

## Kapitel 3

# Spektroskopie an Pb-Filmen auf Ag(111)

Die tatsächlich an der Probe erreichbare tiefste Temperatur ist eine wesentliche Kenngröße eines Tieftemperatur-RTM. Durch den optischen Zugang gelangt bei dem in dieser Arbeit aufgebauten Mikroskop Wärmestrahlung auf die Probe und erhöht ihre Temperatur gegenüber der am Mikroskop gemessenen Temperatur. Zur genauen Bestimmung dieser Temperaturdifferenz ist der Phasenübergang der Supraleitung ideal geeignet: Mit dI/dV-Spektroskopie ist die supraleitende Bandlücke direkt messbar und man kann so das Einsetzen der Supraleitung einfach bestimmen. Der Vergleich mit exakt gemessenen Sprungtemperaturen ergibt dann die gesuchte Temperaturdifferenz. Blei zeigt im Volumen einen Übergang zum supraleitenden Verhalten unterhalb von 7.3 K und ist als Film verhältnismäßig leicht zu präparieren. Die Abhängigkeit der Sprungtemperatur von der Filmdicke wurde für dieses System bisher nicht untersucht, jedoch ist für eine hinreichend große Anzahl an Pb-Lagen ein volumenartiges Verhalten zu erwarten. Daher wurden Pb-Filme auf einer Ag(111)-Oberfläche aufgewachsen, um ein Erreichen tiefer Temperaturen an der Probe zu verifizieren. Zur Temperaturabsenkung wurde das RTM für die Messungen in diesem Kapitel durch eine Litze mit dem Kryostaten verbunden und der Kryostat abgepumpt.

Das Wachstumsverhalten von Pb auf Metallsubstraten ist in ausgepräg-

ter Weise von der Bedeckung abhängig und wurde in zahlreichen Arbeiten untersucht [31][32][33][34][35]. Obwohl Pb im Volumen mit vielen Metallen (u.a. Cu, Ag) nicht mischbar ist, legiert es im Submonolagenbereich mit der Substratoberfläche (z.B. Cu(111), Ag(111)). Bei höheren Bedeckungen erhält man dann zunächst eine geschlossene Monolage Pb, auf der es bei noch höheren Bedeckungen zu 3D-Inselwachstum kommt. Dieses grundsätzliche Verhalten konnte auch für das Wachstum von Pb auf einer Ag(111)-Oberfläche bereits in der ersten Studie dieses Wachstumssystems nachgewiesen werden [33].

Nagl et al. [35] konnten mittels Rastertunnelmikroskopie auf einer Cu(111)-Oberfläche Details des Pb-Wachstums im Submonolagen- und Monolagenbereich aufklären, die anderen Methoden nicht zugänglich sind. Eine vergleichbare Arbeit auf einem Ag(111)-Substrat liegt bisher jedoch nicht vor. Obwohl das Pb-Wachstum auf Cu(111) und Ag(111) nicht grundsätzlich voneinander verschieden ist, ergeben sich aufgrund der um 13 % größeren Gitterkonstante von Ag im Vergleich zu Cu ( $a_0(\text{Ag})=4.086 \text{ \AA}$ ,  $a_0(\text{Cu})=3.606 \text{ \AA}$ ) u.a. unterschiedliche Rotationsdomänenorientierungen und Gitterverzerrungen im Film, wie LEED-Untersuchungen auf beiden Substraten zeigten[31][33][34]. Da außerdem die Sprungtemperatur  $T_C$  in bisher nicht quantifizierter Weise von der Qualität und Dicke der Pb-Filme abhängig ist [36], enthält dieses Kapitel eine Darstellung des Wachstumsverhaltens von Pb auf Ag(111).

Es folgt eine Darstellung der durchgeführten Wachstumsexperimente, nach der die Ergebnisse der  $dI/dV$ -Spektroskopie vorgestellt werden und das Kapitel schließt mit einer Diskussion.

### 3.1 Wachstumsverhalten von Pb

Nach der Präparation des Ag(111)-Substrats (siehe Kapitel 4) wurden zunächst etwa 0.25 ML Pb<sup>1</sup> aufgewachsen und anschließend bei 250° C für 2 min. ausgeheilt. Die relative Aufdampftrate wurde mittels einer Schwingquarzwage verfolgt und dann anhand von RTM-Bildern absolut geeicht. In

---

<sup>1</sup>bezogen auf Pb(111),  $a_0 = 4.951 \text{ \AA}$ , fcc [37]

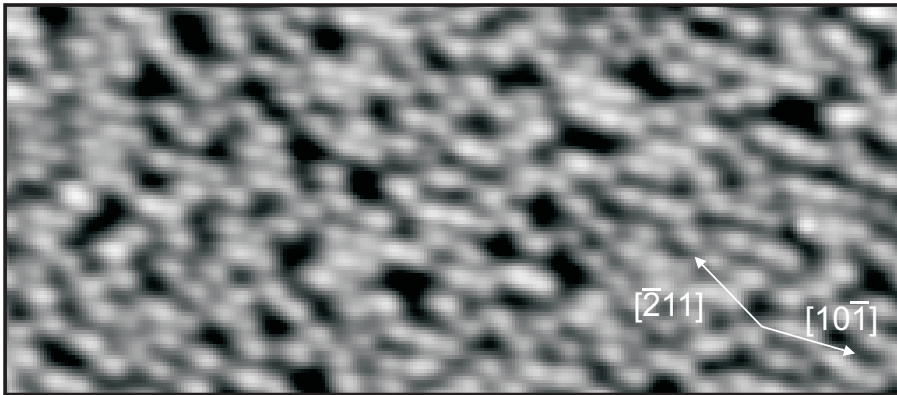


Abbildung 3.1: Die Ag(111)-Oberfläche nach Belegung mit 0.25 ML Pb und anschließendem Heizen bis 250° C (160 Å x 65 Å,  $I = 5.0$  nA,  $U = -100$  mV,  $T = 5.6$  K).

Abbildung 3.1 ein typisches RTM-Bild dieser Präparation gezeigt. Einzelne Pb-Atome werden mit einer Höhe von 0.1 bis 0.2 Å abgebildet. Dieser Wert liegt weit unterhalb der einer Pb(111)-Stufenhöhe von 2.8 Å und man kann daher annehmen, daß sich die Pb-Atome in der Oberfläche befinden. Dieses Legierungsverhalten ist identisch mit dem Verhalten von Pb auf einer Cu(111)-Oberfläche [35]. Dort konnte anhand atomar aufgelöster RTM Bilder gezeigt werden, daß je ein Pb-Atom ein Substratatom substituiert.

In einer weiteren Präparation wurde eine Bedeckung von  $4 \pm 1$  ML gewählt und anschließend wieder bei 250° C für 2 min. ausgeheilt. Dabei wird die Oberfläche zunächst mit einer geschlossenen, hexagonal dichtgepackten Pb-Lage belegt und die restlichen Pb-Atome wachsen zu 3D Inseln zusammen (Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus) [33]. Ein Teil einer großen Pb-Insel ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Die Inseln haben in dieser Präparation eine Höhe von 30 - 40 ML und eine laterale Ausdehnung von 0.5 - 1.0 µm. Sie besitzen steile Flanken und sind oben flach, wie im Höhenprofil unter der Abbildung zu sehen ist.

Abbildung 3.3 zeigt die Pb-Monolage zwischen den Inseln atomar aufgelöst. Die Pb-Atome ordnen sich in einer hexagonal dichtgepackten Struktur, wobei der Nächste-Nachbar-Abstand zu  $3.4 \pm 0.1$  Å bestimmt wurde. Im Rahmen der experimentellen Genauigkeit stimmt dies mit dem Volumen-

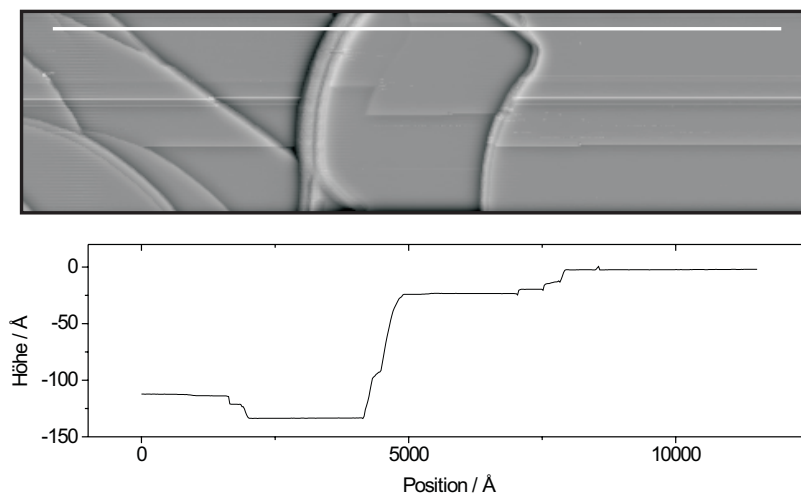


Abbildung 3.2: Diese Abbildung zeigt eine große Pb-Insel nach Aufdampfen von  $4 \pm 1$  ML und anschließendem Ausheilen bei  $250^\circ$  C für 2 min. ( $1.2 \times 0.3 \mu\text{m}$ ,  $I = 0.9 \text{ nA}$ ,  $U = +330 \text{ mV}$ ,  $T = 5.6 \text{ K}$ ). Im unteren Graphen ist das Höhenprofil entlang der weißen Linie dargestellt.

wert für Pb von  $3.50 \text{ \AA}$  überein. Mittels LEED kann dieser Wert präziser bestimmt werden und es wurde für eine Monolage eine Expansion von 3% bzgl. des Pb-Volumenwertes gemessen [34]. Die abgebildete Korrugation der Pb-Atome beträgt  $0.03 - 0.04 \text{ \AA}$ . Vor der Abbildung wurde die Spitze formiert, so daß man annehmen kann, daß mit einer metallischen Spitze gearbeitet wurde und diese Korrugation nicht überhöht ist. Im Einsatz der Abbildung ist zum Vergleich das reine Ag-Substrat atomar aufgelöst zu sehen, wobei die Längenskalierung dieselbe wie für die Pb-Monolage ist. Die eingezeichneten Kristallrichtungen sind auf das Ag(111)-Substrat bezogen. Die im Einsatz erkennbare Modulation der atomaren Korrugation ist auf den Oberflächenzustand der Ag(111)-Oberfläche zurückzuführen. Aus dem Vergleich der Richtungen der dichtgepackten Reihen der Pb-Atome mit denen der Ag-Atome wurde eine azimuthale Rotation des Pb-Filmes um  $-4^\circ$  bezüglich der Substratorientierung bestimmt. Diese Rotation wurde mittels LEED von Rawlings et al. [33] zuerst beobachtet. Er bestimmte den Rotationswinkel zu  $4.7^\circ \pm 0.2^\circ$  und beobachtete zwei Domänen, die in dieser Arbeit beide abgebildet werden konnten.

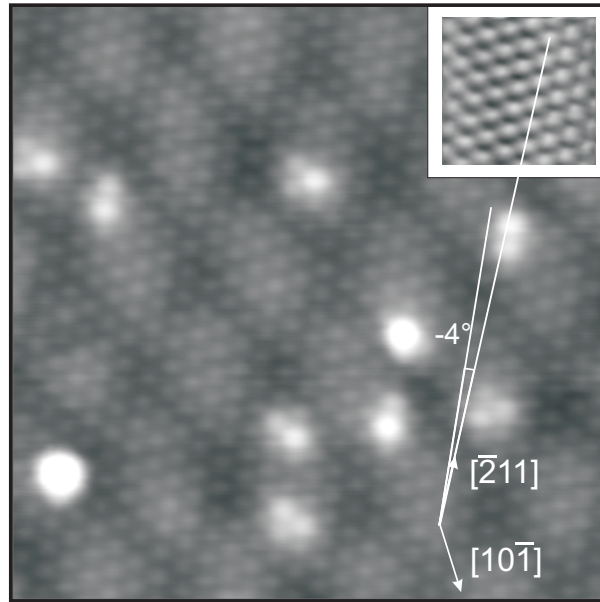


Abbildung 3.3: Die Pb-Monolage zwischen den Inseln konnte atomar aufgelöst werden und zeigt ein Moirémuster ( $80 \text{ \AA} \times 80 \text{ \AA}$ ,  $U = -4 \text{ mV}$ ,  $I = 430 \text{ nA}$ ,  $T = 5.6 \text{ K}$ ). Im Einsatz ist das reine Ag-Substrat in derselben Längenskala abgebildet ( $20 \text{ \AA} \times 20 \text{ \AA}$ ,  $U = +7 \text{ mV}$ ,  $I = 420 \text{ nA}$ ).

In Abbildung 3.3 ist eine Welligkeit zu erkennen, die aufgrund der inkommensuraten Anpassung der Pb-Monolage an das Ag-Substrat entsteht. Dieses Moirémuster besitzt hexagonale Symmetrie und hat eine Korrugation von  $0.1 \text{ \AA}$ . Das Moirémuster bleibt auch für höhere Bedeckungen erhalten (abgesehen von einer verminderten Korrugation) und wird weiter unten genauer diskutiert. Desweiteren treten Erhöhungen von Pb-Atomen um  $0.1 - 0.2 \text{ \AA}$  in Zweier- und Dreiergruppen auf. Da diese Erhöhungen in sämtlichen Messungen auf der Pb-Monolage zu sehen sind, ist davon

auszugehen, daß es sich nicht um eine zufällige Erscheinung handelt. Dieselbe Beobachtung wurde auch für Pb/Cu(111) [35] gemacht und dort mit sich in der Cu-Oberfläche befindenen Pb-Atomen erklärt. Die auf der Ag(111)-Oberfläche selbst gemessene Höhe der Pb-Atome hat in der Submonolagenbedeckung denselben Wert wie die beobachtete Erhöhung der Pb-Gruppen in der geschlossenen Pb-Monolage. Daher scheint diese Erklärung sehr plausibel. Das bedeckungsabhängige Wachstum im Submonolagen- und

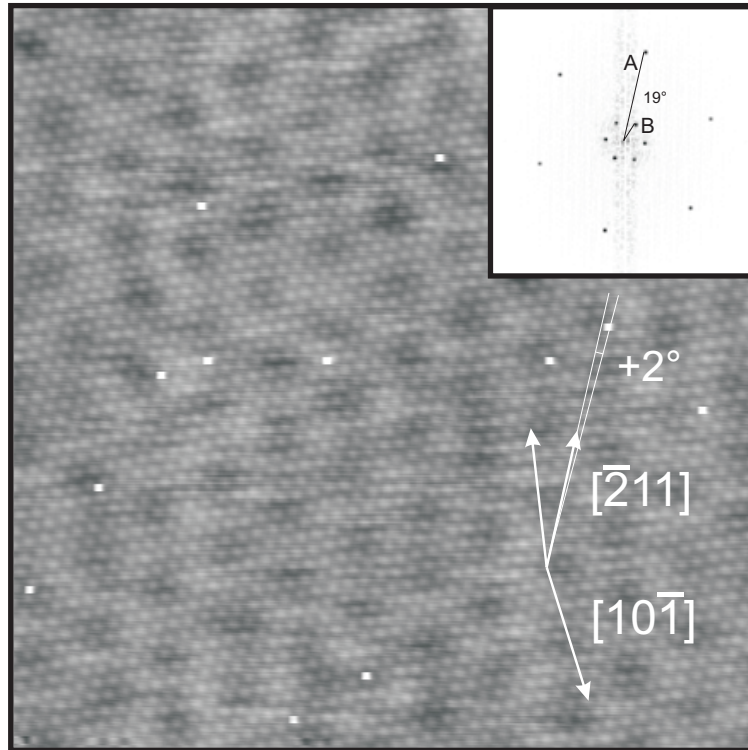


Abbildung 3.4: Das Moirémuster auf einer Pb-Insel wurde atomar aufgelöst ( $160 \text{ \AA} \times 160 \text{ \AA}$ ,  $U = +384 \text{ mV}$ ,  $I = 220 \text{ nA}$ ,  $T = 5.6 \text{ K}$ ). Der Einsatz zeigt das Powerspektrum mit den Komponenten der Pb-Atome und des Moirémusters.

Monolagenbereich wurde in [35] im Detail aufgeklärt. Beim Übergang von der Submonolagenphase zu höheren Bedeckungen lösen sich die Pb-Atome wieder aus der Oberfläche heraus und adsorbieren auf dem Substrat. Der Vorgang dieser Delegierung ist im Fall der vorliegenden Daten in Abbildung 3.3 also noch nicht abgeschlossen, eine Verlängerung der Ausheilzeit sollte dies aber bewirken.

Abbildung 3.4 zeigt das Plateau einer Insel mit atomarer Auflösung. Die eingezeichneten Kristallrichtungen sind wiederum auf die Orientierung des Ag(111)-Substrates in Abbildung 3.3 bezogen. In diesem Fall wurde eine Rotation des Pb-Filmes um  $+2^\circ$  gegenüber der Orientierung der Ag-Oberfläche gemessen. Die Bestimmung der Rotation aus den RTM-Messungen ist mit einem experimentellen Fehler behaftet, der sich einerseits aus der Verzerrung des Bildes aufgrund der Hysterese der Piezos und andererseits aus einer

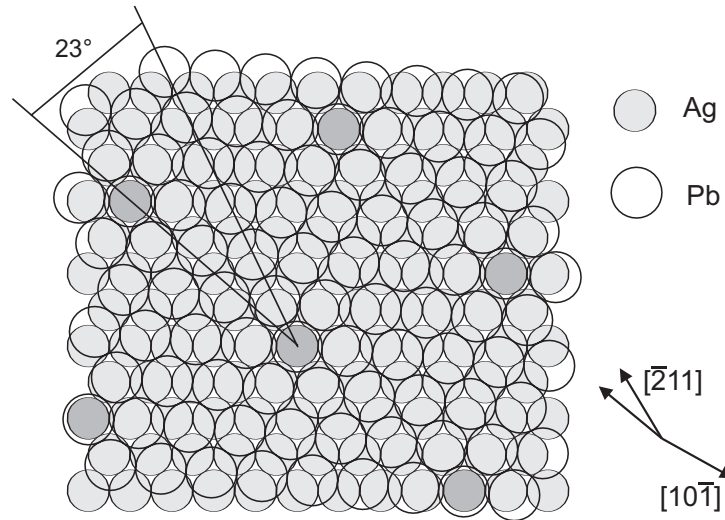


Abbildung 3.5: Das Strukturmodell der um  $4.5^\circ$  gedrehten Pb-Monolage auf dem Ag(111)-Substrat zeigt gute Übereinstimmung mit dem beobachteten Moirémuster.

veränderten Laufringposition ergibt. Die aus Abbildung 3.4 bestimmte Abweichung von einer hexagonalen Struktur beträgt  $\pm 2^\circ$ . Im Rahmen des experimentellen Fehlers handelt sich hier also um die zweite Rotationsdomäne, die aus Symmetriegründen in gleicher Weise möglich ist. Obwohl die Insel eine Höhe von etwa 30 ML hat, ist das Moirémuster immer noch deutlich zu erkennen. Die Korrugation ist gegenüber der Pb-Monolage reduziert und beträgt hier weniger als  $0.1 \text{ \AA}$ .

Im Einsatz der Abbildung 3.4 ist das Powerspektrum des RTM-Bildes gezeigt. Die Komponenten mit großem Wellenvektor A gehören zu der Korrelation der Pb-Atome, während die kleinen Komponenten B die Periodizität des Moirémusters widerspiegeln. Mittels dieses Powerspektrums lassen sich die Richtungen von Moirémuster und Pb-Gitter einfach vermessen. Der Winkel zwischen A und B beträgt  $19^\circ \pm 2^\circ$  und das Längenverhältnis konnte zu  $A/B=4.5$  bestimmt werden. Diese Werte zeigen gute Übereinstimmung mit dem Strukturmodell in Abbildung 3.5. Dort wurde der Pb-Film um  $+4.5^\circ$  gegenüber dem Ag-Substrat gedreht und man erhält dann ein Moirémuster, das um  $23^\circ$  rotiert ist und nur wenig von dem experimentellen Wert von  $19^\circ \pm 2^\circ$  abweicht. Das Verhältnis der Längen der Einheitszelle von Überstruktur

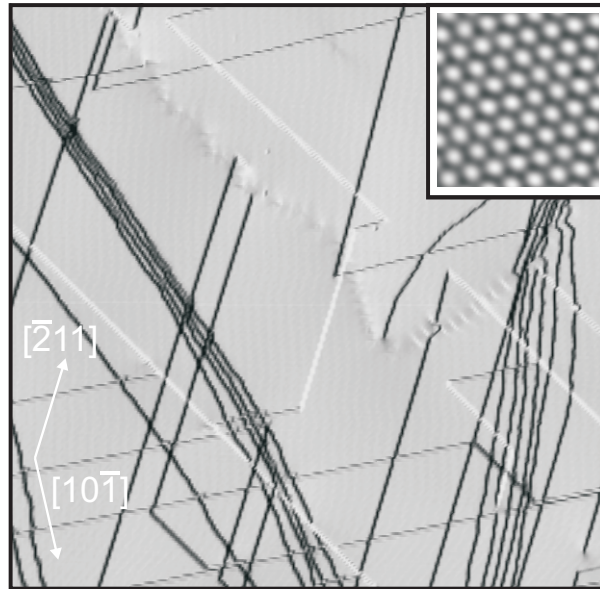


Abbildung 3.6: Dieses RTM-Bild zeigt den *Pb-Film* nach Aufdampfen von  $190 \pm 50$  ML und anschließendem Ausheilen bei  $250^\circ$  C für 2 min. ( $0.4 \mu\text{m} \times 0.4 \mu\text{m}$ ,  $I = 0.6$  nA,  $U = +125$  mV,  $T = 5.6$  K). Der Film zeigt neben intrinsischen Stufenkanten zahlreiche Versetzungslinien. Im Einsatz ist die Oberfläche atomar aufgelöst zu sehen ( $24 \text{ \AA} \times 24 \text{ \AA}$ ,  $U = +13$  mV,  $I = 220$  nA).

und Pb-Gitter beträgt in diesem Modell  $A/B=4.4$  in guter Übereinstimmung mit den Messungen. Diese Überstruktur wurde in bisherigen LEED-Studien von Pb/Ag(111) [33][34] nicht beobachtet und konnte hier mit RTM direkt abgebildet und aufgeklärt werden.

Schließlich wurden in der letzten Präparation  $190 \pm 50$  ML aufgewachsen und anschließend wieder bei  $250^\circ$  C für 2 min. ausgeheilt. Abbildung 3.6 zeigt ein typisches RTM-Bild dieser Präparation. Die eingezeichneten Kristallrichtungen sind hier auf den Pb-Film bezogen. Bei dieser hohen Bedeckung sind die Terrassen plan und es ist kein Moirémuster mehr vorhanden. Die Stufenkanten weisen zwei verschiedene Formen auf. Dabei treten die monoatomaren Defektstufen in Bündeln auf und haben einen runden Verlauf, da sie während des Wachstums bzw. Ausheilens entstanden sind. Darüber hinaus sind zahlreiche gerade Stufenkanten zu sehen, die in Richtung der dichtgepackten Reihen zeigen. Diese Stufenkanten sind erst nach dem Auf-



wachsen bei Temperaturen entstanden, bei denen das Pb nicht mehr mobil ist, da sie perfekt gerade sind. Stufenkanten dieser Art kann man auf Ag(111) dadurch erzeugen, daß man die Spitze massiv in die Probe hineinfährt (siehe Abbildung A.4). Dabei entstehen durch Versatz ganzer Kristallsegmente entlang der (111)-Gleitebenen gerade Stufenkanten, die in die dichtgepackten Richtungen zeigen. Auf dem Pb-Film waren diese geraden Stufenkanten stets zu finden, obwohl es nicht zum Kontakt zwischen Oberfläche und Tunnelspitze gekommen war. Sämtliche abgebildeten Stufenkanten hatten monoatomare Höhe, daher handelt es sich nicht um Stapelfehler, die Stufenkanten mit  $1/3$  und  $2/3$  der monoatomaren Höhe aufweisen. Der lineare Ausdehnungskoeffizient von Pb ist bei 300 K 50 % größer als der Wert für Ag [38]. Beim Herunterkühlen der Probe treten also Verspannungen des Pb-Filmes auf, die durch Versetzungen abgebaut werden könnten. Dadurch würden an der Oberfläche gerade Stufenkanten in Richtung der dichtgepackten Reihen entstehen, wie sie hier beobachtet worden sind.

## 3.2 dI/dV-Spektroskopie

Bei sämtlichen präparierten Bedeckungen wurde die Zustandsdichte mit dI/dV-Spektroskopie bei einer Mikroskoptemperatur von  $T=5.6$  K untersucht. Erst bei einer Filmdicke von  $190 \pm 50$  ML konnte durch die Entstehung einer Bandlücke am Fermi-niveau das Einsetzen der Supraleitung nachgewiesen werden. Durch Abpumpen des Heliumkryostaten bzw. Heizen des Mikroskops wurde dann die Proben-temperatur variiert. Die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Spektren sind in Abbildung 3.7 zu sehen, die eingezeichneten Temperaturen sind dabei am Mikroskop gemessen. Die Modulationsamplitude des Lock-In-Verstärkers betrug  $U_{eff} = 1$  mV (Modulationsfrequenz 750 Hz) und ergibt eine hohe Energieauflösung von 2 meV. Eine experimentelle Schwierigkeit bei der Aufnahme der Spektren war die z-Drift. Sie ist eine Funktion von Temperaturschwankungen, der vorangegangenen Positionen (Hysterese) und der Zeit (Nachkriechen). Aufgrund der z-Drift war der Abstand der Spitze zur Probe während der Messungen nicht konstant und führte somit über den Transmissionsfaktor  $T = e^{\kappa z}$  zu einer zusätzlichen Mo-

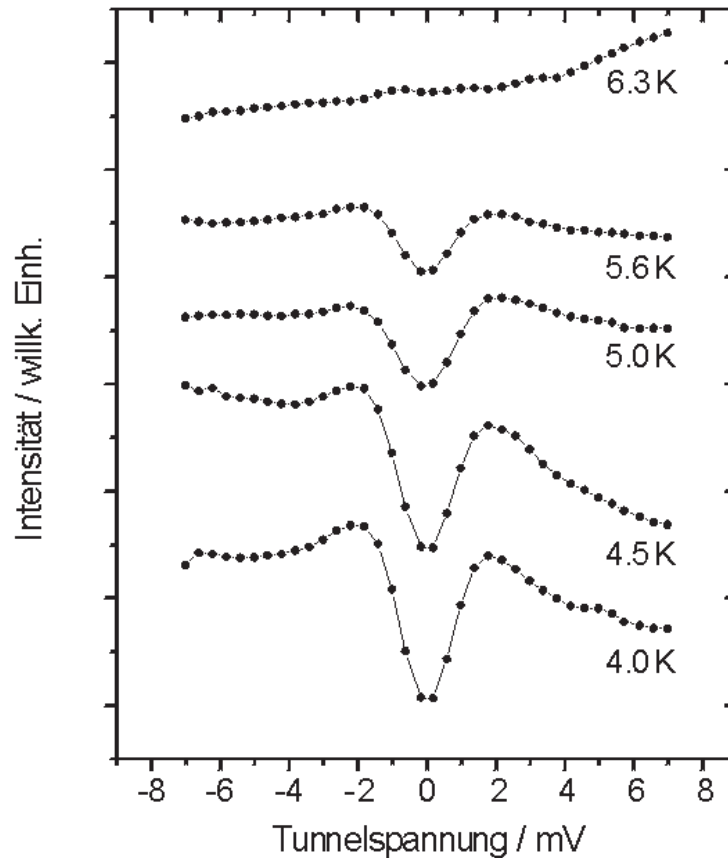


Abbildung 3.7: Dieser Graph zeigt  $dI/dV$ -Spektren, die auf einem  $190 \pm 50$  ML dicken Pb-Film bei verschiedenen Mikroskoptemperaturen aufgenommen wurden (Modulationsamplitude 1 mV). Die Bandlücke im untersten Spektrum wurde in guter Übereinstimmung mit dem Literaturwert [36] zu  $2 \cdot \Delta = 3$  mV bestimmt .

dulation des  $dI/dV$ -Signals, die als Ursache der Asymmetrie in den Spektren anzusehen ist. Bei den hier verwendeten tiefen Temperaturen reichen bereits wenige mW aus, um das Mikroskop zu heizen. Die Dosierung dieser geringen Wärmemengen konnte nicht über die eingebaute Zehner-Diode erfolgen. Daher wurde das Mikroskop durch direkte Einstrahlung mit einer Halogenlampe geheizt, deren Strahlungsleistung variabel eingestellt werden konnte. Die Stabilisierung der Temperatur erfolgte manuell und soll in Zukunft durch einen Regelkreis wesentlich verbessert werden. Damit kann eine Hauptursa-

che der z-Drift beseitigt werden. Als weitere Verbesserung ist die Korrektur des Abstandes zwischen Spitze und Probenoberfläche denkbar, indem die Abstandsregelung bei einer höheren Tunnelspannung vor jedem Messpunkt neu eingeregelt wird. Durch diese Maßnahmen erreicht man eine höhere z-Stabilität, die eine Verlängerung der Meßzeit erlaubt und so eine weitere Erhöhung der Energieauflösung ermöglicht.

### 3.3 Diskussion

Die durch die Supraleitung entstehende Bandlücke am Fermi-niveau kann durch I-V- und  $dI/dV$ -Spektroskopie an Tunnelkontakten gemessen werden. Dabei kann der Tunnelkontakt durch Filmschichten aus Metall, Isolator und Supraleiter realisiert werden oder auch durch den Tunnelkontakt eines RTM. Von dieser Möglichkeit wurde bereits 1984, also kurz nach der Erfindung des RTM, Gebrauch gemacht. Dabei konnten Elrod et al. [2] zum ersten Mal die Bandlücke an supraleitendem  $Nb_3Sn$  bei 15 K mit einem RTM messen. Einige Jahre danach wurde dann das RTM zur räumlichen Abbildung der LDOS eingesetzt und es konnte das Abrikosov-Flußgitter auf einer  $NbSe_2$ -Oberfläche bei verschiedenen Magnetfeldstärken abgebildet werden [39]. In der gleichen Arbeit konnte auch die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke in Übereinstimmung mit der BCS-Theorie bestimmt werden. Spektroskopie an supraleitenden Pb-Oberflächen wurden zum ersten Mal von LeDuc et al. [40] durchgeführt. Sie untersuchten die Abhängigkeit der Spektren von dem Abstand zwischen Spitze und Probe. Die in diesem Kapitel dokumentierten Experimente an supraleitenden Pb-Filmen dienen in erster Linie der Bestimmung der tatsächlichen Proben-temperatur, liefern aber auch eine strukturelle Charakterisierung der Grenzfläche zum Substrat und der Filmqualität.

Die bei verschiedenen Temperaturen aufgenommenen Spektren sind in Abbildung 3.7 zu sehen und zeigen eine deutliche Temperaturabhängigkeit. Die Bandlücke ist bei  $T=4.0$  K am stärksten ausgeprägt, weicht zu höheren Temperaturen hin auf und verschwindet schließlich bei  $T=6.3$  K vollständig. Als instrumentelle Effekte müssen bei der Auswertung die Zustandsdichte der Spitze, das temperaturabhängige Profil der Fermiverteilung der Spitze und

die Energieauflösung von 2 meV berücksichtigt werden. Als physikalische Effekte führen die Fermiverteilung im Pb-Film und die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke selbst zu dem beobachteten Verlauf. Eine einfache Auswertung der Spektren mit einer Gaußfunktion und einem linearen Untergrund zeigte im Rahmen des experimentellen Fehlers keine Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Temperatur. Bei den verwendeten Temperaturen ist die Änderung der Ausschmierung der Fermiverteilung groß und erst eine höhere Qualität der Spektren hätte eine Auswertung mit einer exakteren Modellfunktion sinnvoll gemacht. Anhand des Spektrums bei  $T = 4.0$  K wurde die Größe der Bandlücke zu  $2 \cdot \Delta = 3$  mV (FWHM) bestimmt, die damit nur wenig von dem Literaturwert von  $2 \cdot \Delta = 2.66$  mV [36] für  $T = 0$  K im Volumen abweicht.

Die Bandlücke aufgrund der Supraleitung ist bei einer Mikroskoptemperatur von  $T = 6.3$  K verschwunden. Legt man die Sprungtemperatur von Pb im Volumen von 7.2 K zugrunde, dann beträgt die maximale Temperaturdifferenz zwischen Mikroskop und Probe  $\Delta T = 0.9$  K. Bei der Verwendung der Sprungtemperatur für das Volumen muß allerdings die Qualität der Grenzfläche zum Ag(111)-Substrat, die freien Weglängen der Elektronen und Cooperpaare im Ag-Kristall und im Pb-Film, die Magnetfelder am Probenort und die Pb-Filmstärke berücksichtigt werden, die zu einer Absenkung der tatsächlichen Sprungtemperatur führen können [36]:

- Mögliche Beiträge zum Magnetfeld liefern die Spitzenhalterung, dessen Magnetfeld allerdings von einem Nickelstück mit hoher Permeabilität abgeschirmt wird, und die Streufelder der Ionenpumpe unterhalb des Mikroskops. Das Magnetfeld am Ort der Probe wurde nicht gemessen, aber eine grobe Abschätzung liefert eine Obergrenze der Verringerung der kritischen Temperatur von weniger als einem Kelvin.
- Große freie Weglängen führen dazu, daß freie Elektronen in den Supraleiter und Cooperpaare in den Normalleiter diffundieren können, was zu einer Herabsetzung der Sprungtemperatur führt. Ag besitzt eine hohe elektrische Leitfähigkeit, die im verwendeten Einkristall durch strukturelle Störungen nicht herabgesetzt ist. Die aufgewachsenen Pb-Filme

zeigten eine Welligkeit der Oberfläche bis zu einer Filmdicke von 30 ML, die zu einer Verringerung der freien Weglängen in der Nähe der Grenzfläche im Vergleich zum Pb-Volumen führen könnten. Im wesentlichen wurden jedoch gut ausgeheilte, epitaktische Pb-Filme präpariert, so daß die Diffusion der Elektronen und Cooperpaare unbeeinflusst von Kristallstörungen ist. Die Grenzfläche selbst stellt durch die Veränderung des Kristallpotentials eine mögliche Diffusionsbarriere dar. Eine wesentlich andere Situation ergibt sich aber z.B. für Pb/Si(111), dort konnte bei einer Bedeckung von nur 4 ML Pb eine Sprungtemperatur nahe am Volumenwert gemessen werden [41]. Eine Herabsetzung der Sprungtemperatur gegenüber dem Volumenwert aufgrund großer freier Weglängen ist also ebenfalls wahrscheinlich.

- Erhöht man die Filmdicke weiter, so zeigt der Film schließlich volumenartiges Verhalten. Für Schichtpakete aus Cu und Pb Lagen erhält man eine Konvergenz der Sprungtemperatur bei 350 ML Pb [36]. In Ref. [36] wurden die Schichten jedoch bei tiefen Temperaturen präpariert und weisen damit viele Kristallstörungen auf, so daß dieses Ergebnis nicht ohne weiteres übertragbar ist. Im vorliegenden Fall ist der Film aber etwa nur halb so dick, so daß eine Absenkung der Sprungtemperatur aufgrund der Filmdicke möglich erscheint.

Zusammenfassend kann also eine Sprungtemperatur von 7.2 K im Pb-Film nur als Obergrenze angenommen werden. Damit ist die Temperaturdifferenz zwischen Mikroskop und Probe  $\Delta T = 0.9$  K als Obergrenze zu betrachten. Nach Verbesserung des experimentellen Aufbaus könnte durch die Anpassung einer detaillierten Modellfunktion an die Spektren über die Fermifunktion die gesuchte Temperaturdifferenz noch genauer bestimmt werden.

In den in diesem Kapitel dargestellten Experimenten wurde das Wachstumsverhalten von Pb auf einem Ag(111)-Substrat untersucht. Bei kleinen und mittleren Bedeckungen entsteht durch die inkommensurate Anpassung des Pb-Filmes an die Substratoberfläche eine Film-Welligkeit, die durch atomar aufgelöste RTM-Bilder strukturell aufgeklärt werden konnte. Das Einsetzen des supraleitenden Zustandes bei einer Filmdicke von 190 ML konnte

mit  $dI/dV$ -Spektroskopie nachgewiesen werden. Zielsetzung der Experimente war die Bestimmung der tatsächlichen Proben­temperatur. Unter der Annahme, daß die im vorliegenden Fall auftretende Sprungtemperatur dem Pb-Volumenwert entspricht, kann so eine minimal erreichbare Proben­temperatur von  $T < 4.9$  K als gesichert gelten.