

1 Einleitung

Metalle auf Halbleiteroberflächen bilden eine Vielzahl niedrigdimensionaler Systeme mit interessanten elektronischen Eigenschaften aus. Die reduzierte Dimensionalität der Probenoberfläche führt zu neuen Effekten, die in Volumenproben nicht beobachtet werden. Neben zweidimensionalen Oberflächenrekonstruktionen finden sich ebenso eindimensionale Strukturen und solche mit gemischter Dimensionalität. Es wurden Systeme gefunden, bei denen trotz einer ungeraden Anzahl von Elektronen pro Elementarzelle die metallischen Eigenschaften der Oberfläche durch Korrelationseffekte zerstört werden, wie Rekonstruktionen, bei denen die Oberfläche trotz gerader Anzahl von Elektronen pro Elementarzelle metallisch ist. An zweidimensionalen Strukturen lassen sich Ladungsdichtewellen beobachten. Die aus der Quantenmechanik bekannten Interferenzen von Elektronenwellenfunktionen lassen sich auf der Probenoberfläche mit dem Rastertunnelmikroskop direkt „sichtbar“ machen.

Unter den verschiedenen Systemen ergibt sich alleine für Au auf Si eine Vielzahl von Rekonstruktionen, die je nach Metallbedeckung und Orientierung des Si-Substrats zweidimensional oder eindimensional sein können. Die eindimensionalen, kettenartigen Strukturen, die auf präzise orientierten Si(111)-Oberflächen aufgrund der dreizähligen Symmetrie in drei Orientierungen auftreten, lassen sich durch eine leichte Verkipfung der Probenoberfläche in eine Richtung senkrecht zur Kettenstruktur in eine eindomänige Rekonstruktion zwingen. Diese der wohlorientierten Oberfläche benachbarten, sogenannten vizinalen Oberflächen bilden bei geeigneter Wahl des Verkipfungswinkels und der Au-Bedeckung Terrassen aus, auf denen sich die eindimensionalen Ketten über tausende Ångström versetzungsfrei ausdehnen. Je nach Wahl des Verkipfungswinkels entstehen zudem Oberflächen, die auf dem flachen Substrat nicht beobachtet werden.

Die Untersuchungen an diesen Systemen sind von größtem Interesse, da sie zum Verständnis elektronischer Eigenschaften in einer Dimension beitragen können. Die Rigidität des Si-Substrats scheint dafür verantwortlich zu sein, daß die Kettenstrukturen keine Verzerrung des Gitters entlang der Kettenrichtung erfahren und somit kein Peierlsübergang stattfindet. Das Ausbleiben eines Übergangs zu isolierendem Verhalten eröffnet die Möglichkeit, das metallische Verhalten „echter“ eindimensionaler Strukturen zu beobachten. Im Gegensatz zu den mit den Hilfsmitteln der Nanotechnologie strukturierten, quasi-eindimensionalen Leitern findet man hier Ketten, die aus einer Aufreihung einzelner Atome bestehen und damit eine maximale Einschränkung der Dimensionalität darstellen. Diese monoatomaren Ketten sind Musterkandidaten für die Untersuchung der von den Theorien vorausgesagten, exotischen elektronischen Eigenschaften. So wurden beispielsweise für vizinale Si:Au-Oberflächen Anzeichen für die Spin-Ladungstrennung einer

1 Einleitung

Luttinger-Flüssigkeit beobachtet.

Systeme wie die vieluntersuchte Si(111) 7×7 -Oberfläche zeigen, daß mitunter verschiedene Meßmethoden zu recht unterschiedlichen Schlüssen über die physikalischen Eigenschaften führen. So gilt diese Oberfläche aufgrund von Photoemissionsmessungen als metallisch, ein makroskopischer elektrischer Transport durch die Oberflächenzustände alleine konnte jedoch bis heute nicht nachgewiesen werden. Eine Verifizierung gefundener Eigenschaften durch andere Meßmethoden ist daher besonders bei unklaren oder unterschiedlich interpretierbaren Ergebnissen unerlässlich.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, eindimensionale Au-Ketten auf der vizinalen Si(111)-Oberfläche herzustellen, mittels Rastertunnelmikroskopie zu charakterisieren, die elektronischen Oberflächenzustände durch Rastertunnelspektroskopie zu bestimmen und die makroskopische elektrische Leitfähigkeit durch Transportexperimente zu untersuchen. Da dies eine Durchführung sämtlicher notwendiger Probenpräparationschritte und Messungen im Ultrahochvakuum (UHV) bedeutet, sollte an die bestehende, bereits mit einem Rastertunnelmikroskop bestückte UHV-Anlage, ein UHV-tauglicher ^4He -Kryostat angebaut werden, der es erlaubt, die Messung des elektrischen Transports an den hergestellten und charakterisierten Proben *in situ* durchzuführen. Die zu lösenden Probleme bestanden dabei darin, die zum Teil widersprüchlichen Anforderungen an UHV-Tauglichkeit und Tieftemperatur-Tauglichkeit geeignet zu kombinieren. Es sollten Drucke von $p = 10^{-9} - 10^{-10}$ mbar erreicht werden, der Kryostat sollte eine Temperatur von etwa $T = 2$ K erreichen und für einige Zeit stabil halten. Die Temperatur von 4,2 K sollte für einige Stunden gehalten werden können. Desweiteren sollte ein kleines homogenes Magnetfeld von 0,1-0,5 T am Probenort angelegt werden können. Zudem mußte die Notwendigkeit des Probentransfers und der Probenkontaktierung *in situ* berücksichtigt werden, die eine „Offenheit“ des Systems erfordern, die im Widerspruch zur thermischen Abschirmung eines Tieftemperatursystems steht. Die Realisierung sollte es ermöglichen, zu einem späteren Zeitpunkt eventuell ein weiteres Experiment, wie z.B. magnetooptischen Kerreffekt nachzurüsten.

Im Folgenden soll der Aufbau eines funktionierenden Systems beschrieben werden, das die gestellten Anforderungen erfüllt. Die Probenpräparation und die Charakterisierung der Oberflächenzustände konnte erfolgreich durchgeführt werden. Das Problem der Probenkontaktierung im UHV wurde soweit gelöst, daß erste Messungen des elektrischen Transports möglich waren, die eine Linie für das weitere Vorgehen vorgeben.

2 Theorie der Tunnelmikroskopie

2.1 Grundlagen

Elektronen an der Grenzfläche eines Festkörpers lassen sich durch Wellenpakete beschreiben, die aus Lösungen der eindimensionalen Schrödingergleichung konstruiert werden:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + U(z)\psi(z) = E_z \psi(z)$$

mit der Gesamtwellenfunktion

$$\Psi = \psi(z) \exp(ik_{\parallel} r_{\parallel} + ik_z z).$$

Hierbei ist z die Richtung senkrecht zur Oberfläche.

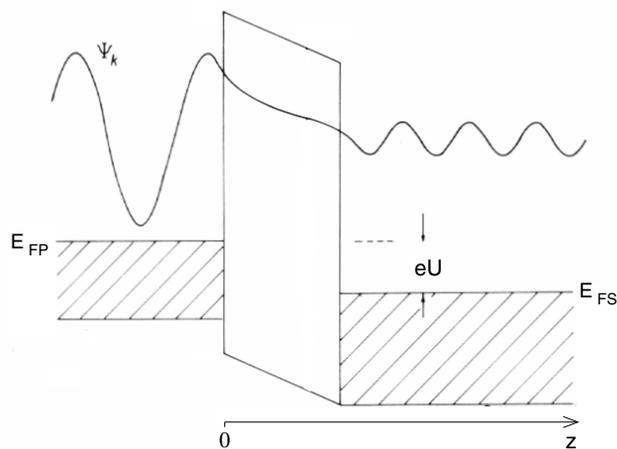


Abbildung 2.1: Tunnelsituation im Wellenbild. Die Elektronenwelle trifft von links auf die Probenoberfläche ($z = 0$), wird im Vakuum zwischen Probe und Spitze exponentiell mit dem Abstand zur Probe gedämpft und breitet sich, nachdem sie in die Spitze gelangt ist, dort weiter aus. (Bild Ref. [1])

Ein Wellenpaket, das wie in Abb. 2.1 gezeigt von links auf die Oberfläche trifft, wird partiell mit der Wahrscheinlichkeit R reflektiert oder gemäß $e^{-\kappa z}$ mit der Amplitude T

2 Theorie der Tunnelmikroskopie

ins Vakuum emittiert. Bringt man nun ein weiteres Material nahe genug an die Oberfläche des ersten, so können die Elektronen durch die Vakuumbarriere hindurch von einem Material in das andere tunneln (Abb. 2.1). Diesen Effekt nutzt das Tunnelmikroskop aus, bei dem eine metallische Spitze in die Nähe der zu untersuchenden Oberfläche gebracht und der Tunnelstrom gemessen wird. Legt man zusätzlich eine Spannung zwischen Probe und Spitze an, so fließt ein Tunnelstrom von der Seite höheren Potentials zur Seite niedrigeren Potentials. Beim Rastertunnelmikroskop (STM) wird zwischen eine Spitze und eine zu untersuchende Probe eine Spannung angelegt. Die Spitze kann nun mittels eines Piezos über der Probe bewegt werden und rastert eine gewisse Fläche der Probe ab. Dabei kann entweder der Abstand konstant gehalten und der Strom gemessen werden oder, wie es bei den STM-Bildern dieser Arbeit der Fall ist, der Abstand so geregelt werden, daß der Strom konstant bleibt, und die Auslenkung des z-Piezos gemessen wird.

Eine maßgebliche Größe für den Tunnelstrom ist der Transmissionsfaktor $D = T^2$, der beschreibt, welcher Teil des Wahrscheinlichkeitsstroms die Oberfläche durchdringt:

$$D(E_z) = g \exp(-2K)$$

$$K = \int_0^d \left(\frac{2m(U(z) - E_z)}{\hbar^2} \right)^{1/2} dz$$

Der Vorfaktor g läßt sich für ein Rechteckpotential wie in Abb. 2.1 exakt berechnen, kann jedoch in guter Näherung gleich 1 gesetzt werden, wenn sich $U(z)$ an der Oberfläche der beiden Materialien nicht zu stark ändert. E_z bezeichnet den Teil der Gesamtenergie E , der durch den Wellenvektor k_z durch die Oberfläche transportiert wird:

$$E_z = E - E_{\parallel} = E - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m} \quad (2.1)$$

Der Tunnelstrom von der Spitze zur Probe I_{SP} ist proportional zur Zahl besetzter Zustände in der Spitze sowie zur Zahl freier Zustände in der Probe, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit D , daß das Elektron die Oberfläche durchdringt, integriert über alle möglichen Zustände k , die mit der jeweiligen Gruppengeschwindigkeit $v_z = \hbar^{-1} \frac{\partial E}{\partial k_z}$ gewichtet werden. Der resultierende Strom I ergibt sich dann aus der Differenz von I_{SP} und dem umgekehrt gerichteten Strom I_{PS} :

$$I_{SP} = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int \int \int \left(\frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k_z} \right) D f(E) [1 - f(E + eU)] d^2 k_{\parallel} dk_z \quad (2.2)$$

$$I_{PS} = \frac{2e}{(2\pi)^3} \int \int \int \left(\frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k_z} \right) D f(E + eU) [1 - f(E)] d^2 k_{\parallel} dk_z \quad (2.3)$$

$$I = I_{SP} - I_{PS} = \frac{2e}{(2\pi)^2 \hbar} \int D(E_z, U) \int \int [f(E) - f(E + eU)] d^2 k_{\parallel} dE_z \quad (2.4)$$

2.1 Grundlagen

Für den in Abb. 2.2 gezeigten Potentialverlauf ergibt sich für den Transmissionskoeffizienten.

$$D = \exp \left[-2d \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left(\bar{\phi} + \frac{eU}{2} - (E_z - E_F) \right)} \right] \quad (2.5)$$

d ist der Abstand der Spitze von der Probe, $\bar{\phi}$ ist die über die Tunnelbarriere gemittelte Austrittsarbeit und ergibt sich beim gezeigten rechteckigen Potentialverlauf für die Austrittsarbeiten ϕ_S und ϕ_P von Spitze und Probe zu $\bar{\phi} = (\phi_S + \phi_P)/2$.

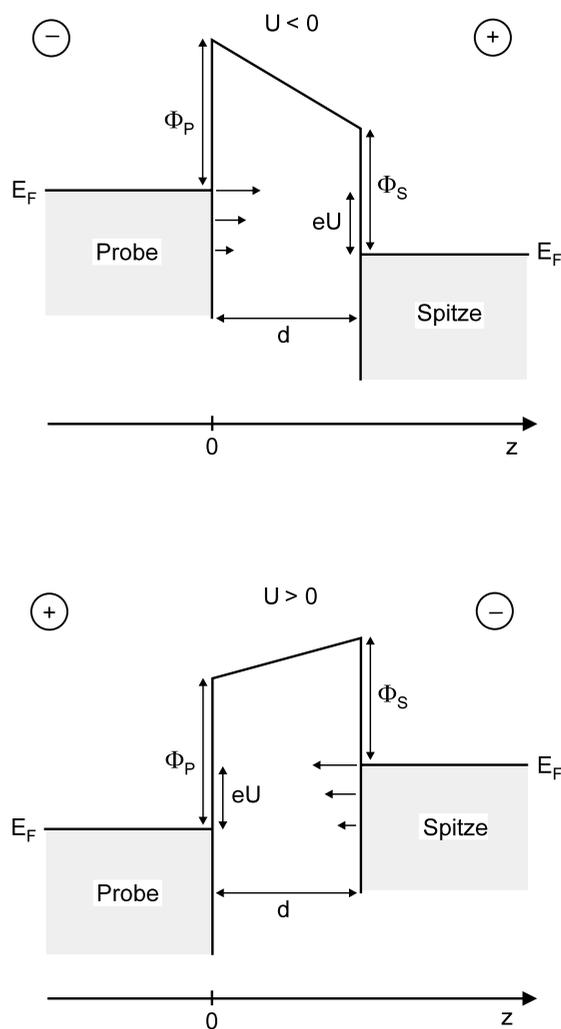


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Tunnelsituation bei positiven und negativen Spannungen. Die Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen bei unterschiedlichen Energien ist durch unterschiedliche Pfeillänge dargestellt. Vgl. Text (Bild entnommen aus Ref. [2])