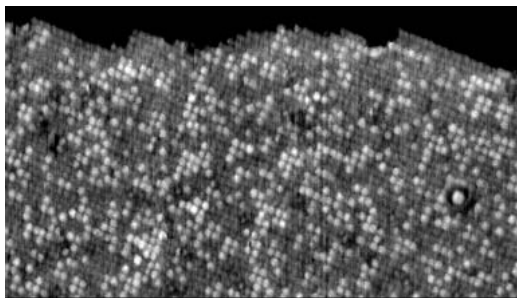


Abb. 4.6, $Pt_{50}Rh_{50}$ -Verteilung an einer Kante [72]

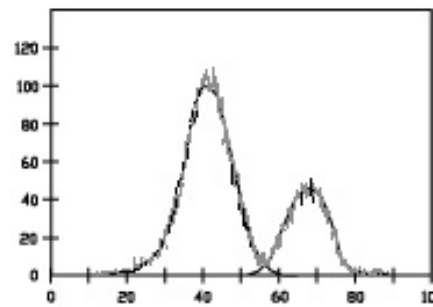


Abb. 4.7, Histogramm der Verteilung [73]

Das Wissen, daß die Kristallstruktur an der Oberfläche und speziell an atomaren Kanten eine andere ist als die im Innern des Festkörpers, ist nicht nur für das genaue Verständnis der Prozesse bei der heterogenen Katalyse entscheidend, sondern ganz allgemein bei jeglichen Anlagerungen an Oberflächen.

Auch das Wachstum von ultradünnen Schichten, das sind Schichten im Bereich von Submonolagen bis zu einigen Atomlagen, wird immer wichtiger. Die Qualität dieser

Schichten ist für technische Zwecke oft von entscheidender Bedeutung. Haftung, Rauigkeit und Porosität einer Schicht werden weitgehend zu Beginn des Schichtwachstums bestimmt. Erst wenn man die genaue Oberflächenkristallstruktur kennt, kann die optimale Schichtdicke bestimmt werden und so sowohl die Qualität verbessert und meist auch die benötigte Beschichtungsdicke verringert werden. Wenn zum Beispiel das Wachstum von *Pb* auf *Cu*- oder *Cu* auf *Pb*- (1,1,1)Einkristalloberflächen untersucht wird, so zeigt sich, daß sich im Submonolagenbereich zuerst eine Legierung an der Oberfläche ausbildet und erst bei dickeren Schichten ein Film aus reinem *Pb* entsteht. Diese Materialkombination ist für die Herstellung von Gleitlagern mittels Zerstäuben für die Motorenindustrie interessant, da es sich dabei um Elemente mit stark unterschiedlicher Härte, vollkommener Unmischbarkeit und mit einem Größenunterschied von 37%, handelt [68]. Die nächsten Abbildungen zeigen links eine monoatomare Schicht, bei der 22% der *Cu*-Atome durch *Pb*-Atome ersetzt sind, sichtbar auf der Abbildung sind aber nur die ungeordneten *Pb*-Atome, sie sind immer noch von je 6 nicht sichtbaren *Cu*-Atome umgeben. In den meisten Fällen sind die *Pb*-Atome in Gruppen zu 2-3 Atomen mit jeweils 3-4 *Cu*-Atomen angeordnet.

Die rechte Abbildung zeigt eine höhere Schicht von *Pb*-Atomen: sie bedeckt die Oberfläche schon vollständig. Es gibt nur einige Fehlstellen, an denen sich in dieser Schicht keine *Pb*-Atome befinden und die auf der Abbildung schwarz erscheinen und Stellen, an denen sich die *Pb*-Atome in mehrere Schichten abgelagert haben, durch die weißen Stellen ersichtlich. Durch den Unterschied im Atomdurchmesser von *Pb* und *Cu* überdecken dabei 3×3 *Pb*-Atome je 4×4 *Cu*-Atome.

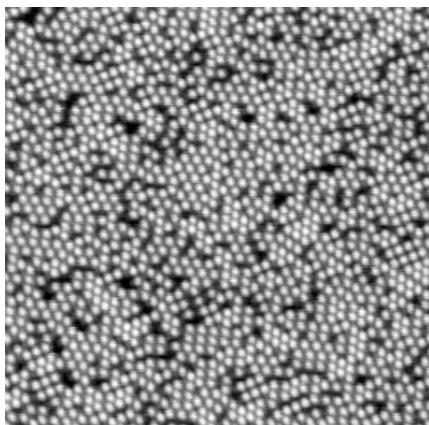


Abb. 4.8, eine Schicht *Pb*-Atome auf *Cu* [74]

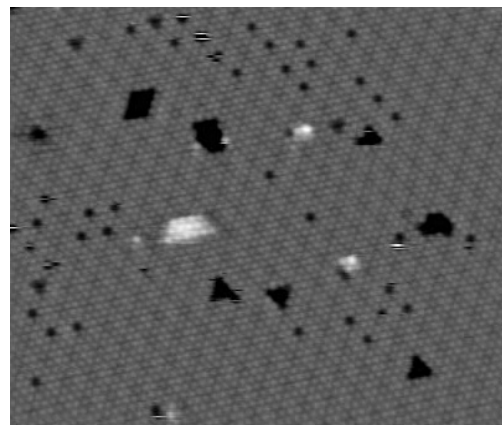


Abb. 4.9, mehrere Schichten *Pb*-Atome auf *Cu* [75]

Der umgekehrt Fall, also das Wachstum von *Cu*-Atomen auf einer *Pb*-(1,1,1) Oberfläche birgt auch einiges Interessantes in sich. Da die Oberflächenenergie, also jene Energie, die benötigt wird, um das Kristallgitter aufzubrechen und dort Fremdatome einzubauen, von *Pb* wesentlich kleiner als die von *Cu* ist, erwartet man ein Wachstum von *Cu*-Inseln auf der *Pb*-Oberfläche [76]. Die linke Abbildung zeigt auf den ersten Blick eine solche *Cu*-Insel auf der Oberfläche, aber eine genauere Betrachtung der Gitterkonstante ergibt, daß sie auch auf der Insel der von *Pb* und nicht der von *Cu* entspricht! Das heißt, die *Cu*-Insel ist von einer einatomaren *Pb* Schicht überdeckt.

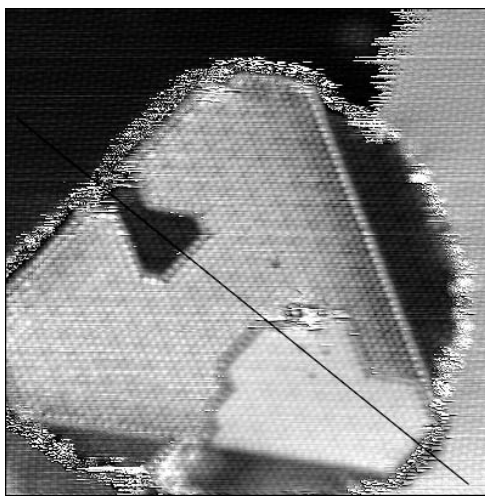


Abb. 4.10, Wachstum von *Cu* auf *Pb* [77]

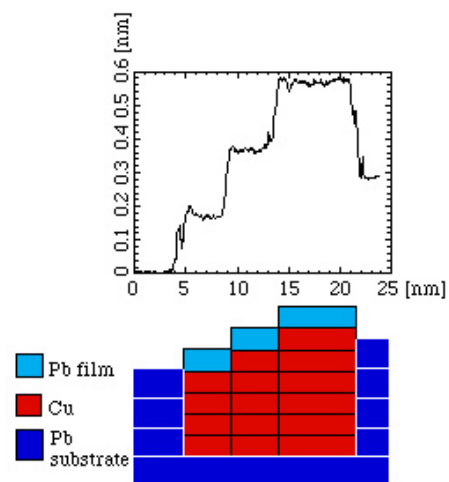


Abb. 4.11, *Cu* auf *Pb* schematisch [78]

Die Ergebnisse der Oberflächenanalyse mit dem Rastertunnelmikroskop sind in Abbildung 4.11 schematisch dargestellt. Man erkennt, daß Teilbereiche der *Cu*-Insel, die nur circa $0,15\text{nm}$ hoch ist, tiefer liegen als die eigentliche *Pb*-Oberfläche und das bedeutet, dass Teile des *Cu* sogar ins *Pb* abgetaucht sind. Aus dem Unterschied zwischen einer Schicht *Pb*, die eine Dicke von $0,286\text{nm}$ hat, und der einer Schicht *Cu* mit einer Dicke von $0,208\text{nm}$, kann man auf die Anzahl der *Cu* Schichten schließen.

Dieses Verhalten wird klar, wenn man bedenkt, daß eine *Cu*-Insel, die auf der *Pb* Oberfläche schwimmt, selbst eine Oberfläche besitzt, deren Erzeugung Energie benötigt. Diese Energie wird durch die Überdeckung mit *Pb* verringert. Die nächste Abbildung zeigt was passiert, wenn *Cu* Atome auf die *Pb* Oberfläche aufgebracht werden. Gleich nachdem die *Cu* Atome auf die Oberfläche aufgebracht worden sind,

beginnen die ersten *Pb* Atome sich auf das *Cu* zu bewegen (1). Dies geht so lange vor sich, bis der Zustand (2) erreicht ist. Kommen weitere *Cu* auf die Oberfläche, so wandern sie so lange, bis sie auf eine solche überdeckte Insel treffen, um dort entsprechend unterzutauchen (3). Als Folge dieses Untertauchens kommen einige *Pb* Atome an die Oberfläche (4) und es stellt sich wieder ein Zustand kompletter Überdeckung ein (5).

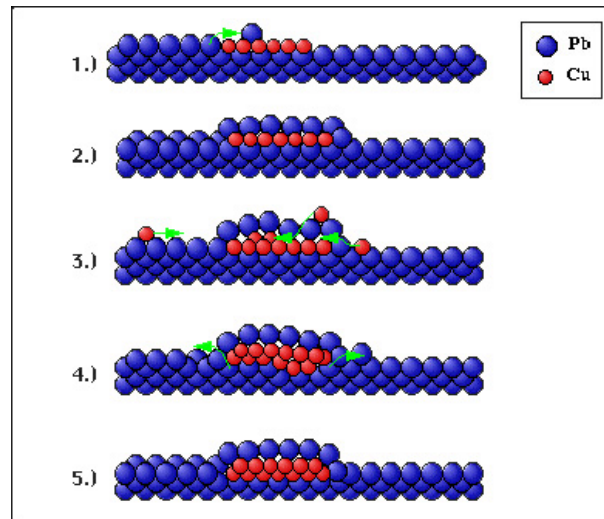


Abb. 4.12, Überdeckung von *Cu* Atomen auf *Pb* [79]

Aus den hier beschriebenen Vorgängen ergeben sich daher sehr interessante Informationen über die Struktur von mehrkomponentigen Oberflächen, die es erlauben, technische relevante Prozesse detailliert auf atomarem Maßstab zu beschreiben. Man sieht auch, daß alle Rastertunnelmikroskopbilder immer mit Vorsicht zu betrachten sind (siehe dazu Abbildung 4.10) und dass es noch viele ungeklärte Prozesse bei der chemischen Analyse von Oberflächen mit atomarer Auflösung gibt.

4.3 Oberflächenmanipulationen mit STM und AFM

Der Faustkeil war ein wichtiges Mittel für den steinzeitlichen Menschen, um Holz, Fell und Knochen zu bearbeiten, ohne Pflug konnte er keinen intensiven Ackerbau betreiben und der Computer brachte die heutige Automatisierung. Rastersondenmethoden eröffnen nun neue Dimension in der Materialverarbeitung, da ihre Möglichkeiten von der Manipulation von Atomen und Molekülen bis hin zum Bau von Nanomaschinen reichen.

Mit dem Rastertunnelmikroskop

Das Rastertunnelmikroskop arbeitet, wie schon aus Kapitel 2 bekannt, mit leitenden Oberflächen unter Verwendung des Tunnelstroms als Feedbackparameter. Diese Tatsache erleichtert natürlich auch die Oberflächenmanipulation, da man die für den Tunnelstrom benötigte angelegte Spannung in einem relativ großen Bereich variieren kann. Einzelne Atome lassen sich damit aus der Oberfläche heraus lösen. Diese „kleben“ dann an der Messspitze und können an einer anderen Stelle durch Umpolen der Spannung wieder auf die Oberfläche „geworfen“ werden. Klingt dies recht einfach, so ist es im praktischen Fall schwierig, die genaue Spannung zu finden, um einzelne Atome und nicht ganze atomare Klumpen zu versetzen. Die ersten derartigen Versuche wurden in einem IBM Forschungslabor durchgeführt und resultierten in der nächsten Abbildung, bei der einzelne Xenonatome auf einer Nickeloberfläche ausgerichtet wurden.

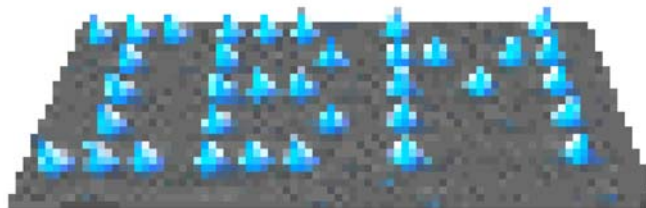


Abb. 4.13, IBM-Schriftzug aus einzelnen Xenonatomen [80]

Damit öffnen sich, zum Beispiel bei der Herstellung von kleinen Bauteilen und Maschinen, viele neue Möglichkeiten, da man diese vielleicht in Zukunft aus einzelnen Atomen nach Bedarf zusammensetzen kann. Die Abbildungsreihe [81] auf der nächsten Seite zeigt, daß bei derart kleinen Strukturen quantenphysikalische Effekte wirksam sind. Man sieht, wie auf einer Kupferoberfläche einzelne Eisenatome ausgerichtet werden und welche Effekte dabei auftreten. Schon nach den ersten aufgesetzten Eisenatomen kommt es zur Ausbildung von wellenförmigen Strukturen, die ihren Ursprung in der Überlagerung der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Eisenelektronen haben.

Nach Vollendung der ringförmigen Anordnung bildet sich im Kreis eine stehende Elektronenwelle aus.

Abb. 4.14, Corral1

Abb. 4.15, Corral2

Abb. 4.16, Corral3

Abb. 4.17, Corral4

Auf der nächsten Seite sieht man links das gleiche Bild nochmals, aber dieses mal eingefärbt, um das Höhenprofil besser zu erkennen und rechts ein weiteres Bild einer Anordnung von Eisenatomen auf einer Kupferoberfläche, bei der man ebenso eine Beugung der Elektronenwellen erkennen kann.

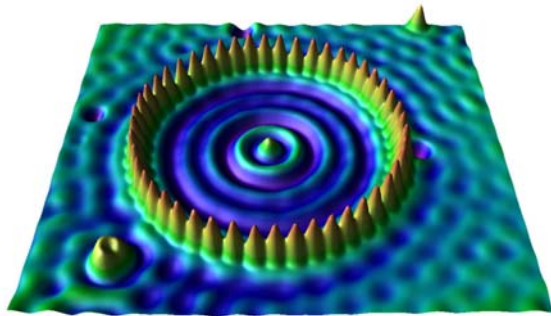


Abb. 4.18, Quantencorral [82]

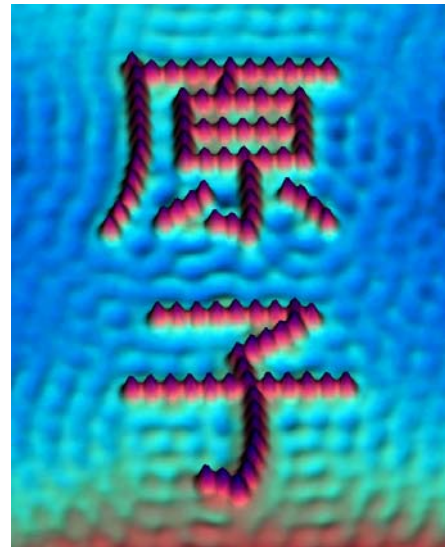


Abb. 4.19, „kanji“ [83]

Mit dem Rasterkraftmikroskop

Mit der Spitze eines Rasterkraftmikroskops, die als kleine Schaufel, mit der einige Atome bewegt werden können, verwendet wird, kann man ebenso neue atomare Strukturen erzeugen. Diese Methode arbeitet dabei eine Größenordnung größer als das Rastertunnelmikroskop und schneidet oder kratzt die Atome aus der Oberfläche, wobei dabei sowohl im schwingenden als auch im statischen Betriebsmode gearbeitet wird. Der schwingende Cantilever arbeitet dabei wie eine kleiner Säge, da die Spitze immer in einer Ebene hoch- und runterschwingt trennt sie das Objekt, zum Beispiel ein Molekül, in zwei Teile auf. Mögliche erste Resultate bei der Verwendung des statischen Betriebsmodes und damit einem einfachem Kratzen in der Oberfläche, werden dabei wie die untere linke Abbildung eines molekularen Haugesichtes aussehen, bei der das gesamte Bild aus etwa 10000 Molekülen besteht. Im Allgemeinen wird es recht schwierig sein, das nötige „Fingerspitzengefühl“, daß heißt die entsprechende Kraftrückkopplung zu finden.



Abb. 4.20, erstes Kratzen mit dem AFM [84]

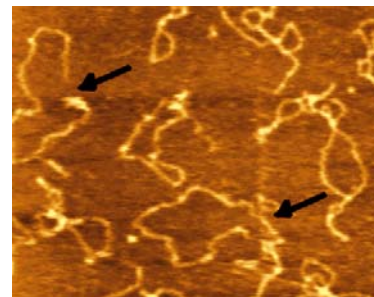


Abb. 4.21, DNA-Schnitt [85]

Die Abbildung rechts zeigt nun, wie mit einem AFM ebenso in atomaren Dimensionen Teile der DNA gezielt modifiziert werden können. In diesem Fall wurde mit dem Rasterkraftmikroskop ein Stück DNA an der markierten Stelle, in der Abbildung gekennzeichnet durch den linken Pfeil, durchtrennt.

Mit diesen Möglichkeiten könnte mittelfristig eine intelligente Molekularelektronik mit zum Teil natürlichen, zum Teil künstlich hergestellten Komponenten entwickelt werden mit all ihren Vorteilen hinsichtlich Energieverbrauch, Schaltgeschwindigkeit usw. Natürlich darf man auch potentielle Gefahren nicht übersehen, die z.B. in der inhärenten Fragilität solcher biomechanisch/bioelektronischer Hybridmaschinen liegen. Dies reicht bis hin zur Degeneration unter Umwelteinflüssen physikalischer Art wie Licht, elektromagnetische Felder, Feuchtigkeit usw. Aber auch der Einfluss von Mikroorganismen, die als Fressfeinde agieren könnten, wenn es sich um biologische Materie handelt, ist zu berücksichtigen. Eine neue Produktionstechnologie wird erforderlich sein, die nicht mehr die Partikelreinheit als allerhöchstes Ziel hat, sondern darüber hinaus, oder statt dessen, die biologische Reinheit ins Zentrum rückt [86].

Der Cantilever kann natürlich auch einfach als kleine „Pinzette“ oder „Pflug“ verwendet werden. Damit kann die Oberfläche gezielt verändert und verformt werden. Mit der Spitze als kleine Pinzette können in der Regel nicht einzelne Atome herausgezogen werden, sondern es bleibt immer ein kleiner Klumpen von Atomen an der Spitze haften. Diese an der Spitze klebenden Atome kann man an einer anderen Stelle wieder auf die Oberfläche recht gut absetzen. Das linke Bild auf der nächsten Seite zeigt wie einige solcher Atomhäufchen auf einer anderen Oberfläche angeordnet wurden, um so die Buchstaben „di“ zu formen.

Ein schwingender Cantilever hingegen kann, wie schon angesprochen auch zum Schneiden verwendet werden, eine Methode, die nicht nur für biologische Moleküle sehr interessant ist. Wird die Spitze unter sehr hoher Auflagekraft unter einem schrägen Aufwinkeln über die Probenoberfläche bewegt, so schneidet sie sich in das Substrat hinein und durchtrennt dabei selbst vergleichsweise dicke Metallstreifen. Die Positionier- und Strukturiergenauigkeit liegt auch hier bei einigen Nanometern. Die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des rechten Bildes zeigt das Ergebnis einer Strukturierung an einem Aluminiumfilm, der bis auf einen $50 \times 50 \text{ nm}$ großen Kontakt vollständig durchtrennt wurde. Die so verbleibende schwache

Kopplung der beiden Metallstreifen bildet einen sogenannten Josephson Kontakt (näheres dazu siehe [38] und [39] in Kapitel 2.3), da der Aluminiumfilm bei hinreichend kleinen Temperaturen supraleitend wird.



Abb. 4.22, di-Bild [87]

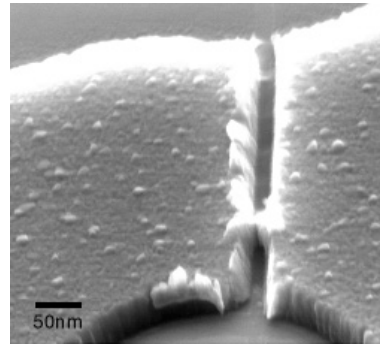


Abb.4.23, Schnitt in *Al* mit einem AFM [88]

Das Potential solcher Spitzen zeigt sich in der Verwendung als lithographisches Werkzeug, mit dem es gelingt, Strukturen von nur noch wenigen Nanometern bei Perioden bis nahe an 10 nm heran herzustellen. In den beiden nächsten Abbildungen (je $1,5 \times 1,5 \mu\text{m}$) zeigt sich, daß Spitzen so widerstandfähig sind, daß vergleichsweise weiche Materialien wie z.B. *InAs* direkt strukturiert werden können. Die Spitze fungiert auch hierbei nicht als passives, abbildendes Element, sondern als aktives Werkzeug. In diesem Fall sieht man eine AFM Abbildung eines *InAs*-Oberflächen-Quantentopfes links vor und rechts nach erfolgter AFM Strukturierung, bei der wie bei der Photolacktechnik (Lithographie) ein kurzperiodiges Antidotgitter übermoduliert wurde. Die in beiden Teilen des Bildes zu erkennende Spiralstruktur zeigt tatsächlich atomare Lagen der *InAs* Oberfläche, die Stufenhöhe entspricht genau der Einheitszelle von *InAs*.

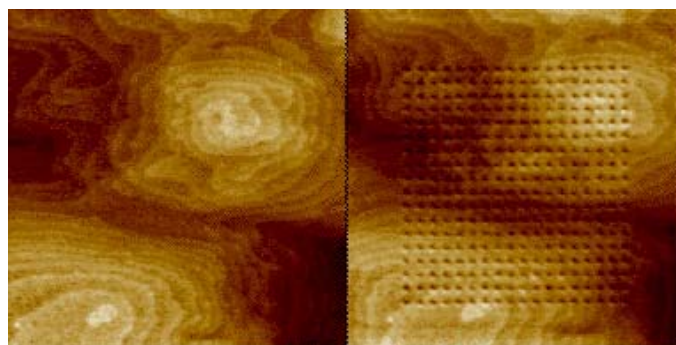


Abb. 4.24, Gitterstruktur [89]

Die nächste Bilderfolge zeigt die Oberfläche einer Metallmatrize, wie sie typischerweise zur Produktion einer Compact Disc verwendet wird. Die digitalen Daten werden dabei in Form von sogenannten Pits codiert. Diese sind in den Abbildungen der Abgussform als Erhöhungen deutlich zu erkennen. Mit Hilfe des Rasterkraftmikroskops ist es möglich, einzelne Pits bezüglich ihrer lateralen Abmessungen und insbesondere ihre Höhe präzise auszumessen. Bei entsprechender Vergrößerung ist außerdem die Struktur der Metallmatrize zwischen den Pits zu erkennen. Das Rasterkraftmikroskop liefert somit wichtige Informationen, um die Produktqualität von CDs und DVDs zu kontrollieren und den Herstellungsprozess gezielt zu verbessern.

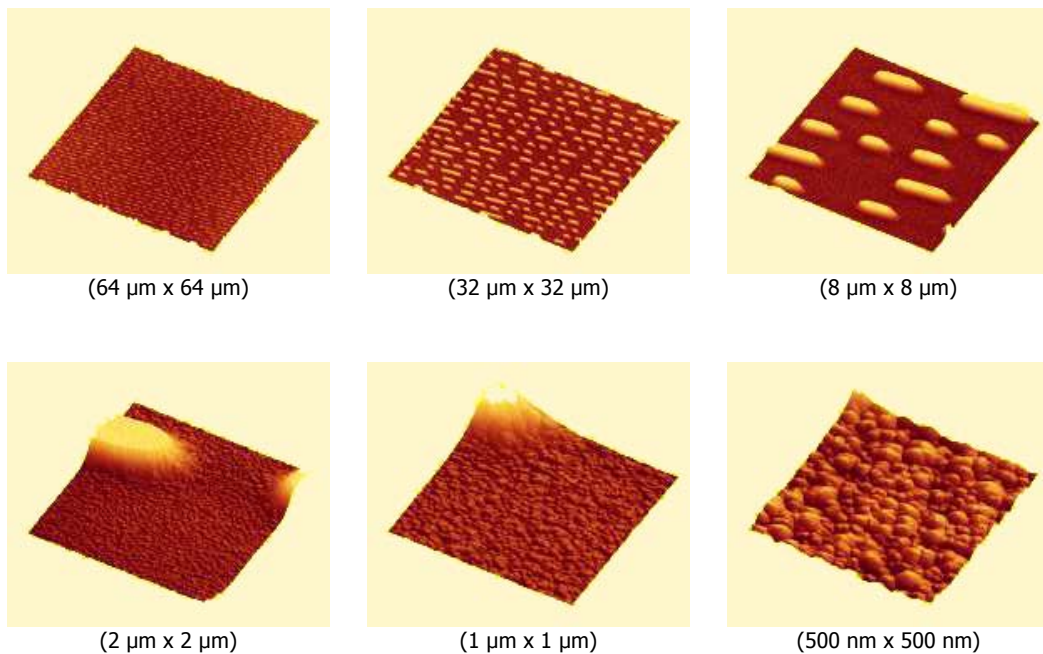


Abb. 4.25, Metallmatrize einer Compact Disc [90]

5. Aufbau und Beschreibung des Demonstrationsmodells

Einleitung

Waren die Kapitel zwei bis vier eine Beschreibung der Theorie und der Anwendung von Rastersondenmethoden, im speziellen der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie, so soll nun in diesem Kapitel das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Demonstrationsmodell (siehe Abbildung) beschrieben werden.

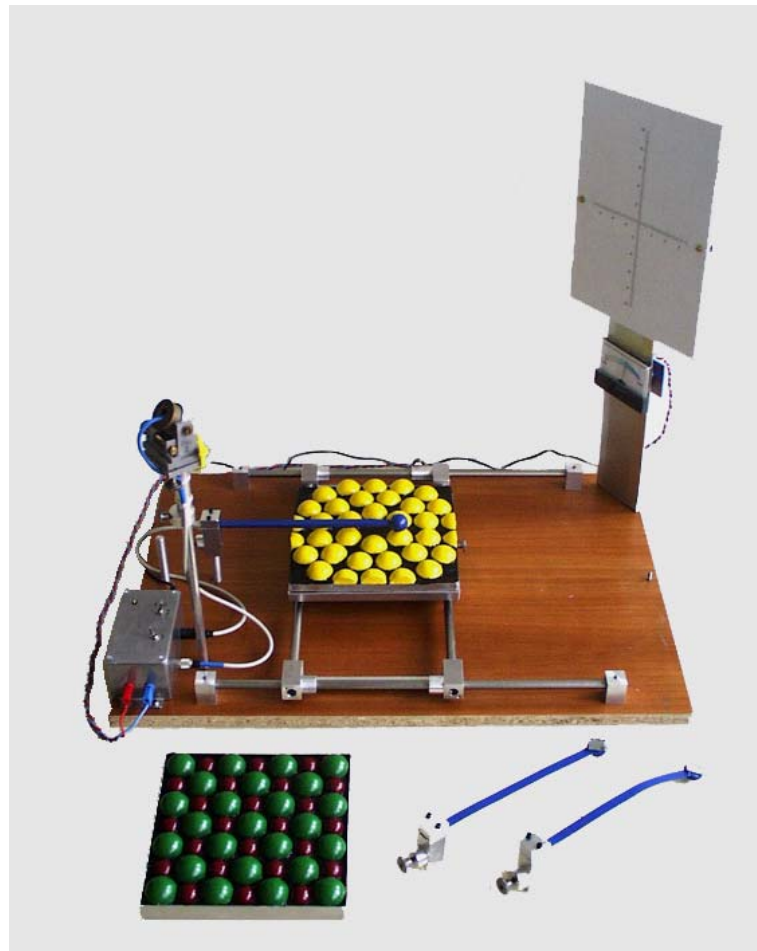


Abb. 5.1, AFM/STM Demonstrationsmodell

Das Modell, das sowohl ein Rastertunnelmikroskop als auch ein Rasterkraftmikroskop mit den Betriebsmoden Kontaktmode und Non-Kontaktmode simulieren kann, wird dabei zuerst im Aufbau und dann in der Funktionsweise beschrieben. Der daran anschließende Teil bringt eine Abgrenzung zu den

Originalgeräten, durch Darstellung der Möglichkeiten und der Vereinfachungen, die dem Modell zu Grunde liegen. Den Abschluss bildet ein Kapitel mit Bildern und den Erfahrungen bei der Präsentation des Modells auf der ScienceWeek2001@Austria und in Zuge der Übungsphase in Physik im Gymnasium des Konvents der Dominikanerinnen.

5.1 Aufbau

Das Modell besteht im Wesentlichen aus einer Grundplatte aus Holz, auf der ein in der xy -Ebene beweglicher, in der Werkstätte des Instituts gefertigter, metallener Probenhalter montiert ist. Die kontinuierliche Beweglichkeit des Probenhalters in der xy -Ebene wird mit Hilfe von acht eingebauten Kugellagern, (je vier Stück in einer Richtung, 90° versetzt zur anderen) erreicht. Die Cantilever, mit denen die Proben abgetastet werden, sind in eigens angefertigte in z -Richtung verstellbare Halterungen eingespannt und können damit auf die unterschiedlichen Probenhöhen angepasst werden. Dies wird, da dadurch auch die unterschiedliche Stärke, mit der die Cantilever beim Kontaktmode auf die Oberfläche drücken, adjustiert werden kann, für die Versuchsdurchführung wichtig sein. Die für das Rasterkraftmikroskopmodell verwendete Laserdiode ist auf einen ebenfalls in der z -Richtung höhenverstellbaren Laserhalter montiert, um so den Reflex vom „verspiegelten“ Cantilever exakt auf einen Schirm abbilden zu können. Das Rastertunnelmikroskop benötigt neben einer eigenen Spitze auch noch eine eigene Verstärkerschaltung, da die gemessenen Ströme (auch wenn sie natürlich keine echten Tunnelströme sind, sondern den gemessenen Magnetfeldern von Permanentmagneten entspringen) für eine Abbildung mit einem handelsüblichen Multimeter zu klein sind. Diese Schaltung so wie auch noch der Ein- und Ausschalter für das Rasterkraftmikroskop und eine Kontrolldiode befinden sich in einer kleinen Metallbox, die ebenfalls auf der Grundplatte montiert ist. Die Stromversorgung für das gesamte Gerät wird mit einem normalen Netzgerät mit einer Betriebsspannung von drei Volt bewerkstelligt.

Auf den nächsten Seiten wird nun auf die einzelnen Bauteilgruppen (durch Darstellung mit Hilfe von Digitalphotos) und deren Anfertigung eingegangen. So weit für ein Verständnis notwendig und nicht aus dem Zusammenhang erkennbar, werden die Bilder und Abbildungen mit Größenangaben und weiteren Erklärungen ergänzt. Die genauen auf *AutoCAD2000* gezeichneten Pläne sowohl für die mechanischen Teile als auch der entsprechende Schaltplan bilden die nächsten Abschnitte.

5.1.1 Die einzelnen Bauteile

Die Grundplatte mit dem Probenhalter

Nach kurzer Überlegung fiel die Wahl auf eine einfache beschichtete Holzfaserverplatte mit den Abmessungen $435 \times 600 \times 15 \text{ mm}$, da diese bei einer späteren Bearbeitung, wie das Befestigen von Aufbauten, einfach zu handhaben ist. Auf diesen Boden wurden dann die Bauteile Probenhalter und Stromversorgung mit Verstärkerschaltung befestigt und die Verankerungen für Cantileverhalter, Abbildungsschirm mit Anzeige und Laserdiodenhalter angebracht.

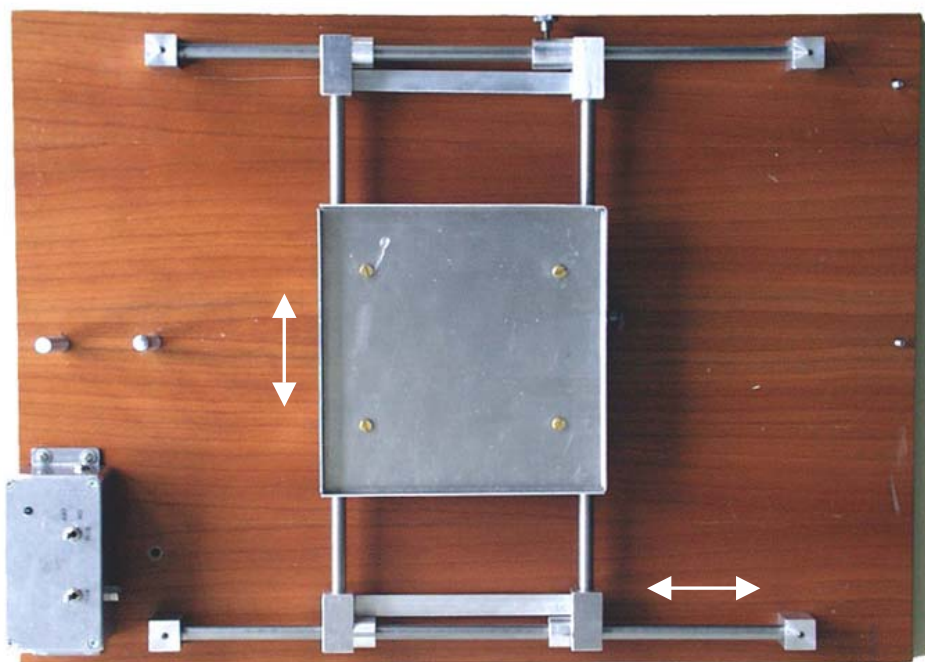


Abb. 5.2, Grundplatte mit Probenhalter

Das zentrale große Objekt in der Mitte ist der eigentliche Probenhalter in dem die verschiedenen Oberflächenproben, die die gleiche Größe haben, hineingelegt werden. Dieser Teil ist von unten an den vier quaderförmigen Eckpunkten mit der Grundplatte verschraubt. Die im rechten Winkel zueinander angeordneten Führungsstangen zu beiden Seiten ermöglichen wie schon angesprochen, die genaue Bewegung in der xy -Ebene. In jedem der acht Kreuzungspunkte, wobei in

Abbildung 5.2 nur vier für eine Richtung sichtbar sind, befindet sich dabei ein Linearkugellager, daß ein gleichmäßiges Gleiten ermöglicht. Um ein Rastern in nur einer Richtung durchzuführen kann man mit Hilfe einer kleinen Feststellschraube, sichtbar rechts oben, die jeweils andere Richtung fixieren.

Die Abbildung 5.3 zeigt die Kugellager und die Feststellschrauben genauer und man sieht dabei auch die Position der anderen vier Kugellager, die sich genau unter dem Probenhalter befinden und die für die Bewegung in die andere Richtung verantwortlich sind.



Abb. 5.3, Detailansicht der Kugellager

Weitere Einbauten der Grundplatte sind die zwei kurzen Metallstangen, die auf der linken Seite in der Längsachse der Grundplatte hineingeschraubt sind. Sie dienen der Befestigung und somit auch der Höhenverstellung des Cantilevers. Gleich darunter befindet sich die Metallbox der Verstärkerschaltung (mit den Ein- und Ausschaltern) die fix mit der Grundplatte verschraubt ist. Auf dem rechten Rand befinden sich noch zwei weitere Schrauben, die zur Befestigung des Schirmes mit der Anzeige dienen.

Die verschiedenen Proben

Für dieses Modell wurden zwei unterschiedliche Probenoberflächen hergestellt, eine für den STM-Mode und eine für die Betriebsmoden des AFM. Für das STM wurde eine *Si(1,1,1)*-Oberfläche hergestellt und für das AFM eine *Lithiumfluorid* - Oberfläche. Beide Proben bestehen aus einer kleinen Metallschachtel mit den Abmessungen $180 \times 180 \times 25 \text{ mm}$ die genau in den fix montierten Probenhalter

hineinpassen. In diese Schachteln wurden zuerst Holzkugel unterschiedlicher Größe, entsprechend der gewünschten atomaren Struktur, eingeklebt und dann die dabei entstandenen Hohlräume mit Gips ausgegossen um so eine stabilere Form zu erhalten. Einige der großen Holzkugel wurden davor auf der Oberseite aufgebohrt und mit kleinen Magneten präpariert, um so Anziehungs- und Abstoßungskräfte und für die Hallsonde messbare Felder, simulieren zu können. Die Magnete sind in beiden Proben alle gleich ausgerichtet, um so mit einem weiteren Magneten im Cantilever den Non-Kontakt Mode zu simulieren. Die Magnete sind handelsübliche $2,5 \times 2,5 \times 15 \text{ mm}$ große, recht starke Stabmagnete, die von ihrer ursprünglichen Länge 30 mm (da in dieser Dimension nicht verfügbar), mittels wassergekühlten Schneidemaschine halbiert werden mußten. Die $\text{Si}(1,1,1)$ -Oberfläche besteht aus 36 gleichgroßen gelb bemalten Kugeln, von denen circa jede zweite einen Magneten beinhaltet. Man kann dabei die Anordnung der rautenförmigen Elementarzellen sehen, die aus jeweils zwei mal sechs Atomen bestehen. Die *Lithiumfluorid*-Oberfläche besteht aus den kleinen roten *Lithium*-Atomen und den größeren grünen *Fluor*-Atomen, die in diesem Fall die Magnete beinhalten. An der Anordnung kann man die schichtförmige Struktur von *Lithiumfluorid* erkennen.

Die Abbildungen zeigen nun diese Oberflächen, so wie sie für das Modell verwendet werden.

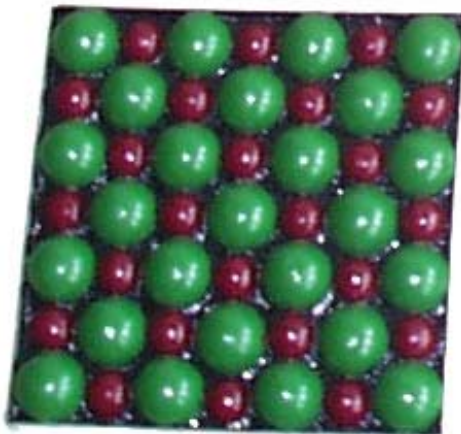


Abb. 5.4, *Lithiumfluorid*-Oberfläche [86]

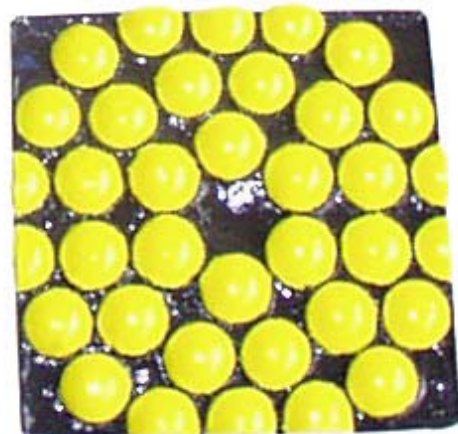
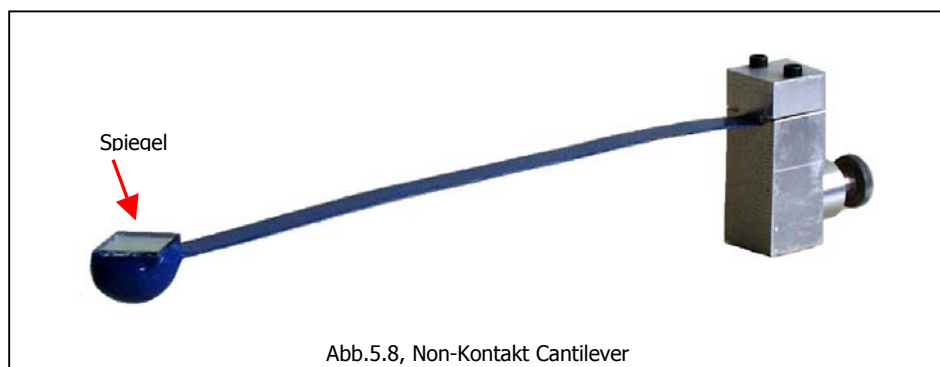
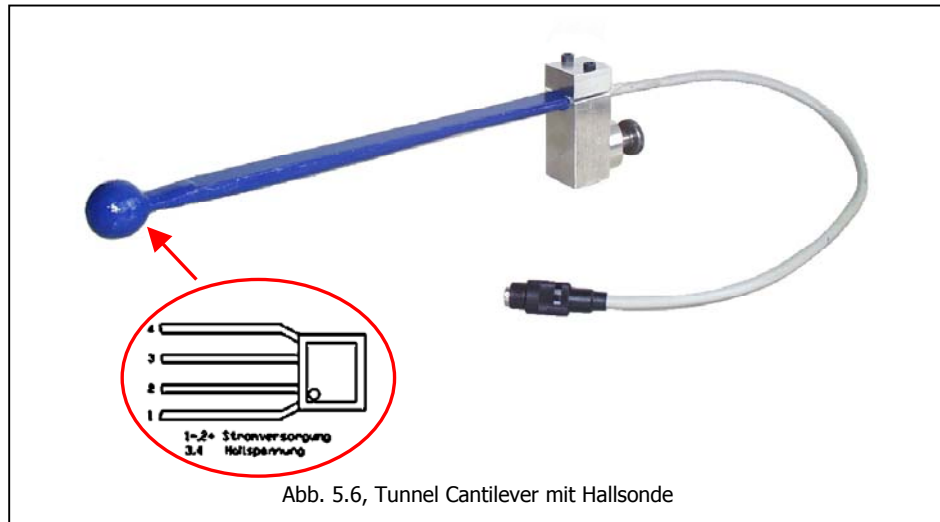


Abb. 5.5, $\text{Si}(1,1,1)$ -Oberfläche [87]

Die verschiedenen Cantilever

Die nächsten Abbildungen zeigen nun die drei Cantilever, die beim Modell Verwendung finden.



Für die drei verschiedenen Betriebsmoden wurde je ein eigener Cantilever erzeugt. Baugleich für alle drei Cantilever ist der Befestigungs- und Höhenverstellbarkeitsteil, der aus einem Aluminiumstück herausgefräst wurde. Dieser Teil besteht aus zwei

miteinander verschraubbaren Elementen zwischen die der eigentliche Cantilever eingespannt wird. Der untere Teil ist zur Höhenverstellung innen ausgefräst und mit einer Feststellschraube versehen. Die Ausleger bestehen aus einem starren bzw. biegsamen, länglichen Stück Federstahl an welches an der Spitze eine Holzkugel angeklebt wurde, die das jeweilige „Messinstrument“ beinhaltet. Für das Rastertunnelmikroskop ist dies eine *GaAs*-Halleffektsonde des Typs *KSY44* der Firma *Siemens* [91], um damit den Tunnelstrom zu simulieren, für den Non-Kontaktmode beinhaltet die Spitze einen kleinen Permanentmagneten zur Darstellung der Wechselwirkungskräfte und der Cantilever für den Kontaktmode besteht nur aus einer Holzkugel, da er einfach auf der Oberfläche „entlang kratzt“. Die Cantilever für das Rasterkraftmikroskop haben an der Rückseite der Spitze einen kleinen Spiegel aufgeklebt, dies soll die in Wirklichkeit verspiegelte Oberfläche zur Reflexion des Laserstrahls ersetzen. Das Kabel aus dem Tunnelcantilever führt zur Verstärkerschaltung bzw. versorgt die Halleffektsonde mit der benötigten Betriebsspannung ($<10V$). Eine genauere Beschreibung der Funktionsweise der Cantilever, der Halleffektsonde, der Verstärkerschaltung und der unterschiedlichen Betriebsmoden des Modells erfolgt später im Kapitel 5.2 .

Der Laserhalter mit Laserdiode

Auch dieser Bauteil besteht aus zwei Teilen, dem Halter für die Laserdiode und der Laserdiode selbst. Die beim Modell verwendete Rotlicht Laserdiode der Laserklasse 2 hat eine Wellenlänge von $\sim 670nm$ und eine Betriebsspannung von $3V$ [92]. Sie bringt damit eine Leistung von $<3,5mW$. Der Laserkopf ist drehbar und somit kann die Schärfe des Laserpunktes relativ genau fokussiert werden. Die Laserdiode ist in den oberen Teil des Halters, der sowohl in z -Richtung grob justiert, in der xy -Ebene gedreht und im Neigungswinkel geändert werden kann, mit Hilfe einer Schelle festgeschraubt. Zwei weitere Schrauben mit feinem Gewinde ermöglichen eine Feinjustierung in xyz -Richtung der Laserdiode durch Kippen des gesamten oberen Halterteils. Durch diese Bauweise kann der Laser beliebig positioniert werden, was notwendig ist, da Cantilever und Schirm nicht immer in derselben Position sind.

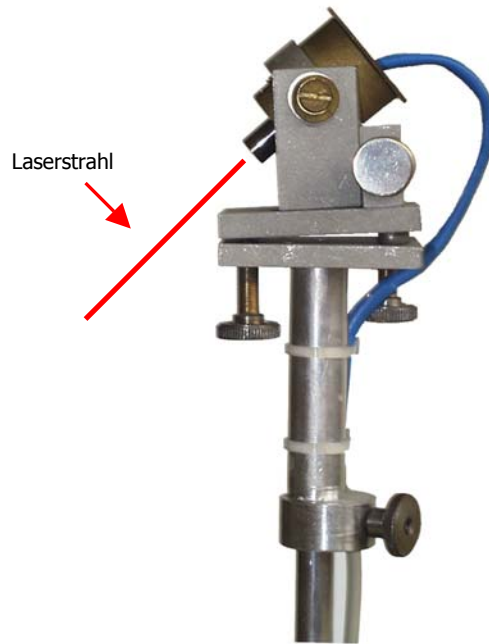


Abb. 5.9, Laser mit Halter

Der Schirm mit Anzeige

Der von der Rückseite des Cantilevers reflektierte Laserstrahl trifft auf den Schirm, der am gegenüberliegenden Ende der Grundplatte montiert ist und kann dort in seinem Verhalten analysiert werden. Die hohe Konstruktion ist begründet durch den steilen Winkel in dem der Laser auf den Cantilever treffen muß, damit die teilweise große Auslenkung des Cantilevers bei der Abtastung der Oberfläche nicht zu stark vergrößert wird. Der Schirm kann ebenfalls auf mehrere Arten justiert werden, zuerst wird durch einfaches Verdrehen um die Längsachse die Abbildungsfläche in die Normalebene zur Einfallrichtung gebracht und dann wird durch Höhen- und Seitenverstellung ein Nullpunkt definiert. Ein auf die Abbildungsfläche aufgeklebtes xy -Koordinatensystem erleichtert die Interpretation der Bewegung des Laserpunktes.

Für das Rastertunnelmikroskop ist die sich darunter befindende Anzeige vorgesehen. Mit diesem einfachen Gerät wird der gemessene und verstärkte Strom dargestellt, der bei der Bewegung des Cantilevers über die Probenoberfläche auftritt. Die Anzeige erfolgt dabei rein qualitativ mit einer Skala, die nur aus der Angabe min und max besteht, und einen Farbverlauf beinhaltet. Mit dem auf der Rückseite des

Anzeigengerätes in Serie geschalteten schwarzen $10k\Omega$ Drehwiderstand kann der Nullpunkt der Anzeige verändert werden.

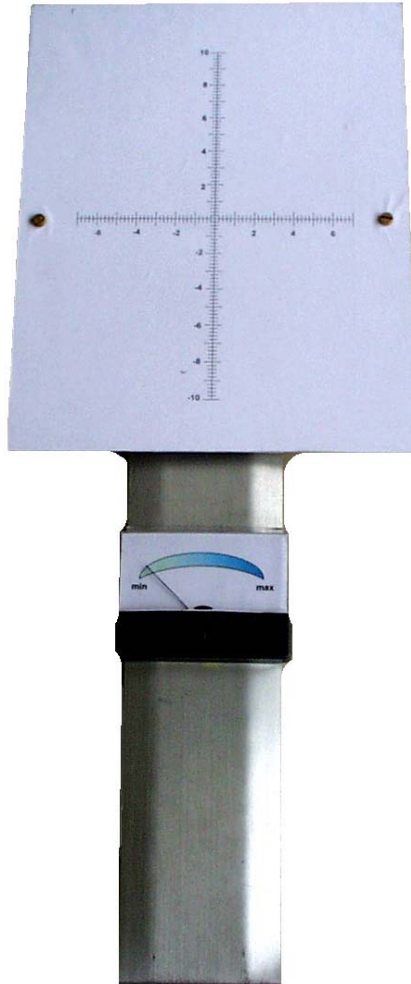


Abb. 5.10, Schirm von vorne



Abb. 5.11, Schirm von der Seite

Die elektrische Anlage

In einer kleinen Metallbox sind, wie schon erwähnt, alle Schalteile untergebracht. Für den Betrieb des Rasterkraftmikroskops benötigt man nur den entsprechenden Ein- und Ausschalter. Die grüne Leuchtdiode zeigt dabei an, ob das Netzgerät Spannung liefert. Die restliche Schaltung wird für des Rastertunnelmikroskop benötigt. Im Wesentlichen besteht diese aus einem *ICL7613 CMOS*-Operationsverstärker [93] mit den notwendigen Widerständen und Kondensatoren und der Stromversorgung der Hallsonde. Da der Operationsverstärker ein Nullpotential

benötigt, dieses aber durch das einfache Netzgerät nicht zur Verfügung steht, muß dies mit Hilfe von zwei $100k\Omega$ Widerständen geschaffen werden. Der Verstärker ist, da die von der Hallsonde gemessenen Ströme nur im Bereich einiger Millivolt sind, auf einen Verstärkungsfaktor von ca. 750 eingestellt, um eine gut sichtbare Anzeige im Voltbereich zu erhalten. Auch hier wird für eine genaue Beschreibung der Funktionsweise auf die Kapitel 5.2 und 5.3 verwiesen.



Abb. 5.12, Schaltung von außen



Abb. 5.13, Netzgerät



Abb. 5.14, Schaltung von innen

5.1.2 Die mechanischen Teile in Grund- und Aufriss

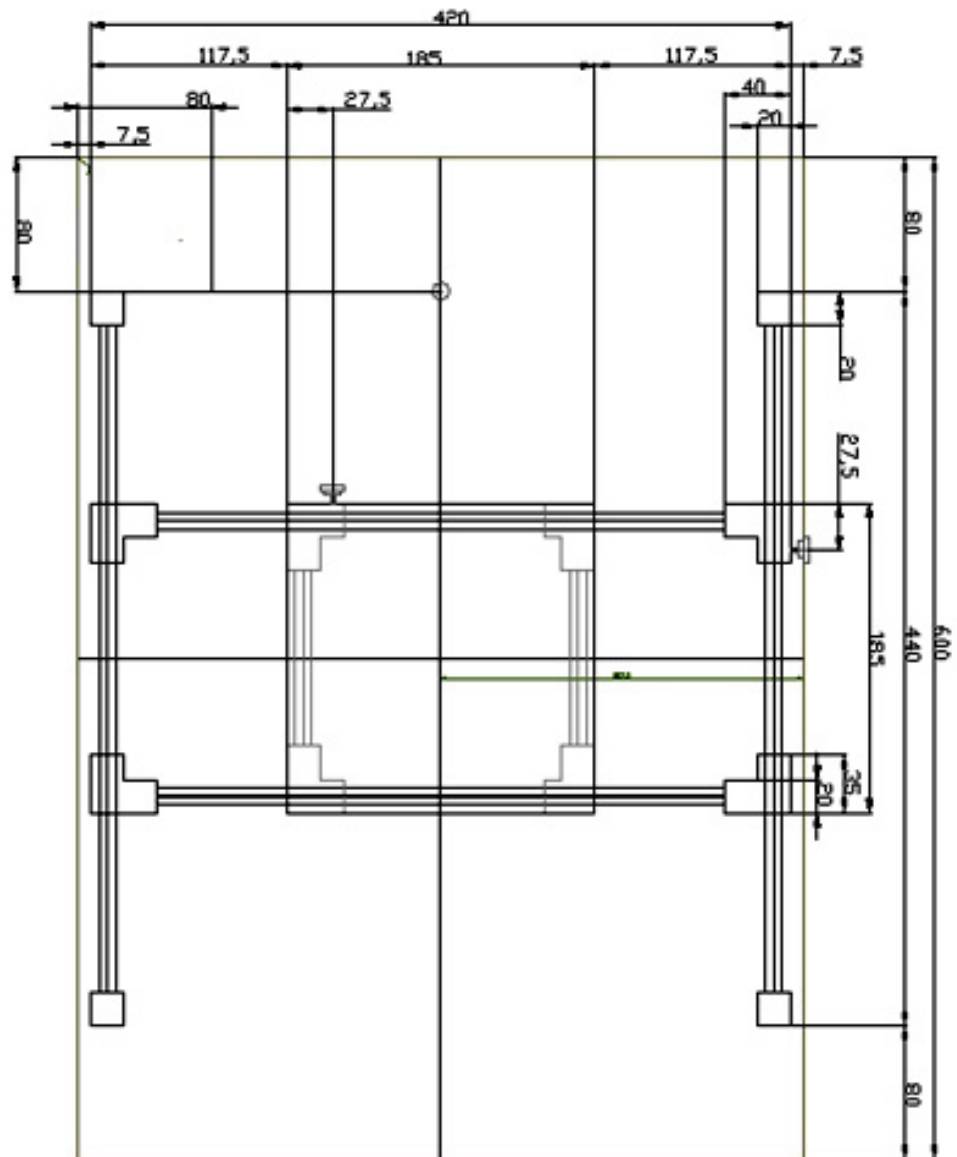


Abb. 5.15, Grundriss Halter

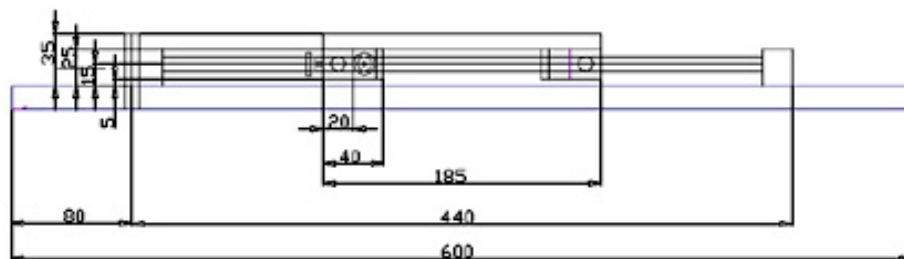


Abb. 5.16, Aufriss Halter

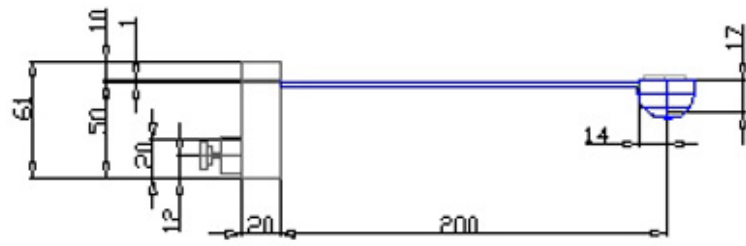


Abb. 5.17, Aufriss Cantilever



Abb. 5.18, Grundriss Cantilever

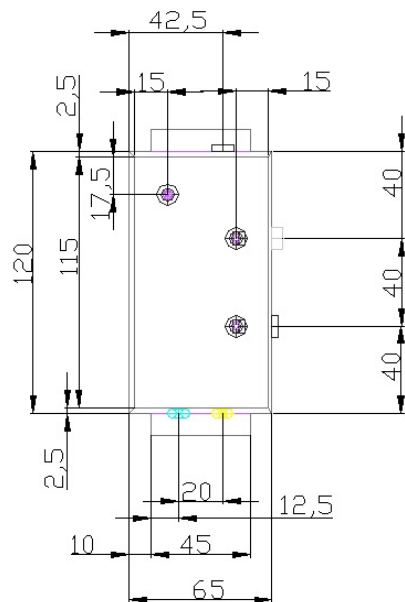


Abb. 5.19, Grundriss elektrische Steuerung

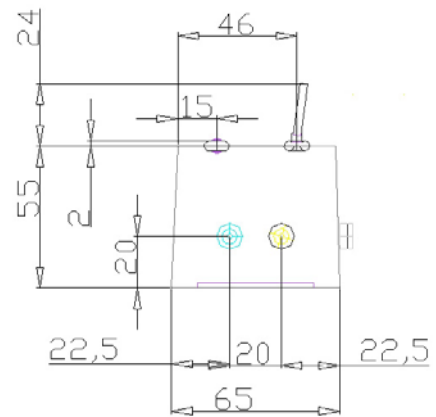


Abb. 5.20, Aufriss elektrische Steuerung

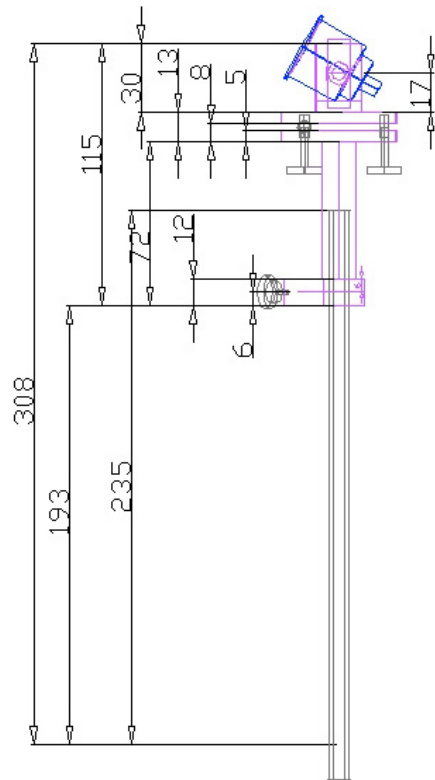


Abb. 5.22, Aufriss Laser mit Halter

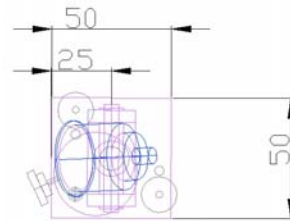


Abb. 5.21, Grundriss Laser mit Halter

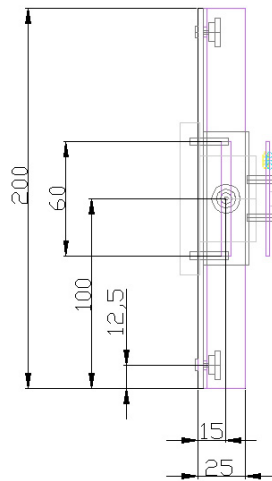


Abb. 5.23, Grundriss Schirm mit Anzeige

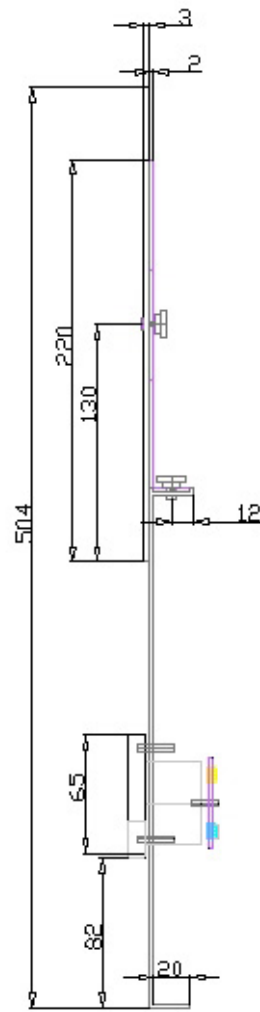


Abb. 5.24, Aufriss Schirm mit Anzeige

5.1.3 Elektrischer Schaltplan

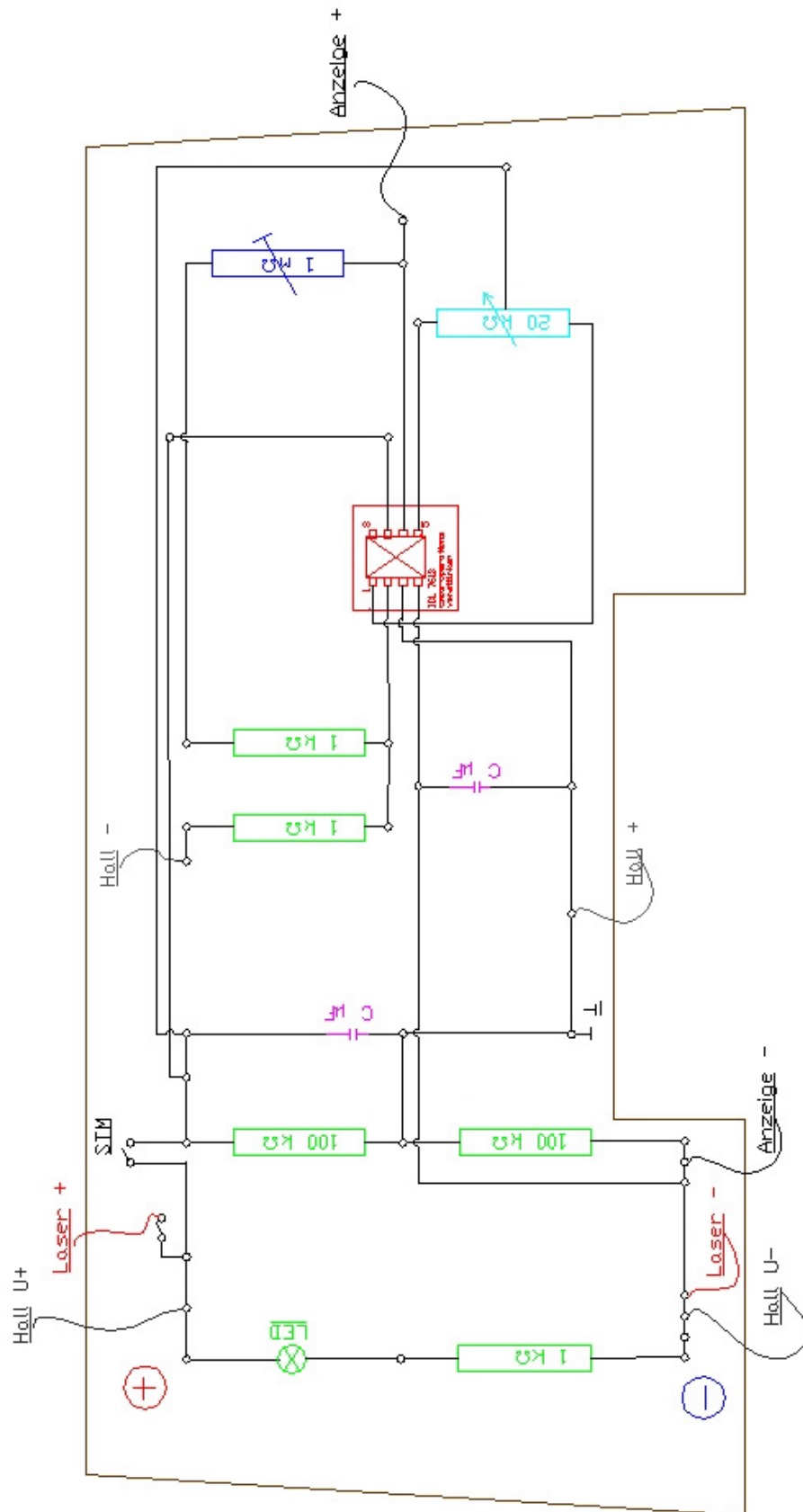


Abb. 5.25, elektrischer Schaltplan

5.2 Die unterschiedlichen Betriebsmoden

5.2.1 Der STM- Mode

Um das Modell als Rastertunnelmikroskop betreiben zu können müssen folgende Punkte beachtet werden:

- Eine „leitende“ Probe muss in den Probenhalter eingesetzt sein.
- Der richtige Cantilever, also der mit der Hallsonde, ist in einigen Millimetern Abstand zur Probenoberfläche fixiert und am entsprechenden Anschluss an der elektrischen Steuerung eingesteckt.
- Das Netzgerät ist auf eine Spannung von drei Volt eingestellt und in eine Steckdose eingesteckt.
- Zum Schluss wird der Ein- und Ausschalter für STM in Position „Ein“ gebracht.

Das heißt, es ist eine Situation hergestellt, die der unteren Abbildung entspricht.

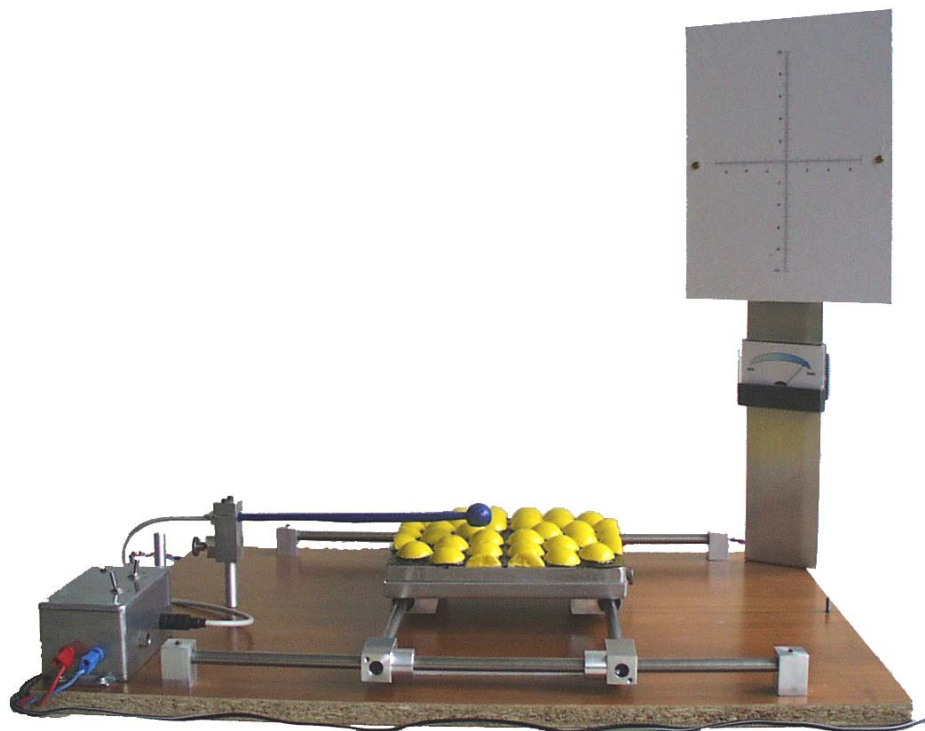


Abb. 5.26, STM-Mode

Nun kann man mit dem Abtasten der Oberfläche, im dargestellten Fall der $Si(1,1,1)$ -Oberfläche, beginnen und am Schirm die Anzeige für die dabei gemessenen „Tunnelströme“ beobachten. Die nächste Bilderserie zeigt, an Hand des sich im roten Kreis befindlichen Anzeigegerätes, die dabei auftretende Stromänderung. Befindet sich der Cantilever nicht über der Probenoberfläche, so ist der Zeiger beim Minimum. Bewegt man die Oberfläche unter dem Cantilever hindurch, so steigt der gemessene Strom an, ersichtlich in der Abbildung 5.25. Steht der Cantilever in einem geringen Abstand genau über einem „Atom“, so gibt das Messgerät einen maximalen Ausschlag an. Die letzte Abbildung zeigt nochmals das Messgerät bei der Position genau über einem der Atome.

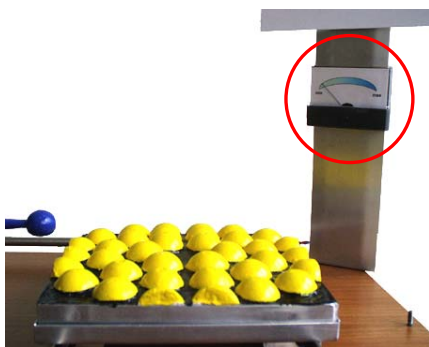


Abb. 5.27, STM Minimum

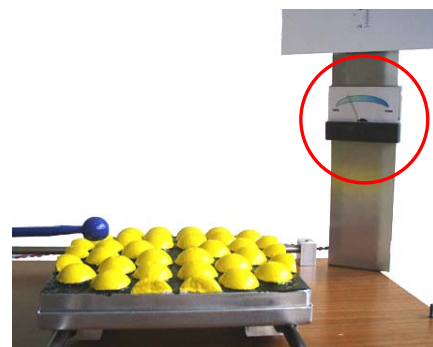


Abb. 5.28, STM Mitte

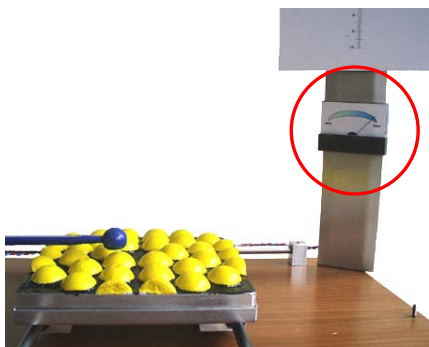


Abb. 5.29, STM Maximum

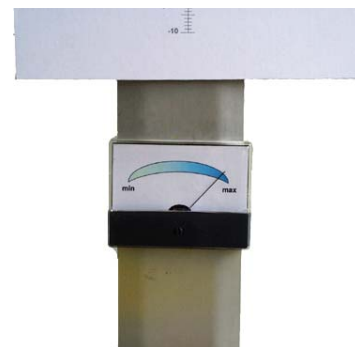


Abb. 5.30, STM Anzeige

5.2.2 Der AFM- Kontakt- Mode

Die Arbeit mit dem Rasterkraftmikroskopmodell benötigt nun einige Veränderungen. Es muß der Cantilever gewechselt, der Laser montiert und dann sowohl der Schirm als auch der Laser justiert werden. Wenn mit dem AFM Ein- und Ausschalter der

Laser eingeschaltet wird, kann mit dem Justieren begonnen werden. Der Laser läßt sich dabei mit den Stellschrauben grob und dann mit der Justierplattform fein auf den Spiegel auf der Rückseite des Cantilevers ausrichten. Zu beachten ist dabei, daß der Cantilever relativ große vertikale Bewegungen macht und der Laser trotzdem immer auf den Spiegel treffen sollte. Ein möglichst steiler Einfallswinkel sollte ein gutes Ergebnis erbringen. Auch der Schirm wird auf eine gewünschte Ausgangsposition, die damit den Nullpunkt markiert, eingestellt.

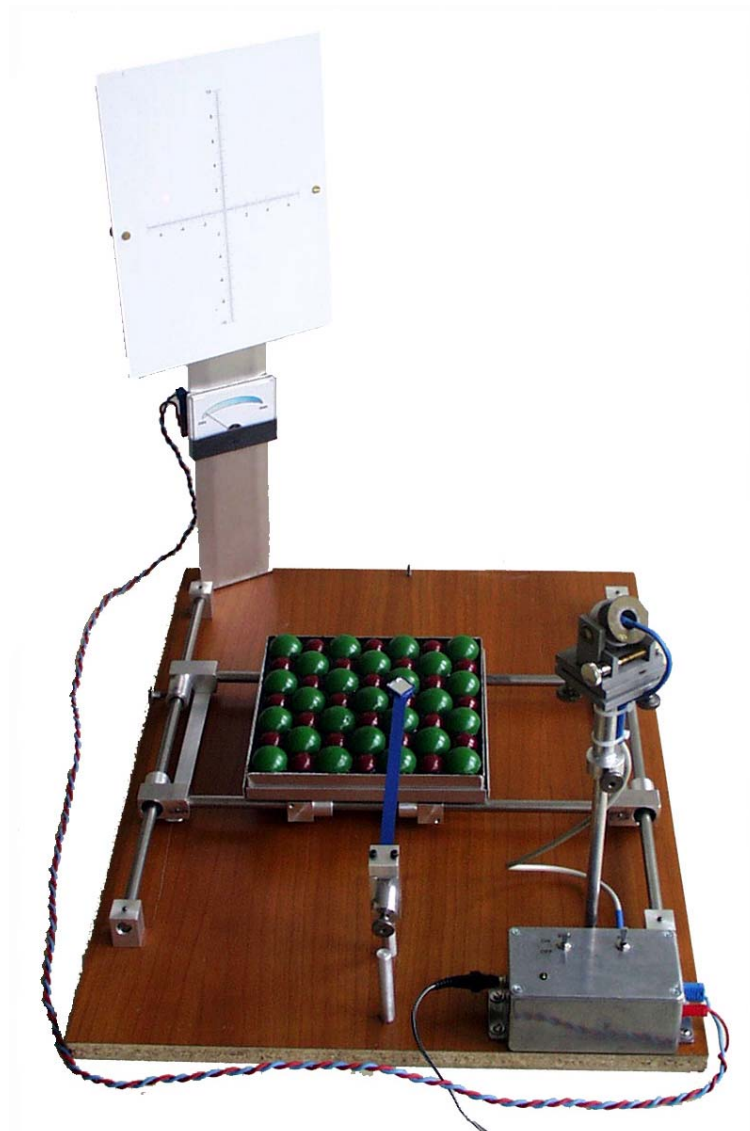


Abb. 5.31, AFM- Kontakt Mode

Bewegt man nun die in diesem Fall *Lithiumfluorid* Oberfläche, so wird der Cantilever entsprechend der Oberflächenstruktur verbogen. Dabei kann es auch zu Anziehungs- und Abstoßungskräften kommen, die den Cantilever auf sehr

eindrucksvolle Art und Weise zu Bewegungen zwingen. Der auf den Schirm reflektierte Laserstrahl gibt diese Bewegungen direkt wieder. So wie es im Original durch viele verschiedene Einflüsse zu Störungen und dadurch zu einer Abbildungsunschärfe kommt, sieht man diese beim Modell durch den sich ruckartig und zitternd bewegenden Laser. Die Bildfolge zeigt mögliche Bewegungen des Cantilevers, wobei die roten Pfeile den Laserstrahl markieren.

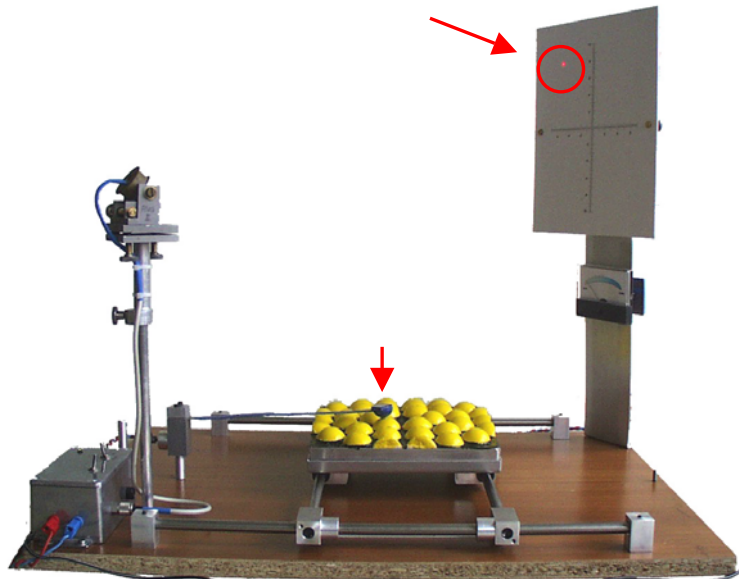


Abb.5.32, Kontakt Cantilever auf Atom

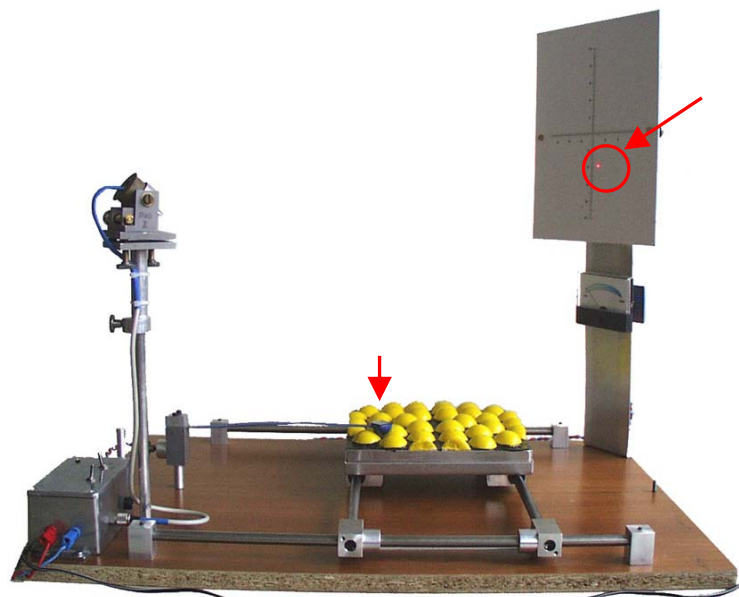


Abb.5.33 Kontakt Cantilever neben Atom

Bei diesen Bildern sieht man links eine Abstoßung des etwas steiferen Cantilevers für den Non-Kontakt Mode, im Modell hervorgerufen durch die sowohl in den Kugeln als auch in der Spitze befindlichen Magneten und rechts eine etwas zu starke Anziehung, bei der nicht die nicht magnetische Spitze des Kontakt Mode Cantilevers, sondern der metallische Trägerteil von einem der Magneten angezogen wird.



Abb.5.34, Abstoßung



Abb.5.35, Anziehung

5.2.3 Der AFM- Non-Kontakt- Mode

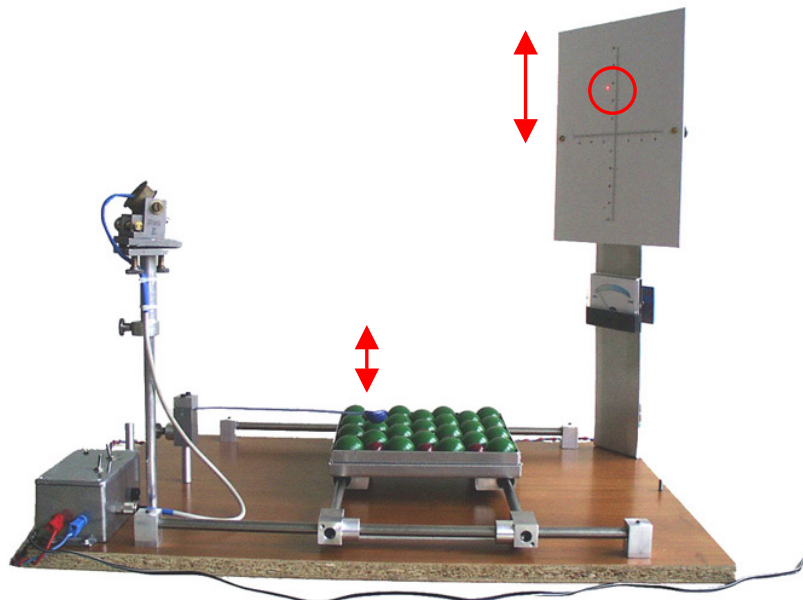


Abb.5.36, Non Kontakt Mode

Als letzter Betriebsmode folgt nun noch, in obiger Abbildung dargestellt, die mechanisch schwierigste, dafür aber sehr exakte Methode, um eine Oberfläche abzutasten. Wird bei einem echten Rasterkraftmikroskop der Cantilever nahe seiner

Resonanzfrequenz mit Hilfe der Piezosteuerung in Schwingung versetzt, so erfolgt im Modell die Anregung durch einfaches Antippen mit der Hand. Der Cantilever ist in diesem Fall etwas steifer und kann so recht gut in Schwingung mit kleiner Amplitude gebracht werden, was wieder wichtig ist, um am Schirm möglichst die ganze Schwingung zu sehen.

Kommt der nun schwingende Cantilever in den Bereich der „Oberflächenatome“, so wird er von den sich dort eingebrachten Magneten in seiner Schwingung beeinflusst. Die auf ihn wirkenden Kräfte werden durch eine Änderung der Schwingungsamplitude und -frequenz sichtbar. Zwischen den Atomen, im mehr oder weniger kräftefreien Bereich, kehrt der Cantilever wieder in seine Ausgangsschwingung zurück. Bei sehr schnellen Bewegungen durch die Magnetfelder kann man den Cantilever zusätzliche Energie zuführen und so seine Schwingungsamplitude und -frequenz erhöhen.

5.3 Was kann man mit dem Modell sehen?

Das Modell ermöglicht es, ohne einen großen technischen Aufwand zu betreiben, Einblicke in das Funktionsprinzip der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie zu erlangen. Man kann und soll selbst die Bewegung der Probenoberfläche und damit auch die Bewegung des Cantilevers mit der Hand steuern und die dabei gemessenen Ströme bzw. mit dem Laser aufgezeichneten Bewegungen werden direkt an der Anzeige bzw. am Schirm angezeigt.

Wie in den vorangegangenen Kapitelteilen schon angesprochen, arbeitet das Modell mit einigen Vereinfachungen und Tricks, um die gewünschten Effekte sowohl für den Betrieb des Rasterkraft- als auch des Rastertunnelmikroskops, zu erzielen. So wurden, um den Tunneleffekt zu simulieren, der zum Beispiel an der leitenden $\text{Si}(1,1,1)$ -Oberfläche auftritt, in den durch die Holzkugeln dargestellten „Siliziumatomen“ kleine Permanentmagnete eingebaut, deren Magnetfelder von der in der Spitze eingegossenen Halleffektsonde vermessen werden. Dazu bestehen diese Sonden aus einer stromdurchflossenen Leiterschleife I , deren Ladungsträger Q bei einer Bewegung mit \vec{v} im Magnetfeld \vec{B} durch die sogenannte Lorentzkraft $\vec{F} = Q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$ senkrecht zur Fortbewegungsrichtung und zum Magnetfeld abgelenkt werden [89]. Diese Ablenkung führt zur Bildung eines sogenannten Querfeldes dessen entsprechende Querspannung die gemessene Spannung U ist. Diese Spannung ist nur vom Magnetfeld das die Leiterschleife durchsetzt, und somit eigentlich vom Abstand zwischen der Oberfläche und der Messspitze abhängig. Der Tunnelstrom ist ebenso hauptsächlich vom Abstand abhängig und dadurch gleicht das Verhalten des Modells dem eines wirklichen Rastertunnelmikroskops. Befindet man sich in einem Bereich in dem kein Atom sitzt, oder entsprechend weit entfernt, so wird die Hallsonde von keinem magnetischen Fluss durchsetzt und damit wird auch kein Strom an der Anzeige gemessen. Genau über einem Atom ist der magnetische Fluss und somit auch die gemessene Spannung maximal. Die Abbildung auf der nächsten Seite zeigt den Halleffekt. Mit den roten Pfeilen wird dabei die Wirkung der Lorentzkraft dargestellt.

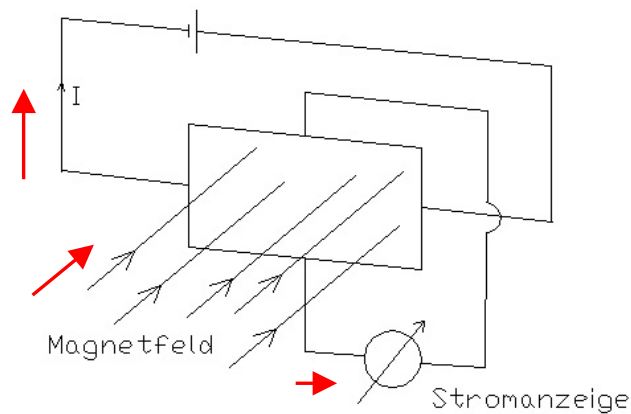


Abb. 5.37, Halleffekt [95]

Speziell für das Rasterkraftmikroskop wurde eine weitere Probe einer „nichtleitenden“ *Lithiumfluorid* -Oberfläche angefertigt. Auch in dieser Probe sind kleine Permanentmagnete eingeschlossen, die die verschiedenen Wechselwirkungskräfte simulieren. Mit dem Modell kann man daher keine Unterscheidung zwischen Wechselwirkungskräften mit kurzer oder langer Reichweite treffen, oder laterale Kräfte von horizontalen trennen. Die einzige messbare Größe beim Non-Kontakt Mode ist wieder nur die Stärke des Magnetfeldes welches hauptsächlich vom Abstand Oberfläche zu Cantilever abhängt. Positionsunterschiede der Permanentmagnete und dadurch unterschiedliche Feldstärken bringen ein wenig Abwechslung in die Oberflächenanalyse. Der Cantilever zeigt sehr deutlich eine Änderung des Schwingungsverhaltens und der -amplitude, im Wechselwirkungsbereich eines Oberflächenatoms. Befindet sich kein „Atom“ in Nähe des Cantilevers, so kann dieser eine, für die Dauer des Versuches scheinbare kräftefreie Schwingung ausführen, wird die Probe ein Stück weiter bewegt, so daß der Cantilever in den Wechselwirkungsbereich eines Probenmagneten kommt, so wird durch die Anziehungs- bzw. Abstoßungskräfte das Schwingungsverhalten auf sichtbare Weise verändert.

Für den einfacheren Kontakt Mode wurde, wie schon erwähnt, auf den Permanentmagneten im Cantilever verzichtet, um nicht wieder eine Abstoßung zu erhalten. In der eigentlichen Rasterkraftmikroskopie muß der Cantilever mit Hilfe der Piezoelektrischen Steuereinrichtung, siehe dazu Kapitel 2.1, mit kleinsten Kräften ($10^{-9} N$ und kleiner) auf die Oberfläche gedrückt werden. Die Kraft darf

dabei nicht zu groß, aber auch nicht zu klein sein, denn sonst kann es zu Zerstörung der Oberfläche bzw. der Spitze, oder zu einem Kontaktverlust zur Oberfläche kommen. Beim Modell wird der Cantilever mit Hilfe der Feststellschraube der Cantileverhalterung leicht auf die Oberfläche gedrückt und zeigt dann bei der Bewegung der Probe ein einfaches Höhenprofil, ohne weitere Kräfte zu berücksichtigen.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß alle drei Betriebsmoden sehr stark vereinfacht sind und nur die groben Prinzipien vorstellen, dafür aber ist es möglich alle Versuche direkt mit der eigenen Hand durchzuführen und sofort ein Resultat zu erhalten. Die Unterschiede zur Wirklichkeit, die durch die Darstellung der Atome als Holzkugeln klarerweise auftreten können, müssen mit Hilfe von Beispielen aus den Theoriekapiteln ergänzt und erklärt werden.

5.4 Präsentation des Modells während der Science Week 2001 und im Zuge der Übungsphase im Gymnasium des Konvents der Dominikanerinnen.

5.4.1 ScienceWeek@Austria EINE VERGNÜGENSREISE DURCH DIE WISSENSCHAFT

Das Institut für allgemeine Physik der Technischen Universität Wien nahm an der ScienceWeek2001 in der Zeit vom 11.- 20. Mai unter anderem mit einer Präsentation im Eingangsbereich des Freihauses, zum Thema „Werkzeuge im Nanokosmos“, teil. Die Besucher wurden dabei im voraus mit folgenden Fragen konfrontiert:

- Wie kann man an Festkörperoberflächen die einzelnen Atome sehen?
- Wie kann man diese Oberflächen im atomaren Maßstab bearbeiten?
- Welche Anwendungen gibt es dafür? (Mikroelektronik, Biosensoren, Nanostrukturierung, etc.)

Da das Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopmodell zur Demonstration vor einem interessierten Publikum, das nur sehr geringe Vorkenntnisse über Methoden der Oberflächenanalyse auf atomarer Ebene hat, konzipiert ist und es eine erste Erklärung der Funktionsschemata und der grundsätzlichen Idee der Oberflächenanalyse in atomaren Dimension bietet, wurde das Modell als Grundlage und zentraler Teil der Präsentation verwendet.

Als Ergänzung und zur weiteren Darstellung wurden zusätzlich noch Poster angefertigt, die einen Überblick über die Funktionsweisen der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskope, der unterschiedlichen Betriebsmoden und einiger Anwendungen zeigen. Einige dieser Poster werden im zweiten Teil dieses Kapitels vorgestellt.

Die eigentliche Präsentation der Rasterkraft und Rastertunnelmikroskopie setzte sich je nach Bedarf aus theoretischen Erklärungen und bzw. oder Vorführungen der einzelnen Betriebsmoden am Modell zusammen. Die interessierten Besucher hatten auch die Möglichkeit einer Führung durch das Institut, um dort noch einen ersten

Eindruck von den Originalgeräten zu erhalten und mit den an den Geräten arbeitenden Wissenschaftlern zu diskutieren.

In Summe konnte man in diesen vier Tagen etwa 250 Personen einiges Neues bieten, oder ihnen schon bekanntes Wissen vertiefend erklären. Die Bilder der folgenden Seiten zeigen nun einige dieser Personen wie sie mit und an Hand des Modells, durch Erklärungen der verschiedenen Präsentatoren und mit Hilfe der Plakate ihr Interesse in Wissen umwandeln.



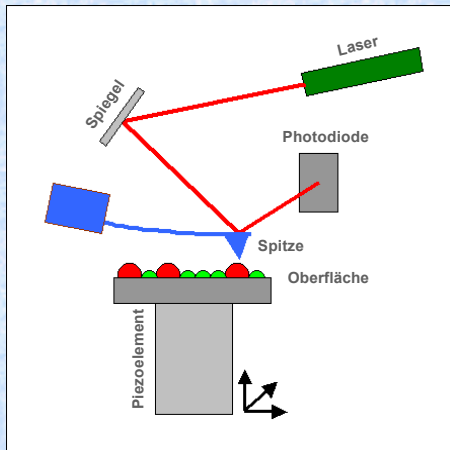
Abb. 5.38, Der ScienceWeek Stand



Abb. 5.39, Verschiedene Photos der ScienceWeek Präsentation

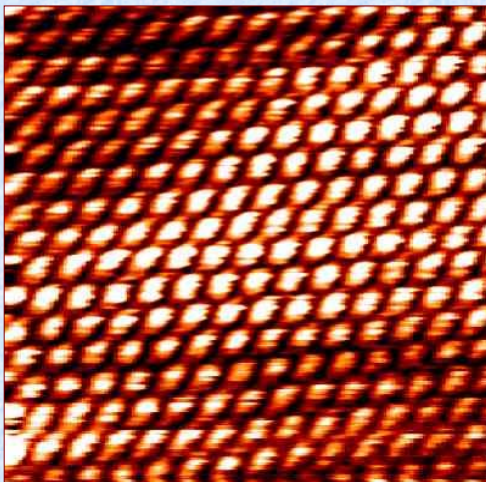
Rasterkraftmikroskop

Atomic Force Microscope

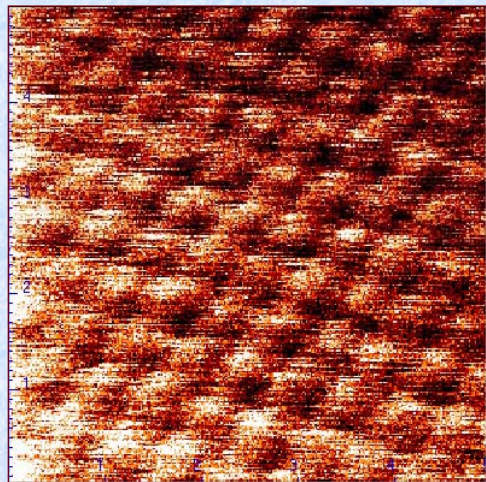


Beim Rasterkraftmikroskop wird die Oberfläche mit einer scharfen Spitze abgetastet, die sich am freien Ende eines langen Balkens befindet. Kräfte zwischen Spitze und Oberfläche bewirken, dass sich der Balken verbiegt. Während die Probenoberfläche mit Piezoelementen gegenüber der Spitze verschoben wird, misst ein Sensor die jeweilige Auslenkung des Balkens, woraus sich am Computer ein Bild der Probenoberfläche darstellen lässt.

Üblicher Sensor: Ein Laserstrahl wird auf die verspiegelte Rückseite des Balkens gerichtet. Eine Verbiegung des Balkens kann über eine positionsempfindliche Photodiode gemessen werden.



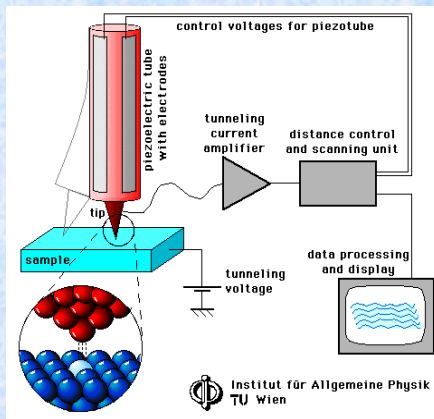
Gold in atomarer Auflösung



Glimmer in atomarer Auflösung ($5 \times 5 \text{ nm}^2$)

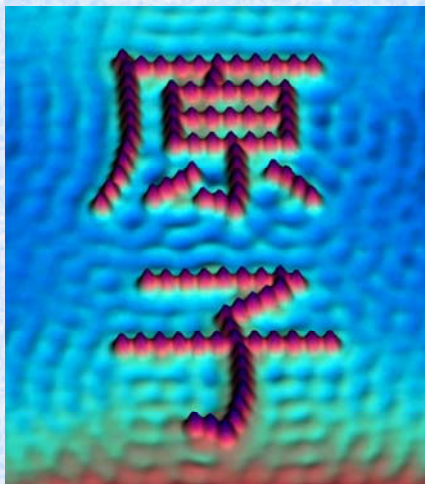
Rastertunnelmikroskop

Scanning Tunneling Microscope

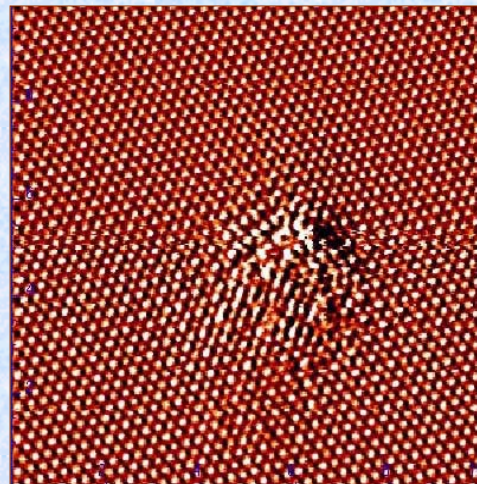


Beim Rastertunnelmikroskop wird eine leitende Spitze mit Hilfe eines Piezoröhrchens in einem geringen Abstand (Bruchteile von Nanometern) über eine Oberfläche geführt. Beim Anlegen einer Spannung (einige Millivolt bis Volt) fließt ein (nur quantenmechanisch erklärbarer) Tunnelstrom (typisch einige Nanoampere), der empfindlich vom Abstand der Spitze zur Oberfläche abhängt.

Durch Abrastern entsteht ein (im Idealfall atomar aufgelöstes) Abbild der Oberfläche.



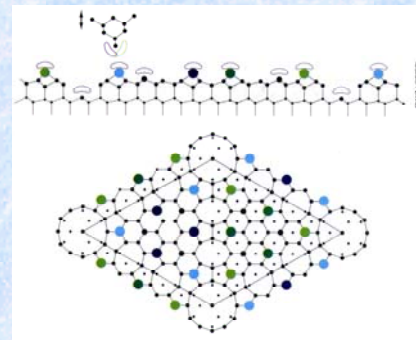
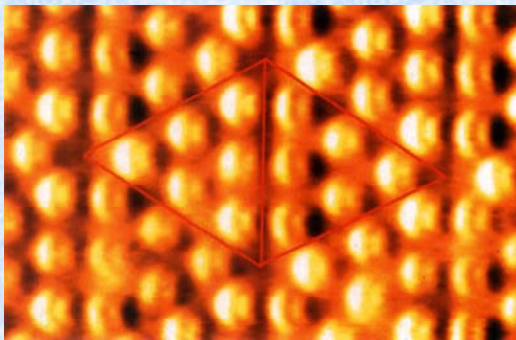
„kanji“ Eisenatome auf Kupfer



Graphit in atomarer Auflösung (10 x 10 nm²)

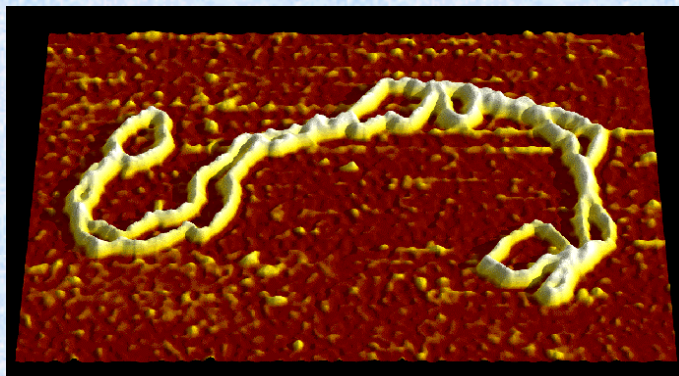
Anwendungen des Rasterkraftmikroskops

Oberflächenanalyse



AFM - Aufnahme einer Siliziumoberfläche enthüllt deren atomaren Aufbau

Untersuchungen des Erbguts

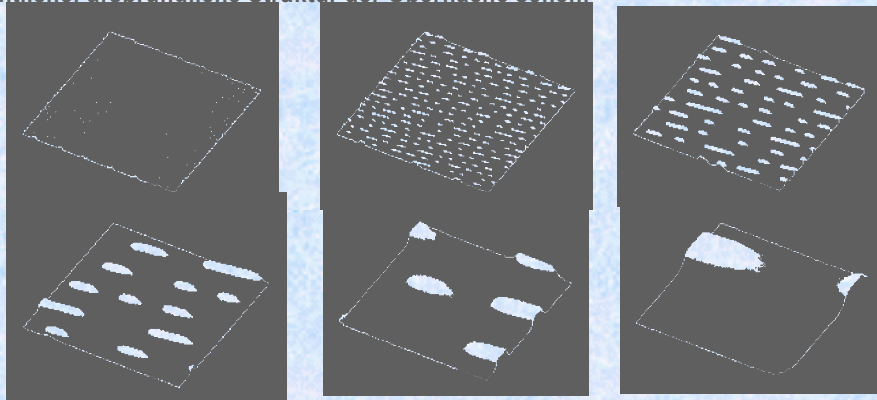


Mit einem AFM kann man im Prinzip jede beliebige Oberfläche betrachten, wie in diesem Fall ein Stück eines DNA-Stranges. Die Probe wird dabei nicht beschädigt oder zerstört.

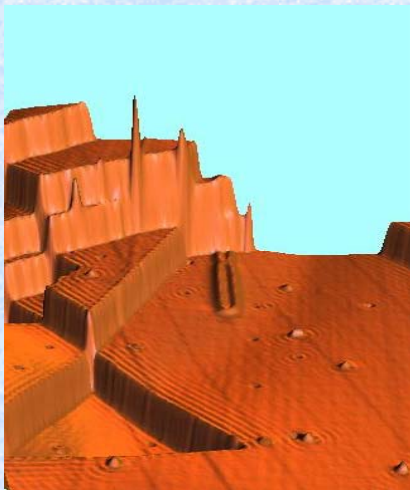
Aufnahmen mit dem Rastertunnelmikroskop

Zoom auf eine Compact Disc

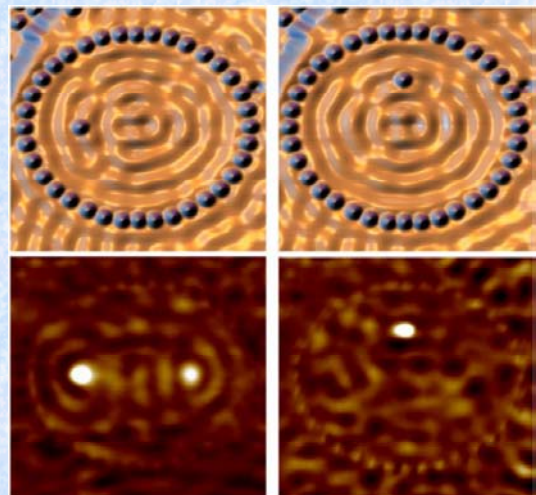
In dieser Bildfolge sieht man einen Teil einer Compact Disc. Man kann dabei erkennen, daß die Information in einer Folge von unterschiedlich langen, in Form und Höhe aber gleichen, „Erhebungen“ gespeichert ist. Am Bild rechts unten kann man auch noch die eigentliche, ursprüngliche Struktur der Oberfläche sehen.



Stufen und Kanten



Quantum Corral



Folie 5.4, Aufnahmen mit dem Rastertunnelmikroskop

5.4.2 Die Übungsphase

Eine weitere Möglichkeit, das Modell in seiner Funktionsweise und in Bezug auf die Anwendbarkeit für den Schulunterricht zu testen, bot sich mit der Einbindung des Modells in die Übungsphase aus Physik, die beim Lehramtsstudium in einer allgemeinen oder berufsbildenden höheren Schule zu absolvieren ist. Das Gymnasium und Wirtschaftskundliche Realgymnasium des Konvents der Dominikanerinnen, an der diese Übungsphase abgehalten wurde, ermöglichte es in einer siebten Klasse innerhalb von zwei Unterrichtsstunden eine Einführung in die Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie zu halten.

In der ersten Stunde wurde zuerst mit Hilfe des Modells die Idee und die Theorie der Abbildungen auf atomarer Ebene erklärt. Als wesentliche Punkte für Probleme stellten sich dabei die Vorstellbarkeit der atomaren Dimensionen, die technische Realisierung der im Detail doch recht aufwendigen und genauen Steuereinheiten und die benötigten physikalischen Gesetze und Effekte heraus. Trotz der in einer siebten Klasse für die Schüler noch vielen neuen Begriffen konnte mit Hilfe von recht eindrucksvollen Bildern und Abbildungen ein gewisses Grundverständnis erreicht werden.

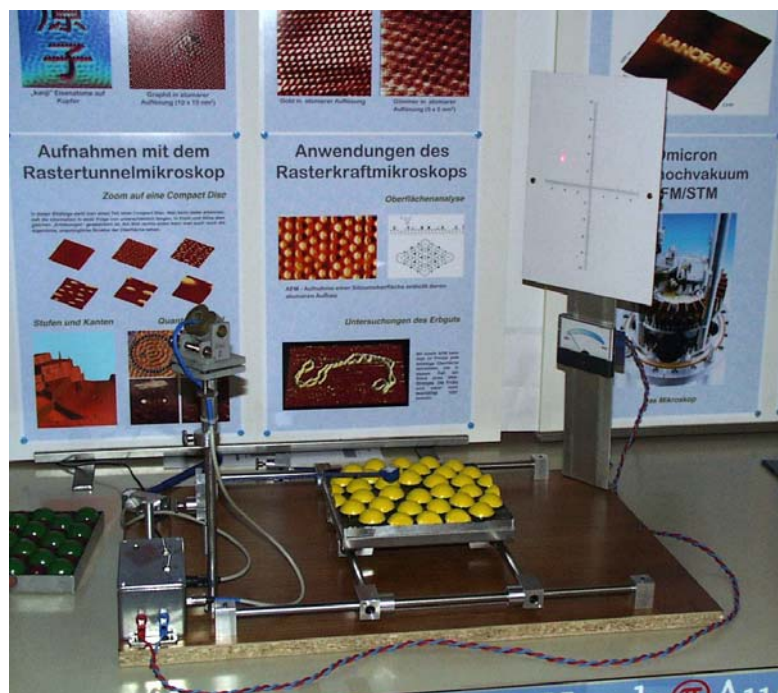


Abb. 5.40, Das Präsentationsmodell

Verwendet wurden dabei unter anderem die schon im letzten Kapitel präsentierten Folien (Folie 5.1- 5.4) für die ScienceWeek bzw. Teile dieser Folien. Zusätzlich wurden noch verschiedene Rastertunnel- und Rasterkraftmikroskopaufnahmen die auch in den vorangegangenen Kapiteln Verwendung fanden, auf Folie kopiert und präsentiert. Sehr eindrucksvoll für die Schüler war dabei der sogenannte Stadiumcorral und eine Abbildung eines Stückes DNA.

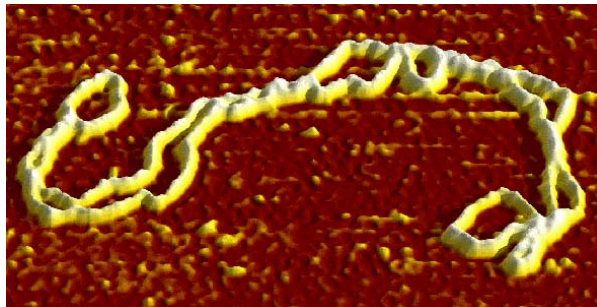


Abb. 5.41, Stück DNA [96]

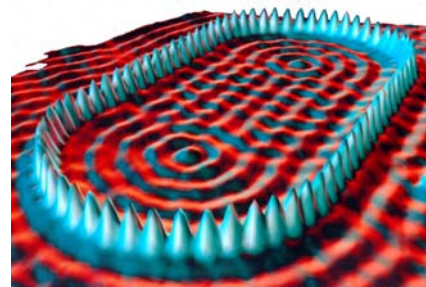


Abb. 5.42, Stadiumcorral [97]

Die zweiten Stunde war ganz dem Modell gewidmet. Nach einer kurzen Wiederholung konnten die Schüler dann selber das Modell bedienen und die verschiedenen Betriebsmoden testen. Die Schüler hatten dabei als Ausgangssituation das zerlegte Modell (siehe dazu Abb.5.43 unten) vor sich und konnten dann nach belieben Versuche mit dem Rasterkraft- oder Rastertunnelmikroskopmodell durchführen.

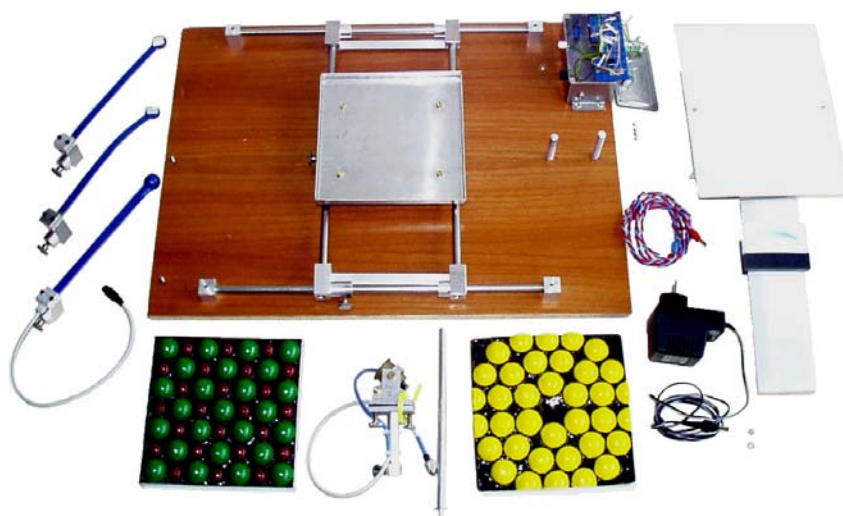


Abb. 5.43, Zerlegtes AFM/STM Modell

Wichtig dabei war die korrekte Anwendung der Betriebsmoden und die Abgrenzung zur Realität, da beim Modell auf Grund der falschen Wechselwirkungskräfte auch zum Beispiel die nicht leitende *Lithiumfluorid* Probe mit dem Rastertunnelmikroskop einen messbaren „Tunnelstrom“ liefert. Die bei dem Modell getroffenen Vereinfachungen erwiesen sich aber als notwendig, da nur so für Schüler einer siebenten Klasse ein Verständnis möglich ist. Alle weiteren Bauteile, die sich noch angeboten hätten, wie zum Beispiel eine aktive, über Servomotoren gesteuerte, Höhenverstellbarkeit des Cantilevers, oder zusätzliche Ablenk- und Fokussierungsspiegel für den Laser würden nur zur Verwirrung und zu Ablenkung führen.

War es für die Schüler in der ersten Stunde noch recht schwierig, sich die Funktionsweise des Gerätes vorzustellen, so konnten nun mit den eigenen Versuchen die meisten Schüler und Schülerinnen doch noch von der Genialität dieses einfachen Prinzips überzeugt werden. Am Ende der Stunde hatte der Großteil der Klasse ein mehr oder weniger gutes und richtiges Bild der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie. Weiter sei noch angemerkt, daß speziell einige Physiklehrer der Schule sehr großes Interesse an dem auch für sie relativ neuem Wissensgebiet zeigten und so auch selbst aktiv am Unterricht teilnahmen.

Zusammenfassung

Die vorliegende Diplomarbeit aus Lehramt Physik, beinhaltet im Wesentlichen einen Überblick über unterschiedliche Rastersondenmethoden, deren Funktionsweise, bringt einige Anwendungsbeispiele aus der Praxis und zeigt den Aufbau und beschreibt die Funktionsweise des in der Werkstätte des Instituts gebauten Demonstrationsmodells, sowie die praktische Anwendung des Modells sowohl im Zuge der ScienceWeek als auch während der Übungsphase für das Lehramt.

Das erste Kapitel gibt einen kurzen geschichtlichen Rückblick auf einige wichtige Schritte, die zur Entwicklung der Rastersondenmethoden, im Speziellen der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie, führten und weist somit schon auf das zweite Kapitel, welches sich zum Großteil mit physikalischen (z.B.: Tunneleffekt, unterschiedliche auftretende Kräfte) und technischen (z.B.: piezoelektrisches Rasterelement, Herstellung von Spitzen und Cantilever) Grundlagen und der Funktionsweise, der auch am Institut für Allgemeine Physik der TU-Wien verwendeten Rastersondenmethoden, beschäftigt. Beispiele für andere Geräte und Methoden (z.B.: das Raster-Elektronenmikroskop bzw. die Magnetometrie), mit denen Oberflächen atomar aufgelöst betrachtet werden können, bilden den Abschluss dieses Kapitels.

Das dritte Kapitel beinhaltet eine Diskussion der, mit Hilfe der Rastertunnel- und Rasterkraftmikroskopie gewonnenen Messwerte und wirft die Frage nach der Aussagekraft und der richtigen Interpretation der atomar aufgelösten Abbildungen von Oberflächen auf.

Die praktische Anwendung des Rasterkraftmikroskops wird im dritten Kapitel am Beispiel der Betrachtung von Lebensvorgängen in Echtzeit, welche auf Grund einer berührungsfreien Abtastung der Oberfläche möglich ist, vorgestellt. Für das Rastertunnelmikroskop wird, ebenso im dritten Kapitel, als Anwendungsbeispiel die Oberflächenanalyse metallischer Legierungen erklärt. Die prinzipiell mit beiden Methoden möglichen Manipulationen von Oberflächen und die dabei auftretenden unterschiedlichen technischen Schwierigkeiten, bilden das Ende des ersten Teils der Diplomarbeit.

Am Beginn des zweiten Teils wird das, in der Werkstatt des Instituts gebaute, Rasterkraft- und Rastertunneldemonstrationsmodell vorgestellt und der Aufbau und die Funktionsweise der wesentlichen Bauteilgruppen (Grundplatte mit Probenhalter, die Proben selbst, Cantilever, Laserhalter mit Laserdiode, Schirm mit Anzeige und die elektrische Anlage) erklärt. Die Pläne aller Bauteile, gezeichnet mit AutoCAD2000, bilden den Abschluss der Modellbeschreibung.

Im nächsten Kapitel werden die Betriebsmoden, STM-Mode, AFM-Kontakt- und AFM-Non-Kontakt-Mode des Modells an Hand von Digitalphotos, die die entsprechenden Einstellungen zeigen, erklärt, und es wird auf mögliche Schwierigkeiten bei der Justierung und Versuchsdurchführung hingewiesen.

Ein wesentlicher Punkt, dem im vorletzten Teil der Diplomarbeit nachgegangen wird, ist die Frage nach der Aussagekraft, der mit Hilfe des Modells durchgeführten Versuche. Für alle drei Betriebsmoden werden Vereinfachungen und Tricks benötigt, und so wird das Modell für ein genaues Verständnis der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie nicht ausreichen. Da aber alle Versuche mit der Hand ausgeführt werden können, bietet es mit einfachsten Mitteln einen direkten Einblick in deren Funktionsweise.

Das letzte Kapitel zeigt als Abschluss der Diplomarbeit und als praktische Anwendung des Demonstrationsmodells noch Bilder, verwendete Folien und vermittelt die Idee zur Präsentation der Rasterkraft- und Rastertunnelmikroskopie bei der ScienceWeek2001 und bringt ein paar Eindrücke der „Anwendung“ des Modells im Schulunterricht in einer siebten Klasse eines Gymnasiums.

Literatur- und Abbildungsverzeichnis

- [1],[2] DER BROCKHAUS in fünfzehn Bänden, *atoma*, ©F.A. Brockhaus GmbH, Leipzig-Mannheim, Band I, Buch Nr. 044891, (1997)
- [3] Yousef MESLMANI, *Aufbau eines Rastertunnelmikroskops (STM) als Basis für die weitere Entwicklung zur Aerosol Analyse*, Dissertation, Universität Wien, Vorwort, (1994)
- [4] DER BROCKHAUS in fünfzehn Bänden, *Rastertunnelmikroskop*, ©F.A. Brockhaus GmbH, Leipzig-Mannheim, Band XI, Buch Nr. 044990, (1999)
- [5] E. MEYER, *Atomic Force Microscopy*, Progress in Surface Science, Vol. 41, pp. 3-49, Pergamon Press Ltd., Einleitung, (1992)
- [6] "*fistm.gif*", Institute for Materials Research, Tohoku University, Japan, <http://apfim.imr.tohoku.ac.jp/fistm.html>, (6/2000)
- [7] "*afmstm.jpg*", ©OMICRON Vakuumphysik GmbH and information Systems Oldenburg, <http://www.afmstm.omicron.de>, (8/2000)
- [8] "*pics/afm_small.jpg*", Atomic Force Microscope Dimension 3000, (8/2000)
- [9] Michael SCHMID, "*stm_schematic.gif*" http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/STM_Gallery, (6/2000)
- [10] Joachim HEIL, *Technik und Anwendung der Rastertunnel-mikroskopie und Rasterkraftmikroskopie*, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main, Kapitel 2, (1989)
- [11] Eyvind H. WICHMANN, *Berkeley Physik Kurs 4 (Quantenphysik)*, ©Friedr. Vieweg&Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 3., verbesserte Auflage, Kapitel 7.2, (1989)
- [12]-[14] Wolfgang DEMTRÖDER, *Experimentalphysik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-66790-3, 2. Auflage, (2000)
- [15] J. BARDEEN, *Bardeen-Abschätzung*, Phys. Rev. Lett. 6, 57 (1961)
- [16] J. TERSOFF and D. R. HAMANN, *Tersoff-Hamann-Näherung*, Phys. Rev. B31, 805 (1985) Phys. Rev. Lett. 50, (1998 (1983))
- [17] CROMMIE LUTZ & EIGLER, "*tunneling a potential barrier*", <http://www.ibm.com>, (6/2002)
- [18] Ernst MAYER, *Rastersondenmikroskopie*, Institut für Physik der Universität Basel, Internetpräsentation, Slide 4/37, <http://www.monet.physik.unibas.ch>, (5/2000)
- [19] Christian GERTHSEN Helmut VOGEL, *Physik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-56638-4, 17., verbesserte und erweiterte Auflage, Kapitel 7.3.3 und 7.3.4, (1993)
- [20] Yousef MESLMANI, *Aufbau eines Rastertunnelmikroskops (STM) als Basis für die weitere Entwicklung zur Aerosol Analyse*, Dissertation, Universität Wien, Kapitel 4.3, (1994)

- [21] Alexander KRAUS, *Rastertunnelmikroskopie in Echtzeit an Si(111)7x7*, "IMG00051.GIF", Diplomarbeit, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Kapitel 5.6, (1997)
- [22] "AAImage2.jpg", Raster Sonden Mikroskopie, <http://www.uni-muenster.de>, (12/2000)
- [23] A. KLUST, "finger.gif", Rasterkraftmikroskopie Funktions-prinzip, <http://www.fkp.uni-hannover.de>, (8/2000)
- [24] Rebecca HOWLAND and Lisa BENATAR, *A Practical Guide To Scanning Probe Microscopy*, CD, ©Thermo Microscopes, <http://www.thermomicro.com>, Kapitel 1/9, (03/2000)
- [25]-[27] E. MEYER, *Atomic Force Microscopy*, Progress in Surface Science, Vol. 41, pp. 3-49, Pergamon Press Ltd., (1992)
- [28] Ernst MAYER, *Rastersondenmikroskopie*, Institut für Physik der Universität Basel, Internetpräsentation, Slide 25/37, <http://www.monet.physik.unibas.ch>, (5/2000)
- [29]-[37] Rebecca HOWLAND and Lisa BENATAR, *A Practical Guide To Scanning Probe Microscopy*, CD, ©Thermo Microscopes, <http://www.thermomicro.com>, Kapitel 3, (03/2000)
- [38] DER BROCKHAUS in fünfzehn Bänden, *SQUID*, ©F.A. Brockhaus GmbH, Leipzig-Mannheim, Band XIII, Buch Nr. 045013, Seite 238, (1999)
- [39] Christian GERTHSEN Helmut VOGEL, *Physik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-56638-4, 17., verbesserte und erweiterte Auflage, Kapitel 14.7, (1993)
- [40] Uwe HARTMANN, *Schwache Magnetfelder in Nanostrukturen*, Spektrum der Wissenschaft, Technologie-Report Rastersondenverfahren, (12/1999)
- [41] Egbert OESTERSCHULZE Ivo RANGELow Rainer KASSING, *Maßgefertigte Sensoren für Rastersondenmikroskope*, Spektrum der Wissenschaft, Technologie-Report Rastersondenverfahren, (12/1999)
- [42] DER BROCKHAUS in fünfzehn Bänden, *Ernst Ruska*, ©F.A. Brockhaus GmbH, Leipzig-Mannheim, Band XII, Buch Nr. 045005, Seite 88, (1999)
- [43]-[46] Wolfgang DEMTRÖDER, *Experimentalphysik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-66790-3, 2. Auflage, Kapitel 2.3, (2000)
- [47] "application0707_small.gif", <http://www.nanoanalytics.com>, (5/2001)
- [48] Ille GEBESHUBER, „Gold in atomarer Auflösung“, Institut für Allgemeine Physik TU-Wien, (2000)
- [49] Ille GEBESHUBER, „Graphit in atomarer Auflösung nach Beschusses mit Ar⁺-Ion“, Institut für Allgemeine Physik TU-Wien, (2000)
- [50] Michael SCHMID, Peter VARGA, "Pb_Cu111_4x4.jpg", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [51] Michael SCHMID, P. VARGA, "chem_resolved_ptrh100.jpg", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)

- [52] Michael SCHMID, *Growth of Lead on Copper- An Atomic Maze and Other Surprises*, Institut für Allgemeine Physik TU-Wien, STM Gallery, <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [53]-[56] Peter MÜNSTER, *Messungen auf Graphit*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Karlsruhe, <http://pmrb.free.fr/work/diplom/html/main.html#mainch5.html>, (3/2003)
- [57] H. HÖLSCHER, W. ALLERS, U. D. SCHWARZ, A. SCHWARZ und R. WIESENDANGER, *Interpretation of „true atomic resolution“ images of graphite (0001) in noncontact atomic force microscopy*, Phys. Rev. B62, 11 (2000)
- [58] Michael SCHMID, Peter VARGA, *"electron_waves_cu111.gif"*, <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [59] CROMMIE, LUTZ & EIGLER *"images/stm6.jpg"*, <http://www.almaden.ibm.com/vis/stm/stm.html>, (6/2000)
- [60]-[61] H. C. MANOHARAN, C. P. LUTZ & D. M. EIGLER, *Quantum mirages formed by coherent projection of electronic structure*, Letters to Nature VOL 403, Figure 3, <http://www.nature.com>, (03/02/2000)
- [62] Eyvind H. WICHMANN, *Berkeley Physik Kurs 4 (Quantenphysik)*, ©Friedr. Vieweg&Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 3., verbesserte Auflage, Kapitel 4.3, (1989)
- [63] Dietrich GRAU, *Theoretische Physik 2 für Lehramtskandidaten Teil II: Quantenmechanik*, Institut für Theoretische Physik Technische Universität Wien, Skriptum, 7. Auflage, Kapitel 3.3- 4.3, (1998)
- [64] Hans OBERLEITHNER, *Lebensvorgänge im Rasterkraft-mikroskop*, Spektrum der Wissenschaft, Wissenschaft in Bildern, (4/1996)
- [65] Karsten RIPPE, *"rippe_lo.GIF"*, Deutsches Krebsforschungszentrum /Heidelberg, <http://www.dkfz-heidelberg.de/Macromol/rippe/home-rippe.html>, (5/2001)
- [66] Alfred L. GOLDBERG Stephan J. ELLEDGE J. Wade HARPER, *Reißwolf für Proteine*, Spektrum der Wissenschaft, Zellbiologie, (5/2001)
- [67]-[69] M. B. VIANI, L. I. PIETRASANTA, J. B. THOMPSON, A. CHAND, I. C. GEBESHUBER, J. H. KINDT, M. RICHTER, H. G. HANSMA, P. K. HANSMA, *„Probing protein-protein interactions in real time“*, Nature Structural Biology 7, 644-647, (2000)
- [70] Peter VARGA, Michael SCHMID Josef REDINGER, *Hochauflösende Rastertunnelmikroskopie unterscheidet Atome*, ©WILEY-VCH Verlag GmbH, Physik in unserer Zeit, 31. Jahrgang, Nr. 5, (2000)
- [71] Michael SCHMID, P. VARGA, *"chem_resolved_ptrh100.jpg"*, <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [72] M. SCHMID, Peter VARGA, *"chem_resolved_ptrh_step.jpg"*, <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)

- [73] Michael SCHMID, Peter VARGA, „Histogramm der Grauwerte“, ©WILEY-VCH Verlag GmbH, Physik in unserer Zeit, 31. Jahrgang, Nr. 5, (2000)
- [74] Michael SCHMID, Peter VARGA, "Pb_Cu111_random.jpg", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [75] Michael SCHMID, Peter VARGA, "Pb_Cu111_4x4.jpg", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [76] Michael SCHMID, Peter VARGA, „Growth of Copper in Lead“, Institut für Allgemeine Physik TU-Wien, STM Gallery, <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [77] Michael SCHMID, Peter VARGA, "Cu_on_Pb_rotated.jpg", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [78] Michael SCHMID, Peter VARGA, "Cu_on_Pb_rot_schem.gif", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [79] Michael SCHMID Peter VARGA, "Cu_on_Pb_schematic.gif", <http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/>, (6/2000)
- [80] CROMMIE LUTZ & EIGLER, "images/stm10.gif", <http://www.ibm.com>, (6/2000)
- [81] CROMMIE LUTZ & EIGLER, "images/stm17.jpg", making of corral, <http://www.ibm.com>, (6/2000)
- [82] CROMMIE LUTZ & EIGLER, "images/corral.gif", <http://www.ibm.com>, (6/2000)
- [83] CROMMIE LUTZ & EIGLER, "images/stm11.jpg", „kanji“, <http://www.ibm.com>, (6/2000)
- [84] Wolfgang HECKL, *Messer und Spachtel für Moleküle*, Spektrum der Wissenschaft, Technologie-Report, Rastersondenverfahren, (12/1999)
- [85] Wolfgang HECKL, "Image26.gif", Institut für Kristallographie und Center for NanoScience, LMU München, <http://www.kri.physik.uni-muenchen.de/crystal/heckl.html>, (12/2000)
- [86] Wolfgang HECKL, *Rastersondenwerkzeuge als Schlüsselemente für die Nanowissenschaften*, Institut für Kristallographie und Center for NanoScience, LMU München, <http://www.kri.physik.uni-muenchen.de/crystal/heckl.html>, (12/2000)
- [87] "Image_di.jpg", <http://www.sis-gmbh.com/home/applications.html>, (5/2001)
- [88] "w_link.GIF", Sektion Physik der Universität München LS für angewandte Halbleiterphysik, Direkte Strukturierung von Metallen : Josephson Kontakt, <http://www.nano.physik.uni-muenchen.de>, (5/2001)
- [89] J. CORTES, "JOAOXXY.GIF", Sektion Physik der Universität München LS für angewandte Halbleiterphysik, Direkte Strukturierung von Halbleitersystemen, <http://www.nano.physik.uni-muenchen.de>, (5/2001)
- [90] "application0601a_large.gif", "application0601b_large.gif", "application0601d_large.gif", "application0601f_large.gif", "application0601g_large.gif", "application0601h_large.gif" <http://www.nanoanalytics.com>, (5/2001)

- [91] SIEMENS, *GaAs-Hall Effect Sensor*, Type: KSY44, Marking: 44, Ordering Code: Q62705-K265, Semiconductor Group 140, (01/2001)
- [92] LASER MODULE < 3.5mW, *Kemo Germany*, Nr. 04-196/L005, Laserklasse 2, <http://www.kemo-electric.com>, (01/2001)
- [93] INTERSIL, *CMOS-Operationsverstärker*, Basic Typ: ICL 7613 ACTY, Spezial-Electronic KG, (01/2001)
- [94] Christian GERTHSEN Helmut VOGEL, *Physik*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, ISBN 3-540-56638-4, 17., verbesserte und erweiterte Auflage, Kapitel 6.1.1 und 6.1.2, (1993)
- [95] Edward M. PURCELL, *Berkeley Physik Kurs 2 (Elektrizität und Magnetismus)*, ©Friedr. Vieweg&Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 4., neubearbeitete Auflage, Kapitel 6.9, (1989)
- [96] Karsten RIPPE, "*rippe_lo.GIF*", Deutsches Krebsforschungszentrum /Heidelberg, <http://www.dkfz-heidelberg.de/Macromol/rippe/home-rippe.html>, (5/2001)
- [97] "*images/stm15.jpg*", <http://www.ibm.com>, (6/2000)

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name: SCHABERNIG Manfred

Geburtsjahr: 1973

Geburtsort: Villach

Eltern: Heinrich und Liane Schabernig

Staatsangehörigkeit: Österreich

Familienstand: ledig

Schulbildung

1980-1984 Volksschule 17 in Villach- St. Georgen

1984-1992 Realistisches Realgymnasium in Villach

1992 Reifeprüfung

1992-1993 Präsenzdienst

Studium

seit 1993 Lehramt für Physik und Mathematik

Sprachkenntnisse

Englisch und Italienisch

Danksagung

In erster Linie gilt mein Dank natürlich meinen Eltern, die mir es überhaupt ermöglichten zu studieren und die mich dann auch noch eine lange und nicht immer einfache Studienzeit ertragen mussten. Auch möchte ich meiner Schwester Silvia fürs Korrekturlesen danken, denn sonst hätten die Beistriche nie den richtigen Platz gefunden.

Für die fachliche Unterstützung gilt mein Dank zuerst meinem Betreuer Herrn Prof. F. Aumayr, der, immer zur rechten Zeit, die richtigen Denkanstöße lieferte und die inhaltlich notwendigen Korrekturen unaufdringlich einbrachte. Für die Unterstützung bei der eigentlichen Grundlage der Diplomarbeit, der Praktischen Übung mit dem am Institut vorhandenen UHV -AFM/STM- Gerät und für ihre kreativen Vorschläge und Ideen danke ich auch Frau Dr. I. Gebeshuber. Herrn Prof. Dr. HP. Winter für die Zurverfügungstellung der Institutsinfrastruktur.

Bei der Arbeit am Demonstrationsmodell selbst war mir die Institutswerkstätte und hier speziell Herr. Ing. W. Beck und Herr. H. Schmidt sehr hilfreich, da sie an Hand meiner AutoCAD2000 Visionen in kürzester Zeit die notwendigen Metallteile herstellen konnten und so das Modell erst ermöglichten. Nicht vergessen ist auch die Hilfe und Unterstützung von Herrn Ing. P. Berhinger beim Schaltplan und bei der Bestellung der Bauteile.

CD