

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit

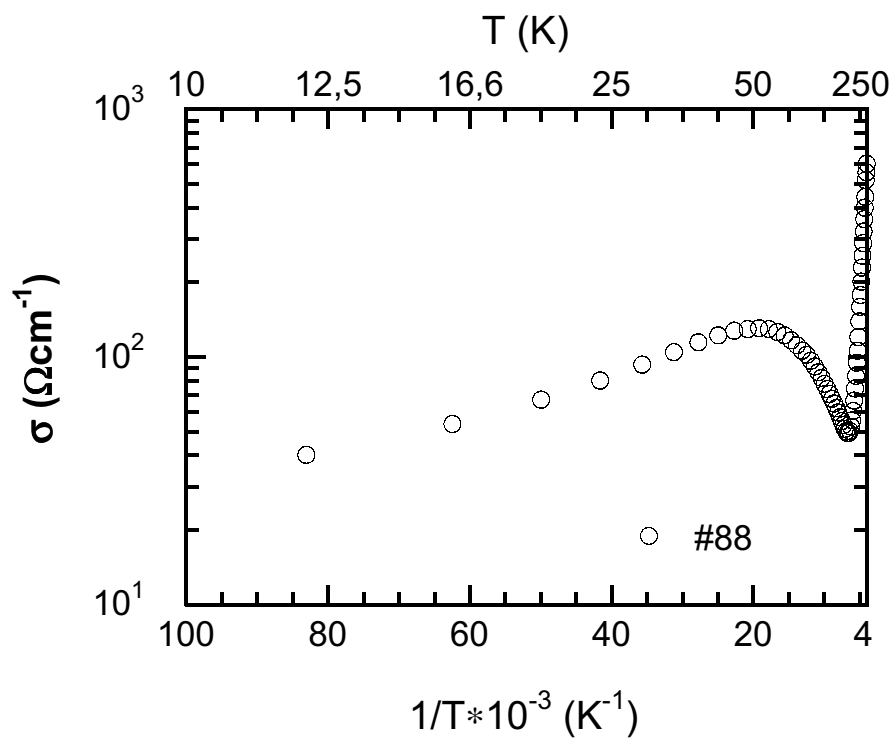


Abb. 5-1: Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit des InSb-Substrats

Die Ergebnisse aus Abb. 4-1 wurden zum Vergleich mit der Theorie (Kap. 3.1.2) anders dargestellt (Abb. 5-1). In Abb. 5-1 ist die Leitfähigkeit des InSb-Substrats über der rezi-

proben Temperatur aufgetragen. Es ist der typische Leitfähigkeitsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur eines InSb-Halbleiters zu erkennen [14]. Die hohe Leitfähigkeit des InSb-Substrats (Abb. 4-1) ist auf die geringe Energielücke zwischen Leitungs- und Valenzband (Tab. 2.2) zurückzuführen. Des weiteren ist im Verlauf zu erkennen, daß der charakteristische Beweglichkeitsverlauf $\mu(T)$ (Abb. 3-3) im Bereich, in dem die Ladungsträgerkonzentration $n(T)$ (Abb. 3-2) nahezu konstant ist, den Leitfähigkeitsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur dominiert. Dies ist die Erklärung dafür, daß die Leitfähigkeit bei 150 K abfällt und bei ca. 50 K ein Maximum aufweist. Dieses Verhalten ist unabhängig von der Ladungsträgerkonzentration bzw. vom Leitungstyp (n- oder p-Leitung) fort [74], [75].

Bei der ersten Messung einer Sn-Schicht auf InSb (Abb. 4-3) ergab sich, daß der Widerstandsverlauf durch die Leitfähigkeit des Substrats dominiert wird und erst bei tiefen Temperaturen durch das Einsetzen der Supraleitung in der Schicht unabhängig vom Substrat ist. Dieses Verhalten ist auf eine Parallelschaltung zwischen Substrat, Zwischenschicht (≈ 1 nm dicke amorphe Zinn-Schicht (Kap. 2.1)) und Schicht zurückzuführen (Abb. 5-2). Über einen weiten Temperaturbereich sind die Einzelwiderstände von der gleichen Größenordnung, so daß alle Einzelwiderstände in die Temperaturabhängigkeit mit eingehen.

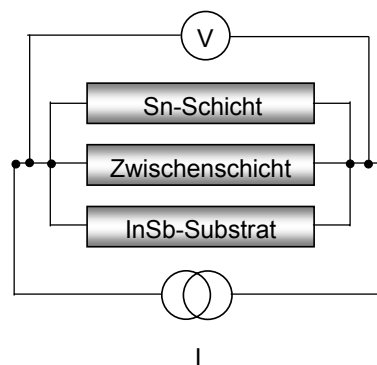


Abb. 5-2: Schematische Darstellung der elektrischen Schaltung der einzelnen Schichtkomponenten

Ein weiterer Effekt dieser Parallelschaltung ist der, daß eine Aussage über den Schicht-

widerstand R_{\square} :

$$R_{\square} = \frac{\rho}{d} = \frac{R \cdot b}{l} \quad (5.1)$$

nicht möglich ist. Denn der Schichtwiderstand R_{\square} ist nichts anderes als der spezifische Widerstand ρ , normiert auf die Dicke d der Schicht. Dies hat zur Folge, daß die hier untersuchten Schichten nicht quantitativ mit anderen Sn-Schicht-Systemen aus der Literatur [6], [7],[58],[76] verglichen werden können. Der qualitative Zusammenhang zwischen der Schichtdicke und den supraleitenden Eigenschaften bleibt davon jedoch unberührt.

5.2 Magnetowiderstand

Die Ergebnisse aus Kap. 4.1.3 zeigen für Zinn das in der Literatur [25],[26] beschriebene Verhalten des Magnetowiderstandes. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung im Zinn kommt es bei relativ kleinen äußeren Magnetfeldern zum sogenannten "magnetischen Zusammenbruch"(Kap. 3.2). Dieser magnetische Zusammenbruch macht sich durch eine Sättigung des Magnetowiderstandes in der Magnetfeldabhängigkeit bemerkbar.

Proben Nr.	Dicke (nm)	T_c (K)	$B_{c \perp}^*$ (T)	$B_{c \parallel}^*$ (T)
‡97	63,3	3,14	1,10±0,01	1,10±0,01
‡92	39,3	2,54	2,00±0,01	2,00±0,01

Tab. 5.1: Experimentell bestimmte Werte des Magnetfeldes B^* , bei dem der magnetische Zusammenbruch stattfindet, für verschieden dicke Schichten

In Tab. 5.1 sind für die Proben ‡97 ($d = 63,3$ nm) und ‡92 ($d = 39,3$ nm) die Magnetfelder B^* , bei denen der magnetische Zusammenbruch stattfindet, einmal in der parallelen Ausrichtung und zum anderen in der senkrechten Ausrichtung der Probe zum äußeren Magnetfeld, angegeben. Wie man sieht, ist der magnetische Zusammenbruch unabhängig von der Orientierung der Probe im äußeren Magnetfeld. Dies entspricht nicht Ergebnissen der Arbeit von Alekseevskii [26], denn dort wurde bei Magnetowiderstandsmessungen an einem β -Zinn-Einkristall bei 4 K eine Abhängigkeit von der Orientierung

des äußeren Magnetfeldes zur Basis-Fläche der tetragonalen Einheitsfläche gefunden. Dieser Unterschied kann auf der Dreidimensionalität der Alekseevskii-Proben beruhen, denn das Kristallgitter von β -Zinn zeigt eine starke Anisotropie (Abb. 2-1). Hingegen liegen die hier untersuchten Proben in einem Dickenbereich, in dem von einem zweidimensionalen Verhalten gesprochen werden kann, so daß möglicherweise die Anisotropie keinen Einfluß mehr hat. Allerdings ist der Einfluß der α -Zinn-Matrix auf den Magnetowiderstand nicht bekannt. Das Ergebnis, daß bei der dünneren Schicht B^* größer ist als bei der dickeren Schicht, kann auf die Vergrößerung der Lücke zwischen den getrennten Bereichen der Fermi-Fläche zurückgeführt werden (Abb. 3-4). Diese Energielücke entsteht beim Zinn durch eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung. Wird das Gitter nun weiter gestört, indem die Schichtdicke verringert und damit die Energielücke vergrößert wird, können die Elektronen erst bei höheren Magnetfeldern diese Energielücke "durchbrechen". Das unterschiedliche Verhalten der beiden Proben bei kleinen Feldern, aber oberhalb von B_c , kann mit dem unterschiedlichen Widerstandsverhalten der einzelnen Komponenten (Sn-Schicht, Zwischenschicht, InSb-Substrat (Kap. 2.1)) der Schicht erklärt werden. Bei der dickeren Probe #97 fließt der Strom zunächst nur durch die Zinn-Schicht, und erst wenn der Magnetowiderstand der Schicht von der gleichen Größenordnung wie der Magnetowiderstand des Substrats ist, fließt der Strom auch durch das Substrat. Dies könnte die Stufe bei kleinen Feldern im Magnetowiderstandsverlauf (Abb. 4-10) erklären. Bei der dünneren Probe #92 sind die Widerstandsverhältnisse zwischen den einzelnen Komponenten nicht drastisch unterschiedlich, so daß von der Gesamtwiderstand kleinen Feldern an das Verhalten des Magnetowiderstandes bestimmt.

5.3 Übergangstemperatur T_c zur Supraleitung

Aus den in Kap. 4.1.1 beschriebenen Ergebnissen der Widerstandsmessungen und aus den in Kap. 2.1 beschriebenen Ergebnissen der Struktur-Untersuchungen (AES, Raman, LEED, AFM) wird ein direkter Einfluß der Schichtdicke (bzw. Inselgröße) auf die supraleitende Übergangstemperatur T_c deutlich. Allgemein wird in der Literatur [34],[36],[63] für dünne supraleitende Schichten ein Anstieg der kritischen Temperatur T_c für kleiner

werdende Schichtdicke d beschrieben. Für Zinn-Schichten hingegen gibt es ein davon abweichendes Verhalten. Es existieren drei Verhaltensmuster:

1. T_c wird größer mit abnehmender Schichtdicke d
 - Die Erhöhung der kritischen Temperatur T_c wird durch die Veränderung der Elektron-Phonon-Wechselwirkung in der Schicht erklärt. Die Schichten wurden durch abgeschreckte Kondensation bei tiefen Temperaturen ($T = 4, 2$ K) hergestellt [7],[77] und nichtmagnetische Fremdatome eingebaut [78],[79]. Ausnahmen von diesem T_c -Verhalten trotz Schichtherstellung bei tiefen Temperaturen waren Messungen von Zavaritskii [76], der eine T_c -Erniedrigung unterhalb des T_c -Wertes des Volumenmaterials fand, sowie Messungen von Strongin et al. [80] und Markiewicz et al. [81], deren Schichten noch zusätzlich eine Oxidschicht aufbrachten, die auch eine T_c -Erniedrigung unter den T_c -Wert des Volumenmaterials gefunden haben.
2. T_c wird zunächst größer mit abnehmender Schichtdicke d und geht dann durch ein Maximum zu kleineren T_c -Werten hin, bleibt aber oberhalb des T_c -Wertes des Volumenmaterials
 - Die Schichten wurden bei Zimmertemperatur präpariert und mit einer Oxidschicht versehen [82],[83], aber teilweise auch bei tiefen Temperaturen hergestellt [80],[81].
3. T_c liegt unterhalb des T_c -Wertes des Volumenmaterials und wird kleiner mit abnehmender Schichtdicke d
 - Die Erniedrigung der kritischen Temperatur T_c tritt sowohl bei Volumen-Zinn, das einem hohen Druck ausgesetzt wurde [84],[85], als auch bei Zinn-Schichten, die durch Kondensation bei 300 K [58],[86] hergestellt wurden, auf. Es gibt aber auch eine Arbeit von Zavaritskii [76], in der eine Erniedrigung von T_c mit abnehmender Schichtdicke gefunden wurde, obwohl die Schicht bei tiefen Temperaturen hergestellt wurde.

Bei den hier zitierten Messungen lagen die Schichtdicken im Bereich von 15 nm bis 800 nm. Über die Struktur und Morphologie der Zinn-Schichten wurden in den Arbeiten keine Aussage gemacht. Bei den Zinn-Schichten, die durch abgeschreckte Kondensation bei tiefen Temperaturen präpariert wurden, ist als einzige Aussage zu finden, daß diese Schichten eine amorphe Kristallstruktur aufweisen müssen. Es gibt eine Arbeit von Rühl [87], in der er Zinn-Schichten, die im Mittel 300 μm dick waren und bei tiefen Temperaturen aufgedampft wurden, röntgenographisch untersucht. Diese Arbeit wurde im Hinblick auf den Einfluß der Struktur auf die Supraleitung durchgeführt, und Rühl fand heraus, daß die dicken Zinn-Schichten eine kristalline und nicht amorphe Struktur hatten. Womhingegen er nicht dünnere Schichten (im nm-Bereich) untersuchte. Bei den Schichten, die bei Zimmertemperatur präpariert wurden, wird von einer kristallinen Struktur ausgegangen. Da ein Einfluß der Struktur und Morphologie auf die Supraleitung unbestritten existiert, ist es von großem Vorteil, daß bei den in dieser Arbeit gemessenen Schichten die Struktur und Morphologie bekannt ist (Kap. 2.1).

Die hier untersuchten Zinn-Schichten wurden bei Zimmertemperatur und unter Ultrahochvakuumbedingungen aus Ausgangsmaterial mit einer hohen Reinheit* hergestellt, so daß Gitterstörungen, die bei abgeschreckter Kondensation bei 4 K auftreten oder der Einbau von Fremdatomen, nicht die Ursache für die Änderung der kritischen Temperatur T_c mit abnehmender Schichtdicke sein können.

Ein Einfluß einer Oxidschicht auf die kritische Temperatur T_c kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, da die Zinn-Schichten zwar im UHV präpariert wurden, jedoch die Widerstands- und Suszeptibilitätsmessungen ex situ durchgeführt wurden. Die Änderung von T_c aufgrund einer Oxidschicht kann aber nur minimal sein, da die hier gemessenen Schichten maximal eine 2 nm (10 ML) dicke Oxidschicht aufweisen [11]. Dies ist aus den AES-Untersuchungen und den Ramanspektren deutlich zu erkennen. Die Oxidschicht macht maximal nur 1 – 2 % der gesamten Schichtdicke aus, hingegen sind es in den Messungen in Ref. [82],[83] mindestens 50 % der gesamten Schichtdicke.

Der Einfluß von Druck auf die Änderung von T_c kann auch ausgeschlossen werden, da in den Arbeiten [84],[85] erst ab Drücken von mehr als 2 kbar eine Verringerung in

* Reinheitsgrad: 99,99%

der kritischen Temperatur T_c gefunden wurde. Zwar ist bekannt [88], daß durch Gitterfehlpassung eine starke Verspannung und damit ein großer interner Druck auftreten kann, aber dies tritt nur in sehr dünnen (wenige Monolagen) epitaktischen Schichten auf. Die hier untersuchten Zinn-Schichten weisen hingegen eine geringe Gitterfehlpassung auf [11] und sind somit nur wenig oder gar nicht verspannt. Daher kann zusammenfassend gesagt werden, daß auf der Grundlage der durchgeführten Struktur- und Morphologieuntersuchungen die Änderung der kritischen Temperatur bei den hier gemessenen Zinn-Schichten durch die oben beschriebenen Einflüsse auf die Elektron-Phonon-Wechselwirkung zurückzuführen ist.

Es gab aber auch Arbeiten, die einen anderen Einfluß auf die kritische Temperatur T_c untersuchten, nämlich die Wechselwirkung zwischen Supraleiter und Normalleiter ("Proximity-Effekt"). Experimentell wurde dies realisiert, indem entweder auf einem isolierenden Substrat eine supraleitende und darauf eine normalleitende Schicht oder auf einen supraleitenden Draht eine Schicht eines normalleitenden Metalles aufgedampft wurde. Für Zinn-Schichten in Kontakt mit einer normalleitenden Schicht (Cu, Ag) wurden grundsätzlich immer tiefere Übergangstemperaturen als im Volumenmaterial gefunden [56],[59],[89],[90],[91]. Diese T_c -Erniedrigung (1,5 – 3,7 K) war unabhängig von der Kondensationstemperatur der Schichten und davon, ob die Dicke der supraleitenden oder der normalleitenden Schicht variiert wurde. Nur die Stärke der T_c -Erniedrigung wurde dadurch etwas verändert. Es wurde sehr schnell entdeckt, daß dieser Effekt nicht auf einer Legierungsbildung beruhte, sondern daß die Cooper-Paardichte an der Grenzfläche nicht sofort auf Null abfällt. Dieser Effekt ist als Kopplungseffekt oder auch als "Proximity"-Effekt (Kap. 3.5.3) bekannt.

Die in den hier untersuchten Zinn-Schichten auf InSb gefundene T_c -Abhängigkeit von der Schichtdicke kann zum Teil auf den "Proximity"-Effekt zurückgeführt werden, denn aus Kap. 2.1 ergibt sich, daß die Zinn-Schichten aus einer halbleitenden α -Zinn-Matrix mit darin statistisch verteilt eingebetteten supraleitenden β -Zinn-Inseln bestehen. Durch diese Probenmorphologie existiert eine Vielzahl von Grenzflächen zwischen den normalleitenden α -Zinn-Inseln und den supraleitenden β -Zinn-Inseln, womit die Voraussetzung für den "Proximity"-Effekt gegeben ist. Eine weitere Ursache für die beobachtete T_c -

Erniedrigung liegt in der Zweidimensionalität der Schicht, denn dadurch tritt der "Size"-Effekt auf.

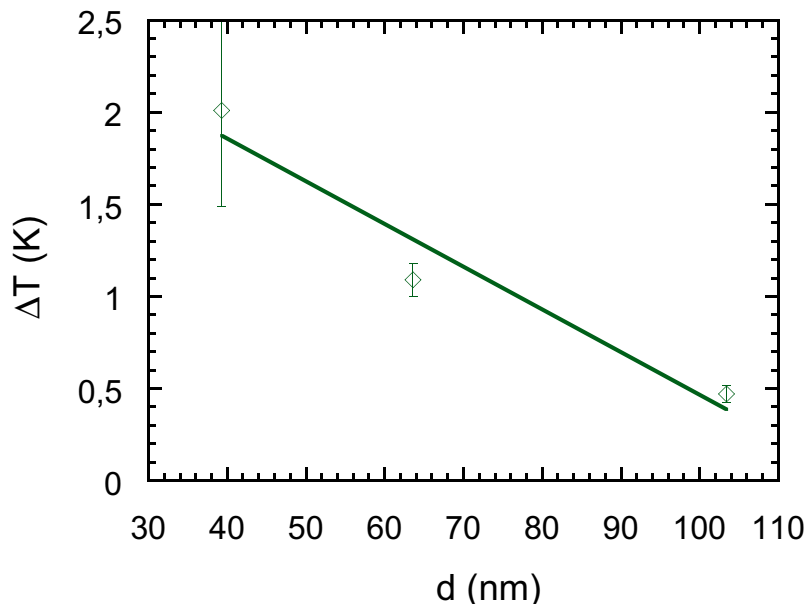


Abb. 5-3: Abhängigkeit der Breite des supraleitenden Überganges ΔT von der nominellen Schichtdicke d (— :lineare Anpassungskurve)

Wie aus Abb. 5-3 deutlich wird, nimmt die Breite des supraleitenden Überganges ΔT mit abnehmender Schichtdicke d zu. Dies kann auf eine verstärkte Variation der Größe der supraleitenden β -Zinn-Inseln (Abb. 2-7) zurückgeführt werden. Da die kritische Temperatur T_c auch von der Größe der supraleitenden β -Zinn-Inseln abhängt (Gl. 3.40), gibt es somit auch eine Variation in den Werten für die kritische Temperatur, die sich wiederum in einer Variation der Breite des supraleitenden Überganges manifestiert.

Durch den "Size"-Effekt (Kap. 3.5.1) ändert sich mit der Schichtdicke d auch die mittlere freie Weglänge l^* . Diese beiden Parameter d und l^* gehen über die Kohärenzlänge ξ und die Eindringtiefe λ in die kritische Temperatur T_c ein (Gl 3.40). In der Literatur [92],[93],[94] wird dieser Einfluß über die Veränderung des Schichtwiderstandes R_{\square} untersucht, da seit den frühen Arbeiten von Sondheimer [1] ein direkter Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit σ , der freien Weglänge l^* und der Schichtdicke d bekannt ist. Da für hier die untersuchten Zinn-Schichten nur die nominelle Schichtdicke der gesamten Schicht bekannt ist, kann die Dicke bzw. Inselgröße des β -Zinn Anteils in der Probe nur

abschätzt werden.

In Abb. 5-4 wurden die gefundenen Übergangstemperaturen T_c über der nominellen Schichtdicke d aufgetragen (Tab. 4.1). Es ist eindeutig zu erkennen, daß die kritischen Temperaturen der verschieden dicken Proben mit abnehmender Schichtdicke kleiner werden. Die Daten konnten, wie bereits erwähnt, nur über die nominelle Schichtdicke der gesamten Schicht aufgetragen werden, da die Größe der β -Zinn-Inseln nicht explizit bekannt ist. Aus den Struktur- und Morphologieuntersuchungen in Kap. 2.1 ist bekannt, daß bei Verringerung der Schichtdicke nicht nur der α -Zinn-Anteil, sondern auch der β -Zinn-Anteil abnimmt. Deshalb sind die T_c -Werte bei zu großen Schichtdicken d aufgetragen, aber der Verlauf würde sich bei der Kenntnis der tatsächlichen Größe der β -Zinn-Inseln nicht ändern.

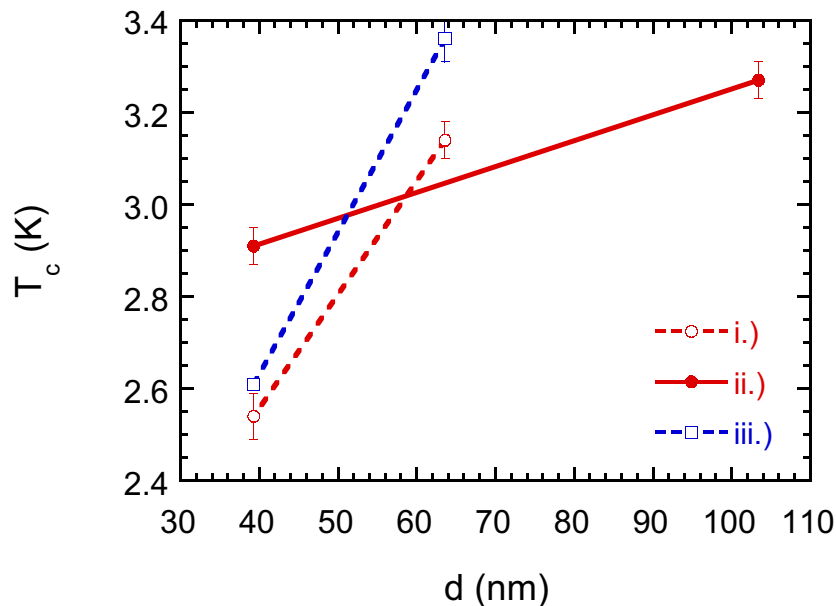


Abb. 5-4: Abhängigkeit der Übergangstemperaturen T_c von der nominellen Schichtdicke d [i.) : T_c -Werte aus den Widerstandsmessungen über eine Mikrobrücke, ii.) : T_c -Werte aus den 4-Punkt-Widerstandsmessungen und iii.) : T_c -Werte aus den Suszeptibilitätsmessungen]

Der Unterschied in den T_c -Werten der Kurven i.) und iii.) liegt in der Art der Bestimmung der kritischen Temperaturen. Die Werte aus der Kurve i.) wurden, wie bei Widerstandsmessungen üblich, aus den sogenannten Halbwertspunkten bestimmt. Dabei wird die Temperatur als Übergangstemperatur T_c ausgewählt, bei der der Widerstand

auf die Hälfte des Wertes beim supraleitenden Übergang abgefallen ist. Hingegen wurden die Werte aus der Kurve iii.), wie bei Suszeptibilitätsmessungen gebräuchlich, durch den sogenannten Onsetwert bestimmt. Dabei wird zunächst die Temperatur bestimmt, bei der die Suszeptibilität noch keine Abweichung vom bisherigen Verlauf zeigt. Danach wird die Temperatur bestimmt, wo eine erste deutliche Abweichung in der Suszeptibilität erkennbar ist. Der Mittelwert dieser beiden Temperaturen wird als kritische Temperatur T_c^{onset} gewählt [95]. Die unterschiedliche Verfahrensweise bei der T_c -Bestimmungen ist der Grund dafür, daß die Werte aus der Suszeptibilitätsmessung oberhalb der T_c -Werte aus der Widerstandsmessung liegen.

Der Unterschied der Werte aus der Kurve ii.) zu den anderen Werten kommt daher, daß hier die kritischen Temperaturen aus 4-Punkt-Widerstandsmessungen bestimmt wurden. Bei diesen Messungen war die Probenfläche wesentlich größer (3×4 mm) als bei den Widerstandsmessungen über die Mikrobrücke ($1,5$ mm \times 150 μ m). Bei einer größeren Probenfläche ist die Variation der β -Zinn-Inseln stärker, denn die β -Zinn-Inseln sind statistisch in der α -Zinn-Matrix verteilt. Wie oben gezeigt, bestimmt die Variation der Inselgröße die kritische Temperatur T_c der Zinn-Schichten, so daß für die gleiche nominelle Schichtdicke andere T_c -Werte bestimmt wurden.

Eine Veränderung der kritischen Temperatur T_c durch eine Legierungsbildung in der Zwischenschicht (Abb. 5-2) kann ausgeschlossen werden, da:

- die Legierungen In_xSn_{1-x} Übergangstemperaturen im Bereich von 3,4 K bis 7,45 K [73], also oberhalb der hier gemessenen T_c -Werte, besitzen;
- die Probe #91 ($d = 7,86$ nm) kein Anzeichen von Supraleitung zeigt. Bei dieser Probe sind die Inseln so klein, daß eine vorhandene Supraleitung in der Zwischenschicht zu messen sein sollte;
- die Dicke der Zwischenschicht konstant ist ($d = 1,3$ nm) [11], jedoch wurde eine eindeutige Schichtdickenabhängigkeit der kritischen Temperatur T_c gefunden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die T_c -Erniedrigung in den Schichten durch die Probenmorphologie verursacht wird. Durch diese Probenmorphologie, nämlich

eine zweidimensionale Schicht aus β -Zinn-Inseln in einer α -Zinn-Matrix, kommt es einerseits aufgrund der Zweidimensionalität zum "Size"-Effekt und andererseits aufgrund der Kopplung zwischen den supraleitenden Inseln zum "Proximity"-Effekt.

5.4 Kritisches Magnetfeld B_c

Die Ergebnisse aus Kap. 4.1.2 für die Orientierung $B \perp c$ -Achse ($\equiv B_{c\parallel}$ aus Kap. 3.5.5) sind zusammenfassend in Tab. 5.2 dargestellt.

Proben Nr.	Dicke (nm)	T_c (K)	$B_c(0)_{B \perp c\text{-Achse}}$ (mT)
Literaturwert[73]		3,72	30
#81	103,4	3,27	157±2
#97	63,6	3,14	254±14
#92	39,3	2,54	316±10
#82	39,3	2,91	382±12

Tab. 5.2: Übersicht $B_c(0)$ der Zinnschichten in der Orientierung $B \perp c$ -Achse

Es ist zuerkennen, daß die kritischen Magnetfelder $B_{cB \perp c\text{-Achse}}$ der verschieden dicken Schichten deutlich oberhalb des kritischen Magnetfeldes des Volumenmaterials liegen. Für die dickste Schicht #81 ($d = 103,4$ nm) ist das kritische Magnetfeld um einen Faktor 3 und für die dünnste Schicht #82 ($d = 39,3$ nm) um einen Faktor 10 größer als das kritische Magnetfeld des Volumenmaterials. Dieses Ergebnis entspricht der in der London-Theorie beschriebenen Erhöhung des kritischen Magnetfeldes einer Schicht, die verursacht ist durch das dickenabhängige Feldprofil in einem Magnetfeld parallel zur Schicht (Kap. 3.5.5). Mit abnehmender Schichtdicke wird der mittlere Feldwert größer (Abb. 3-15) und es fließen kleinere Abschirmströme. Die hier bestimmte Abhängigkeit des kritischen Magnetfeldes $B_{cB \perp c\text{-Achse}}$ von der Schichtdicke d stimmt mit Resultaten aus der Literatur überein [69],[96],[97],[98]. Dort wird ebenfalls ein Anstieg des kritischen Magnetfeldes B_c mit abnehmender Schicht gefunden. Ein Vergleich der Literaturdaten

mit den hier bestimmten kritischen Magnetfeldern ist insofern schwierig, als die Schichtdicke bzw. die Größe der β -Zinn-Inseln der hier untersuchten Proben nicht bekannt ist. Die in der Literatur bestimmten kritische Magnetfelder liegen jedoch in der gleichen Größenordnung (mehrere Hundert mT) wie die in Tab. 5.2.

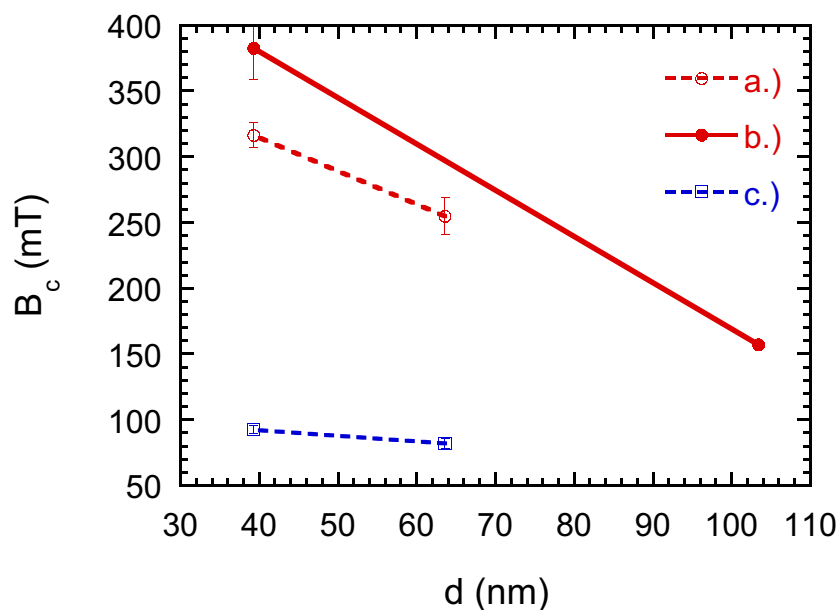


Abb. 5-5: Abhängigkeit des kritischen Magnetfeldes B_c von der Schichtdicke d [a.) c -Achse \perp zum äußeren Magnetfeld und Messung über die Mikrobrücke, b.) c -Achse \perp zum äußeren Magnetfeld und Bestimmung mit der 4-Punkt-Widerstandsmessung, c.) c -Achse \parallel zum äußeren Magnetfeld und Messung über die Mikrobrücke]

In Abb. 5-5 ist die Schichtdickenabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes zur besseren Übersicht graphisch dargestellt. Es wird deutlich, daß $B_{c_{B \perp c-Achse}}$ mit abnehmendem d größer wird. Der Unterschied in den Kurven a.) und b.) in Abb. 5-5 ist auf die Benutzung verschiedener Meßmethoden zurückzuführen. Bei der Messung über die Mikrobrücke (Kurve b.) ist eine andere Größenvariation in den β -Zinn-Inseln vorhanden als bei der 4-Punkt-Widerstandsmessung (Kurve a.). Dies führt wie bei den T_c -Werten (Kap. 5.3) auch in den B_c -Werten zu einer Variation. Dies führt bei den Proben mit einer Schichtdicke von 39,3 nm (Abb. 5-5) zu den verschiedenen Werten für das kritische Magnetfeld.

5.5 Winkelabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes B_c

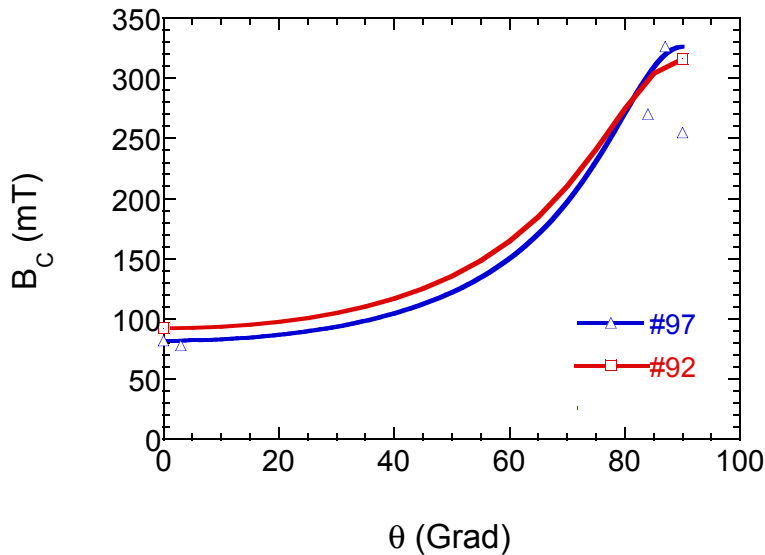


Abb. 5-6: Kritisches Magnetfeld in Abhängigkeit vom Winkel zwischen dem äußeren Magnetfeld und der c -Achse der Schicht [\square - #92: Sn auf InSb ($d = 39,3$ nm), Δ - #97: Sn auf InSb ($d = 63,3$ nm)]. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungskurven entsprechend Gl. (3.57).

Die in Kap. 4.1.2 (Abb. 4-6) ermittelten kritischen Magnetfelder sind in Abb. 5-6 gegen den Winkel θ , der zwischen dem angelegten äußeren Magnetfeld und der c -Achse der Schicht bestand, aufgetragen. Die Abweichung der Lage des Maximums, es liegt bei 87° und nicht bei 90° , kann auf die Ungenauigkeit der Bestimmung des Winkels (Abb. 2-9) zurückgeführt werden. Trotz dieser Abweichung zeigen die Datenpunkte ein deutliches Maximum, wie es aufgrund der Theorie von Tinkham (3.5.6) zu erwarten ist und in Arbeiten aus der Literatur [69],[97],[99] gemessen wurde. Damit kann die starke Erhöhung des kritischen Magnetfeldes bei $B \perp c$ -Achse ($B \parallel$ Schichtoberfläche) durch die Abnahme des Diamagnetismus in der Schicht erklärt werden. Hingegen ist das Verhalten des kritischen Magnetfeldes bei $B \parallel c$ -Achse ($B \perp$ Schichtoberfläche) auf einen Phasenübergang 2. Ordnung zurückzuführen, da eine dünne supraleitende Schicht vom Typ I, die senkrecht zum äußeren Magnetfeld orientiert ist, einen Mischzustand ausbil-

det [67] und sich wie ein Typ-II-Supraleiter verhält. Die Unterscheidung zwischen Typ-I- und Typ-II-Supraleitern kann durch die Bestimmung des Ginzburg-Landau-Parameters κ erfolgen. Tinkham [66] und Maki [70] fanden den folgenden Zusammenhang:

$$B_{c \perp S} = \sqrt{2}\kappa \cdot B_{c V} , \quad (5.2)$$

zwischen dem kritischen Magnetfeld der Schicht senkrecht zur c-Achse der Schicht $B_{c \perp S}$ und dem kritischen Magnetfeld des Volumenmaterials $B_{c V}$.

Proben Nr.	Dicke (nm)	T_c (K)	$B_{c \perp}$ (mT)	κ aus Gl. (5.2)
Literaturwert[34]		3,72	-	0,1
#97	63,3	3,14	82±4	1,93±0,09
#92	39,3	2,54	92±3	2,17±0,07

Tab. 5.3: Experimentell bestimmter Ginzburg-Landau-Parameter κ für verschieden dicke Schichten

Die Werte für den Ginzburg-Landau-Parameter κ in Tab. 5.3 zeigen deutlich nach Gl. 3-6, daß die senkrecht zum äußeren Magnetfeld orientierten Zinn-Schichten sich wie ein Typ-II-Supraleiter verhalten. Aus der Bestimmung des kritischen Magnetfeldes B_c parallel und senkrecht zur Schicht können auch die charakteristischen Längen der Schicht ermittelt werden (Kap. 3.5.6). Diese wurden für die beiden Proben #97 ($d = 63,3$ nm) und #92 ($d = 39,3$ nm) bestimmt und in Tab. 5.4 dargestellt.

Proben Nr.	Dicke d (nm)	$d_{er} = \sqrt{\frac{6\phi_0 \cdot B_{c \parallel S}}{\pi \cdot B_{c \perp S}^2}}$ (nm)	$\xi = \sqrt{\frac{\phi_0}{2\pi \cdot B_{c \parallel S}}}$ (nm)	$\lambda = \sqrt{\frac{\phi_0 \cdot B_{c \parallel S}}{4\pi \cdot B_{c V}^2}}$ (nm)
Volumenmaterial [34]		-	25-36	120-230
#97	63,3	55±13	64±2	123±3
#92	39,3	57±8	60±1	130±2

Tab. 5.4: Experimentell bestimmte charakteristische Längen d_{er}, ξ, λ für verschieden dicke Schichten

Auffällig ist in Tab. 5.4, daß die nominelle Schichtdicke d und die aus den kritischen Magnetfeldern errechnete Schichtdicke d_{er} bei Probe #92 nicht nur unterschiedlich sind, sondern für d_{er} sogar eine völlig unrealistische Schichtdicke bestimmt wird. Nach dem errechneten Wert wäre die Schicht 1,5-fach dicker als die gesamte nominelle Schichtdicke der Probe. Die Ursache für die große Diskrepanz ist in der Bedingung für die Gültigkeit der Theorie der Winkelabhängigkeit dünner Schichten [66] zu suchen. In den theoretischen Überlegungen wird als Ausgangspunkt eine dünne durchgehende Schicht angenommen, dies ist bei der Probe #92 nicht der Fall (Abb. 2-7), da durch die Ergebnisse aus Kap. 2.1 bekannt ist, daß die β -Zinn-Inseln nur einen kleinen Anteil an der gesamten Schicht haben. Hingegen kann bei Probe #97 von einer durchgehenden Schicht gesprochen werden (Abb. 2-7). Dies erklärt auch, daß die errechnete Schichtdicke d_{er} nicht größer als die nominelle Schichtdicke d ist.

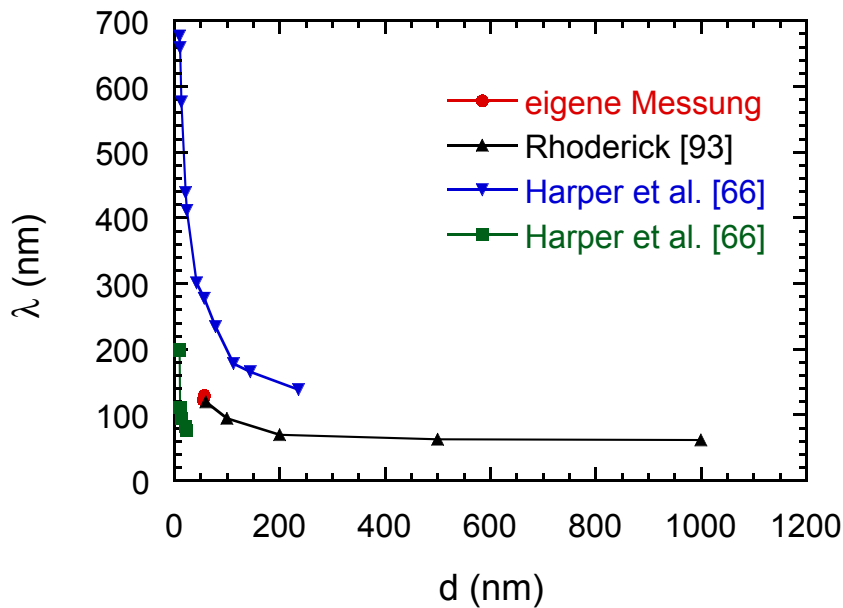


Abb. 5-7: Vergleich der Schichtdickenabhängigkeit der Eindringtiefe λ mit Literaturdaten (●: aus (Tab. 5.4) bei $T_{Kond} = 300$ K mit $0,5$ nm/s, ▲: Sn auf Glas - $T_{Kond} = 300$ K [97], ▼: Sn auf Glas - $T_{Kond} = 77$ K mit 1 nm/s [69], ■: Sn auf Glas - $T_{Kond} = 77$ K mit 30 nm/s [69])

Um die Daten aus Tab. 5.4 zu überprüfen, wurden exemplarisch die bestimmten Werte für die Eindringtiefe λ mit Daten aus der Literatur verglichen und in Abb. 5-7 graphisch dargestellt. Die hier gefundenen Eindringtiefen λ stimmen gut mit den Daten (▲) von

Rhoderick [97] überein. Rhoderick präparierte die Zinn-Schichten auf Glas, wobei das Substrat eine Temperatur T_{Kond} von 300 K hatte. Harper et al. [69] präparierte dagegen die Zinn-Schichten zwar auch auf Glas, aber die Substrattemperatur T_{Kond} lag bei 77 K. Damit wurden die Zinn-Schichten stark gestört, d. h. die mittlere freie Weglänge l^* in der Schicht wurde verändert und damit auch die Eindringtiefe λ (Tab. 3.2). Die mittlere freie Weglänge wurde in den Schichten von Harper et al. noch zusätzlich durch verschiedene Aufdampfzeiten bei der Präparation variiert. Einige Zinn-Schichten wurden mit einer langsamen Aufdampfrate von 1 nm/s (\blacktriangledown) und andere mit einer schnellen Aufdampfrate von 30 nm/s (\blacksquare) hergestellt, woraus sich der unterschiedliche Kurvenverlauf zwischen (\blacktriangledown) und (\blacksquare) in Abb. 5-7 erklärt. Trotz der unterschiedlichen Präparation wird deutlich, daß die Eindringtiefe λ mit abnehmender Schichtdicke größer wird, wie es auch in der Theorie beschrieben wird.

Abschließend kann gesagt werden, daß die Erhöhung und die Winkelabhängigkeit des kritischen Magnetfeldes B_c auf die zweidimensionalen gekoppelten supraleitenden Inseln zurückzuführen ist. Es zeigt sich somit auch im Verhalten des kritischen Magnetfeldes ein eindeutiger Einfluß der Probenmorphologie.

5.6 Strom–Spannungs–Kennlinien

Die im Kap. 4.1.4 dargestellten Ergebnisse der Strom-Spannungs-Kennlinien unterstützen die Deutung der Schichtdickenabhängigkeit der kritischen Temperatur T_c , durch eine Kopplung der supraleitenden Inseln durch den "Proximity"-Effekt. Bei der dickeren Probe #97 ($d = 63,3$ nm) fiel erst zu tiefen Temperaturen hin unterhalb des kritischen Stroms die Spannung auf Null (Abb. 4-11). Bei der dünneren Probe #92 ($d = 39,3$ nm) (Abb. 4-12) konnte bis 1,6 K dieser Abfall gar nicht beobachtet werden. Bei der Probe #97 ($d = 63,3$ nm) sind die β -Zinn-Inseln so groß, daß es mit den α -Zinn-Inseln zu einer sehr guten Kopplung kommt und aufgrund des "Proximity"-Effekts (Kap. 3.5.3) die normalleitenden Bereiche (α -Zinn) supraleitend werden. Damit wird eine durchgehende supraleitende Schicht ausgebildet, die eine kleinere Übergangstemperatur T_c als das Volumen zinn besitzt. Die Kopplung der Inseln nimmt mit fallender Temperatur zu, so daß

erst bei tiefen Temperaturen (bei Probe #97 unterhalb von 1,68 K) eventuell vorhandene Aufladungen der Inseln und Übergangswiderstände überwunden werden können.

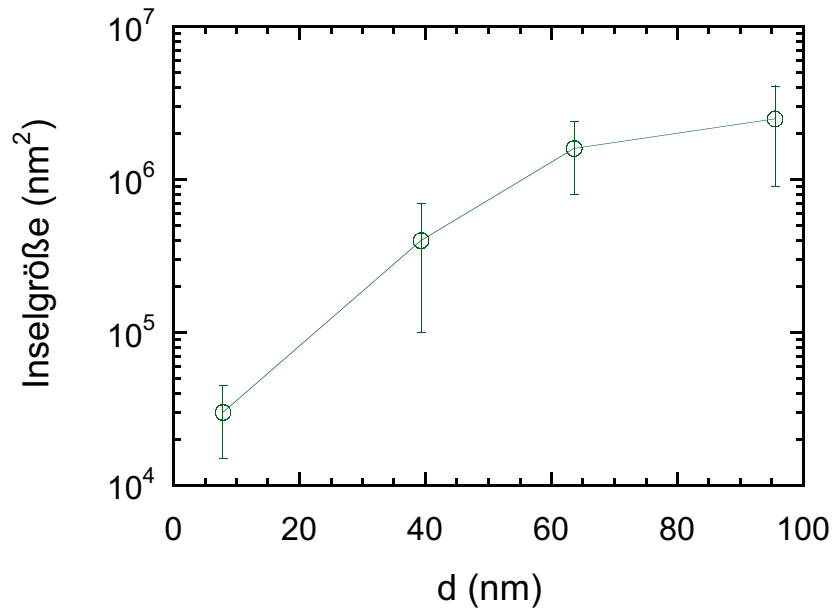


Abb. 5-8: Aus Abb. 2-7 abgeschätzte Inselgröße in Abhängigkeit von der nominellen Schichtdicke d

Bei der Probe #92 ($d = 39,3$ nm) sind die Inseln kleiner (Abb. 5-8) und damit wird die Kopplung der β -Zinn-Inseln schwächer. Deshalb kann der "Proximity"-Effekt erst bei noch tieferen Temperaturen eine durchgehende supraleitende Schicht ausbilden. Da mit dem hier benutzten experimentellen Aufbau nur eine tiefste Temperatur von 1,6 K erreicht werden kann, konnte die Ausbildung einer durchgehenden supraleitenden Schicht bei Probe #92 in den Strom-Spannungs-Kennlinien nicht nachgewiesen werden.

Die Strom-Spannungs-Kennlinien wurden hauptsächlich durchgeführt zur Überprüfung, ob der Widerstand im ohmschen Bereich gemessen wurde. Deshalb sind diese Messungen nicht sehr ausführlich, so daß die weitere Diskussion des Verhaltens der Strom-Spannungs-Kennlinien nur qualitativ durchgeführt werden können.

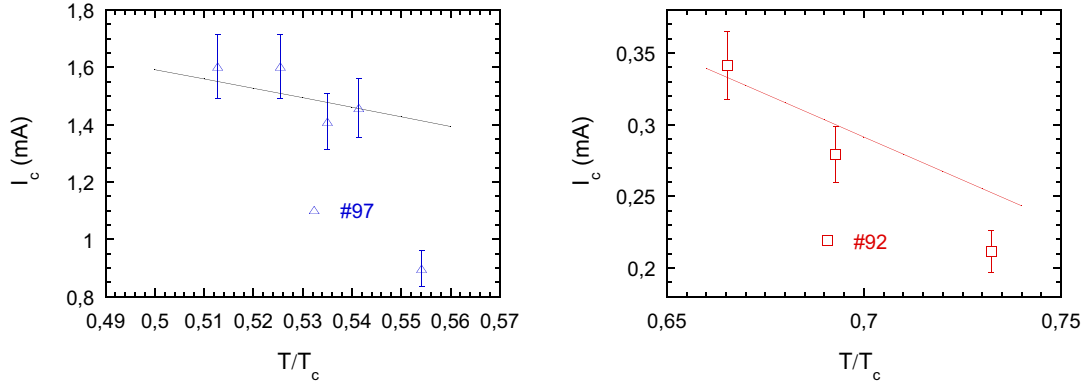


Abb. 5-9: Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms I_c [linkes Teilbild: Probe #97 ($d = 63,3$ nm) rechtes Teilbild: Probe #92 ($d = 39,3$ nm)], die durchgezogenen Linien stellt qualitativ die $\sqrt[3]{1 - (T/T_c)^2}$ -Abhängigkeit dar

Die graphischen Darstellungen in Abb. 5-9 zeigen die Temperaturabhängigkeit der kritischen Ströme von Probe #97 ($d = 63,3$ nm) und der Probe #92 ($d = 39,3$ nm). Eine Aussage über die $\sqrt[3]{1 - (T/T_c)^2}$ -Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c in der Nähe von T_c , die für Zinn-Schichten gefunden wurde [100],[101],[102],[103], ist nur qualitativ zu machen, da der kritische Strom I_c nur aus Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmt wurde, die bei Temperaturen weit unterhalb von T_c gemessen wurden. Es ist in Abb. 5-9 der qualitative Verlauf der $\sqrt[3]{1 - (T/T_c)^2}$ -Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c dargestellt und es deutet sich im Rahmen des Meßfehlers für die dickere Probe #97 eine Übereinstimmung an. Die große Abweichung von I_c bei $T/T_c = 0,555$ ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß sich die supraleitende Schicht noch nicht vollständig ausgebildet hat (noch nicht eingesetzter "Proximity"-Effekt) und die $\sqrt[3]{1 - (T/T_c)^2}$ -Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c daher nicht gültig ist. Bei der dünneren Probe #92 ist die Abweichung von der $\sqrt[3]{1 - (T/T_c)^2}$ -Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c stärker, was einerseits aufgrund der geringen Datenmenge und andererseits auf das Fehlen des "Proximity"-Effekts zurückzuführen ist. Was jedoch deutlich zu sehen ist, ist daß der kritische Strom I_c zu tiefen Temperaturen hin größer wird. Dies ist auch sinnvoll, da durch die 1. Maxwellsche-Gleichung (Gl. 3.25) eine feste Beziehung zwischen dem kritischen Magnetfeld und dem kritischen Strom besteht, d. h. steigt das kritische Magnetfeld

(Abb. 4-5), so steigt auch der kritische Strom. Eine theoretische Bestimmung der kritischen Stromdichte ist nur dann möglich, wenn die supraleitende Probe eine Geometrie besitzt, die eine gleichförmige Verteilung der Stromdichte garantiert. Aufgrund der speziellen Probenmorphologie ist dies bei den hier gemessenen Proben nicht garantiert, so daß nur eine qualitative Diskussion des Verhaltens des kritischen Stroms sinnvoll ist.

5.7 Probenstabilität

Bei Messungen an dünnen Schichten ist es wichtig, das Verhalten gegenüber äußeren Einflüssen (Oxidation, Strukturänderung aufgrund großer Temperaturvariationen) zu kennen. Dazu wurde beispielhaft an der Probe #97 ($d = 63,3 \text{ nm}$) nach längerem Zeitraum nochmals eine Widerstandsmessung in Abhängigkeit von der Temperatur durchgeführt und in Abb. 5-10 dargestellt. Die Probe befand während dieses Zeitraumes im Kryostat, in Heliumatmosphäre.

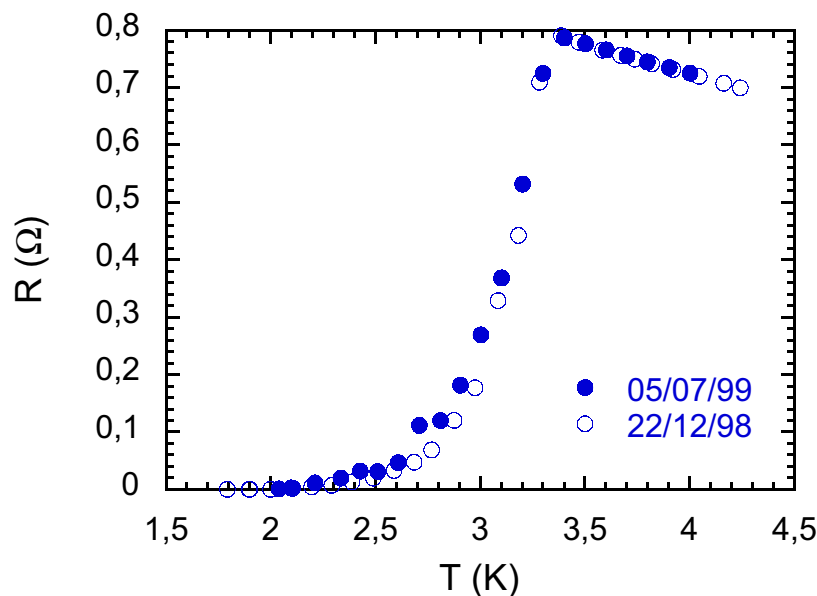


Abb. 5-10: Widerstandsverlauf in Abhängigkeit von der Temperatur der Probe #97: Sn auf InSb ($d = 93.3 \text{ nm}$), gemessen zu verschiedenen Zeitpunkten (\bullet – 05.07.98, \circ – 22.12.99)

Es ist zu sehen, daß bei beiden Messungen zunächst der Widerstand bei abnehmender Temperatur etwas ansteigt, aber sobald die Supraleitung in der Schicht

eintritt, fällt der Widerstand deutlich auf Null. Trotz der großen Zeitspanne zwischen den beiden Messungen ist zu erkennen, daß sich der Absolutwiderstand und die Übergangstemperatur T_c der Schicht nicht geändert haben. Die geringe Abweichung bei tieferen Temperaturen ist auf eine etwas unterschiedliche Abkühlrate in beiden Messungen zurückzuführen. Diese Stabilität der Sn-Schicht wurde auch in anderen Untersuchungen gefunden [104],[105],[106],[107], in denen speziell das Oxidationsverhalten von Zinn mit verschiedenen Methoden (SPEM, EELS, TEM, XPS) untersucht wurde. Es wurde festgestellt, daß Zinn zwar eine dünne Oxidschicht (≈ 1 nm) ausbildet, diese aber eine hohe Stabilität aufweist. Die Dicke dieser Oxidschicht konnte nur mit höheren Temperaturen ($> 225^\circ\text{C}$) und bei einem höherem Sauerstoffdruck vergrößert werden.