

---

# RASTERTUNNELMIKROSKOPIE

---

Physikalisches Praktikum B  
am  
2. Physikalisches Institut

09.12.2015



**Studenten**

Yushi Nishida  
Pavlo Ignatiev

**Betreuer**

Mathias Pörtner

---

# Abbildungsverzeichnis

## Inhaltsverzeichnis

|          |   |          |
|----------|---|----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>                               | <b>2</b> |
| 1.1      | Funktionsweise eines Tunnelmikroskops . . . . . | 2        |
| 1.2      | Tunneleffekt . . . . .                          | 2        |
| 1.3      | Rastertunnelmikroskop . . . . .                 | 3        |
| 1.4      | Ladungsdichtewellen auf $TaS_2$ . . . . .       | 5        |
| <b>2</b> | <b>Versuchsaufbau und Durchführung</b>          | <b>6</b> |
| 2.1      | Piezo-Element . . . . .                         | 6        |
| <b>3</b> | <b>Versuchsergebnisse und Diskussion</b>        | <b>7</b> |
| <b>4</b> | <b>Zusammenfassung</b>                          | <b>8</b> |

# 1 Einleitung

## 1.1 Funktionsweise eines Tunnelmikroskops

Das Tunnerastermikroskop kann durch den Tunneleffekt der Elektronen die Materialoberflächen elektrisch leitender Materialien oder auch sehr dünne Schichten Isolatoren sichtbar machen. Eine Nadelspitze wird in die direkte Nähe der zu untersuchende Oberfläche gefahren, piezo Elemente die die Nadelspitze lenken können, fahren die Nadelspitze in einen Raster über die Probeoberfläche ab. Dabei wird nur ein Teil der elektrischen Ladung als Elektronen den Abstand zwischen einer Nadelspitze und der zu analysierende Oberfläche überqueren können. Die u"bertragenen Ladungen stehen im direktem Verhältnis zum Abstand der Nadelspitze und der beschaffenheit der Oberfläche. Das Mikroskop besitzt zwei Betriebsmodi, die erste mit der fest eingestellten Spannung, bei der die Nadelspitze so gehalten wird, dass der Strom konstant bleibt. Im anderen Modus wird die Position der Nadelspitze konstant gehalten und die Strömung wird aufgezeichnet.

## 1.2 Tunneleffekt

Der Tunneleffekt wird durch die quantenmechanischen Eigenschaften der Elektronen ermöglicht, die sich dabei wie Wellen verhalten. Die Elektronen können dann mit endlicher Wahrscheinlichkeit ein Potential u"berwinden, für welches gilt  $E_{kin}(e^-) < V(z)$ , wobei  $V(z)$  die Höhe des Potentials ist. Für das Elektron im Bereich eines Kastenpotentials können wir eine Schrödingergleichung aufstellen:

$$\frac{\hbar^2}{2m_e}\psi'' + (E - V(z))\psi = 0 \quad (1)$$

Mit den Eigenwerten  $\lambda_{1,2} = \pm \frac{\sqrt{2m_e(V(z)-E)}}{\hbar}$  lautet die allgemeine Lösung der Gleichung

$$\psi(z) = A \cdot e^{\lambda_1 z} + B \cdot e^{\lambda_2 z} \quad (2)$$

Eine Fallunterscheidung für Bereiche außerhalb und innerhalb des Potentials jeweils eine einlaufende und eine reflektierte Welle im Bereich vor dem Potential, sowie eine exponentiell abfallende Wellenfunktion im Bereich des Potentials (Zerfallskonstante  $\kappa = \frac{\sqrt{2m_e(V(z)-E)}}{\hbar}$ ):

$$\psi_{II} = A' \cdot e^{-\kappa z} + B' \cdot e^{\kappa z} = A' \cdot e^{-\kappa z}, \quad B' := 0 \quad (3)$$

Für ein Elektron am Punkt  $z_0$  messen wir also eine Aufenthaltswahrscheinlichkeit

$$|\psi(z_0)|^2 = P(z_0) = |\psi(0)|^2 \cdot e^{-2\kappa z_0} \quad (4)$$

### 1.3 Rastertunnelmikroskop

Der Tunneleffekt wird zur Vermessung der Beschaffenheit einer Festkörperprobe angewendet. Hierfür wird eine leitende Spitze in den Abstand von  $z_0$  von ca.  $10 \text{ \AA}$  zur Probe gebracht, und der Tunnelstrom zwischen den beiden wird gemessen. Liegen die Spitze und die Probe beide auf dem gleichen Fermi-Niveau, so ist kein Strom zwischen ihnen messbar. Daher wird an die Spitze eine Spannung angelegt, um die Anzahl unbesetzter Zustände in der Spitze bzw. der Probe zu erhöhen und somit einen Elektronenstrom zu initiieren. Da die Austrittsarbeiten  $\Phi$  der Probe und der Spitze unterschiedlich sind, hat das zu tunnelnde Potential keine Rechteckform.

Die Anzahl der Elektronen, die tunneln können, ist proportional der Anzahl der unbesetzten Zustände im Intervall  $\epsilon = eU$ . Der Tunnelstrom ist dann zu der Summe über diese Zustände proportional:

$$I \propto \sum_{E_n=E_F-eU}^{E_F} |\psi_n(0)|^2 \cdot e^{-2\kappa z_0} \quad (5)$$

Die lokale Zustandsdichte  $\rho_{Probe}(0, E_F)$  ist andererseits proportional zu der obigen Summe der Betragsquadrate, und wir können den Ausdruck für Tunnelstrom vereinfachen:

$$I \propto eU \cdot \rho_{Probe}(0, E_F) \cdot e^{-2\kappa z_0} \quad (6)$$

Der Tunnelstrom hängt also exponentiell von dem Abstand  $z_0$  ab, sodass eine sehr empfindliche Messung des Stroms  $I(z_0)$  möglich ist und eine atomare Auflösung erreicht werden kann. Um die Oberfläche der Probe abzubilden, wird  $z_0$  an jeder Stelle variiert, bis ein messbarer Strom vorliegt.

Außer der Probentopographie lassen sich auch weitere Eigenschaften vermessen, indem die Spitze über der Probe fixiert wird. Einmal lässt sich die *Zustandsdichte* in der Probe messen, indem der Tunnelstrom  $I(V)$  abhängig von der Spannung  $V$  an der Spitze aufgenommen wird. Andererseits kann man bei konstanter Spitzenspannung die *Austrittsarbeit* der Probe messen, indem an einem festen Punkt die Spitze weggezogen und dabei der Tunnelstrom gemessen wird. Für die letztere sog.  *$I(z) - \text{Spektroskopie}$*  nutzen wir aus, dass der Tunnelstrom exponentiell mit dem Abstand abfällt. Da die Austrittsarbeiten der Spitze und der Probe üblicherweise ungleich sind, in den Koeffizienten  $\kappa$  jedoch *eine* Austrittsarbeit eingeht, wird zunächst ein Mittelwert der Austrittsarbeiten der Probe und der Spitze gebildet.

$$\phi_{mess} = \frac{\phi_{Probe} + \phi_{Spitze} - eU}{2} \quad (7)$$

In der Gl. (6) können wir die Vorfaktoren durch eine Konstante  $c$  ersetzen und die Gleichung anschließend logarithmieren, es ergibt sich der Ausdruck

$$\ln(I(z)) = \ln(c) + 0,51 \cdot \sqrt{\phi_{mess} [eV]} \cdot z [\text{\AA}] \quad (8)$$

Dabei rührt der Vorfaktor 0,51 von  $\frac{\sqrt{2m_e}}{\hbar}$  her. Wir können dann  $\ln(I(z))$  gegen  $z$  auftragen, und die Austrittsarbeit  $\phi_{mess}$  aus der Steigung des linearen Fits bestimmen.

## 1.4 Ladungsdichtewellen auf $TaS_2$

Ladungsdichtewellen können am Rand von Brillouinonen entstehen, dort treffen sich zwei Wellenfunktionen vom Elektronen, die eine Funktion besitzt einen kleineren Energie, da sie sich näher am Atomrumpf befindet und so mit weniger Coulomb-Potential besitzt. Diese Energiedifferenz führt zu einer Energielücke im Band. Dieser Prozess findet dann immer statt wenn die Verschiebung der Gitteratome weniger Energie freisetzt, als die Verschiebung der Ladungen.

## 2 Versuchsaufbau und Durchführung

Der Probenhalter sitzt auf 3 Piezo Elemente, der durch geschickte Spannungsanlegen verschoben werden kann. In der mitte der vom 3 Piezo Elemente befindet sich ein Piezo Element mit dem Nadel für die Ananalyse. Diese ist minimalst beweglich. Die Piezo Elemente liegen auf mehrere Edelstahlplatten die jeweils mit vitons, schwingungsdämpfende Kunststoffe, gepuffert sind. Eine Spannung von bis zu 10V werden nun angelegt und die Nadelspitze wirkt als erdungspotenzial.

### 2.1 Piezo-Element

Ein Piezo Element besteht aus nichtmetallischen Verbindungen, die sich unter mechanischem Druck, elektrisch polarisieren können. Verbindungen ohne Inversionssymetrie auf einer Achse können piezo-elektrisch sein. Gibt man es Spannung, verformt es sich.

### **3 Versuchsergebnisse und Diskussion**



## 4 Zusammenfassung