# Elektromigrationsverhalten von nanostrukturierten Silber-Leiterbahnen

Christian Wirtz

**Erklärung** (Erfordernis nach §20 Abs. 13 der Diplomprüfungsordnung): "Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht zu haben."

Duisburg , den 27. Mai 2008

## Inhaltsverzeichnis

1	Einle	eitung	6
2	<b>Grun</b> 2.1 2.2 2.3 2.4 2.5	ndlagenIndustrielle ForschungGrundlagenforschungTreibende Kräfte der ElektromigrationElektromigration in polykristallinen SystemenElektromigration in einkristallinen Systemen	<b>8</b> 11 14 17 18
3	Арр	aratives	20
	3.1	Charakterisierung	20
		3.1.1 Rasterelektronenmikroskopie	20
		3.1.1.1 Prinzip und Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops	20
		$3.1.1.2$ Kontrastbildung im SEM $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	23
		3.1.1.3 SEM LEO 1530	26
		3.1.1.4 SEM LEO 440	27
		3.1.2 Rasterkraftmikroskopie	27
		3.1.2.1 Thermische Nahfeldmikroskopie	30
	3.2	Aufbau eines Experiments für temperaturabhängige Messungen	32
	3.3	Aufbau und Meßverfahren für Messungen an einkristallinen Silberdrähten	40
	0.4	Praparation	40
		3.4.2 Kontaktiorung	40
		3.4.3 Präparation für die thermische Nahfeldmikroskopie	44
			10
4	Erge	ebnisse und Diskussion	50
	4.1	Polykristalline Silberleiterbahnen	50
	4.2	Monokristalline Leiterbahnen	54
		4.2.1 Messung mit eingeprägtem Strom	54
		4.2.2 Messungen mit eingeprägter Spannung	58
		4.2.3 Proben mit Querstreifen	61
	4.0	4.2.4 Thermische Nahfeldmikroskopie	70
	4.3	Messungen an bestrahlten Proben	75
	4.4	In-situ-Praparation im Nanoprobe	83
5	Zusa	ammenfassung und Ausblick	88

### Abstract

This thesis describes experimental results regarding the electromigration behaviour of nanostructured Ag interconnect lines. In-situ scanning electron microscopy in conjunction with four-terminal resistance measurements was used to study the electromigration behaviour of polycrystalline and self-organised single-crystalline Ag nanowires. Atomic Force Microscopy was employed for the topographical characterisation of the nanowires. Electron Beam Lithography was used for the preparation of the polycrystalline Ag nanowires and for contacting of the single-crystalline Ag wires. One goal of this thesis was to study the temperature dependence of the electromigration behaviour in polycrystalline Ag wires to determine the activation mechanism. The experimental setup devised for this purpose is described in detail and measurements obtained during the initial trials are presented. Unfortunately, due to irreversible failure of the commercial heating module, the planned series of experiments could not be pursued further. Therefore, the principal focus of this thesis is on the investigation of single-crystalline nanowires. Initially, earlier results were confirmed, showing that the direct force and not the wind force is responsible for the electromigration behaviour of single-crystalline Ag nanowires. An important new result in this context is that the direction of mass flow also follows the direct force in irradiated single-crystalline nanowires. The defects inflicted by irradiation obviously do not cause an increase of the wind force. Further experiments performed on single-crystalline wires covered by thin polycrystalline stripes confirm the assumption that mass flow takes place via surface diffusion. For the first time, it could be shown that spatially resolved thermal imaging of current-carrying single-crystalline nanowires is possible by Scanning Thermal Microscopy. The method is developed by Dr. R Meckenstock within the Research Group of Prof. Dr. M. Farle and experiments were carried out by Mr. S. Stienen. These experiments showed that the contribution of thin polycrystalline silver layers to the overall thermal conductivity is small compared to the thermal conductivity of the substrate. Although it was found that the direct force and not the wind force is responsible for the electromigration behaviour of single-crystalline Ag nanowires in general, in one case failure of a singe-crystalline wire was apparently dominated by the wind force. It is believed that this observation was due to grain boundary diffusion. In the final section of this thesis, electromigration measurements conducted by Prof. Dr. R. Moeller's Research Group are described. These experiments were performed in a UHV four-probe scanning tunnelling microscope. The results show that it is indeed feasible to perform electromigration experiments on self-organised single-crystalline silver nanowires in this type of microscope.

### Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Ergebnisse experimenteller Untersuchungen zum Elektromigrationsverhalten von nanostrukturierten Silber-Leiterbahnen vorgestellt. Es wurde das Elektromigrationsverhalten von polykristallinen und selbstorganisiert gewachsenen monokristallinen Ag-Leiterbahnen mittels rasterelektronenmikroskopischer in-situ-Beobachtung in Verbindung mit Vierpunkt-Messungen des elektrischen Widerstands untersucht. Zur topographischen Charakterisierung der Nanodrähte wurde die Rasterkraftmikroskopie eingesetzt. Die Präparation polykristalliner Ag-Nanodrähte sowie die Kontaktierung der monokristallinen Ag-Nanodrähte erfolgte mittels Elektronenstrahllithographie. Ein Ziel war es, an polykristallinen Ag-Nanodrähten das Elektromigrationsverhalten temperaturabhängig zu studieren, um den Aktivierungsmechanismus bei der Elektromigration zu analysieren. Der dafür entwickelte Messaufbau wird eingehend beschrieben und es werden erste Testmessungen vorgestellt. Leider konnte trotz des erfolgreichen Aufbaus die geplante Messreihe nicht fortgeführt werden, da das kommerziell gelieferte Heizmodul irreparabel ausfiel. Das Hauptaugenmerk der Arbeit liegt daher auf der Untersuchung monokristalliner Leiterbahnen. Zunächst konnten frühere Ergebnisse bestätigt werden, die zeigten, dass die direkte Kraft und nicht die Windkraft für das Elektromigrationsverhalten in den monokristallinen Ag-Leiterbahnen verantwortlich ist. Ein wichtiges neues Ergebnis in diesem Zusammenhang besteht darin, dass auch der Materialtransport auch in bestrahlten monokristallinen Ag-Leiterbahnen der direkten Kraft folgt. Die durch die Bestrahlung erzeugten Defekte bewirken offensichtlich keine Erhöhung der Windkraft. Weitere Experimente an monokristallinen Leiterbahnen, die mit dünnen polykristallinen Querstreifen bedeckt sind, bestätigen die Annahme, dass der Materialtransport via Oberflächendiffusion erfolgt. Erstmalig konnte mittels thermischer Nahfeldmikroskopie, die in der Gruppe von Prof. Dr. M. Farle von Dr. R. Meckenstock entwickelt wird und von Sven Stienen durchgeführt wurde, gezeigt werden, dass eine ortsaufgelöste Messung der Wärmeverteilung in strombelasteten monokristallinen Ag-Leiterbahnen möglich ist. Daraus ergab sich die wichtige Schlussfolgerung, dass die dünnen polykristallinen Silberschichten der Kontaktierung im Vergleich zum Substrat nur einen geringen Beitrag zur Wärmeableitung liefern. Obwohl insgesamt festgestellt wurde, dass die direkte Kraft und nicht die Windkraft für das Elektromigrationsverhalten der monokristallinen Ag-Leiterbahnen verantwortlich ist, wurde in einem Fall auch eine Ausfallart beobachtet, bei der die Windkraft vorherrschend zu sein scheint. In diesem Fall liegt die Vermutung nahe, dass die Diffusion an einer ausnahmsweise in der Leiterbahn befindlichen Korngrenze dafür verantwortlich sein könnte. Am Schluss der vorliegenden Arbeit wird noch auf Messungen eingegangen, die in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. R. Möller mit einem Vierspitzen-Rastertunnelmikroskop unter UHV-Bedingungen vorgenommen wurden. Hier konnte erstmalig gezeigt werden, dass auch mit dieser Art von Mikroskop in-situ Untersuchungen an selbstorganisiert gewachsenen Ag-Leiterbahnen möglich sind.

### 1 Einleitung

Als Elektromigration bezeichnet man den Vorgang des Materialtransports in elektrischen Leitern, die hohen Stromdichten ausgesetzt sind. Dieser Effekt nimmt mit steigender Stromdichte zu und führt letztlich bei andauernder elektrischer Belastung zur Zerstörung des Leiters und zum Ausfall integrierter Schaltkreise. Das Phänomen des stromgetriebenen Atomtransports ist bekannt, seit Gerardin im Jahr 1861 Elektromigration in Blei-Zinn- und Quecksilber-Natriumlegierungen beobachtete [4]. Ab der Mitte des 20. Jahrhunderts führte die zunehmende Verwendung dünner elektrischer Leiterbahnen als Metallisierungen in integrierten Schaltkreisen zu einer erheblichen Steigerung des technologischen Interesses an der Elektromigration. Auch die ersten systematischen Zuverlässigkeitsuntersuchungen über das nichtthermische Versagen mit hohen Stromdichten belasteter Leiter fallen in diese Zeit. Da systematische Forschung zur weiteren Miniaturisierung der Leiterbahnen und Festsetzung der Dimensionierung und Betriebsparameter unerläßlich war und ist [2], leistet die Industrie einen wichtigen Beitrag zur Erforschung der Elektromigration. Insbesondere geht der größte Teil der zeitaufwendigen statistischen Untersuchungen der Leiterbahnlebensdauer auf industrielle Projekte zurück, bei denen die Ausfallwahrscheinlichkeit unter definierten Bedingungen an einer großen Zahl von Proben bestimmt und ausgewertet wird. Demgegenüber ist das Interesse in der Grundlagenforschung primär auf die grundlegenden Mechanismen gerichtet, die die Elektromigration bedingen. Dabei zeigte sich, daß die das Elektromigrationsverhalten tragenden Diffusionsvorgänge stark von der Mikrostruktur des Metalls abhängen. So stellen in polykristallinen Systemen die Korngrenzen die wesentlichen Diffusionspfade dar, da in ihnen mehr schwach gebundene Atome vorliegen als im Zentrum eines Kristallits. Die Korngröße und die Orientierung der Korngrenzen bezüglich der Leiterbahnachse beeinflussen das Elektromigrationsverhalten wesentlich: Stehen die Korngrenzen etwawie es in sogenannten Bambusstrukturen der Fall ist- senkrecht zur Leiterbahnachse und entspricht die Korngröße der Leiterbahnbreite, so gibt es entlang der Stromrichtung keinen durchgehenden Zug von Korngrenzen mehr und die Elektromigration wird stark behindert. Wenngleich in der technischen Anwendung derzeit ausschließlich polykristalline Strukturen eingesetzt werden, stellt sich auch die Frage nach dem Verhalten nanostrukturierter monokristalliner Metalle. Der Bereich der Monokristalle ist derzeit auf Grund der schwierigeren Präparation und der bisher geringen Anwendungsrelevanz weniger gut untersucht als polykristalline Systeme (siehe dazu Abschnitte 2.5 und 2.2), es ist jedoch zu vermuten, daß auf Grund des Fehlens von Korngrenzen die Oberflächendiffusion den entscheidenden Transportkanal stellt.

Da dem Sonderforschungsbereich 616 - "Energiedissipation an Oberflächen" seit einiger Zeit ein Präparationsverfahren für monokristalline Leiterbahnen zur Verfügung stand und die präparativen Techniken zur elektrischen Kontaktierung nanostrukturierter Lei-

ter bereits weitgehend im Zuge der Untersuchung polykristalliner Gold-Leiterbahnen erfolgreich zum Einsatz gebracht worden waren, wurde die Elektromigrationsforschung im Rahmen des Teilprojektes auch auf monokristalline Silberdrähte ausgedehnt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse waren bisher Teil einer Dissertation und Kern einer Diplomarbeit an der Universität Duisburg-Essen [35, 34]. Die Untersuchungen scheinen bisher die Vermutung zu bestätigen, daß die Oberflächendiffusion in Einkristall entscheidend sei. Ein weiteres interessantes Ergebnis ist, daß die Transportrichtung in den untersuchten monokristallinen Silberproben - im Gegensatz zum beobachteten Verhalten in polykristallinem Silber und Gold - der Bewegungsrichtung der Elektronen entgegengerichtet ist. In der Nomenklatur der derzeit üblichen Beschreibung der Elektromigration bedeutet dies, daß die aus dem den Strom treibenden elektrischen Feld resultierende direkte Kraft die positiv geladenen Ionen antreibt, während der Einfluß der Windkraft, des von gestreuten Elektronen herrührenden Impulsübertrags, vergleichsweise gering ist. Wenngleich die bisherigen Arbeiten keinen anderen Schluß zulassen als daß die direkte Kraft die Windkraft überwiegt, bleibt die Frage unbeantwortet, unter welchen Bedingungen und warum dies gilt.

Die vorliegende Diplomarbeit widmet sich diesem Thema, greift die Fragestellung auf und versucht, durch weitere Experimente den Einfluss der Stromdichte sowie mikroskopischer Veränderungen der Oberfläche auf das Elektromigrationsverhalten von einkristallinen Leiterbahnen aufzuklären. Erstmalig sollten in in Zusammenarbeit mit der AG Möller auch in-situ-Experimente zur Elektromigration im Ultrahochvakuum durchgeführt werden, um festzustellen, welche Rolle die bei der bisher üblichen Präparation und Kontaktierung mögliche Kontamination mit Absorptionsschichten und Resten von Prozesschemikalien spielt.

Ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit konnte die Präparation monokristalliner Proben für die thermische Nahfeldmikroskopie realisiert werden. Der Versuch, eine Anordnung zur Variation der Probentemperatur im Bereich bis 500° C aufzubauen blieb hingegen erfolglos.

### 2 Grundlagen

### 2.1 Industrielle Forschung

Das starke Interesse der Industrie an der Elektromigration rührt im Wesentlichen von deren maßgeblichem Einfluß auf die Lebensdauer integrierter Schaltkreise her. Die elektrischen Verbindungen in Mikrochips, in ihrer Gesamtheit als Metallisierung bezeichnet, sind üblicherweise in mehreren Ebenen angelegt und nehmen in der Gesamtkonstruktion beträchtlichen Raum ein. Abb.2.1 zeigt das Beispiel einer zweilagigen Metallisierung nach Herausätzen des sie umgebenden Dielektrikums. Die Leitungen selbst haben eine Breite von 500 nm und bestehen aus Aluminium mit Kupferbeimengung, die Kontaktstellen zur jeweils anderen Ebene der Metallisierung sind aus Wolfram gefertigt. Das kleinere, eingesetzte Bild zeigt schematisch den Aufbau der Leiterbrücken der Metalisierung und den zugehörigen Strompfad. Da aus technischen und wirtschaftlichen Gründen eine fortschreitende Miniaturisierung der Leitungen betrieben wird, steigen auch die Anforderungen an Material und Ausführung der Metallisierung. Die geplante technische Entwicklung sieht eine Steigerung der maximalen Stromdichte in Mikrochips von derzeit  $1, 2 \cdot 10^6 \frac{A}{cm^2}$  auf  $2,57 \cdot 10^6 \frac{A}{cm^2}$  im Jahr 2014 vor [41]. Im selben Zeitraum wird eine Verdoppelung der flächenbezogenen Leiterbahnlänge innerhalb der untersten fünf Metallisierungsschichten der Chips angestrebt, die derzeit bereits  $1712\frac{m}{cm^2}$  beträgt. Die Umsetzung dieser technologischen Vorhaben setzt die Durchführung umfangreicher Untersuchungen über die Zuverlässigkeit der elektrischen Verbindungen unter den vorgesehenen Betriebsbedingungen voraus. Um in angemessener Zeit technologisch verwertbare Erkenntnisse über die zu erwartende Lebensdauer von Leiterbahnen unter Elektromigrationsbelastung zu gewinnen, sind statistische Untersuchungen unter beschleunigten Bedingungen erforderlich. Dies wird durch Erhöhung von Temperatur oder Stromdichte erreicht [3]. Black lieferte für die mittlere Zeit bis zum Versagen einer strombelasteten Leiterbahn die empirische Gleichung :

$$MTF = Aj^{-n}e^{\frac{E_a}{kT}} \tag{2.1}$$

(zitiert nach [4]). Dabei ist A eine von strukturellen, elektrischen und diffusiven Materialeigenschaften abhängige Konstante, j die elektrische Stromdichte,  $E_a$  die Aktivierungsenergie für Elektromigrationsversagen , k die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. Der Stromdichteexponent n liegt in der Regel zwischen 1 und 3, jedoch sind experimentell auch größere Werte gefunden worden [4]. Die Gleichung berücksichtigt in ihrer ursprünglichen Form allerdings weder die Verschiedenheit der relevanten Diffusionsmechanismen in verschiedenen Temperaturbereichen, noch thermische Verspannungen [5]. Die Blackgleichung 2.1 gestattet es, die im beschleunigten Experiment gewonnenen Daten auf Betriebsbedingungen umzurechnen. Der Regelfall sind daher statistische Untersuchun-



Abbildung 2.1: großes Bild: SEM-Bild einer zweilagigen Al/Cu-Metallisierung mit Wolframzwischenverbindungen auf Silizium. Das Dielektrikum wurde herausgeätzt. Leiterbahnbreite und Abstand zwischen den Leiterbahnen betragen jeweils 500 nm. unten eingesetzt: Schematischer Aufbau einer zweilagigen elektrischen Aluminiumverbindung und Strompfad. (aus [14])

gen an einer großen Zahl von Leiterbahnen, aus denen der Medianwert der Ausfallzeiten (median time to failure, MTTF) und dessen Standardabweichung (deviation in time to failure, DTTF) bestimmt werden [42]. Letztere ist für die technische Zuverlässigkeitsanalyse von erheblicher Bedeutung, da in komplexen integrierten Schaltkreisen bereits der Ausfall einer einzelnen elektrischen Verbindung als kritisch anzusehen ist. Berücksichtigt man die große Zahl möglicher Ausfallstellen, so wird deutlich, daß durch eine große mittlere Leiterbahnlebensdauer allein keine hinreichende Zuverlässigkeit des gesamten Chips erreichbar ist; erforderlich ist auch eine Minimierung der Streuung (DTTF).

Die Auswahl der untersuchten Materialsysteme orientiert sich stets an der industriellen Anwendung, so daß entsprechend ihrer weiten Verbreitung in der Mikroelektronik Aluminium und Aluminium-Kupfer-Legierungen am besten untersucht sind. Geringe Beimengungen von Kupfer (etwa 1%) können die Elektromigrationsresistenz des Aluminiums um mehrere Größenordnungen erhöhen. In jüngerer Zeit kommt reines Kupfer zur Anwendung [14]. Da in Kupfer die Oberflächendiffusion den wesentlichen Teil des stromgetriebenen Materialtransports trägt [2], muß die freie Kupferoberfläche hier durch Aufbringen von Deckschichten minimiert werden, um die Lebensdauer der Leiterbahnen zu erhöhen. Dagegen ist in Al-Leitern die Oberflächendiffusion durch Passivierung der Oberfläche zu  $Al_2O_3$ weitgehend ausgeschaltet.

Über die rein deskriptive und statistische Betrachtung des Phänomens hinaus gab es stets Bemühungen um ein mikroskopisches Verständnis der Mechanismen, die die morphologischen Änderungen elektrischer Leiter unter Strombelastung bedingen. Das heutige Verständnis von Elektromigrationsvorgängen geht in seinen Anfängen auf Skaupy [1] zurück. Im Bereich der polykristallinen Proben wurden im zwanzigsten Jahrhundert insbesondere an Aluminium umfangreiche Untersuchungen durchgeführt [2]. Blech und Herring konnten an polykristallinem Aluminium zeigen, daß sich unter Strombelastung ein Verspannungsgradient einstellt [6] und der Materialtransport zum Erliegen kommt, wenn die Blech-Bedingung

$$eZ^*E = \Omega \frac{\partial \sigma_{nn}}{\partial x} \tag{2.2}$$

erfüllt ist. Hier ist e die Elementarladung,  $Z^*$  die effektive Valenz (siehe Abschnitt 3.4), E die elektrische Feldstärke,  $\Omega$  das Atomvolumen, x der entlang des Leiters in Elektronenflußrichtung gemessene Abstand und  $\sigma_{nn}$  die Verspannung senkrecht zu den Korngrenzen. Daraus folgt, daß eine Schädigung des Leiters durch Elektromigration durch einen hinreichend großen Spannungsgradienten im Material effektiv unterbunden wird. Jedoch kann ein solcher Gradient im realen Metall nicht beliebig aufrechterhalten werden, da die kumulierte Spannung bereits nach endlicher Länge die Festigkeitsgrenze des Materials übersteigt. Für jeden Leiter kann daher eine stromdichteabhängige Grenzlänge, die Blechlänge, angegeben werden, die sich im Allgemeinen aus der Integration von Gl. (2.2) ergibt. Im einfachsten Fall eines konstanten Spannungsgradienten erhält man die Blechlänge  $l_b$  aus der Forderung  $\frac{\partial \sigma_{nn}}{\partial x} \cdot l_b = \sigma_c$  zu

$$l_b = \frac{\sigma_c \Omega}{eZ^*E} \tag{2.3}$$

Hierbei ist  $\sigma_c$  die Festigkeitsgrenze des Materials.

### 2.2 Grundlagenforschung

Im Gegensatz zur industriellen Forschung orientiert sich die Grundlagenforschung stärker an der Frage nach den mikroskopischen Mechanismen, die für die Elektromigration verantwortlich sind. Dies bedingt, daß in der Regel andere Untersuchungsmethoden zum Einsatz kommen. Vorherrschend ist hier die Verwendung bildgebender Verfahren, die Echtzeitabbildungen der Strukturen während laufender Strombelastung gestatten. Würde man in solchen Untersuchungen für die elektrische Belastung dieselben Parameter (Stromdichte und Probentemperatur) wählen, wie sie in der industriellen Forschung üblich sind, so könnte man in einer bildgebenden Echtzeituntersuchung keine wesentlichen Informationen gewinnen. Um innerhalb laborüblicher Zeitskalen Beobachtungen des Elektromigrationsverhaltens durchführen zu können, verwendet man daher Stromdichten, die gegenüber den in der Industrie verwendeten Parametern stark erhöht sind.

Die derzeit zur Verfügung stehenden technischen Möglichkeiten der Nanostrukturierung gestatten es zudem, Leiterbahnen nahezu beliebiger Geometrie mit einer lateraleren Größe bis hinab zu etwa 50 nm herzustellen, um die Elektromigration in Abhängigkeit von Größe und Geometrie der Leiterbahn zu studieren. Ein dieser Problemstellung angemessenes Verfahren zur direkten Beobachtung der zeitlichen Entwicklung einer strombelasteten Leiterbahn ist die rasterelektronenmikroskopische Untersuchung.

Einen Eindruck von der morphologischen Veränderung unter Einwirkung hoher Stromdichten vermitteln die vier rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen einer Goldleiterbahn in Abb.2.2. Die Leiterbahn selbst ist als heller erscheinende Struktur auf dem dunkel erscheinenden Siliziumsubstrat sichtbar. Bei einem Strom von ca. 36 mA und einer Stromdichte von  $10^8 \frac{A}{cm^2}$ bildet die Leiterbahn innerhalb von wenigen Stunden deut-lich erkennbare Poren und Hügel aus. Nach zwei Stunden sind bereits vereinzelt Poren entstanden, die im Bild als dunkle Flecken in der hell erscheinenden Goldschicht auszumachen sind. Vier Stunden nach Beginn der elektrischen Belastung haben die Poren an Fläche und Anzahl zugenommen und an einigen Stellen der Leiterbahn bilden sich erste Hügel heraus, die einen helleren Kontrast liefern. Eine sich entwickelnde, zum Stromfluß orthogonal orientierte Kette von Poren führt letztlich zum elektrischen Ausfall nach etwa zwölf Stunden; diese Ausfallart ist typisch für dünne polykristalline Leiterbahnen. Ebenfalls erkennbar ist, daß sich Poren vermehrt im Bereich der Kathode bilden, während Bereiche in der Nähe der Anode weitgehend verschont bleiben. In der Echtzeitbeobachtung ist es möglich, das Wachstum bestimmter Hügel mit dem Wachstum entsprechender Poren zu korrelieren, so daß die Richtung des Materiestroms bestimmt werden kann. In der gezeigten Probe fällt sie mit der Richtung des Elektronenstroms zusammen. Im vorliegenden Beispiel eines einzelnen elektrischen Leiters ist ein Ausfall allein der Bildung einer Pore geschuldet, die sich an einer Stelle über den gesamten Leiterquerschnitt erstreckt; in komplexeren Schaltkreisen und Mikrochips kann jedoch bereits die von nicht durchgehenden Poren verursachte Widerstandserhöhung die Funktion des gesamten Bauteils beeinträchtigen. Ferner kann auch die Akkumulation des abgetragenen Materials zur Sprengung der umgebenden Isolatorschicht und in weiterer Folge zum Kurzschluss zwischen benachbarten Leiterbahnen führen, der in den meisten Fällen ebenfalls den Ausfall des betroffenen Bauteils nach sich zieht. Schadstellen der zuletzt genannten Arten zeigt



Abbildung 2.2: Zeitliche Entwicklung von Elektromigrationsschäden in einer polykristallinen Leiterbahn. Der Elektronenfluss erfolgt im Bild von rechts nach links. (Abmessungen der Leiterbahn 10µm x 1µm x 36nm, Zustand nach 0h, 2h, 4h, 12.04h (aus [10])



Abbildung 2.3: links: SEM- Bild einer Aluminiumleiterbahn mit TiW-Schicht. Die Leiterbahn selbst weist infolge Porenbildung schwere Schäden auf, bleibt jedoch durch die resistentere TiW-Schicht leitend, wenn auch mit stark erhöhtem Widerstand. rechts: Durch Elektromigration entstandener (ungewollter) Kontakt. Von der links im Bild befindlichen Leiterbahn verläuft eine Extrusion zum Bonddraht rechts oben und führt zum Kurzschluβ (aus [2]).

Abb.2.3: Das linke Bild zeigt das rasterelektronenmikroskopische Bild einer Struktur aus Aluminium auf einer Titan-Wolfram-Schicht, nachdem diese einer hohen elektrischen Stromdichte ausgesetzt worden ist. Die obenliegende Aluminiumschicht ist weitgehend zerstört, während die darunterliegende Titan-Wolfram-Schicht intakt erscheint. In diesem Fall gibt es keinen vollständig in der Aluminiumschicht verlaufenden Strompfad mehr, so daß der Widerstand gegenüber demjenigen bei intakter Aluminiumschicht beträchtlich erhöht ist. Das rechte Bild in Abb.2.3 zeigt die Oberfläche eines Mikrochips: Die flachen Strukturen rechteckigen Querschnitts im mittleren und linken Bereich des Bildes sind unter einer Deckschicht liegende elektrische Leiterbahnen; rechts oben im Bild verläuft ein Bonddraht. An der links liegenden Leiterbahn hat durch Elektromigration akkumuliertes Material die Deckschicht durchbrochen und eine bis zum Bonddraht reichende Extrusion gebildet. Diese stellt einen ungewollten elektrischen Kontakt zwischen der Leiterbahn und dem Bonddraht her, der zum Ausfall des Schaltkreises führt.

Wie man an den gezeigten Beispielen erkennt, ermöglicht es die in-situ-SEM-Untersuchung strombelasteter Proben, den Verlauf des elektrischen Widerstands mit morphologischen Veränderungen der Probe in Beziehung zu setzen. Auch die Richtung des Materialtransportes konnte für verschiedene Materialsysteme bestimmt werden. In vielen Fällen wurden die Ausfallmechnismen identifiziert und teilweise im Rahmen theoretischer Modelle verstanden. Daher liefert die Grundlagenforschung wichtige Hinweise und Methoden zum Verständnis der grundlegenden Mechanismen der Elektromigration.

### 2.3 Treibende Kräfte der Elektromigration

Bei der Elektromigration handelt es sich um einen diffusiven Materialtransport unter Einfluß einer treibenden Kraft. Der zugehörige Massenfluß wird dabei durch die Gleichung

$$J = \frac{DC}{kT} Z^* e\rho j \tag{2.4}$$

(mit der Diffusionskonstanten D, der Konzentration diffundierender Atome C und dem spezifischen Widerstand  $\rho$ ) ausgedrückt [2], die eigentlich eine Definition der effektiven Valenz  $Z^*$  ist<sup>1</sup>. Dieser auch "effektive Ladung" genannte Parameter dient in der Literatur als Maß für Richtung und Ausmaß des effektiven Impulsübertrags auf die Atome des Materials, die treibende Kraft im hierdurch beschriebenen Diffusionsprozeß ist mithin [14]

$$F = Z^* e \rho j \tag{2.5}$$

Es ist üblich,  $Z^*$  als Summe zweier Beiträge  $Z_D$  und  $Z_W$  darzustellen, wobei der direkte Anteil  $Z_D$  der in Richtung des elektrischen Feldes wirkenden Kraftkomponente zugeordnet wird, während  $Z_W$  den auf die Richtung des Elektronenflusses entfallenden Anteil repräsentiert. Aus (2.5) wird dann

$$F = (Z_D + Z_W)e\rho j = F_D + F_W \tag{2.6}$$

Zusätzlich zu dem direkt durch die genannten Kräfte bedingten Massenfluß muß für die Berechnung des Nettoflusses berücksichtigt werden, daß die Veränderung der Konzentrationsverteilung nach dem Fick'schen Gesetz [40] zu einem Rückfluß führt. Der Nettofluss in einem strombelasteten elektrischen Leiter ergibt sich somit zu

$$J = \frac{DC}{kT} (Z_D + Z_W) e\rho j - D \frac{\partial C}{\partial x}$$
(2.7)

Die treibende Kraft wird aufgeteilt in die direkte Kraft  $F_D$  und die Windkraft  $F_W$ . Diese Trennung findet ihre physikalische Begründung in einer einfachen Modellvorstellung, in welcher die positiv geladenen Ionen des Festkörpers einerseits dem Impulsübertrag durch die an ihnen gestreuten Leitungslektronen -und damit der Windkraft- ausgesetzt sind und andererseits auf Grund des angelegten elektrischen Feldes einer direkten Kraft unterliegen. Steht - etwa auf Grund einer hinreichenden Konzentration von Fehlstellenein gangbarer Diffusionspfad zur Verfügung und sind Windkraft und direkte Kraft von verschiedenem Betrag, so wird auch in Proben ohne Konzentrationsgradienten eine Nettobewegung der Ionen ermöglicht. Abb.2.4 illustriert die Wanderung von Fehlstellen als Folge dieser Kräfte am einfachen Modell einer Reihe von Ionen, die genau eine Fehlstelle enthält und zu verschiedenen Zeiten dargestellt wird. Unter Einwirkung der direkten Kraft (linke Spalte in Abb.2.4) wird die Fehlstelle vorzugsweise durch Platzwechsel des anodenwärts liegenden Nachbarions aufgefüllt, so daß sich die Fehlstelle effektiv in Richtung der Elektronenbewegung verschiebt. Dominiert die Windkraft (rechte Spalte derselben Abbildung), so bewegt sich die Fehlstelle kathodenwärts. Inwieweit die direkte Kraft

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Neben der expliziten Temperaturabhängigkeit in Gl.2.4 ist die Diffusionskonstante D selbst temperaturabhängig.



Abbildung 2.4: Entwicklung der Position einer Fehlstelle im Material unter Einwirkung der direkten respektive Windkraft. Offensichtlich sind die jeweils resultierenden Beiträge zum Massenfluß entgegengesetzt.

im realen Festkörper durch Abschirmung geschwächt oder aufgehoben wird, ist stets kontrovers diskutiert worden. Zwar sind die wirkenden Kräfte für ein beliebiges System von Elektronen und immobilen Atomkernen ohne externes Feld bekannt [13], jedoch existiert keine fortgeschrittene Theorie der direkten Kraft [18].

A.K. Das und Sir Rudolf konnten durch Anwendung der Boltzmannschen Transportgleichung auf ein halbklassisches Jellium-Modell den Ausdruck

$$F = -N_0 e \,\vartriangle\, \rho j \tag{2.8}$$

herleiten. (Dabei bezeichnet  $N_0$  die Elektronendichte und  $\triangle \rho$  diejenige Änderung des spezifischen Widerstands, die durch eine Änderung der Ionendichte um  $\frac{1}{Einheitsvolumen}$ hervorgerufen wird. Gleichung 2.8 gilt für jede konsistente Wahl der Maße von  $N_0$  und  $\triangle \rho$  unabhängig von der speziellen Wahl des Einheitsvolumens.) Dieses Ergebnis umfaßt sowohl direkte als auch Windkraft, wobei das verwendete Modell einen expliziten Korrekturterm zur Berücksichtigung der Abschirmung nicht zulässt [19]. Kumar und Sorbello bezeichnen die Trennung von Wind- und direkter Kraft als etwas künstlich<sup>2</sup>, leiteten unter Verwendung linearer Antworttheorie einen Ausdruck für die auf eine Störstelle im strombelasteten Gitter wirkende Kraft her und verneinten innerhalb dieses Modells nennenswerte Abschirmungseffekte [20]. Demnach wäre die direkte Kraft auf ein Atom der Ladungszahl Z einfach

$$F_D = ZeE \tag{2.9}$$

Jedoch ist auch die gegenteilige Ansicht ist in der Literatur zu finden [22]. Durch Anwendung der in [20] dargestellten Methode auf ein Elektronengas im positiven Halbraum läßt

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>"In reality, the separation of the force into direct and electron-wind components is somewhat artificial."

sich auch die Oberflächendiffusion behandeln, wobei allerdings weder der Bandstruktur noch dem Hineinragen der Elektronendichteverteilung ins angrenzende Vakuum Rechnung getragen wird. Ebenfalls von Sorbello stammt eine explizite Berechnung von  $Z_D$ für Wasserstoffverunreinigungen in den Metallen Na,Pd,Cu,Nb und Al auf der Grundlage von Selbstkonsistenzrechnungen im Jellium-Modell, die Werte zwischen 0,1 und 0,63 liefert [21]. Lodder zeigte, daß das Modell aus Ref. [20] zu denselben Ergebnissen führt wie eine frühere Formel von Bosvieux und Friedel [49] und berechnete die Stärke der Abschirmung zu  $(15 \pm 10)\%$  [23], nimmt allerdings keinerlei Bezug auf Ref. [22].

Die Berechnung der Windkraft ist unter anderem in der Streutheorie mit Born-Oppenheimer-Näherung möglich: Gupta [24] verwendet dazu ein Modell, welches den Kristall in den Innenraum sich berührender Kugeln und deren Außenraum aufteilt<sup>3</sup>, in dem das Potential als konstant angenommen wird. Dies führt für die Edelmetalle Ag und Au auf Werte der effektiven Valenzen von  $Z_{Ag}^* = -4, 6$  und  $Z_{Au}^* = -12, 6$  die mit experimentellen Daten und komplizierteren Rechnungen übereinstimmen. Negative Werte von Z\*bedeuten hierbei ein Überwiegen der Windkraft. Spätere ab-initio-Berechnungen von  $Z_W$  unter Verwendung der Korringa-Kohn-Rostoker-Methode [18] ergeben für reines Silber einen Wert von -9.0.

Nach Gleichung 2.7 hängt die durch die treibende Kraft verursachte Transportrate auch von der Diffusionskonstante ab, die für verschiede Diffusionspfade im Allgemeinen unterschiedlich ist. Abhängig vom untersuchten Material, seiner Temperatur und Struktur erfolgt der diffusive Transport über unterschiedliche Mechanismen. Im Wesentlichen sind hier die Diffusion entlang der Korngrenzen des Materials, die Volumendiffusion und die Oberflächendiffusion zu berücksichtigen. Im Falle der Korngrenzendiffusion stellen die Korngrenzen die dominierenden Transportpfade dar; Flußdivergenzen, an denen bevorzugt Material abgetragen oder deponiert wird, treten dann bevorzugt an Stellen auf, an denen mehrere Korngrenzen zusammenlaufen. Auch die Korngröße beeinflusst das Elektromigrationsverhalten. Dagegen beruht die Volumendiffusion auf einzelnen Fehlstellen im ansonsten homogenen Material; die assoziierten Diffusionsraten sind in metallischen Systemen bei Raumtemperatur zumeist niedrig. Die Oberflächendiffusion, bei der die Atome auf der Oberfläche transportiert werden ist in einigen metallischen Systemen für die Elektromigration bedeutend [2] und hängt wesentlich von der Struktur der freien Oberfläche ab; sie wird daher oft stark von Passivierungs- und Kontaminationsschichten beeinflusst.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Eine Version der "muffin-tin-approximation"

### 2.4 Elektromigration in polykristallinen Systemen

Gemeinsam mit Tai beobachtete Blech Elektromigrationsprozesse in-situ mittels Rasterelektronenmikroskopie [7]; auch die Beobachtung mittels Transmissionselektronenmikroskopie ist möglich [8]. Durch rasterelektronenmikroskopische in-situ Untersuchungen können morphologische Veränderungen an Leiterbahnen mit dem Zeitverlauf des elektrischen Widerstands korreliert werden [9]. Im selben Experiment konnte auch die Temperaturerhöhung innerhalb der untersuchten Leiterbahn abgeschätzt werden. Diese lag bei einer auf ein Siliziumsubstrat aufgebrachten Gold-Leiterbahn von 500 nm x 10 µm x 80 nm und einer Stromdichte von  $1, 1 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$  bei 33 K. SEM-Untersuchungen der morphologischen Entwicklung kritischer Poren in polykristallinen Gold-Leiterbahnen [10] stützen das kinetische Modell von Wu und Bradley [11]; die Ausfallstellen zeigen eine schlitzartige Form. Während in-situ SEM-Untersuchungen wurden auch Oszillationen des elektrischen Widerstands beobachtet [15], theoretische Berechnungen können jedoch deren konstante zeitliche Periodizität nicht mit der dynamischen Simulation von Elektromigrationsschäden erklären [16]. Da auch die thermische Wirkung des rasternden Elektronenstrahls nachweisbare Widerstandsoszillationen erzeugt [17], muß festgestellt werden, daß es derzeit keine gesicherten Erkenntnisse über elektromigrationsbedingtes oszillatorisches Verhalten des Widerstands gibt. In-situ-Elektronenmikroskopie ermöglicht es darüber hinaus, die Richtung des Materialtransports noch während der elektrischen Belastung zu ermitteln. In polykristallinen Silber- und Goldproben erfolgt der Materialtransport von der Anode zur Kathode, folgt also dem Elektronenwind [12, 34]. Bei Änderung der Polarität zeigte sich in polykristallinem Gold auch eine partielle Reversibilität des Materialtransports [12]. Qualitativ ähnliche Befunde -allerdings ohne Echtzeitbeobachtung des Prozesses- wurden bereits früher bei Messungen an Aluminium gewonnen [39]. Wesentlich ist im Polykristall auch der Verlauf der Korngrenzen und ihre Orientierung bezüglich des Strompfads, da die Korngrenzen hier den maßgeblichen Diffusionspfad darstellen [35].

Ist die Korngröße eines Materials in der Größenordnung der Leiterbahn, so verlaufen die Korngrenzen im Wesentlichen senkrecht zur Stromrichtung. Trotzdem verhalten sich diese sogenannten Bambusstrukturen im Bezug auf die Elektromigration nicht wie monokristalline Proben. Arzt et al. [28] beobachteten in solchen Systemen unter anderem die Ausbildung asymmetrischer Poren und erklärten ihre Ergebnisse durch Korngrenzen-, Oberflächen- und Grenzflächendiffusion, wobei die Porenbildung bevorzugt an Kanten und Korngrenzen stattzufinden schien.

Die Elektromigration in polykristallinem Silber wurde in einer vorangehenden Dissertation [35] eingehend bearbeitet und soll daher an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden.

### 2.5 Elektromigration in einkristallinen Systemen

Sowohl Black als auch Ghate<sup>4</sup> schlugen vor, daß eine Verringerung der Anzahl der Korngrenzen die Geschwindigkeit elektromigrationsbedingter Schädigungsprozesse senken könne. Ausgehend von dieser Hypothese gab es verschiedene experimentelle Ansätze zur Beobachtung des Elektromigrationsverhaltens von monokristallinen Leiterbahnen. d'Heurle und Ames erzeugten mittels eines Photoprozesses Aluminium-Leiterbahnen makroskopischer Breite und Länge aus einer 500 nm dicken monokristallinen Schicht. Die elektrische Belastung bei einer Stromdichte von  $5 \cdot 10^6 \frac{A}{cm^2}$  und 170°C wurde für 10000 h aufrechterhalten, ohne daß nachher eine Schädigung der Leiterbahnen hätte nachgewiesen werden können [26]. Diese Untersuchnungen ergaben keine Hinweise auf eine besondere Rolle der Oberflächendiffusion in monokristallinem Aluminium. An mikroskopischen Aluminiumstrukturen hingegen konnte auch bei monokristallinem Material mittels insitu SEM-Beobachtung die Bildung von Poren unter elektrischer Belastung nachgewiesen werden [27]. Die Porenbildung erfolgte an der kathodischen Seite der Leiterbahn und die zeitliche Entwicklung der Poren ließ auf einen Materialtransport in Bewegungsrichtung der Leitungselektronen schließen. Shingubara und Nakasaki vermuteten aufgrund ihrer Ergebnisse, daß in Al-Monokristallen die Volumendiffusion den Elektromigrationsprozess trägt, erhielten jedoch für die Ausfallzeiten geringere Werte als aus der Aktivierungsenergie nach der Blackgleichung 2.1 zu erwarten gewesen wären. Als Ursache der Abweichung vermuteten sie Beiträge der Oberflächendiffusion zum Materialtransport. Liegt die Kristallitgröße des Materials in derselben Größenordnung wie die transversale Ausdehnung einer hinreichend langen Leiterbahn, so gibt es im Allgemeinen in longitudinaler Richtung keinen durchgehenden Zug von Korngrenzen. Trotzdem verhalten sich diese sogenannten Bambusstrukturen im Bezug auf die Elektromigration nicht wie monokristalline Proben. Arzt et al. [28] beobachteten in solchen Systemen unter anderem die Ausbildung asymmetrischer Poren und erklärten ihre Ergebnisse durch Korngrenzen-, Oberflächen- und Grenzflächendiffusion, wobei die Porenbildung bevorzugt an Kanten und Korngrenzen stattzufinden schien.

Neben dem Ätzen aus epitaktisch gewachsenen Schichten stellt selbstorganisiertes Wachstum eine weitere Möglichkeit dar, monokristalline Metalldrähte zu erzeugen. Ein solcher Prozess ist insbesondere für Silber auf einer Siliziumoberfläche bekannt [29] (siehe Abschnitt 3.4). Erste Elektromigrationsmessungen in in-situ-SEM-Anordnung an diesen Systemen zeigten ein bevorzugtes Auftreten von Schadstellen auf anodischer Seite bei Stromdichten um  $4 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$  [30], was auf eine Dominanz der direkten Kraft über die Windkraft hindeutet. Durch weitere Untersuchungen, auch im direkten Vergleich mit parallel geschalteten polykristallinen Gold-Leiterbahnen, konnte ein Materialtransport entgegen der Bewegungsrichtung der Elektronen nachgewiesen werden [12]. Während für die Windkraft ab-initio-Rechnungen möglich sind, existieren entsprechende Modelle für die direkte Kraft nicht [18]. In Silber unterscheiden sich die Diffusionsmechanismen in Einkristallen und Polykristallen hoher Temperatur einerseits grundlegend von denjenigen

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>J. Black, IEEE Trans. Electron. Devices 4, 338 (1969); P.B. Ghate, Appl. Phys. Lett. 11, 14 (1967), beide zitiert nach [26]

der Polykristalle niedriger Temperatur andererseits [31]; auch die gut untersuchte (z.B. [32] und [33]) Oberflächendiffusion trägt wahrscheinlich den beobachteten Materialtransport mit, wie in einer früheren Diplomarbeit festgestellt wurde [34]. In derselben Arbeit wurde auf Grund experimenteller Ergebnisse angenommen, daß auch in monokristallinen Leiterbahnen die Windkraft ab einer Stromdichte von  $2 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$  wieder dominiert und sich die Massenflußrichtung gegenüber geringeren Stromdichten umkehrt. Auch temperaturabhängige Messungen oberhalb der Raumtemperatur wurden dort zur Ermittlung der Aktivierungsenergien für die zu Grunde liegenden Diffusionsmechanismen vorgeschlagen.

### 3 Apparatives

### 3.1 Charakterisierung

### 3.1.1 Rasterelektronenmikroskopie

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen ist das Rasterelektronenmikroskop (Scanning Electron Microscope, SEM) von herausragender Bedeutung. Es gestattet sowohl die Vermessung der lateralen Dimensionen als auch die in-situ-Beobachtung der morphologischen Entwicklung untersuchter Strukturen während elektrischer Belastung. Auch die zur Kontaktierung verwendete Elektronenstrahllithographie erfordert eine Elektronenoptik, so daß hierzu ein speziell ausgerüstetes SEM vom Typ LEO 1530 zum Einsatz gebracht wird. Im Gegensatz zu früheren Arbeiten zur Elektromigration finden die Messungen selbst nicht an diesem Gerät statt; es wird nunmehr ein LEO 440 SEM verwendet. Die Gründe hierfür liegen in der starken Auslastung des EBL-fähigen LEO 1530 und der oft nicht vorhersehbaren Dauer der Elektromigrationsexperimente. Zudem sollte das LEO 440 SEM auch für temperaturabhängige in-situ Messungen eingesetzt werden (siehe Abschnitt 3.2).

Im Folgenden werden Aufbau und Funktionsweise eines Rasterelektronenmikroskops allgemein erläutert, bevor die Unterschiede zwischen den verwendeten Geräten dargestellt werden.

### 3.1.1.1 Prinzip und Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops

Im Rasterelektronenmikroskop wird ein fokussierter Elektronenstrahl durch eine Ablenkeinrichtung zeilenweise über die Oberfläche des Objektes geführt, wo ein Teil der auftreffenden Elektronen zurückgestreut wird, während der andere Teil Sekundärelektronen auslöst. Diejenigen der ausgelösten Elektronen, die den Detektor erreichen, werden registriert und auf einem Bildschirm als Helligkeit in Abhängigkeit von vertikaler und horizontaler Strahlablenkung dargestellt. Die Sekundärelektronenausbeute hängt von Probenmaterial und Orientierung der Oberfläche relativ zu primärem Elektronenstrahl und Detektor ab und ermöglicht auf diese Weise sowohl Material- als auch Topographiekontrast. Da eine elektrische Aufladung der Probe den Elektronenstrahl ablenkt, können nur elektrisch hinreichend leitfähige Materialien untersucht werden.

Der schematische Aufbau eines SEM ist in Abb.3.1 gezeigt. Für das Verständnis der Funktion wesentliche Baugruppen sind die Elektronenkanone, die Elektronenoptik und der Detektor.

In der Elektronenkanone werden die Elektronen von der Kathode emittiert und durch Anlegen einer Hochspannung beschleunigt. Die Kathode erzeugt freie Elektronen je nach



 Abbildung 3.1: Schema eines Rasterelektronenmikroskops. Die in der Elektronenkanone beschleunigten Elektronen werden zunächst durch die Kondensorlinse auf die Aperturblende gelenkt, nach Passieren derselben wird der Elektronenstrahl abgelenkt, um die Rasterung zu realisieren. Die Objektivlinse dient der Fokussierung des Strahls auf die Probe. Die dort ausgelösten Sekundärelektronen werden, ebenso wie die Rückstreuelektronen, im Detektor registriert. 21 Bauart durch thermische Emission oder Feldemission. Thermische Kathoden sind zumeist als Wolfram-Haarnadelkathoden ausgeführt. Die Feldemissionskathode weist den Vorzug einer geringeren energetischen Streuung der emittierten Elektronen auf und ist somit im Hinblick auf die Strahlfokussierung vorteilhaft; Nachteil der Feldemisionskathoden ist, daß sie aus technischen Gründen erhöhte Anforderungen an die Qualität des sie umgebenden Vakuums stellen. Zwischen Kathode und Anode liegt eine vom Benutzer einzustellende Beschleunigungsspannung an, die im Allgemeinen zwischen 5 kV und 40 kV gewählt wird.

Die Elektronenoptik fokussiert den Elektronenstrahl auf die Probe, blendet Randbereiche des Strahls aus und lenkt ihn für die Rasterung ab. Die Fokussierung wird entweder auf magnetischem oder auf elektrostatischem Wege bewerkstelligt; die in dieser Arbeit verwendeten LEO-Rasterelektronenmikroskope sind mit magnetischen Linsen ausgerüstet. Sie lenken die Elektronen auf schraubenförmigen Bahnen ab, wodurch bei hinreichend kleiner räumlicher und energetischer Streuung des Elektronenstrahls eine Fokussierung erreicht werden kann. Aus Abb.3.1 ist die Anordnung der Linsen in einem Rasterelektronenmikroskop ersichtlich. Eine Kondensorlinsebündelt die Elektronen auf die Aperturblende. Nach Passieren der Blende erfolgt die eigentliche Rasterung durch die Ablenkeinrichtung des Mikroskops. Die Objektivlinse am unteren Ende der Mikroskopsäule dient zur Fokussierung des Elektronenstrahls auf die Probe. Nicht dargestellt werden hier die in der Rasterelektronenmikroskopie erforderlichen Vorrichtungen und Verfahren zur Korrektur des Astigmatismus oder zur Korrektur von Abweichungen in Form und Einbaulage der Kathode.

Der Detektor hat die Aufgabe, die durch den Elektronenstrahl ausgelösten Sekundäroder Rückstreuelektronen aufzunehmen und in ein elektrisches Signal umzuwandeln, das die Helligkeit auf dem Bildschirm moduliert. Zur Erfüllung dieser Aufgabe kommen insbesondere Szintillator-Photomultiplier-Kombinationen, Channeltrons oder Halbleiterdetektoren in Betracht. Im Bezug auf diese Arbeit ist vor allem die Szintillator-Photomultiplier-Kombination nach Everhart und Thornley [37] relevant. Eine komplette Detektoreinheit mit Photomultiplier ist in Abb.3.2 dargestellt. Ein metallbeschichteter Plastikszintillator befindet sich in einem metallischen Abschirmbecher, dessen Eintrittsöffnung mit einem Kupfernetz versehen ist und der gegenüber der Probe auf positivem Potential liegt. Zwischen der Abschirmung und der Metallbeschichtung des Szintillators liegt eine Spannung von mehreren kV an. Die durch das Netz in die Kammer eintretenden Sekundärelektronen werden durch die Hochspannung auf den Szintillator hinzu beschleunigt und lösen dort Photonen aus. Vom Szintillator führt ein Lichtleiter zur Kathode des Photomultipliers, der die Elektronenausbeute in mehreren Stufen verstärkt. Zusätzlich zur dargestellten Einbaulage des Detektors neben der Probe können Detektoren auch in der Objektivlinse oder -mit einer entsprechenden Bohrung für den Elektronenstrahl- zwischen Objektivlinse und Probe angeordnet werden. Hierbei muß in Abhängigkeit vom Einbauort gegebenenfalls auf eine andere als die hier dargestellte Detektortechnik zurückgegriffen werden.



Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau und Wirkungsweise der Szintillator-Photomultiplier-Kombination als SE- und RE-Detektor. Ansaugen der SE durch ein positives Potential (+200V) in Richtung auf das Netz des Kollektors. Beschleunigung durch ein Potential von +10kV am Metallbelag des Plastik-Szintillators. Anregung des Szintillators und Emission von Photonen, Vervielfachung der durch Photonen im Photomultiplier ausgelösten Elektronen. (nach [36])

#### 3.1.1.2 Kontrastbildung im SEM

Im Rasterelektronenmikroskop kommen in Abhängigkeit von Probenbeschaffenheit und Betriebsparametern verschiedene Kontrastbildungsmechanismen zum Tragen; insbesondere verhalten sich auch zurückgestreute Elektronen und Sekundärelektronen unterschiedlich. Der bei der Untersuchung der Morphologie einer Probe primär genutzte Mechanismus ist der Reliefkontrast, der aus der Abhängigkeit der Sekundärelektronenausbeute und des Rückstreukoeffizienten vom Winkel zwischen Elektronenstrahl und Probenoberfläche resultiert. Im einfachsten Fall einer matten Oberfläche entspricht die im SEM beobachtete Helligkeitsmodulation derjenigen eines aus Richtung der Elektronenquelle beobachteten lichtoptischen Bildes des vom Elektronendetektor her beleuchteten Reliefs, dessen sämtliche Flächenelemente Lambertstrahler [44] sind. Dies illustriert Abb.3.4. Das Oberflächenelement der Größe  $\frac{df}{cos(\alpha)}$  hat bei Betrachtung unter dem Winkel  $\alpha$  die scheinbare Größe df. Die Projektion des Flächenelements auf die Einfallsrichtung des Lichts hat den Flächeninhalt  $df \tan \alpha$ , so daß in Verbindung mit der zuvor angenommenen Lambert'schen Charakteristik der Oberfläche eine sinusförmige Modulation der beobachteten Leuchtdichte resultiert. Im elektronischen Fall verschwindet die Sekundärelektronenausbeute für  $\alpha = 0$  nicht vollständig und bei nahezu rechtwinkligem Einfall ist sie stark erhöht. An besonders exponierten Stellen des Objektes tritt ein zusätzlicher Kanteneffekt auf, da dort eintreffende und zurückgestreute Elektronen größere Wegabschnitte in Oberflächen- und Kantennähe zurücklegen als im massiven Zentrum der Probe und die dabei ausgelösten Sekundärelektronen kaum gehindert durch die nahegelegenen Oberflächen aus der Probe austreten können (Abb.3.5). Der Kanteneffekt



Abbildung 3.3: Objektivlinse und Detektoren im LEO 440 SEM. Unten im Bild befindet sich der Everhart-Thornley-Detektor, rechts der Quadrantendetektor für Rückstreuelektronen.



Abbildung 3.4: lichtoptisches Analogon zur Intensitätsmodulation im rasterelektronenmikroskopischen Bild



Abbildung 3.5: Skizze zum Kanteneffekt: in Kantennähe kann ein größerer Anteil der ausgelösten Sekundärelektronen die Probe verlassen.

verursacht auch mit steigender Beschleunigungsspannung eine immer stärker ausgeprägte Verschlechterung der Auflösung, mit der die Kantenform dargestellt werden kann.

Weist die Oberfläche eine gewisse Rauhigkeit auf, so tragen auch Abschattungseffekte zur Kontrastbildung bei. Im Schatten liegende Teile der Probenoberfläche ohne direkte Sichtlinie zum Detektor erscheinen im Sekundärelektronenbild und im Rückstreuelektronenbild stark verschieden, da die im Schatten ausgelösten niederenergetischen Sekundärelektronen den Detektor auf gekrümmten Bahnen erreichen können, während die Pfade der energiereichen Rückstreuelektronen nahezu geradlinig verlaufen. Aus diesem Grund weisen Rückstreueleektronenbilder eine scharfe Schattenbildung auf und zeigen im Gegensatz zu Sekundärelektronenbildern keinerlei Kontrast in den abgeschatteten Bereichen. Zwar sind weder Sekundärelektronen- noch Rückstreuelektronenintensität umkehrbar eindeutige Funktionen der Flächenneigung, jedoch ist mit vier räumlich getrennten Rückstreudetektoren eine exakte Berechnung der Oberflächentopographie möglich. Realisiert wird diese Geometrie zumeist in vierfeldrigen Quadranten-Rückstreudetektoren<sup>1</sup>.

Der Materialkontrast im SEM ergibt sich primär aus der Materialabhängigkeit des Rückstreukoeffizienten, der quadratisch von der Ordnungszahl der zurückstreuenden Atome abhängt. Kontaminationsschichten, deren Hauptbestandteil zumeist Kohlenstoff ist, haben auf die Rückstreuelektronen nur einen geringen Einfluß, da deren Wechselwirkung mit den leichten Atomen nur schwach ist. Die Sekundärelektronenausbeute hingegen ist weder eine eindeutige Funktion des Materials, noch bleibt sie von Kontaminationen unbeeinflusst, so daß das Sekundärelektronenbild im Allgemeinen keinen scharfen Mate-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>siehe dazu auch Abschnitt 3.1.1.4 und Abb.3.3

rialkontrast bietet.

### 3.1.1.3 SEM LEO 1530

Das LEO 1530 SEM an der Universität Duisburg-Essen (Abb.3.6) ist mit einer Feldemissionskathode und wassergekühlten Objektivlinsen ausgestattet und verfügt neben einem seitlich angebrachten Sekundärelektronendetektor auch über einen in der Objektivlinse angeordneten Detektor und einen EDX-Detektor. Das Auflösungsvermögen liegt bei etwa 2nm. Für die Elektronenstrahllithographie ist das Gerät mit einer Schreibeinheit ausgerüstet. Der Probenwechsel kann durch eine an die Hauptkammer angeflanschte Schleuse erfolgen, so daß die Hauptkammer für die Aufnahme von Bildern oder das Schreiben von EBL-Strukturen nicht geöffnet werden muß; für Elektromigrationsmessungen wäre eine Öffnung der Hauptkammer jedoch wegen der erforderlichen elektrischen Zuleitungen notwendig. Zur Bildwiedergabe und Steuerung der SEM-Funktionen, der EDX-Einheit und der EBL-Schreibeinheit ist jeweils ein Steuerungsrechner angeschlossen; sämtliche Gerätefunktionen mit Ausnahme der Probenverkippung und der Öffnung der Schleuse beim Probenwechsel werden über die beiden Rechner angesteuert. An diesem Gerät werden die laterale Vermessung der Leiterbahnen sowie die Elektronenstrahllithographie durchgeführt.

Bei der Elektronenstrahlschreibeinheit handelt es sich um ein "ELPHY Plus Advanced SEM/FIB Nanolithography System", das von der Firma Raith<sup>2</sup> in Dortmund vertrieben wird. Das Funktionsprinzip des Geräts beruht auf der computergeführten Ansteuerung der Ablenkspulen des Elektronenmikroskops, so daß in einem sequentiellen Verfahren der jeweils gewünschte Bereich auf der Probe mit Elektronen bestrahlt wird.

(Dieser Vorgang wird- obwohl es sich ausschließlich um Elektronen handelt - üblicherweise als Belichtung bezeichnet). Hierzu gibt der ELPHY-Steuerungsrechner auf zwei Kanälen ein digitales Ablenkungssignal aus, das über zwei 16-bit-Digital-Analog-Wandler die Spulenströme der x- und y- Ablenkspulen steuert. Die maximal mögliche Größe des Schreibfeldes hängt vom Arbeitsabstand des Mikroskops ab und liegt bei wenigen mm. Die 16-bit Ansteuerung bedingt, daß jedes beliebige Schreibfeld von der Software als Satz von  $2^{16} \cdot 2^{16} = 65536$  x 65536 diskreten Punkten behandelt wird. Mithin ergibt sich für die in dieser Arbeit vorwiegend verwendete Feldgröße von 800 µm x 800 µm ein Punktabstand von 12,2 nm. Dies hat auf die hier verwendeten Strukturen keinen Einfluß, wäre jedoch bei größeren Schreibfeldern oder erheblich kleineren Strukturen als auflösungsbegrenzender Faktor zu berücksichtigen. Für die Belichtung sind verschiedene Modi, namentlich "Dot", "Single-Pixel-Line" und "Area" wählbar. Im Modus "Dot" wird punktweise belichtet, indem der Elektronenstrahl für eine aus gewünschter Dosis und Strahlstrom berechneten Belichtungszeit auf einen einzelnen Punkt des Schreibfelds gerichtet bleibt. Die Belichtungsdosen liegen je nach verwendetem Lack zwischen  $10 \frac{\mu As}{cm^2}$  und  $300 \frac{\mu As}{cm^2}$ , der Strahlstrom hängt von verwendeter Spannung und Blendeneinstellung ab und liegt typischerweise im Bereich von  $10^{-10}A$ . Zur Ansteuerung des nächsten Punktes wird der Elektronenstrahl jeweils ausgeblendet. Bei dieser Belichtungsart muß die

 $<sup>^{2}</sup>$ http://www.raith.com/index.php?xml=home

Software explizit die Koordinaten jedes einzelnen zu belichtenden Rasterpunkts speichern, so daß sich diese Belichtungsart für größere Flächen -wie sie etwa bei den in dieser Arbeit benötigten Kontaktierungen erforderlich sind- wegen des kaum tragbaren informatischen Aufwands und des zeitraubendenden Ausblendens des Strahls nicht eignet. Der Modus "Single Pixel Line" belichtet in geringem Abstand auf einer Strecke liegende Punkte nacheinander, wobei der Gerätespeicher lediglich mit Anfangs- und Endpunkt der betreffenden Strecke belastet wird. Auf Grund von Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack und Rückstreuung vom Substrat her ist der effektiv belichtete Bereich erheblich größer als der eigentliche Strahldurchmesser, so daß trotz des endlichen Abstands zwischen den Punkten, auf die der Elektronenstrahl jeweils gerichtet wird, eine durchgehende Belichtung erreicht werden kann. Zum Schreiben vergleichsweise großflächiger Kontaktierungsstrukturen empfiehlt sich die "Area"- Belichtung, bei der der zu belichtende Bereich in einfache Polygone aufgeteilt wird. Innerhalb dieser Polygone wird der Elektronenstrahl dann linienweise geführt, wobei Linienabstand und Dosis als Parameter vom Benutzer wählbar sind. Diese Betriebsart ermöglicht das durchgehende Belichten mehrerer tausend Quadratmikrometer mit vertretbarem Bedarf an Rechen- und Speicherkapazität. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß sich mit "Area"-Belichtung auch regelmäßige Punktgitter schreiben lassen, obwohl der Strahl zwischen den Rasterpunkten nicht ausgeblendet wird. Dies ist möglich, da der Elektronenstrahl sich wegen der digitalen Ansteuerung nur in diskreten Schritten verfahren lässt; die geforderte Dosis wird daher jeweils durch Einstellung der Verweilzeit an einem Rasterpunkt realisiert und nicht durch Regelung der Geschwindigkeit einer gleichförmigen Strahlbewegung.

#### 3.1.1.4 SEM LEO 440

Das LEO 440 SEM 3.7 an der Universität Duisburg-Essen verfügt über eine Wolfram-Haarnadelkathode und ist mit einem seitlich angebrachten Sekundärelektronendetektor sowie einem Quadranten-Rückstreudetektor ausgestattet. Auf Grund der einfacheren Kathodentechnik erreicht das Gerät nicht das Auflösungsvermögen des LEO 1530; vielmehr liegt die Auflösungsgrenze im Bereich von ca. 10 nm. Der Probenwechsel erfolgt ausschließlich durch Öffnung der Hauptkammer, die zur Minimierung der Kontaminationseffekte mit reinem Stickstoff belüftet werden kann. Der Steuerungsrechner des LEO 440 dient zur Bildwiedergabe und steuert sämtliche Gerätefunktionen mit Ausnahme der Probenverkippung, der Probendrehung und der Aperturblenden. Die in-situ Elektromigrationsuntersuchungen finden in diesem Gerät statt.

### 3.1.2 Rasterkraftmikroskopie

Die für die Auswertung der Elektromigrationsversuche erforderliche Kenntnis der Stromdichte erfordert eine Vermessung des Leiterbahnquerschnitts. Da das SEM keine quantitativen Daten über das Höhenprofil der Proben liefert, wird zusätzlich ein Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope, AFM) eingesetzt.

Die Wirkungsweise eines solchen Mikroskops beruht auf dem attraktiven Potential zwischen einer Meßspitze, die in geringem Abstand über die Probe hinwegrastert, und der



Abbildung 3.6: LEO 1530 SEM und Monitore der Steuerungsrechner für das SEM und die Elektronenstrahlschreibeinheit. Links im Bild die die Elektronenoptik bergende Mikroskopsäule, darunter die Probenkammer mit angeflanschter Schleusenkammer für den Probenwechsel.



Abbildung 3.7: LEO 440 SEM



Abbildung 3.8: Skizze des Messprinzips eines Rasterkraftmikroskops

Probenoberfläche selbst<sup>3</sup>. Die laterale und vertikale Bewegung der Spitze erfolgt durch die spannungsgesteuerte Verformung eines röhrenförmigen Piezoelements. Abb.(3.8) zeigt eine Skizze der Spitze und des Meßverfahrens. An einem Biegebalken ist eine möglichst feine Meßspitze montiert; zur Messung wird dieser Biegebalken zu Schwingungen angeregt. Die Amplitude dieser Schwingung wird über einen Laser gemessen, der von der Oberseite des Biegebalkens in einen Detektor reflektiert wird; die Amplitude der Position des Laserreflexes auf dem Detektor ist dann ein Maß für die Schwingungsamplitude des Biegebalkens, die durch Regelung das Abstands zur Probe konstant gehalten wird. Biegebalken und Meßspitze rastern die Probe gemeinsam in der horizontalen Ebene ab, wobei sich das attraktive Potential zwischen Spitze und Probe in Abhängigkeit von der Probentopographie ändert. Die Potentialänderung führt zu einer Verschiebung der Resonanzkurve des Biegebalkens und ermöglicht somit die Vermessung der Oberflächentopographie. Je nach eingestellter Betriebsart des Rasterkraftmikroskops; insbesondere ist es auch möglich, die vertikale Position der Spitze während des Rasterns so zu regeln, daß die Schwingungsfrequenz konstant bleibt und das zugehörige Stellsignal zu messen.

Für die vorliegenden Untersuchungen wurde ein AFM Dimension 3000 des Herstellers Digital Instruments verwendet, dessen Scankopf einen vertikale Auslenkung von 6 µm gestattet und das in horizontaler Richtung über eine maximale Scanfeldgröße von 90 µm x 90 µm verfügt. Die erreichbare laterale Auflösung ist von der verwendeten Spitze abhängig und für kleine Scanfelder typischerweise besser als 10 nm. Bei Scanfeldern von 10 µm und mehr ist hingegen die Pixelauflösung der begrenzende Faktor. Das Gerät ist in Abb.3.9 gezeigt. Im unteren Bereich ist der Probenteller erkennbar, links darüber die in Verbindung mit den Probentellerstellmotoren zur Positionierung der Spitze dienende

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Hier wird der "non-contact-mode" beschrieben; im ebenfalls möglichen "contact-mode" berührt die Spitze die Probe.



Abbildung 3.9: Rasterkraftmikroskop Dimension 3000. Zentrales Element ist der Scankopf, in dessen Gehäuse Laser und Detektor integriert sind. Unten im Bild befindet sich der Probenteller, links darüber die Mikroskopoptik. Der gesamte Aufbau ruht zur Schwingungsdämpfung auf einer luftgefederten Granitplatte.

Mikroskopoptik, die je nach eingestellter Vergrößerung ein zwischen 180 µm und 810 µm breiten Ausschnitt der Probenoberfläche abbildet. (Die zugehörigen Vergrößerungsfaktoren liegen bei Betrachtung des Videosignals auf einem 13"-Monitor zwischen 1845 und 410.) Der Strahlengang verläuft dabei über im Scankopf integrierte Spiegel, so daß die Perspektive trotz der seitlichen Einbaulage der Mikroskopoptik einer Betrachtung direkt von oben entspricht. Der in der Bildmitte erkennbare Scankopf nimmt am unteren Ende die eigentliche Meßspitze auf, während sein oben liegendes Gehäuse Laser und Detektor enthält. Ebenfalls gut zu sehen sind die zwei Stellschraubenpaare am Gehäuse, die zur Ausrichtung des Lasers und Detektors dienen. Der zylindrische Mittelteil des Scankopfes birgt das Piezoelement samt Zuleitungen und die Spiegel. Zur Schwingungsdämpfung und mechanischen Entkoppelung von Erschütterungen in der Umgebung ist der gezeigte Aufbau auf einer Granitplatte montiert, die ihrerseits auf pneumatischen Dämpfern ruht.

### 3.1.2.1 Thermische Nahfeldmikroskopie

Zur Untersuchung der Wärmeverteilung auf mikroskopischer Skala wird die thermische Nahfeldmikroskopie (SThM, Scanning Thermal Microscopy) angewandt [43]. Der zugehörige Aufbau unterscheidet sich von dem eines Rasterkraftmikroskops nur durch die temperatursensitive Meßspitze und die Auswerteelektronik für das thermische Signal. Das Meßprinzip besteht darin, die Probe mit einer Meßspitze abzurastern, die thermisch an die Probenoberfläche ankoppelt und dabei die Temperaturänderung der Spitze zu registrieren. Die Messung der Temperaturvariation geschieht entweder durch Thermoelemente, durch Bimetallstreifen oder unter Ausnutzung der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands. Der Aufbau an der Universität Duisburg-Essen basiert auf



Abbildung 3.10: vereinfachte Skizze des Messprinzips der Thermischen Nahfeldmikroskopie: Der Aufbau entspricht weitgehend demjenigen in Abb.3.8 ,jedoch dient als Spitze des AFM eine thermische Sonde (hier ein temperaturabhängiger elektrischer Widerstand). Die Probe wird von elektrischem Wechselstrom durchflossen und erwärmt sich auf Grund ihres Ohm'schen Widerstands..

der letztgenannten Methode. Abb.3.10 zeigt die verwendete Messanordnung: Als thermische Spitze dient eine Siliziumspitze mit Au/Pd- Beschichtung, deren Widerstand bei Zimmertemperatur  $400\,\Omega$  beträgt. Zur Messung des Widerstands wird sie von einem Gleichstrom  $\leq 1mA$  durchflossen. Die Probe wird mit Wechselstrom beheizt und von der Spitze im Kontaktmodus mit konstanter Kraft abgerastert, wobei die Spitze in thermischem Kontakt zur Probe steht. Eine Temperaturänderung der Probe bedingt somit eine Temperaturänderung der Spitze, die über die Widerstandsmessung detektiert wird. Das eigentliche Meßsignal ist mithin der Widerstand der thermischen Spitze als Funktion der horizontalen Spitzenkoordinaten. Das Höhenstellsignal der für die thermische Messung erforderlichen Abrasterung mit konstanter Kraft liefert gleichzeitig die Topographie der Probe. Zur Rauschminderung und Erhöhung der Empfindlichkeit wird die Probe mit eine Heizstrom der Form  $I(t) = I_0 cos(\omega t)$  geheizt; der Zeitverlauf der in der Probe dissipierten Leistung entspricht dann  $P(t) = P_0 \cos^2(\omega t)$ . Mißt man nun den Widerstand der thermischen Spitze über einen auf  $2\omega$  eingestellten Lock-In-Verstärker, so werden im Wesentlichen nur die durch den Heizstrom bedingten periodischen Temperaturänderungen erfasst, während statistisch verteilte Störungen keinen Beitrag mehr zum Signal liefern.

Wird anstelle der Probe die Spitze beheizt und deren Wärmeabgabe an die Probenoberfläche ortsaufgelöst gemessen, kann auch die Variation des thermischen Kontaktwiderstand der Probenoberfläche bestimmt werden. Eine präzise quantitative Angabe der Absolutwerte des thermischen Kontaktwiderstands oder der Probentemperatur ist mit dem vorgestellten Verfahren derzeit nicht möglich.

### 3.2 Aufbau eines Experiments für temperaturabhängige Messungen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollten temperaturabhängige in-situ-Messungen im SEM durchgeführt werden. Da diese Messungen sehr zeitaufwendig sind, sollten sie ausschließlich im LEO 440 SEM durchgeführt werden, das zu diesem Zweck speziell umgerüstet werden mußte. Mit Gl. 2.1 ermöglichen Untersuchungen dieser Art die Bestimmung der Aktivierungsenergien für die die Elektromigration tragenden Diffusionsmechanismen [38]. Durch eine temperaturabhängige Messung der Medianwerte der Ausfallzeiten, jeweils für poly- und monokristalline Silberdrähte ließe sich auch quantitativ nachweisen, ob in den beiden genannten Systemen unterschiedliche Diffusionsmechanismen dominieren. Vorgesehen war der Betrieb eines geregelten Heizmoduls des Herstellers Kammrath & Weiss, um im Temperaturbereich bis 500° C statistische Messungen der Ausfallzeiten an Silberleiterbahnen vorzunehmen. Der Heiztisch in der vom Hersteller gelieferten Konfiguration<sup>4</sup> ist in Abb.3.11 dargestellt. Bei dem oben sichtbaren, an die nicht belegte breite Steckerbuchse angeschlossenen Steckplatz handelt es sich um ein Anbauteil zur Aufnahme von Standard-Chipcarriern, das nicht über die erforderliche Hitzebeständigkeit verfügt und in der hier vorgestellten Versuchsanordnung nicht zum Einsatz kommen sollte. Das eigentliche Heizelement, eine Platine mit einer speziellen metallischen Mäanderstruktur und einem elektrischen Widerstand von  $8\Omega$ , befindet sich innerhalb des zylindrischen Gehäuseteils darunter. Im rechteckigen Teil des Heiztischgehäuses verlaufen die elektrischen Leitungen des Thermoelements und des Heizelements über die dort angebrachten Anschlussbuchsen zum vorn im Bild erkennbaren Verbindungsstecker für die Flanschdurchführung, wobei außerhalb des Gehäuses verlaufende stromführende Leitungen zur besseren Abschirmung in metallenen Spiralschläuchen geführt sind. Für den Betrieb im LEO 440 SEM wurde an der Flanschdurchführung anstatt des hier gezeigten D-SUB-Anschlusses ein sechspoliger LEMO-Stecker montiert. Der den geregelten Heizstrom von bis zu 3A liefernde Regler befindet sich außerhalb der Vakuumkammer. Für den Einbau des Heiztischs mußte zunächst ein Sockel entworfen werden, da das Heizmodul nicht direkt auf auf den Probentisch des LEO 440 SEM montiert werden konnte. Die elektrischen Zuleitungen zum Heiztisch wurden durch eine vakuumdichte Flanschdurchführung in die Kammer des SEM eingeleitet, wobei die Auslegung des Flansches mit drei Steckerdurchführungen für die Ansteuerung des Heiztisches, die Kontaktierung zweier Proben jeweils in Vierpunktanordnung und ein zusätzliches Thermoelement vorgesehen war. Abb.3.12 zeigt den Korpus des verwendeten Flansches mit den drei Bohrungen für die Steckerdurchführungen und die Front des LEO 440 SEM während der Montage des Flansches. Ebenfalls gut zu erkennen sind im mittleren Bereich die beiden skalierten Drehknöpfe zur Drehung und Verkippung sowie weiter unten die Bedienelemente zur horizontalen und vertikalen Verschiebung des Probentisches. Da im angestrebten Temperaturbereich die zuvor beschriebene Kontaktierung der Probe mit Bonddrähten durch deren unzureichende Hitzebeständigkeit verunmöglicht wird, wurde ein Probenhalter konstruiert, bei dem die elektrischen Kontakte durch Metallklammern realisiert wurden. Abb.3.13 zeigt

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Diese war ursprünglich für den Betrieb in einem anderen SEM vorgesehen



Abbildung 3.11: Heiztisch bis 500°C für in-situ SEM-Untersuchungen



Abbildung 3.12: Flanschkorpus und nahezu vollständig montierter Flansch am LEO 440 SEM



Abbildung 3.13: Zur Konstruktion des Probenhalters für Temperaturen bis 500°C : Die Befestigungsschrauben verliefen in keramischen Hülsen und waren somit vom Kupferkorpus des Probenhalters isoliert. Keramische Ringe größeren Durchmessers isolierten diesen gegen Muttern, Klammern und die Schraubenköpfe. Der elektrische Anschluß der vier Kontakt-und Halteklammern erfolgte über an die stählernen Unterlegscheiben angeschweisste Tantaldrähte. Diese Konstruktion erforderte Proben mit vier metallisierten Kontaktfeldern von jeweils ca. 2 mm<sup>2</sup> Größe.

eine Seitenansicht des vollständig montierten Halters, eine schematische Aufsicht und eine Photographie des Halters. Die Probe befand sich in der Mitte eines Kupferkorpus von quadratischem Querschnitt und wurde von vier Metallklammern gehalten. Die Befestigungsschrauben der Halteklammern waren in keramischen Hülsen durch Bohrungen im Kupferteller geführt und wurden durch Muttern gehalten, die mit keramischen Isolatorscheiben elektrisch vom Kupferkorpus des Probenhalters getrennt waren. Die vier Tantaldrähte der Zuleitungen waren jeweils an eine zwischen Halteklammern und Muttern eingesetzte Unterlegscheibe angeschweisst. Für die in Abb.3.14 gezeigte Aufnahme wurde eine der Unterlegscheiben entfernt, um den Blick auf die darunterliegende keramische Isolierung freizugeben, die die Befestigungsschraube elektrisch vom Kupferkorpus trennt. Diese Konstruktion legte im Unterschied zu der sonst verwendeten Bonddraht-Technik die Größe der zu verwendenden Kontaktfelder auf der Probe auf 2mm<sup>2</sup> fest, so daß eine elektronenstrahllithographische Herstellung der Kontaktfelder nicht mehr zweckmäßig erschien. Daher wurde für eine bestehende UHV-Aufdampfanlage ein Probenhalter mit passenden Blenden entworfen, um die Proben bereits vor dem EBL-Prozess mit den benötigten Kontaktfeldern zu versehen. Den Entwurf dieses Halters zeigt Abb.3.16: Die vier inneren quadratischen Vertiefungen waren zur Aufnahme der Proben vorgesehen, in die größeren Vertiefungen darüber wurden die rechts im Bild gezeigten Blenden eingeschraubt. Ein SEM-Bild einer für die temperaturabhängige Messung hergestellten Probe zeigt Abb.3.15: Die parallelen Silberleiterbahnen liefern gegen den dunklen Hintergrund des Siliziumsubstrats einen hellen Kontrast. Am oberen und unteren Bildrand sind jeweils Teile der Stromzuführung als horizontale, in die Leiterbahnen übergehende Balken erkennbar. Diese Balken verbanden die mikroskopischen Leiterbahnen elektrisch mit den makroskopischen Kontaktfeldern auf der Probe.



Abbildung 3.14: Rechts ist eine Photographie des Halters gezeigt, für die eine der Unterlegscheiben entfernt wurde, um den Blick auf die darunterliegenden Keramikteile freizugeben. Unten links: Die Skizze der Ansicht des Probenhalters von oben läßt erkennen, wie die auf der Probe befindlichen Felder durch die vier Klammern kontaktiert wurden.



Abbildung 3.15: Parallelgeschaltete Silberleiterbahnen



Abbildung 3.16: Konstruktionszeichnung des Probenhalters und der zugehörigen Blenden zur Erzeugung der Kontaktfelder. Die gekreuzten, 200µm und 300µm breiten Stege teilen die Öffnungen der Blenden in jeweils vier quadratische Segmente.

Im Probebetrieb zeigte die Regelung des Heiztisches zunächst ein starkes Überschwingen, wie im oberen Graphen der Abb.3.17 dargestellt. Die horizontale Linie repräsentiert die eingestellte Solltemperatur von 150°C, die schwarzen Quadrate die tatsächlich vom integrierten Thermoelement des Heiztisches gemessenen Temperaturen. Initial trat einmalig ein Überschwingen bis zu einer Temperatur von 214°C auf. Das weitere Verhalten stellte sich als langsam abklingende Oszillation der Temperatur zwischen 167°C und 142°C mit einer Periode von ca. 30 Minuten dar. Nach Optimierung der Regelparameter stellte sich der Temperaturverlauf wie in Abb.3.17 unten gezeigt dar: Sowohl das Überschwingen als auch die nachfolgenden Schwankungen der Temperatur wurden auf 2° C Abweichung vom Sollwert reduziert. Da die Objektivlinse des LEO 440 SEM nicht aktiv gekühlt wird, wurden Heizversuche bis 450°C auch unter Verwendung eines zusätzlichen Thermoelements am Objektivlinsengehäuse durchgeführt (Abb.3.18), um eine Beschädigung der Objektivlinse durch überhöhte Temperatur ausschließen zu können. Die Temperatur des Heiztisches wurde über dessen integriertes Thermoelement gemessen. Die Fahrweise des Experiments war dergestalt angelegt, daß der Heiztisch auf einer festen Temperatur gehalten wurde, bis die gemessene Konstanz der Objektivlinsentemperatur darauf schließen ließ, daß das thermische Gleichgewicht erreicht war. Danach wurde jeweils eine höhere Temperatur gewählt; ein zwischenzeitliches Abschalten des Heizstroms zielte auf das Abkühlverhalten der Linse ab. Im Graphen zeigen die vertikalen Striche vom Experimentator vorgenommene Sollwertänderungen an, wobei der für den jeweiligen Bereich eingestellte Sollwert oben angegeben ist. In der oberen Kurve ist die Temperatur des Heiztisches selbst, in der unteren diejenige der Objektivlinse aufgetragen. Der Heiztisch erreichte seine jeweilige Solltemperatur jeweils 5 bis 7 Minuten nach Sollwertstellung, die Objektivlinse kam stets etwa zur selben Zeit ins thermische Gleichgewicht, wobei ihre Gleichgewichtstemperatur selbst bei 450° C Heiztischtemperatur unterhalb von 70° C lag. In der Phase der Heizstromabschaltung zwischen 19 und 24 Minuten Versuchszeit reagierte der Heiztisch mit einer Minute Verzögerung und wies dann eine Abkühlrate von  $\frac{2.8C}{min}$  auf, während die Objektivlinsentemperatur erst sechs Minuten


Abbildung 3.17: Zeitabhängiger Verlauf der Temperatur des Heizmoduls, Solltemperatur jeweils 150°C. oben vor, unten nach Optimierung der Regelparameter. Man beachte die unterschiedlichen Zeitskalen.



Abbildung 3.18: Zeitabhängiger Verlauf der Temperaturen des Heizmoduls (schwarze Linie oben) und des Objektivlinsengehäuses (rote Linie unten) für verschiedene Sollwerte der Probentemperatur.

später zu sinken begann. Ein Überschwingen bei der Regelung der Heiztischtemperatur, wie noch in Abb.3.17, hätte sich daher auf die Objektivlinsentemperatur noch nachhaltiger ausgewirkt als auf die Probe. Insgesamt konnte in der vorgestellten Messung für einen Arbeitsabstand von 11mm gezeigt werden, daß die Erwärmung der Objektivlinse in der verwendeten Anordnung für Probentemperaturen bis 450° C innerhalb akzeptabler Grenzen lag. Den Einfluß des Heizstroms auf das SEM-Bild zeigt Abb.3.19 Links ist eine Verunreinigung auf der Kupferoberfläche des Heiztischgehäuses bei abgeschaltetem Heizstrom abgebildet, das rechte Bild zeigt eine Aufnahme desselben Objekts, bei der die Abrasterung gleichzeitig mit der Verstellung des Heizstromsollwerts begonnen wurde. Zu Beginn der 90 Sekunden währenden Bildaufnahme stieg der Heizstrom von 0 A auf 1 A, was sich in der Verzerrung des Bildes der am oberen Rand erkennbaren Korngrenzen äußert. Dieser Effekt geht auf die Veränderung der Elektronenbahn durch die durch die vom sich ändernden Heizstrom erzeugte Variation des Magnetfelds am Probenort zurück. Ein konstanter Heizstrom erzeugt ein magnetisches Feld, das als Elektronendeflektor wirkt. Andert sich der Heizstrom, so verändert sich auch der Ablenkungswinkel der Elektronen, was sich auf Grund des Rasterverfahrens in einer Verzerrung des Bildes äußert. In allen nach Erreichen des eingestellten Heizstroms -nach etwa 15 s, entsprechend  $\frac{1}{5}$ der Bildhöhe- aufgenommenen Zeilen erschien das Bild lediglich verschoben; eine Verzerrung war nicht mehr zu beobachten. Damit konnte gezeigt werden, daß auch bei hoher Strombelastung des Heiztisches das strominduzierte Magnetfeld auf die Bildgebung des SEM keinen Einfluß hat. Es kommt lediglich zu einer Verschiebung des Bildes ohne signifikante



Abbildung 3.19: Einfluß des Heizstroms auf das SEM-Bild; Aufnahmedauer jeweils 90s bei unveränderten Einstellungen des SEM. Die Rasterung erfolgte zeilenweise von links nach rechts. Links: Bild einer Verunreinigung auf einer Testprobe bei abgeschaltetem Heizstrom. Rechts: Bild bei einem Heizstrom von 1A; die Verzerrung im oberen Bildbereich (gelbe Pfeile markieren verzerrt dargestellt Korngrenzen) rührt vom Hochfahren des Stroms her und verschwindet, sobald der Sollwert von 1A erreicht ist (angedeutet durch die gestrichelte Linie). Bei konstantem Heizstrom beobachtet man lediglich eine Verschiebung des abgebildeten Bereichs.

Veränderung der Bildqualität.

Desweiteren wurde eine vollständige Verkabelung mit Durchführung in die Probenkammer realisiert; auch die Temperatur des Heizmoduls konnte mit hinreichender Genauigkeit geregelt werden und ein Probenhalter für die Vierpunktmessung des elektrischen Widerstands wurde in temperaturbeständiger Ausführung konstruiert. Damit waren alle zur geplanten in-situ-Untersuchung von temperaturabhängigem Elektromigrationsverhalten abgeschlossen und getestet und es konnte gezeigt werden, daß am LEO 440 SEM insitu Untersuchungen bei erhöhten Temperaturen durchführbar sind. Leider mussten die temperaturabhängigen Messungen eingestellt werden, da das Heizmodul der spezifizierten Temperatur über die lange Dauer der Elektromigrationsexperimente nicht standhielt und dieser konstruktive Mangel auch durch den Hersteller nicht adäquat behoben werden konnte.

## 3.3 Aufbau und Meßverfahren für Messungen an einkristallinen Silberdrähten

Nach dem Versagen des Heizmoduls wurden verstärkt Messungen an monokristallinen Proben vorgenommen. Dazu kommt ein anderer Probenhalter zur Anwendung, da bei Raumtemperatur Standard-Chipcarrier verwendet werden können. Die Probe ist im LEO 440 SEM (siehe Abschnitt 3.1.1.4) auf einem solchen Chipcarrier montiert und elektrisch mit dessen entsprechenden Kontakten verbunden (siehe Abschnitt 3.4.2 und Abb.3.28). Der Chipcarrier befindet sich auf einem speziell für das LEO 440 entworfenen Probenhalter für die in-situ-Elektromigrationsmessung (Abb.3.20). Dieser ist auf den Probentisch des SEM montiert, nimmt den Chipcarrier auf und stellt die Verbindung zu den Anschlußdrähten für die Transportmessung her. Die vakuumdichte Durchführung dieser Zuleitungen aus der Kammer heraus erfolgt durch einen eigens angefertigten Flansch, der mit drei 6-fach LEMO-Steckerdurchführungen versehen ist, von denen jedoch nur eine einzige für die Transportmessung erforderlich ist.



Abbildung 3.20: Probenhalter für die Elektromigrationsmessung mit Chipcarrier

Das luftseitige Ende der Durchführung ist über ein abgeschirmtes Kabel mit einer Keithley 2400 Source-Measure-Unit verbunden, die als Stromquelle dient und in Vierpunkt-Messanordnung je nach eingestellter Betriebsart Strom oder Spannung konstant zu halten und die jeweils andere dieser beiden Grössen simultan zu messen vermag. Zusätzlich wird die Zweipunktspannung mit einem Keithley 2001 Digitalmultimeter gemessen. Beide Meßgeräte sind über GPIB-Schnittstellen mit dem Steuerungsrechner für die Transportmessung verbunden, über den die Parameter der elektrischen Belastung eingegeben und die Messwerte mit einer Zeitauflösung von einer Sekunde registriert werden. Eine sche-



Abbildung 3.21: Darstellung des Aufbaus für die Elektromigrationsmessung

matische Darstellung des gesamten Aufbaus zeigt Abb.3.21.

Vor der Belastung mit hoher Stromdichte wird jeweils unter Regelung auf konstanten Strom die über der Probe abfallende Spannung für mehrere verschiedene Stromstärken zwischen 0 und  $5 \cdot 10^{-4}$ A und beide Polaritäten gemessen und der elektrische Widerstand aus einer Ausgleichsgeraden bestimmt. Im Gegensatz dazu findet die eigentliche Elektromigrationsmessung soweit möglich unter Spannungsregelung statt, da ein konstanter Strom bei sich elektromigrationsbedingt verminderndem Leiterquerschnitt zu einem rapiden Anstieg der lokalen Stromdichte und damit einer erheblichen Beschleunigung des Leiterbahnversagens in der Endphase führen kann, die sowohl im Hinblick auf die begrenzte Zeitauflösung der elektrischen Messung als auch für die rasterelektronenmikroskopische Bildaufnahme unvorteilhaft ist. Bei konstanter Spannung sinkt der Strom durch eine schwer beschädigte Leiterbahn hingegen entsprechend der Widerstandsänderung ab und die gesamte Last sinkt proportional. Im Vergleich zur Situation bei Stromregelung verlängert dies bei beschädigten Leiterbahnen die Zeit bis zum elektrischen Versagen oder Aufschmelzen. Eine Stromregelung kommt allerdings dann in Betracht, wenn keine nachträgliche hochauflösende Untersuchung der Schadstelle erforderlich ist. Zur Elektromigrationsmessung wird die einzuregelnde Spannung unter Berücksichtigung der zuvor gewonnenen Widerstandswerte und der Querschnittsfläche der Leiterbahn so gewählt, daß die Leiterbahn der jeweils gewünschten Stromdichte ausgesetzt ist. Die betreffenden Stromdichten liegen zwischen  $2 \cdot 10^7$  und  $10^8 \frac{A}{cm^2}$ . Während der laufenden elektrischen Belastung werden rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der Probe erstellt, die die

morphologische Entwicklung dokumentieren. Hierbei stellt ein minimales Zeitintervall von etwa einer Minute zwischen den Aufnahmen einen geeigneten Kompromiss zwischen der lateralen Auflösung der Bilder und der zeitlichen Auflösung der Messung dar.

## 3.4 Präparation

### 3.4.1 Herstellung monokristalliner Silberdrähte

Monokristalline Metalldrähte können auf der Nanoskala unter anderem durch nachträgliche Strukturgestaltung an epitaktischen Schichten mittels Ätzverfahren, Sputtern oder fokussiertem Ionenstrahl (FIB) erzeugt werden. Jedoch ist die Erzeugung epitaktischer monokristalliner Schichten nicht für jedes Materialsystem möglich. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wurde jedoch auf ein anderes Herstellungsverfahren zurückgegriffen, in dem die charakteristische längliche Form des Drahtes bereits Ergebnis des Wachstumsprozesses selbst ist. Dies hat insbesondere zur Folge, daß die Oberflächen der entstandenen Strukturen üblicherweise parallel zu kristallographischen Richtungen niedriger Miller-Indices liegen. Die verwendeten Proben werden in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Horn-von Hoegen unter Ultrahochvakuum im Photoemissionselektronenmikroskop (PEEM) hergestellt; das Herstellungsverfahren wurde erstmals von Roos et al. [29] beschrieben und soll im Folgenden erläutert werden. Die Methode basiert auf der Diffusionsanisotropie des Silbers auf einer zur (001)-Ebene mit 4° Fehlneigung in [110]-Richtung geschnittenen Oberfläche (Abb.3.22).



Abbildung 3.22: Vergleich der Diffusionseigenschaften: Zonen gleicher Ag-Bedeckung während der Desorption auf (a) nicht fehlgeneigter und (b) fehlgeneigter Oberfläche (aus [29])

Diese weist eine regelmäßige Terrassenstruktur mit Doppelstufen und einer Terrassenbreite von 36 Å auf. Bei der nachfolgenden Silberdeposition bei 620° C erfolgt zunächst eine Benetzung mit 0,5 Monolagen einer (2x3)- Oberflächenrekonstruktion; nach Vervollständigung dieser Schicht bilden sich mehrheitlich kompakte, aber auch einige längliche Silberinseln Auf Grund der relativen Seltenheit dieses Inseltyps ist über seine Nukleation wenig bekannt, da eine direkte Beobachtung im Moment der Entstehung wegen



Abbildung 3.23: Wachstum einer langen und einer kompakten Silberinsel im PEEM: a) nach 16 min b) nach 22 min und c) nach 32 min (aus [29])

des begrenzten Sichtfeldes höchst unwahrscheinlich ist [29]. Das weitere Wachstum der länglichen Inseln verläuft auf Grund der Diffusionsanisotropie in longitudinaler Richtung, wobei Längen über 100 µm erreicht werden können, während die Breite konstant bleibt. PEEM-Bilder eines solchen Silberdrahts zu verschiedenen Zeiten während des Wachstumsprozesses zeigt Abb.3.23: In Bild a) ist rechts oben neben dem hell erscheinenden Silberdraht auch eine kompakte Silberinsel erkennbar. Im sechs Minuten später aufgenommenen Bild b) ist die Länge des Silberdrahts bereits um mehrere Mikrometer gewachsen, während die Insel rechts im Bild keine längliche Form annimmt. Dieses Wachstumsverhalten setzt sich auch weiterhin fort, wie in c) zu erkennen ist. Aus Messungen mit Niedrigenergieelektronenmikroskopie (LEEM) ergibt sich, daß die Richtung des Längenwachstums parallel zu den Doppelstufen der Oberfläche liegt. Die kompakten Inseln wachsen im Gegensatz dazu in alle Raumrichtungen weiter. Typische Breiten liegen hier im Bereich einiger  $10^{-7} m$ . Im Gegensatz zur Nukleation sind spätere Phasen des Wachstums ohne Weiteres in Echtzeit beobachtbar, da genug Zeit bleibt, um das Sichtfeld des Photoemissionselektronenmikroskops auf einen bereits bestehenden Draht auszurichten. Somit ist eine gute Kontrolle über die Länge der erzeugten Drähte möglich.

#### 3.4.2 Kontaktierung

Die Elektromigrationsmessungen werden unter gleichzeitiger Messung des elektrischen Widerstands in Vierpunktgeometrie durchgeführt. Zur Kontaktierung der selbstorganisiert gewachsenen Drähte kommt die Elektronenstrahllithographie (Electron Beam Lithography, EBL) zum Einsatz. Dieses Verfahren beruht auf der Verwendung eines elektronenempfindlichen Lackes, in den der Elektronenstrahl eines speziell ausgerüsteten Rasterelektronenmikroskops die gewünschten Strukturen einschreibt. Im Entwicklungsprozess werden ausschließlich die belichteten Stellen des Lackes aufgelöst und eine Lackmaske entsteht. (Die hier beschriebenen Verhältnisse beziehen sich auf Positivlacke; Negativlacke werden an belichteten Stellen unlöslich für den zugehörigen Entwickler.) Beim darauffol-



Abbildung 3.24: Selbstorganisiert gewachsene Leiterbahn aus monokristallinem Silber. Diese rasterelektronenmikroskopische Aufnahme dient zur Vermessung der zu kontaktierenden Leiterbahn. Länge 16,15µm, Breite ca. 0,7µm.

genden Aufdampfen erreicht das deponierte Material nur diejenigen Teile der Probenoberfläche unmittelbar, die nicht von Lack bedeckt sind. Nach Auslösen der Lackmaske in einem geeigneten Solvens bleibt letzlich allein die gewünschte Struktur zurück.

Eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der aus dem selbstorganisierten Wachstum erhaltenen Strukturen zeigt Abb.3.24. Im Zentrum der Aufnahme steht eine Leiterbahn von etwa 16 µm Länge, die von zahlreichen kompakten Silberinseln umgeben ist. Um einen solchen Nanodraht mit EBL kontaktieren zu können, müssen sowohl seine Ausmaße als auch seine Position auf dem Substrat bekannt sein<sup>5</sup>. Die Vermessung erfolgt in zwei Schritten: Zunächst wird relativ zum Substrat ein äußeres Koordinatensystem definiert, das zum Verfahren des Probentisches verwendet wird. Ist ein geeigneter Nanodraht gefunden, wird dieser allein durch Verschieben des Probentisches im Bild zentriert. Danach werden die Koordinaten des Probentisches registriert und Aufnahmen der Leiterbahn und ihrer Umgebung in verschiedenen Vergrößerungen zwischen 1000 und 5000 erstellt.

Auf diesen Aufnahmen werden im nächsten Schritt charakteristische Strukturen aus-

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Insbesondere müssen die Position der Drahtmitte und die Drahtlänge auf weniger als 500 nm genau bekannt sein.



Abbildung 3.25: Marken mit Koordinaten (in µm ab Bildmitte, rechts/oben positiv) und zugehörigen Scanfeldern (gestrichelt) Die Scanfelder der inneren, blau markierten Marken sind erheblich kleiner (hier nicht gezeigt)

findig gemacht, die als Marken dienen und deren Positionen in einem zweiten Koordinatensystem vermessen werden (Abb.3.25), dessen Ursprung die jeweilige Bildmitte ist, die zweckmäßigerweise mit dem Zentrum der zu kontaktierenden Struktur zusammenfällt. Dies ist erforderlich, da der eigentlich zu kontaktierende Nanodraht während des später folgenden Schreibvorgangs von elektronenempfindlichem Lack bedeckt ist und dieser kritische Bereich auch zur Ausrichtung des Schreibfeldes nicht direkt abgerastert werden darf. Eine Belichtung an den Marken ist hingegen bei entsprechender Gestaltung des EBL-Layouts möglich. Die Marken des ersten Tripels sind in einem Abstand von etwa 120 µm vom Zentrum angeordnet; um die notwendige Präzision zu gewährleisten, wird noch ein weiteres Markentripel in ca. 30 µm Abstand definiert.

Für jeden Nanodraht wird mit dem Programm Raith ELPHY Plus ein individuelles Layout für die Kontaktierung erstellt, das die Ausmaße des Drahtes und die jeweiligen Positionen der Marken mit den zugehörigen Scanfeldern berücksichtigt (Abb.3.26). In der Praxis werden oft auch an die Scanfelder angrenzende Bereiche mitbelichtet, da das Scanfeld mitunter zum Auffinden der tatsächlichen Markenposition verschoben werden muß. Die Probe wird mit einem elektronenempfindlichen Lack aus copolymerisiertem Polymethylmetacrylat-Metacrylat mit 6% Feststoffanteil bedeckt und für 30 s mit



Abbildung 3.26: Typisches Layout zur Vierpunktmessung. Zu schreibende Strukturen blau, Scanfelder der Marken rot. Die vier quadratischen Bereiche unten dienen als Kontaktpads für die zum Chipcarrier führenden Bonddrähte.

6000 rpm geschleudert, um eine homogene Schichtdicke zu erreichen. Es folgt eine 10minütige Wärmebehandlung bei 150° C, in deren Verlauf die Lösungsmittelreste ausdampfen und die Lackschicht ihre endgültige Struktur erhält. Nach erneutem Einbau der Probe in das Rasterelektronenmikroskop wird nach Abgleich mit zwei bekannten Punkten auf der Probe zunächst wieder das äußere Koordinatensystem in die Steuerung des Probentisches eingegeben. Dann wird der Probentisch bei ausgeblendetem Elektronenstrahl so verfahren, daß der zu kontaktierende Draht zentriert ist; dies ist jedoch nicht mit der für eine erfolgreiche Kontaktierung notwendigen Genauigkeit möglich. An Hand der vorher relativ zur Bildmitte bestimmten Koordinaten der Marken werden nun Felder von (30µm)<sup>2</sup> um die Markenpositionen abgerastert. Im Allgemeinen werden die Marken dabei nicht exakt getroffen; jedoch kann man 3 Korrekturvektoren definieren, aus deren sechs unabhängigen Komponenten sich die korrekte Position des Schreibfeldes errechnen lässt. Dieser Vorgang wird mit dem zweiten Markentripel wiederholt, wobei die zugehörigen Scanfelder lediglich noch (5µm)<sup>2</sup> messen. Mit diesem Verfahren kann eine Positionierungsgenauigkeit von 1 µm erreicht werden. Schließlich wird die vorher entworfene Struktur unter Verwendung einer Elektronenstrahlschreibeinheit des Herstellers Raith belichtet. Die Entwicklung erfolgt durch Immersion in einer Entwicklerlösung für 2 Minuten und anschließende Anwendung eines Stoppbades.

In einer Hochvakuumanlage wird Silber<sup>6</sup> mit einer Schichtdicke von 80 nm aufgedampft; die Schichtdickenänderung wird während des Aufdampfens mit einem Schwingquarz bestimmt. Dessen Kalibrierung erfolgt durch Bedampfen einer Testprobe und Messung der Schichtdicke auf der Testprobe im AFM. Schließlich wird die Lackmaske mitsamt dem überschüssigen Metall bei ca. 70°C im Acetonbad entfernt. Abb. 3.27 zeigt eine solche Struktur nach dem letzten der beschriebenen Prozessschritte. Gelegentlich

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Reinheitsgrad 99,999%, Hersteller Johnson-Matthey (wie in [31])



Abbildung 3.27: Silber-Nanodraht mit Stromzuführung und Spannungsabgriffen; hier mit akzidentellem Kurzschluß der beiden Elektroden rechts durch ungünstig gelegene kompakte Silberinsel



Abbildung 3.28: Chipcarrier mit Probe. Die Bonddrähte führen von rechts unten zur EBL-Struktur.

wird durch eine benachbarte kompakte Insel ein Kurzschluss erzeugt (Abb.3.27a). Neben Kurzschlüssen können diese Inseln auf Grund ihrer dramatischen Topographie mit Höhen bis 400 nm (siehe dazu Abschnitt 3.1.2) auch das Abreissen von Zuleitungen verursachen, wenn diese direkt über die Inseln hinweg verlaufen.

Als Träger des Substrats dient ein handelsüblicher 16-poliger Chipcarrier, auf den die Probe mit einem Tropfen Leitsilber aufgeklebt wird; die elektrische Verbindung zu den Kontaktpads der EBL-Struktur wird in einem Standard-Bondverfahren hergestellt (Abb.3.28).

## 3.4.3 Präparation für die thermische Nahfeldmikroskopie

Das Präparationsverfahren für die thermische Nahfeldmikroskopie verläuft bis zu diesem Schritt in derselben Weise, es wird lediglich das Substrat beim Aufbringen auf den Chipcarrier mit einem zweiten, 0,5 mm hohen Siliziumplättchen unterfüttert, damit die Probenoberfläche über den Rand des Chipcarriers ragt und für die Mikroskopspitze frei zugänglich ist. Nach dem Anbringen der Bonddrähte wird die Probe mitsamt Chipcarrier innerhalb einer Hochvakuumanlage mit Kohlenstoff bedampft<sup>7</sup>, so daß die Spitze während der Messung im thermischen Nahfeldmikroskop nicht in direkten Kontakt mit dem Silber geraten kann. Dies ist erforderlich, um während der Messung einen elektrischen Kurzschluss zwischen Spitze und Probe zu verhindern, der die Zerstörung der Spitze zur Folge hätte.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Die Schichtdicke beträgt wenige  $10^{-8} m$  und wird über ein Schwingquarz kontrolliert

# 4 Ergebnisse und Diskussion

## 4.1 Polykristalline Silberleiterbahnen

Wie in Abschnitt 3.2 erläutert, sollte das Ausfallverhalten von Leiterbahnstreifen aus polykristallinem Silber temperaurabhängig untersucht werden. Wenngleich das temperaturabhängige Verhalten auf Grund des Ausfalls des Heizmoduls nicht untersucht werden konnte, war es doch möglich, bei Zimmertemperatur das Elektromigrationsverhalten von solchen Leiterbahnstreifen exemplarisch zu studieren. Abb. 4.1a zeigt eine SEM- Aufnahme von 15 parallel geschalteten Silberleiterbahnen von 1µm Breite und 50 nm Höhe. Die unbelastete Probe weist einen Widerstand von  $10, 8\Omega$  auf. Die Belastung erfolgte hier unter Stromregelung, wobei Stromstärken bis zu 250 mA angelegt wurden. Nach 240 s Belastung bei einem Strom von 100 mA zeigt die Probe einen Widerstand von 13,3 $\Omega$ , jedoch zeigt auch eine 30 s später aufgenommenes SEM-Bild keine erkennbaren morphologischen Schäden. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Widerstandsänderung höchstwahrscheinlich auf die Joule'sche Erwärmung der Leiterbahnen zurückzuführen. Abb.4.1b zeigt die Situation nach 2180 s elektrischer Belastung mit 200 mA. Durch die anliegende Potentialdifferenz liefern die zwischen Anode und der jeweiligen Schadstelle gelegenen Abschnitte der Leiterbahnen einen stärkeren Kontrast als die kathodischen Teilstücke. was die Lokalisierung der Schadstellen wesentlich erleichtert. Dieser Umstand gestattet die nachfolgend beschriebene Auswertung, deren Ergebnis in der Abbildung graphisch dargestellt ist. Das aus 15 Leiterbahnen bestehende Feld wurde vertikal in zehn Segmente zu jeweils 20 um eingeteilt. Anschließend wurde für jedes Segment die Anzahl der Leiterbahnen bestimmt, deren Ausfallstellen im betreffenden Segment lagen. Die so ermittelte Verteilung zeigt, daß 10 der 15 Leiterbahnen Ausfallstellen im Bereich zwischen 100 µm und 140 µm Entfernung von der Anode aufweisen, während lediglich drei der Leiterbahnen in ihrer anodenseitigen Hälfte ausfallen. Daß der Schwerpunkt der Schädigung näher an der Kathode liegt, deutet auf die Dominanz der Windkraft und einen entsprechenden Materialtransport in der Bewegungsrichtung der Elektronen hin. Mithin sollten sich im Bereich der Kathode vorzugsweise Poren, im Bereich der Anode hingegen mehrheitlich Hügel bilden. Diesen Effekt zeigt Abb.4.2 in stärkerer Vergrößerung. An der Kathodenseite befinden sich zahlreiche Poren in der Silberschicht; insbesondere die Übergangsstellen von den großflächigen Kontakten zu den einzelnen Leiterbahnen weisen zumeist deutlich erkennbare Materialdefizite auf, da es dort geometrisch bedingt zu einer besonders elektromigrationsfördernden Stromdichteverteilung kommt [35]. Hingegen bilden sich an der anodischen Seite Hügel; Materialdefizite sind auch an den Übergangsstellen nicht auszumachen. Die experimentellen Befunde bestätigen einen Materialtransport zur Anode unter dem dominierenden Einfluss der Windkraft. Dieses Verhalten ist für polykristalline Leiterbahnen als typisch anzusehen, wie Messungen an anderen Systemen



Abbildung 4.1: a) Feld von 15 Silberleiterbahnen vor dem elektrischen Ausfall.
b) Ausgefallene Silberleiterbahnen nach 2180s elektrischer Belastung und Diagramm zur Verteilung der Anzahl der Ausfallstellen in Abhängigkeit ihrer Entfernung von der Anode.



Abbildung 4.2: Ansicht der kathodischen (oben) und anodischen (unten) Enden derselben drei Leiterbahnen nach Abschluß der elektrischen Belastung. Die Kathodenseite weist zahlreiche Poren auf, während an der Anode Hügelbildung vorherrscht. (insbesondere Gold) zeigen [10, 9, 8, 7]. Anders als bei den Untersuchungen in [35] ist bei der hier praktizierten simultanen Beobachtung von vielen Leiterbahnen in Parallelschaltung allerdings keine detaillierte Untersuchung der dynamischen Entwicklung einzelner -insbesondere kritischer- Poren möglich. Eine Untersuchung der Probe im SEM nach deren vollständigem elektrischen Ausfall zeigt, daß ausgeprägt schlitzförmige Ausfallstellen wie sie in Abb.2.2 zu sehen sind, nicht auftreten. Da der Strom auf Grund der Parallelschaltung im Wesentlichen von den anderen Leiterbahnen getragen wird, sobald eine einen wesentlich erhöhten Widerstand aufweist, liegt zunächst auch keine erhöhte Strombelastung in der unmittelbaren Umgebung einer großen Pore vor; somit sind auch nicht alle Bedingungen vollständig erfüllt, unter denen bisher ein schlitzförmiges Wachstum kritischer Poren beobachtet wurde.

## 4.2 Monokristalline Leiterbahnen

#### 4.2.1 Messung mit eingeprägtem Strom

Zur Klärung des Einflusses der Stromdichte auf die Elektromigration wurden Proben mit konstantem Strom belastet. Die Querschnittsflächen wurden jeweils aus AFM-Profildaten bestimmt und die Länge der Leiterbahnen kontrolliert, indem die Kontakte beidseitig so weit überlappend aufgebracht wurden, daß jeweils 15 µm effektiver Leiterbahnlänge verblieben. Abb.4.3 zeigt das AFM-Topographiesignal einer solchen Probe und die Darstellung eines orthogonal zur Leiterbahn gemessenen Höhenprofils, das zur Stromdichteberechnung dient. Die Linie, entlang derer die im Profilgraphen aufgetragene Position gemessen wird, ist im Topographiebild weiß eingezeichnet. Das Profil ist annähernd dreieckig mit einer Basisbreite von etwa 1,9 µm bei 450 nm Höhe; der Inhalt der Querschnittsfläche wurde durch Integration der Profilkurve bestimmt.



Abbildung 4.3: AFM-Untersuchungen: Darstellung der Topographie und des entlang der eingezeichneten Linie gemessenen Leiterbahnprofils.

Die hier gezeigte Leiterbahn weist im ungeschädigten Zustand einen Vierpunktwiderstand von 1, 274  $\Omega$ , entsprechend einem spezifischen Widerstand von 4, 14  $\mu\Omega cm$  auf und wurde zunächst für 250 Minuten mit einem konstanten Strom von 86mA belastet, wobei keine erkennbaren morphologischen Veränderungen auftraten. Danach wurde der Strom auf 200mA -entsprechend einer Stromdichte von 4,  $1 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$  erhöht, was nach weiteren 38 Minuten zu einer Widerstandserhöhung führte, die die Leiterbahn im Anwendungsfall unbrauchbar gemacht hätte. Den Spannungsverlauf während des Experiments zeigt Abb.4.4, eine Auswahl zugehöriger SEM-Bilder ist in Abb.4.5 dargestellt. Die Leiterbahn selbst erscheint auf Grund des Reliefkontrastes und der Kanteneffekte auf ihrer gesamten Länge



Abbildung 4.4: Spannungskurve bei konstantem Strom von 200 mA. Zu Messbeginn wird der Verlauf von Thermalisierungseffekten dominiert, im Mittelteil schreitet die Schädigung lediglich im polykristallinen Anodenkontakt fort, während die etwas höhere Steigung im letzten Drittel und die drastische Erhöhung kurz vor dem Ausfall auf die Verringerung des Querschnitts der Anodenseite der Leiterbahn selbst zurückgehen. Die zugehörige morphologische Entwicklung zeigt Abb.4.5.

-auch an ihren Enden, wo sie von polykristallinen Kontaktierung überdeckt wird- hell. Etwas dunkler sind im Bild die polykristallinen Kontakte, während das Substrat schwarz erscheint. Nach vier Minuten Belastung zeigt das SEM-Bild im Wesentlichen noch keine wesentlichen Unterschiede zu dem bei Messbeginn aufgenommenen. Nach acht Minuten hat sich an der Kontaktierung der Anodenseite unterhalb der Leiterbahn eine Pore ausbildet, die im SEM-Bild dunkel erscheint (hervorgehoben durch die gelbe Ellipse bei 8 min) und sich mit fortschreitender Zeit erweitert. Ab etwa 24 Minuten beginnt ebenfalls an der Anodenseite auch eine fortschreitende Ausdünnung der Leiterbahn selbst (siehe gelben Pfeil bei 24 min). Die Spannungskurve (Abb.4.4) steigt in den ersten acht Minuten der Belastung in Folge der Thermalisierung der Probe stark an. Danach steigt sie schwach linear an, während sich die erwähnte Pore an der Anodenseite der Leiterbahn entwickelt. Die nach etwa 24 Minuten beginnende Ausdünnung der Leiterbahn an der markierten Stelle geht mit einer ab diesem Zeitpunkt erhöhten Steigung der Spannungskurve einher. Da der durch die Leiterbahn fließende Strom konstant gehalten wird, ist mit der Ausdünnung auch eine Steigerung der Stromdichte an der Schadstelle verbunden. Das an der anodennahen Schadstelle abgetragene Material wird anscheinend nicht am anodischen Kontakt abgelagert; im Gegenteil wird dort im Bild unterhalb des monokristallinen Drahtes sogar eine Erosion der polykristallinen Silberschicht am anodischen Kontakt beobachtet. An der Kathodenseite ist hingegen unmittelbar an der Überlappungsstelle mit der polykristallinen Kontaktierung ab etwa 24 Minuten nach Messbeginn Hügelbildung zu beobachten (siehe gelbe Ellipsen bei 24 min und 28 min). Im Folgenden verliert die Schadstelle immer mehr Material, das an der Kathode abgelagert wird. Der Silberdraht bleibt zwar zunächst elektrisch leitend, weist jedoch schlußendlich einen nahezu verdoppelten elektrischen Widerstand auf. Im nach 39 Minuten aufgenommenen Bild setzt sich die Ausdünnung der Schadstelle nicht mehr weiter fort; im Gegenteil zeigt das Bild dort wieder einen breiteren, weniger schaff abgegrenzten Bereich hellen Kontrasts. Die Spannungskurve zeigt, daß der elektrische Widerstand gegenüber der Situation zwei Minuten zuvor geringer geworden ist. Diese Veränderung der Probe geht auf starke Joule'sche Wärmeentwicklung zurück: Der auf Grund der gewählten Regelungsart weiterhin unvermindert fließende Strom verursacht eine lokale Erwärmung der Probe an der Schadstelle, die dort auf einer Länge von etwa 2 µm zur Bildung eines Schmelzflusses führt. Die nach 39 Minuten beobachtete Verdickung der Schadstelle geht also hier nicht direkt auf auf einen stromgetriebenen Materialtransport zurück. Wie das Experiment zeigt, kann Elektromigration bei veränderlicher Stromdichte beobachtet werden. Dabei zeigt sich, daß mindestens bis zu einer Stromdichte von  $j \leq 9, 5 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$  die Elektromigration der direkten Kraft folgt, wobei das Metall von der Schadstelle in Richtung zur Kathode transportiert wird. Bei weiter steigender Stromdichte ist allerdings die Aufheizung der Schadstelle so groß, daß Schmelzprozesse auftreten, die die Beobachtung der Elektromigration nicht mehr gestatten. Aus diesem Grund sind stromeingeprägte Messungen für die Untersuchung der Elektromigrationsprozesse als weniger günstig anzusehen, so daß im Folgenden Messungen unter Spannungsregelung bevorzugt wurden.



Abbildung 4.5: Serie von SEM-Bildern einer mit konstant  $4, 1 \cdot 10^7 \frac{A}{cm^2}$  belasteten Leiterbahn zu verschiedenen Zeiten. Die zugehörige Spannungskurve zeigt Abb.4.4. Zu erkennen ist hier eine fortschreitende Schädigung an der Anodenseite. Nach 38 Minuten ist die Leiterbahn praktisch unbrauchbar. Die erneute Verdickung der Leiterbahn an der Schadstelle nach 39 Minuten ist kein Elektromigrationsphänomen; vielmehr handelt es sich um eine Schmelzflußbildung in Folge lokaler Erwärmung, wie sie in der Endphase von Messungen mit eingeprägtem Strom typisch ist.

## 4.2.2 Messungen mit eingeprägter Spannung

An monokristallinen Silberdrähten wurden Messungen unter Spannungsregelung durchgeführt. Hier wird exemplarisch eine 13,4 µm lange Leiterbahn von 0,98 µm Breite gezeigt (Abb.4.6), die der in Tab.4.1 aufgeführten Belastungssequenz unterworfen worden ist. Den Zustand der Probe vor elektrischer Belastung zeigt Abb.4.6. Die Leiterbahn weist an ihrer oberen Kante einen deutlichen hellen Kontrast auf, der auf den Kanteneffekt, zurückgeht. Die polykristallinen Kontaktierung zeigt stark unregelmäßige Kanten, wie sie gelegentlich beim Liftoff-Prozess entstehen. Um festzustellen, ob die Elektromigrationsrichtung von der Stromdichte abhängt, wurde die anliegende Spannung systematisch erhöht.



Abbildung 4.6: Kontaktierte Leiterbahn vor jeglicher Belastung, Länge:13,4 μm, Breite:0,98 μm

Da die Feststellung der Massentransportrichtung für jede Stromdichte eine längere Beobachtungszeit erfordert und der Bereich hoher Stromdichten hier von besonderem Interesse ist, wurde Spannungsregelung gewählt, um die bei Regelung auf konstanten Strom auftretende Selbstbeschleunigung des elektrischen Versagens und die damit einhergehenden elektromigrationsfremden Veränderungen der Leiterbahn zu vermeiden. Angegeben sind jeweils die Stromdichten zu Messbeginn. Vor jedweder Belastung beträgt der Widerstand der Leiterbahn 1,72 Ω. Nach 46 min bei 40 mV weist die Probe keinerlei erkennbare morphologische Schäden auf. Im weiteren Verlauf der Belastungssequenz (Abb.4.7) bildet sich an der Anodenseite eine Schadstelle aus, wobei die Schädigung im weiteren zeitlichen Verlauf sowohl in die polykristalline Kontaktierung als auch in die monokristalline Leiterbahn hinein fortschreitet. Unter einer angelegten Spannung von 1510 mV treten unter dem kathodischen Kontakt Hügel hervor und zwischen Stromkontakt und Spannungsabgriff der Kathodenseite deutet ein verstärkter heller Kontrast an der unteren Leiterbahnkante auf einen Materialzuwachs. Der elektrische Ausfall erfolgt im letzten Schritt der Belastungssequenz vier Minuten nach Anlegen einer Spannung von 1860 mV. Die morphologische Entwicklung der gezeigten Probe deutet darauf hin, daß

Spannung/ mV	Belastungsdauer/ min	Stromdichtebereich/ $\frac{A}{cm^2}$
40	46	$3, 6 \cdot 10^7$
950	29	$8\cdot 10^7$
1200	30	$1 \cdot 10^8$
1500	30	$1, 2 \cdot 10^{8}$
1860	4	$1, 4 \cdot 10^8$

Tabelle 4.1: Belastungssequenz für eine Messung an einem monokristallinen Silberdraht<br/>bei Regelung auf konstante Spannung. Der elektrische Ausfall erfolgt 4 Mi-<br/>nuten nach Erhöhung der angelegten Spannung auf 1,86 V.



Abbildung 4.7: Monokristalline Leiterbahn unter elektrischer Belastung mit Spannungsregelung zu verschiedenen Zeiten. Die Schädigung erfolgt hier an der Anode von der polykristallinen Kontaktierung her fortschreitend.

der Massentransport im Monokristall auch bei einer Stromdichtebelastung oberhalb von  $10^8 \frac{A}{cm^2}$ noch der Elektronenbewegung entgegengerichtet ist.

## 4.2.3 Proben mit Querstreifen

In [34] finden sich auch Messungen an monokristallinen Proben, die unter Verwendung eines EBL-Prozesses mit zusätzlichen polykristallinen Querstreifen versehen wurden. In diesem Experiment wurde festgestellt, daß die Ionen auf der Oberfläche des monokristallinen Silberdrahts von einem Querstreifen zum nächsten diffundieren, während ein Materialtransport innerhalb der Streifen nicht beobachtet wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden ebenfalls Messungen an mit Querstreifen versehenen Proben durchgeführt. Im hier gezeigten (Abb. 4.8) Fall sind im Layout 750 nm breite Streifen von 80nm Dicke vorgesehen, die die Leiterbahn selbst auf einer Fläche von jeweils 0,55 µm<sup>2</sup> überlappen. Die Belastungssequenz für die Messung ist in Tab.4.2 wiedergegeben. Der Elektronenfluss verläuft im Bild von rechts nach links. Vor Belastung zeigt die Leiterbahn keinerlei Einkerbungen an den Flanken. Der dunklere Kontrast in der Mitte der Leiterbahn entsteht durch das besondere Profil dieser speziellen Leiterbahn, das jedoch für das weitere Experiment nicht von Bedeutung ist.

Den Zustand der Probe nach Belastung mit 150 mV und anschließend 300 mV für jeweils 60 Minuten zeigt Abb.4.9a. Im kathodischen Bereich an der Flanke der Leiterbahn haben sich Materialablagerungen ausgebildet. Die Anodenregion weist bereits eine Einschnürung unmittelbar neben der Stromzuführung auf, ebenso der Bereich direkt neben dem (von links gezählt) ersten Querstreifen. Ob die Position dieser Einschnürung tatsächlich durch den Querstreifen bedingt ist, läßt sich nicht abschließend beurteilen.

Im weiteren Verlauf des Experiments (Abb. 4.9b) weist das kathodische Drittel der Leiterbahn bereits deutliche Materialablagerungen an den Flanken auf, während die anodische Hälfte der Struktur Material eingebüßt hat. Hingegen ist keine Porenbildung an den Anodenseiten der Querstreifen zu erkennen, auch in [34] findet sich ein solches Verhalten in keinem einzigen Fall. Unmittelbar an der Kathodenseite des mittleren Querstreifens beginnt jedoch eine Region mit deutlicher Schädigung der Leiterbahnflanke, die den effektiven Leiterquerschnitt erkennbar reduziert. Auch im letzten Schritt der Belastungssequenz greift die Schädigung nicht auf diesen Querstreifen selbst und die unmit-

Spannung/ mV	Belastungsdauer/ min	Stromdichtebereich/ $\frac{A}{cm^2}$
150	60	$1, 5 \cdot 10^{7}$
300	60	$3\cdot 10^7$
500	60	$5\cdot 10^7$
750	60	$7 \cdot 10^7$
1000	16	$8,5\cdot 10^7$

 Tabelle 4.2: Belastungssequenz für eine Messung an einem monokristallinen Silberdraht mit polykristallinen Querstreifen. Der elektrische Ausfall erfolgt 16 Minuten nach Erhöhung der angelegten Spannung auf 1V. Die angegebenen Stromdichten beziehen sich jeweils auf den Querschnitt der unbeschädigten Leiterbahn; in der Nähe von Schadstellen ist sie insbesondere in den fortgeschrittenen Stadien der Belastungssequenz lokal höher.

telbar darunter liegende Region des monokristallinen Drahtes über. (Eine Schädigung dieser Art ist lediglich an einem einzigen der Querstreifen erkennbar, wobei für den Ausfall wahrscheinlich eine andere Schadstelle in der Mitte der Leiterbahn ursächlich ist (Abb.4.9c).)

Ob die Position der sonstigen Einschnürungen tatsächlich durch den Querstreifen bedingt ist, läßt sich nicht abschließend beurteilen. Betrachtet man die gesamte Leiterbahn nach dem elektrischen Versagen (4.10), so ist nach Belastung anodenseitig ein Materialdefizit zu verzeichnen, während kathodenseitig Hügelbildung an den Leiterbahnflanken stattgefunden hat. Eine Einzelbetrachtung der Überlappungsstellen zeigt hingegen kathodenwärtige Porenbildung - Poren direkt an der Anodenseite eines Querstreifens wurden, wie bereits in früheren Untersuchungen [34], nicht beobachtet.

Hier stellt sich die Frage nach dem Mechanismus, der dieses Verhalten verursacht. Eine mögliche Erklärung für die weitgehende Resistenz der überlappenden Querstreifen gegen Elektromigrationsschäden liegt darin, daß ihre Breite unterhalb der Blechlänge für die betreffende Stromdichte liegt. Ebenso kann versucht werden, diesen Effekt durch eine Kühlwirkung des polykristallinen Querstreifens zu erklären, da dieser sowohl über eine beträchtliche spezifische Wärmeleitfähigkeit als auch über eine große Kontaktfläche zum Substrat verfügt. Wärmeableitung durch die Querstreifen dürfte zwar insgesamt zu einer Senkung der mittleren Leiterbahntemperatur während der Belastung und mithin zu langsamer fortschreitender Schädigung führen, zöge aber entsprechende Temperaturgradienten in der Nähe der Überlappungsstellen nach sich, so daß die die Elektromigration bestimmenden Verhältnisse trotz unveränderter Stromdichte lokal verändert würden. Abb.4.11 illustriert ein einfaches Modell zur Temperaturverteilung in der Struktur und deren Einfluss auf die Elektromigration: Die blaue Färbung der Querstreifen stellt deren niedrigere Temperatur dar, während die Gleichgewichtstemperatur der gesamten Leiterbahn rot dargestellt ist. Entsprechend den experimentellen Befunden bewegen sich die Ionen dem Elektronenstrom entgegen. Die grünen Pfeile repräsentieren den elektromigrationsbedingten Massenfluß. Dessen Temperaturabhängigkeit (Gl.2.7) bedingt an den kühleren Stellen der Leiterbahn eine Verringerung der Transportrate. Demzufolge würden



Abbildung 4.8: Leiterbahn mit 750nm breiten Querstreifen vor elektrischer Belastung



Abbildung 4.9: Oben: unbeschädigte Leiterbahn a) Zustand von anodischer (links) und kathodischer Seite (rechts) der Leiterbahn nach Abfahren der Belastungssequenz (Tab.4.2) bis zu einer Spannung von einschließlich 300 mV. b) nach Abfahren der Belastungssequenz bis zu einer Spannung von einschließlich 750mV. c) nach elektrischem Versagen in Folge der Belastungssequenz. Die gestrichelte Linie dient der Orientierung und markiert in allen Teilbildern dieselbe Strecke auf der Probenoberfläche.



Abbildung 4.10: SEM-Aufnahme der Leiterbahn nach elektrischem Versagen in Folge der Belastungssequenz (Tab.4.2) Man beachte insbesondere, daß das kathodische Drittel der Leiterbahn deutlichen Zuwachs durch Hügelbildung an den Flanken verzeichnen kann, während das anodische Drittel ein Materialdefizit aufweist. Gleichwohl treten die kritischen Schäden in der Zentralregion auf.



Abbildung 4.11: Illustration der vermuteten thermischen Verhältnisse an einer streifenüberdeckten Leiterbahn

von der Anodenseite her pro Zeiteinheit mehr Ionen zugeführt, als die Überlappungsstelle passieren können. Andererseits werden zur Kathodenseite mehr Ionen abgeführt, als über die Überlappungsstelle nachgeliefert werden können. In diesem Modell wäre also eine Hügelbildung an der Anodenseite des Querstreifens und eine Porenbildung an der kathodischen Seite zu erwarten, wie es bereits früher beobachtet wurde [34]. Um festzustellen, ob aufliegende polykristalline Silberschichten tatsächlich eine solche Kühlwirkung entfalten, sind Messungen der Temperaturverteilung nötig, wie sie im thermischen Nahfeldmikroskop möglich sind. Zur Morphologie der zentralen Schadstelle wurden auch AFM-Untersuchungen durchgeführt. Abb.4.12 zeigt das Höhenprofil der zuvor im SEM abgebildeten Region und ein Topographiebild der zentralen Schadstelle. Keines der aufgenommenen AFM- Bilder liefert weitere Erkenntnisse über die Schadstellen, was vermutlich auf deren schmale, schluchtartige Ausprägung zurückzuführen ist, die ein Eindringen der Spitze nicht gestattet. Folglich zeigt das rasterkraftmikroskopische Topographiebild im Gegensatzu zu den SEM-Aufnahmen auch keine bis auf das Substrat hinabreichende Unterbrechung der Leiterbahn. Die doppelt gewellte Struktur der Leiterbahnoberkante vermittelt zunächst den Eindruck eines durch Unzulänglichkeiten der Meßspitze erzeugten Artefakts, die SEM-Aufnahmen und mit einem anderen AFM gewonnene Topographiebilder (Abb.4.12) zeigen jedoch, daß es sich tatsächlich um eine doppelte Einkerbung längs der Leiterbahn selbst handelt. Zur weiteren Untersuchung des Verhaltens monokristalliner Proben, die teilweise mit polykristallinen Silberschichten bedeckt sind, wurde auch der Fall einer mit einem einzelnen durchgehenden Streifen bedeckten Probe untersucht. Abb.4.13 zeigt einen einkristallinen Silberdraht, der auf 15 µm seiner Länge von einem einzelnen polykristallinen Streifen überdeckt ist. Im Vergleich zur zuvor gezeigten Probenauslegung ergeben sich daraus mehrere wesentliche Unterschiede: Die Länge des polykristallinen Streifens ist größer als die Blechlänge, der Streifen leistet möglicherweise einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur elektrischen Leitfähigkeit der



Abbildung 4.12: links: dreidimensionale Darstellung der AFM-Topographiemessung (WSXM [45]) rechts: Topographiebild der zentralen Schadstelle. Die beiden Messungen wurden in verschiedenen Rasterkraftmikroskopen durchgeführt.

Probe und schließlich ist auch eine erhebliche Verbesserung der Wärmeableitung aus dem monokristallinen Draht nicht a priori auszuschließen. Die gezeigte Sequenz wurde unter Belastung der Leiterbahn mit einer konstanten Spannung von 300mV aufgenommen. Zu Beginn der Belastung betrug der Widerstand  $1,627\,\Omega$ , nach Erreichen des thermischen Gleichgewichts etwa acht Minuten nach Belastungsbeginn noch  $1,719\,\Omega$  (Abb.4.14). Aus diesen Werten läßt sich mit dem Temperaturkoeffizienten des Widerstands, der im hier untersuchten Materialsystem  $0,00395\frac{1}{K}$  beträgt [34], die obere Grenze für die mittlere Temperaturerhöhung der Leiterbahn zu 14,32K abschätzen. Die SEM-Bilder (Abb.4.13) zeigen erstmals nach 20 Minuten Belastung eine kleine Einkerbung im unbedeckten Abschnitt der Leiterbahn nahe dem kathodischen Ende des aufgebrachten Streifens. Nach 30 Minuten erkennt man zwischen anodenseitigen Ende des Streifens und der Anode beginnende Hügelbildung. Nach 40 Minuten ist unmittelbar kathodenwärts des zuvor ausgemachten Hügels ein Materialdefizit zu verzeichnen. Im Verlauf der folgenden Minuten weiten sich diese Kerbe und der benachbarte Hügel aus, was nach 47 Minuten zum Ausfall der Leiterbahn führt. Die Ausfallstelle befindet sich an einer Stelle, wo sich der Leiterbahnquerschnitt verjüngt; dies führt zu einer lokalen Änderung der Stromdichte. Die Ausfallstelle weist jedoch nicht die sonst bei einkristallinen Silberdrähten beobachtete Form einer länglichen Einschnürung auf; stattdessen ist sie scharf schlitzförmig ausgeprägt. Aus diesem Grund wurden im LEO 1530 SEM hochauflösende Aufnahmen der Schadstelle sowie weiterer Silberdrähte, die auf demselben Substrat im selben Depositionsvorgang hergestellt worden waren, angefertigt.

Abb. 4.15 zeigt entsprechende Aufnahmen der Schadstelle und eines weiteren Silberdrahts, der ebenfalls zu seinem einen Ende hin eine keilartige Verbreiterung aufweist. Die Ausfallstelle ist scharf schlitzförmig ausgeprägt, besonders gut zu erkennen ist der im Bild links neben ihr gebildete Hügel. Dies bestätigt den bereits während der Elektromigrationsmessung gewonnenen Eindruck, daß hier zumindest lokal die Windkraft dominiert. Eine mögliche Erklärung für das beobachtete Verhalten wäre eine Korngrenze an der Ausfallstelle. Dies ist nach Ausfall der Leiterbahn nicht mehr festzustellen, jedoch zeigt



Abbildung 4.13: SEM-Aufnahmen einer einkristallinen Silber-Leiterbahn mit polykristallinem Streifen während der elektrischen Belastung mit 6, 1 · 10<sup>7</sup> A/cm<sup>2</sup>. In der Nähe der Anode bildet sich eine Schadstelle aus, die letztlich zum elektrischen Versagen führt. Die ausgeprägte Schlitzform der Ausfallstelle ist für einkristalline Proben ungewöhnlich.



Abbildung 4.14: Zeitliche Entwicklung des Vierpunktwiderstands der in Abb.4.13 gezeigten Probe: Auf eine Thermalisierungsphase, die nach etwa 7 Minuten abgeschlossen ist, folgt ein linear gleichförmiger Widerstandsanstieg. Nach etwa 40 Minuten beginnt die Steigung der Widerstandskurve zuzunehmen. Unmittelbar vor dem Versagen nimmt der Widerstand in vergleichsweise kurzer Zeit beträchtlich zu.



Abbildung 4.15: links: Hochauflösende SEM-Aufnahmender in Abb.4.13 gezeigten Leiterbahn. Gut zu erkennen sind hier die Hügelbildung direkt neben der Ausfallstelle sowie die Kristallite der polykristallinen Silberschicht. rechts: Aufnahme eines anderen Silberdrahts auf demselben Substrat. Trotz der ungleichmäßigen Breite des Drahts ergibt das SEM-Bild keinen Hinweis auf eine Korngrenze.

die Untersuchung eines Silberdrahtes mit vergleichbarer Form, der demselben Präparationsvorgang entstammt (rechtes Bild in Abb. 4.15), daß Korngrenzen an Verengungen der Leiterbahn auftreten können. Die Korngrenze ist dort als sehr schwach dunkler Kontrast zwischen den am Rand erkennbaren Einkerbungen des Drahtes sichtbar. Ein Ausfall eines monokristallinen Silberdrahtes an einer Korngrenze wurde bereits in [34] beobachtet; auch dort war die Ausfallstelle schlitzförmig ausgeprägt.

## 4.2.4 Thermische Nahfeldmikroskopie

Der Spannungsabfall an einem elektrischen Widerstand ist stets mit der Entwicklung Joule'scher Wärme verknüpft, so daß die Wärmeverteilung im Leiter Rückschlüsse auf das Widerstandsverhalten zulässt; insbesondere führt eine lokale Erhöhung des elektrischen Widerstands an Schadstellen dort auch zu einer erhöhten Wärmeentwicklung. Zudem wurde in Abschnitt 4.2.3 ein Modell zum Elektromigrationsverhalten vorgestellt, in dem die Wärmeverteilung in der Probe das zentrale Argument ist. Aus diesen Gründen wurden Messungen im thermischen Nahfeldmikroskop vorgenommen. Für die thermische Nahfeldmikroskopie wurden Proben wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben präpariert. Die Messungen wurden von Sven Stienen durchgeführt und im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgewertet. Das Meßverfahren ist bereits in Abschnitt 3.1.2.1 beschrieben worden. Messgröße ist bei den thermischen Aufnahmen das Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers, das durch unterschiedliche Helligkeit der Bildpunkte wiedergegeben wird. Abb.4.16 zeigt Topographiesignal und thermische Bilder eines mit 85mA Wechselstrom der Frequenz  $\omega = 1,023kHz$  beheizten monokristallinen Silberdrahts. Im Zentrum (Abb.4.16c) ist die Topographische Abbildung gezeigt, außen die in Hin- (Abb.4.16a) und Rückrichtung (Abb.4.16c) aufgenommenen thermischen Bilder in jeweils zwei Exemplaren. Die horizontalen Führungslinien übertragen die Positionen, an denen die monokristalline Leiterbahn unter den polykristallinen Kontakten hervortritt, in die thermischen Bilder. Zusätzlich sind die polykristallinen Kontakte in allen Bildern weiß umrissen. In den thermischen Bildern liefert die gegenüber dem Substrat deutlich erhöhte Temperatur der stromführenden Leiterbahn einen hellen Kontrast. Ebenfalls ist in vertikaler Richtung eine Veränderung der Helligkeit des freiliegenden Teils der Leiterbahn erkennbar. Dies zeigt, daß die Energiedissipation innerhalb der Leiterbahn inhomogen ist; so ist in ihrem oberen Drittel die Wärmeabgabe besonders hoch. Die stärkere Erwärmung dort ist auf einen dort befindlichen Elektromigrationsschaden der Leiterbahn zurückzuführen, der den elektrischen Widerstand lokal erhöht. Die vertikalen Führungslinien übertragen die Position der Leiterbahnkanten aus dem topographischen Bild in die beiden thermischen Aufnahmen. Dadurch wird deutlich, daß die thermischen Bilder der Leiterbahn in die jeweilige Scanrichtung verschoben sind. Dieser Effekt ist darauf zurückzuführen, daß die Spitze selbst eine endliche Wärmekapazität hat und eine Temperaturänderung daher nur verzögert detektiert werden kann. Die horizontalen Führungslinien in Abb.4.16 übertragen die Grenzlinien zwischen den unter polykristallinen Silber liegenden Bereichen der Leiterbahn und dem unbedeckten Mittelteil in die thermischen Aufnahmen. Dabei wird deutlich, daß die Temperatur der von polykristallinem Silber bedeckten Abschnitte kleiner ist als im freiliegenden Zentrum der Leiterbahn. Hierbei handelt es sich nicht um ein Artefakt durch unterschiedliche Kontaktwiderstände, wie durch eine ortsaufgelöste Messung des Kontaktwiderstands gezeigt werden konnte. Abb.4.17 zeigt die Temperaturprofile entlang einer horizontalen und einer vertikalen Schnittlinie durch das Zentrum der Leiterbahn. In horizontaler Richtung nimmt die Temperatur nach außen beiderseits stetig in der Weise ab, wie es die Wärmediffusionsgleichung für ein Substrat mit homogener Wärmeleitfähigkeit erwarten läßt. Bei homogener thermischer Leitfähigkeit des Substrats erwartet man eine exponentielle Ortsabhängigkeit der Temperatur proportional zu  $e^{-\frac{\Delta x}{\tau}}$ , wobei  $\Delta x$ 



Abbildung 4.16: Topographiebild (c) und thermische Bilder für Scanrichtung nach rechts

(a) und links
(b). Die in diesen drei Bildern dargestellten Daten wurden
während desselben Scans aufgenommen. Zur Illustration des Einflusses
der Scanrichtung auf das thermische Bild sowie des Effekts der polykristallinen Kontaktierung auf die Wärmeverteilung sind (a) und (b) in
jeweils zwei Exemplaren gezeigt. Im Topographiebild ist die Kontur der
Leiterbahn erkennbar, die vertikalen Führungslinien übertragen die Position der Seitenkanten der Leiterbahn in die Bilder (a) und (b), so daß
die Verschiebung der auf Hin-und Rückweg aufgenommenen thermischen
Bilder gegeneinander erkennbar wird. Die horizontalen Führungslinien
entsprechen den Stellen, an denen die Leiterbahn unter der polykristal-



Abbildung 4.17: Horizontaler (oben) und vertikaler seitlich Schnitt der Temperaturverteilung in einer Leiterbahn. In horizontaler Richtung fällt die Temperatur vom bei 20µm gelegenen Zentrum nach außen stetig ab, was auf die homogene Wärmeleitfähigkeit des Substrats zurückzuführen ist. Die in vertikaler Richtung aufgenommene Temperaturverteilung ist nur durch das Zusammenwirken mehrere Effekte zu erklären: Bei etwa 20µm weist die Probe Schädigungen auf, die den elektrischen Widerstand erhöhen und zu einer lokal gesteigerten Erwärmung führen. Die dort erzeugte Wärme fließt nach beiden Seiten durch die Leiterbahn ab. Diesem Effekt überlagert sind die Wärmeerzeugungsbeiträge in den unbeschädigten Regionen. Überdies weisen die Kontaktierungen, von Kontaktierung bedeckte Teile des monokristallinen Drahts und dessen freiliegender Teil jeweils unterschiedliche Wärmeleitungseigenschaften auf.
der Abstand vom Leiterbahnzentrum und  $\tau$  eine charakteristische Abklinglänge ist, die der thermischen Diffusionslänge entspricht. Dies wird tatsächlich beobachtet. Die roten Kurven in Abb.4.17 stellen jeweils an die Messwerte angepasste Exponentialfunktionen dar. Aus den berechneten Parametern dieser Funktionen ergeben sich für den horizontalen Schnitt charakteristische Längen von 6,5 µm für den aufsteigenden und 5,5 µm für den absteigenden Ast. Diese stimmen im Rahmen der zu erwartenden Messgenauigkeit überein.

Die Temperaturverteilung entlang einer vertikalen Achse durch das Zentrum der Leiterbahn ist rechts aufgetragen. Die äußeren gestrichelten Linien markieren jeweils die Enden des monokristallinen Drahts, das innere Linienpaar markiert die Positionen, an denen der Monokristall unter der Kontaktierung hervortritt. Von unten beginnend weist die Temperaturverteilung in dem Bereich, in dem die Kontaktierungsschicht direkt auf dem Substrat aufliegt, einen Verlauf auf, der sich durch eine Exponentialfunktion mit der charakteristischen Länge  $\tau = 5, 4 \, \mu m$  beschreiben lässt. Hierzu ist allerdings anzumerken, daß auf Grund der Streuung der Messdaten auch eine Anpassung mit  $\tau = 8,5 \, \mu m$  noch vertretbar wäre. Der folgende Abschnitt der Kurve entspricht dem Bereich, in dem der monokristalline Draht von der Kontaktierungsschicht überdeckt ist; die steilere Kurvenform dort geht auf den Beitrag des monokristallinen Leiterbahnstücks zur Wärmeleitfähigkeit zurück. Eine Analyse der Abklinglänge ist dort auf Grund der Kürze des Abschnitts mit einem beträchtlichen Fehler behaftet, so daß hier auf quantitative Angaben verzichtet wird. Der Übergang zum unbedeckten Teil der Leiterbahn ist auch im thermischen Signal an einer abrupten Änderung der Steigung zu erkennen. Im unbedeckten Teil der Leiterbahn zeigt die Temperaturverteilung ein breites Maximum mit ausgeprägten Temperaturvariationen bei etwa 22 µm Vertikalkordinate. Eine homogene Leiterbahn würde durch einen sie durchfließenden Wechselstrom überall mit der gleichen Leistungsdichte beheizt und müßte folglich eine symmetrische Temperaturverteilung um ihre Mitte aufweisen. Die vorliegende Leiterbahn zeigt jedoch im genannten Bereich bereits elektromigrationsbedingte Schäden, so daß der elektrische Widerstand dort lokal erhöht ist. Dies führt zu einem asymmetrischen Beitrag des freiliegenden Leiterbahnstücks zur Temperaturverteilung. Am oberen Ende der Leiterbahn sind die Unterschiede zwischen den drei Bereichen der Kurve jeweils etwas weniger deutlich sichtbar als am unteren Ende; dennoch können die Bereiche auch an Hand der thermischen Messdaten voneinander abgegrenzt werden. Die beste berechnete Anpassungsfunktion für den Bereich, in dem die obere Kontaktierung direkt auf dem Substrat aufliegt, weist eine Abklinglänge  $\tau = 11 \, \mu m$  auf, der berechnete Fehler bei der Bestimmung dieses Parameters liegt jedoch wiederum im Bereich von 3 μm, so daß auch hier eine Anpassungsfunktion mit einer Abklinglänge von 8,5 μm mit den Messdaten vereinbar ist.

Ein Vergleich der aus dem Horizontalschnitt ermittelten Werte von  $\tau$  bei Wärmeableitung in das Substrat mit den im von der Kontaktierungsschicht bedeckten Teil der Probe bestimmten Abklinglängen zeigt, daß die Wärmeableitung durch die polykristallinen Silberschichten nicht nachweisbar effektiver ist als diejenige durch das Substrat. Folglich kommt den polykristallinen Silberschichten nicht die Kühlwirkung zu, die in dem in Abschnitt 4.2.3 vorgestellten Modell zur Temperaturverteilung angenommen wird. Das beobachtete Elektromigrationsverhalten einer mit polykristallinen Streifen überdeckten Probe kann also nicht durch eine Kühlwirkung der Streifen erklärt werden. Vielmehr muß es sich um einen Effekt der lokal veränderten Stromdichte handeln.

#### 4.3 Messungen an bestrahlten Proben

Ausgehend von der Annahme, daß die Oberflächendiffusion den Elektromigrationsprozess in monokristallinen Silber-Leiterbahnen trägt, wurde der Versuch unternommen, durch Beschuss mit hochgeladenen Ionen Volumendefekte zu erzeugen und somit einen weiteren Diffusionspfad zu eröffnen. Beobachtete man bei bestrahlten Proben einen Materialtransport entgegen der sonst bei Silber-Einkristallen beobachteten Richtung, so wäre dies ein starker Hinweis darauf, daß die Oberflächendiffusion in unbestrahlten Proben die Elektromigration trägt.

Die monokristallinen Silberdrähte wurden zunächst wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben hergestellt. Das Substrat mit den einkristallinen Silberdrähten wurde dann mit hochgeladenen Ionen mit einer Energie von 90 MeV bestrahlt. Im Anschluß an die Bestrahlung mußte das Substrat zunächst aus Strahlenschutzgründen unter Verschluß bleiben, bis der Rücktransport erfolgen konnte. Die Teilung des Substrats in mehrere Proben und die Kontaktierung mittels EBL wurde dann an den bereits bestrahlten Proben vorgenommen. Rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen dieser Proben zeigen deutliche morphologische Schäden. Das Erscheinungsbild der Oberfläche ist bei bestrahlten Proben deutlich gestört, was das Wiederfinden der Marken bei der EBL erheblich erschwert. Im Folgenden wird das Widerstands- und Elektromigrationsverhalten einer bestrahlten Leiterbahn dargestellt. Eine rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Leiterbahn vor jeglicher elektrischer Belastung zeigt Abb.4.18.



Abbildung 4.18: SEM-Bild einer mit hochgeladenen Ionen beschossenen Leiterbahn nach der Kontaktierung und vor elektrischer Belastung

Die Messung des elektrischen Widerstands bei niedrigen Strömen (Abb.4.19) ergibt einen Widerstand von 5,98  $\Omega$ , entsprechend einem spezifischen Widerstand von 1,8  $\mu\Omega cm$ . Dieser unterscheidet sich nicht wesentlich von dem Wert, der für eine unbestrahlte Leiterbahn zu erwarten gewesen wäre.

Unter elektrischer Belastung mit initial verschiedenen Spannungen, ab 245 s nach



Abbildung 4.19: Strom- Spannungskurve einer bestrahlten Leiterbahn bei Regelung auf (messpunktweise) konstanten Strom. Die Probe weist einen Widerstand von 5,98 $\Omega$  auf.

Messbeginn konstant 80 mV zeigt die Probe einen ausgeprägten Materialtransport (Abb.4.20), der entgegen der Bewegungsrichtung der Leitungselektronen verläuft. Die Stromdichte liegt bei 2,8  $\cdot$  10<sup>7</sup>  $\frac{A}{cm^2}$ . Die zugehörige Widerstandskurve (Abb.4.21) ist ab dem Zeitpunkt gezeigt, an dem die für die Belastungsmessung verwendete Spannung von 80 mV erreicht ist. Dies ist 245 Sekunden nach Messbeginn der Fall. Die Probe zeigt zunächst einen konstanten Widerstand im Bereich von etwa sechs Ohm, der bei etwa 275s sprungartig ansteigt. In Abb.4.20a ist zu erkennen, daß die Leiterbahn gegenüber Abb.4.18 am anodischen Ende etwas verkürzt ist, wodurch diese Widerstandserhöhung erklärt werden kann. Nach 280 s ist der Zeitverlauf des Widerstands stetig. Im Bereich zwischen 430 s und 500 s ist die Steigung der Kurve erhöht (Buchstabe b in Abb.4.21 und 4.20), was sich wiederum mit dem im Bild erkennbaren Materialverlust am anodischen Kontakt erklären lässt. Demgegenüber ist am anderen Ende des Silberdrahts, das vom kathodischen Kontakt bedeckt ist, bereits Hügelbildung auszumachen, die sich in Abb.4.20c fortsetzt. Nach nach Ende der 12-minütigen Belastung (Abb.4.20d) liegt eine deutliche Ausdünnung am anodischen Ende des Leiters vor, die sowohl den Monokristall als auch die polykristalline Kontaktierung betrifft. Demgegenüber ist eine Anhäufung von Material an der Kathode auszumachen. Der Massentransport folgt also auch in diesem Experiment der direkten Kraft.



Abbildung 4.21: Verlauf des elektrischen Widerstands für eine bestrahlte Probe unter Spannungsregelung. Die Stromdichte liegt zu Beginn bei 2,8 · 10<sup>7</sup>  $\frac{A}{cm^2}$  Die zugehörige morphologische Entwicklung der Probe zeigt Abb.4.20.



Abbildung 4.20: Bestrahlte Probe unter elektrischer Belastung mit konstanter Spannung. Oben: nach 280 s und 480 s ; unten: nach 630 s und 720 s.

Um dies zu bestätigen und sich zu vergewissern, daß die Richtung des Materialtransports tatsächlich von der Polarität abhängt, erfolgt eine zweite Belastung mit einer konstanten Spannung von 80 mV in umgekehrter Richtung. Die morphologischen Änderungen und die Widerstandskurve zeigen die Abb.4.22 und 4.24. Zwischen den Teilbildern e) und f) kommt am im Bild unteren Drahtende -nunmehr Kathode- Material hinzu, welches durch einen helleren Kontrast und dickeres Erscheinungsbild des Leiterbahnendes erkennbar ist. Die zuvor entstandene Schadstelle heilt dadurch teilweise aus, was sich auch in einer Verringerung des elektrischen Widerstands äußert. Am oberen Ende des Drahtes ist eine entsprechende Rückbildung der Hügel erkennbar, die sich in g) fortsetzt. Zwischen g) und h) sinkt der Widerstand langsamer ab als zuvor, und in h) ist die Ausdünnung an der oberen Kontaktstelle so weit fortgeschritten, daß am Übergang zwischen Kontaktierung und dem Draht bereits stellenweise das Substrat freiliegt. Diese Schädigung schreitet im Folgenden so weit fort, daß der Widerstand ab etwa 4300 s wieder zunimmt. Eine SEM-Aufnahme der Probe nach Ende des Experiments bei 4500 s Meßzeit zeigt Abb.4.23. Gegenüber dem Zustand in Abb.4.22h sind die Schädigungen an der Anode noch deutlicher ausgeprägt; im Kathodenbereich ist dagegen weiteres Material angehäuft worden.



Abbildung 4.22: SEM-Bilder derselben Probe wie in Abb.4.20 bei Belastung mit umgekehrter Polarität nach oben: 60 s, 1100 s unten: 2300 s und 3500 s. Deutlich erkennt man die fortschreitende Anhäufung von Material an der Kathode unter gleichzeitiger Ausdünnung der anodischen Seite.



Abbildung 4.23: Probe nach Ende des Elektromigrationsexperiments (nach 4500 s in Abb.4.24)

Die Probe zeigt für beide Polaritäten jeweils eine zunehmende Verdickung der kathodischen Seite bei gleichzeitiger Ausdünnung an der Anode. Dies zeigt deutlich, daß die Materialtransportrichtung auch für die bestrahlte Probe polaritätsabhängig ist und der Elektronenflußrichtung entgegenweist. Erwartungsgemäß [35] treten bei Polaritätsumkehr Erholungseffekte im Widerstandsverhalten auf (Abb. 4.24) und der elektrische Widerstand sinkt auf einer Zeitskala von etwa einer Stunde von ca. 14 $\Omega$  wieder in einen Bereich um 9 $\Omega$  ab. Dieser Ausheilungseffekt ist jedoch unvollständig, wie ein Vergleich der Abb.4.21 und 4.24 zeigt.



Abbildung 4.24: Verlauf des elektrischen Widerstands für eine bestrahlte Probe nach Spannungsumkehr. Die Messung schließt sich zeitlich unmittelbar an die in Abb.4.21 gezeigte an. Die zugehörige morphologische Entwicklung zeigt Abb.4.22.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß auch nach Bestrahlung mit hochgeladenen Ionen die Elektromigrationsrichtung in monokristallinen Silberdrähten dem Elektronenstrom entgegenweist und aus den Messergebnissen nicht abgeschätzt werden kann, ob die Ionenbestrahlung prinzipiell tauglich ist, eine Elektromigrationsumkehr in monokristallinem Silber zu induzieren.

#### 4.4 In-situ-Präparation im Nanoprobe

Bei der bisher vorgestellten Art der Kontaktierung mittels eines EBL-Prozesses müssen die selbstorganisiert gewachsenen Drähte zur Kontaktierung das Ultrahochvakuum verlassen. Neben der atmosphärischen Luft sind sie auch noch dem EBL-Lack und verschiedenen organischen Prozesschemikalien ausgesetzt. An der Universität Duisburg-Essen bietet ein 4-Spitzen-Rastertunnelmikroskop mit angeschlossener Präparationskammer und Probentransfersystem die Möglichkeit, einkristalline Silberdrähte im Ultrahochvakuum zu präparieren und mittels der STM-Spitzen zu kontaktieren. Diese Versuche wurden in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Möller durchgeführt und im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet.

Zur Präparation wird das Siliziumsubstrat im Ultrahochvakuum zunächst auf 1200° C erhitzt, um Oxidschichten zu entfernen. Dann wird bei einer Probentemperatur von etwa 600° C Silber aufgedampft. Die Prozesse und Gegebenheiten, die dann zur Bildung monokristalliner Silberdrähte führen, wurden bereits in Abschnitt 3.4.1 erläutert. Die Probe wird dann ohne das Ultrahochvakuum zu verlassen in das 4-Spitzen-Rastertunnelmikroskop "Nanoprobe" transferiert, in dem 4 Tunnelspitzen unabhängig voneinander auf der Probe positioniert werden können. Zur Ausrichtung der Tunnelspitzen ist das Gerät mit einem Rasterelektronenmikroskop ausgestattet. Bereits mit dreien der Spitzen sind potentiometrische Messungen an einem Draht möglich, indem dieser mit zwei Spitzen an seinen Enden kontaktiert und mit Strom beaufschlagt wird; die dritte Spitze wird sodann mit Hilfe des SEM an verschiedenen Stellen des Drahtes aufgesetzt, so daß der Spannungsabfall in Abhängigkeit von der Länge des ausgewählten Leiterbahnstücks bestimmt werden kann.

Abb. 4.25 zeigt verschiedene Positionen der Messspitze auf einer 1,5 µm breiten und 20 µm langen Leiterbahn, die während der Messung mit einem Strom von 1mA belastet wird. Die oben und unten im Bild erkennbaren Spitzen sind die Stromzuleitungen, während die mittlere Spitze zur Messung des elektrischen Potentialverlaufs über dem Draht dient.



Abbildung 4.25: Mit STM-Spitzen kontaktierter monokristalliner Silberdraht im Vierspitzen-STM "Nanoprobe". Die mittlere Spitze wird zur Messung des Potentials an verschiedenen Stellen der Probe verschoben, während die äußeren Spitzen stationär bleiben.

Die Ergebnisse der hier gezeigten und einer weiteren, bei 11 mA Stromstärke am selben Draht durchgeführten Messung sind in Abb.4.26 graphisch dargestellt. In einem



Abbildung 4.26: Graphische Auswertung der Potentiometrischen Messungen

Stromstärke / mA	Steigung / $\frac{V}{mm}$	$Ordinatenabschnitt\ /\ mV$	$R/\Omega$	Kontaktwiderstand / $\Omega$
1	0,065	$2,29\pm0,09$	$1,\!3$	$2,29{\pm}0,09$
11	0,714	$21,16\pm1,11$	$1,\!298$	$1,92{\pm}0,1$

Tabelle 4.3: Ermittelte Widerstandsd	ten zur Probe aus Abb.4.28
--------------------------------------	----------------------------

stromdurchflossenen, homogenen metallischen Leiter entspricht der Zusammenhang zwischen Potential (hierbei liegt der Potentialnullpunkt an derjenigen Stromzuführung, von welcher der Abstand der Meßspitze jeweils gemessen wird) an einem Punkt des Leiters und dem Abstand dieses Punktes von der Stromzuführung einer Ursprungsgerade, deren Steigung der elektrischen Feldstärke entspricht, die wiederum über das Ohmsche Gesetz mit dem elektrischen Widerstand verknüpft ist. Obwohl für beide Stromstärken nur jeweils drei Messpunkte zur Verfügung stehen, ergibt sich eine bemerkenswert genaue Übereinstimmung der berechneten Widerstandswerte (Tab.4.3): Die Auswertung der Geradensteigungen führt für die 20 $\mu$ m lange Leiterbahn auf Werte von 1,3  $\Omega$  bei 1 mA und 1,298  $\Omega$  bei 11 mA. Jedoch ergeben sich keine Ursprungsgeraden; vielmehr weisen die Ausgleichsgeraden für beide Messungen beträchtliche Ordinatenabschnitte auf. Der Grund hierfür liegt in den Kontaktwiderständen, deren Werte sich folglich als Quotienten aus dem jeweiligen Ordinatenabschnitt und der verwendeten Stromstärke ermitteln lassen (Abb.4.26) Diese Auswertung führt für dieselbe Probe auf unterschiedliche Kontaktwiderstände für verschiedene Stromstärken: Bei 1 mA ergibt sich ein Kontaktwiderstand von 2,29  $\Omega$ , bei einer Stromstärke von 11 mA beträgt der Kontaktwiderstand 1,92  $\Omega$ Unter der Annahme, daß die Leiterbahn einen dreieckigen Querschnitt mit der für ihre lateralen Abmessungen typischen Höhe von 350nm aufweist, beträgt ihr spezifischer Widerstand 1,7  $\mu\Omega \cdot cm$ . Der spezifische Widerstand reinen Silbers beträgt 1,59  $\mu\Omega cm$  [46]. Messdaten über das Höhenprofil liegen für diese Probe allerdings nicht vor; die Annahme beruht auf AFM-Untersuchungen an monokristallinen Silberdrähten mit vergleichbaren



Abbildung 4.27: Elektrische Belastung eines mechanisch vorbeschädigten monokristallinen Silberdrahts im Ultrahochvakuum. Nach 60s zeigt die anodische Drahthälfte deutliche Veränderungen. Die Schädigung schreitet im Folgenden in Richtung der Kathode fort. Nach dem Umpolen ist in der Nähe der Kathode ein deutlicher Materialabtrag zu verzeichnen, so daß die Leiterbahn schließlich dort versagt.

lateralen Dimensionen. Jeder relative Fehler im für die Berechnung verwendeten Wert für die Leiterbahnhöhe zieht denselben relativen Fehler des ermittelten spezifischen Widerstands nach sich, so daß der angegebene Wert in beide Richtungen um  $0.25 \mu \Omega cm$  vom Tatsächlichen abweichen kann. Die nur geringe Änderung des Widerstands der Leiterbahn selbst deutet darauf hin, daß im Hinblick auf den elektrischen Widerstand deren Temperaturänderung zwischen 1mA und 11mA zunächst vernachlässigbar ist. Bei einem Temperaturkoeffizienten des Widerstands von  $0,00395 \frac{1}{K}[34]$  entspricht die beobachtete Übereinstimmung der beiden Widerstandswerte bis auf  $0,002\,\Omega$  einer Übereinstimmung der Temperaturen mit einer Genauigkeit von 0,506 K. Auch die unterschiedlichen Ergebnisse für die Kontaktwiderstände können nicht durch die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstands erklärt werden: Für die verwendete Probe ist bei 11mA noch keine wesentliche Erwärmung zu erwarten, überdies würde eine mit der größeren Stromstärke einhergehende höhere Temperatur bei Metallen auch zu einem höheren Widerstand führen, der jedoch hier nicht beobachtet wird. Eine mögliche Erklärung liegt in morphologischen Änderungen an der Kontaktstelle, die durch verstärkte Elektromigration und die lokale Temperaturerhöhungbei größerer Stromstärke begünstigt werden und so zu einer größeren effektiven Kontaktfläche führen.

Im Nanoprobe ist es ebenfalls möglich, die Probe mit einer STM-Spitze gezielt anzuritzen und während der nachfolgenden elektrischen Belastung rasterelektronenmikroskopisch zu beobachten. Abb.4.27 zeigt den zeitlichen Verlauf eines solchen Experiments. Im zu Beginn aufgenommenen Bild ist die Polarität an den Spitzen eingezeichnet, in der Mitte der Leiterbahn ist die mechanisch eingebrachte Beschädigung zu erkennen, die den Leiterbahnquerschnitt verengt. Ab dem zu t=60 s gehörigen Bild ist ein klei-



Abbildung 4.28: Die im LEO 440 SEM aufgenommenen Bilder zeigen dieselbe Probe wie in Abb.4.27 nach Belastung in höherer Auflösung. Auf der zerstörten Leiterbahn sind kornartige Strukturen auszumachen. Dort, wo im Experiment die Kontaktspitzen auflagen, befinden sich größere Materialansamlungen.

neres Blickfeld bei höherer Vergrößerung gewählt, um die morphologische Entwicklung der Engstelle besser beobachten zu können. Die Ausdünnung der Leiterbahn beginnt zunächst an anodischer Seite. Bei t=90 s tritt rechts oberhalb der Engstelle eine sichtbare Materialansammlung auf. Im weiteren Verlauf wird die Kante, die die Engstelle nach unten begrenzt, immer weiter abgetragen, so daß sie der Kathode entgegenläuft. (Beschreibungen der elektromigrationsbedingten Wanderung von Leiterbahnkanten sind zumindest für polykristallines Aluminium auch in der Literatur zu finden [47].) Die anodenwärts der Kante gelegenen Bereiche weisen eine deutlich verminderte Breite auf. Diese Effekte lassen bei aller gebotenen Vorsicht einen Materialtransport entgegen der Elektronenflußrichtung vermuten.

Nach Ende des Belastungsexperiments wurde die Probe ins LEO 440 SEM transferiert und dort mit höherer Auflösung noch einmal untersucht (Abb.4.28). Im Bild ist die Leiterbahn bei senkrechtem Elektroneneinfall gezeigt; gut zu erkennen sind die seitlich der in der Breite verminderten Leiterbahn gelegenen Reste der ehemaligen Seitenkanten. Diese Formationen entstehen, wenn sich unmittelbar nach dem Aufschmelzen der Leiterbahn die nunmehr flüssige Phase vermöge ihrer Oberflächenspannung auf eine geringere Breite kontrahiert und geringe Materialmengen an den ehemaligen Außenkanten der Leiterbahn zurückbleiben und dort erkalten. Auf der Mittellinie der geschädigten Leiterbahn sind mehrere kornartige Strukturen auszumachen, bei denen es sich wahrscheinlich um Aggregate handelt, die entweder aus dem abgetragenen Silber des Drahtes oder aus dem Gold der Kontaktspitzen gebildet worden sind. Körner dieser Art werden bei hohen Stromdichten auch im Schmelzfluß aufgeschmolzener Leiter transportiert und sind dann in der hochauflösenden in-situ-SEM Untersuchung in der Bewegung zu beobachten. Eine solche Schmelzflussbildung tritt bei Belastung mit konstantem Strom zumeist in der letzten Phase vor dem elektrischen Versagen auf, kann aber auch in früheren Stadien der Belastungsmessung eintreten. Im ersteren Fall wird lediglich die nachträgliche Untersuchung der geschädigten Struktur erschwert oder verunmöglicht, im letzterem hingegen hat die Probe während wesentlicher Teile der eigentlichen Messung keine wohldefinierte bzw. bekannte Kristallstruktur mehr. Die Zentralregion der Leiterbahn weist noch immer eine längs verlaufende ununterbrochene Silberbahn auf, wobei kornartige Objekte obenauf liegen. Aus den Bildern der Belastungsmessung erstellte Videosequenzen legen den Schluss nahe, daß die Körner über die Oberfläche hinweg transportiert werden, allerdings ist die Transportrichtung nur schwer zu ermitteln. Die drastischen morphologischen Veränderungen an der Kontaktstelle stützen die bereits bei der Auswertung der Kontaktwiderstände der potentiometrischen Messung (Tab.4.3) vorgebrachte Annahme, daß es unter Strombelastung zu einer stärkeren elektrischen und mechanischen Verbindung der Kontaktspitzen mit der Leiterbahn kommt.

Mit den vorgestellten Experimenten ist es unter Ultrahochvakuumbedingungen gelungen, Leiterbahnen zu kontaktieren und mit elektrischem Strom zu belasten. Durch Einsatz einer dritten Spitze war es möglich, den Spannungsabfall über die gesamte Drahtlänge zu verfolgen. Weitere Untersuchungen dieser Art sind für die Elektromigrationsforschung auch insofern von Bedeutung, als daß Verunreinigungen die Elektromigrationsrichtung ändern können [48] und die Reinheit der Probe bei einer Präparation mittels EBL auf Grund der Vielzahl der eingesetzten chemischen Agenzien erheblich schwieriger sicherzustellen ist. Demgegenüber sind kontaminationsbedingte Artefakte in der Ultrahochvakuumtechnik vergleichsweise unwahrscheinlich.

# 5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war neben der Untersuchung der Auswirkung verschiedener Veränderungen der Oberfläche monokristalliner Silberdrähte auf das Elektromigrationsverhalten auch die Durchführung von Untersuchungen mit Variation der angewandten Stromdichte sowie die Auswertung erster im Ultrahochvakuum vorgenommener Messungen an selbstorganisiert gewachsenen Silberdrähten.Im Bereich der polykristallinen Proben wurden Felder paralleler Silber-Leiterbahnen mit einem elektronenstrahllithographischen Verfahren hergestellt und im SEM bis zum Ausfall mit Strom belastet. Die Verteilung der Positionen der Ausfallstellen weist einen Schwerpunkt in der Nähe der Leiterbahnmitte auf, wobei kathodenseitig eine leichte Häufung zu beobachten ist. Dieser Befund zeigt in guter Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen, daß im Fall polykristallinen Silbers die Windkraft für die Elektromigration maßgeblich ist. Die Drähte heizen sich mitsamt den endgültigen Ausfallstellen während der Elektromigration auf und eines der Ziele dieser Arbeit war es, Elektromigrationseffekte bei verschiedenen Temperaturen des Substrats zu messen. Hierzu wurde ein kommerzielles Heizmodul in ein LEO 440 SEM eingebaut und mit einem Probenhalter für die Vierpunkt-Widerstandsmessung versehen. Während des Probebetriebs konnte gezeigt werden, daß in dieser Anordnung eine rasterelektronenmikroskopische Bildaufnahme während des laufenden Heizbetriebs möglich ist. Es stellte sich jedoch heraus, dass das Heizmodul – entgegen der Zusicherungen des Herstellers – den hohen Temperaturen über die langen Zeiträume der Elektromigrationsexperimente nicht standhielt und die geplanten Experimente daher nicht durchgeführt werden konnten.

Stattdessen wurden die Untersuchungen an monokristallinen Silberleiterbahnen intensiviert. Nach der Präparation wurden die Drähte aus dem UHV entfernt und ex-situ mit einem elektronenstrahllithographischen Verfahren kontaktiert. Zur Bestimmung der Leiterbahnquerschnitte wurde das Rasterkraftmikroskop eingesetzt. Während der elektrischen Belastung mit Stromdichten zwischen  $10^7 \frac{A}{cm^2}$  und  $1, 4 \cdot 10^8 \frac{A}{cm^2}$  wurden Widerstandsmessungen in Vierpunkt-Anordnung bei gleichzeitiger rasterelektronenmikroskopischer Beobachtung der Leiterbahnen vorgenommen. Im Vergleich zu den polykristallinen Proben wurde an monokristallinen Leiterbahnen ein Materialtransport in die entgegengesetzte Richtung beobachtet, d.h. das Elektromigrationsverhalten war durch einen dominierenden Einfluss der direkten Kraft geprägt. Diese Experimente bestätigen frühere Ergebnisse, die an solchen Drähten gewonnen worden waren. Die Ausfallstellen der einkristallinen Leiterbahnen lagen stets in der Nähe der Kontaktstelle, während sie bei polykristallinen Drähten, eher in der Drahtmitte liegen. Um die Ursache für den Ausfall in der Nähe der Kontaktstelle zu untersuchen, wurden auf eine monokristalline Leiterbahn polykristalline Streifen quer zur Stromrichtung aufgebracht. Eine Schädigung trat dann nicht mehr ausschließlich an den Kontaktstellen auf, sondern auch in der Nähe dieser polykristallinen Streifen. Ein erster Erklärungsansatz für dieses Verhalten basierte auf einer vermuteten Änderung des Elektromigrationsverhaltens an den Streifen durch eine von den Streifen ausgeübte Kühlung. Die Kühlung wird typischerweise durch das Substrat gewährleistet und hängt sowohl von dessen Dicke des als auch von seiner thermischen Leitfähigkeit sowie der thermischen Leitfähigkeit eventuell aufgebrachter Kühlfinger ab. Sollten die aufgebrachten polykristallinen Streifen den Draht lokal effektiv kühlen, so könnte die Elektromigration als empfindlich temperaturabhängiger Prozess im Bereich der Streifen selbst unterdrückt werden, so daß lediglich die Bereiche in der Nähe der Streifen durch die Elektromigration beeinflusst würden. (Eine ausführlichere Diskussion findet sich Abschnitt 4.2.3). Zur Bestimmung der Kühlcharakteristik solcher Streifen und der Kontaktbereiche des Drahtes, die aufgrund identischer Schichtdicke vergleichbare Kühleigenschaften aufweisen sollten, wurden innerhalb dieser Arbeit erstmals monokristalline Silberdrähte für die Untersuchung mittels thermischer Nahfeldmikroskopie präpariert. Die Methode gestattet es, die Wärmeverteilung auf der Probe während der elektrischen Belastung des Drahtes ortsaufgelöst zu bestimmen. Diese Messungen zeigten, dass der Temperaturabfall abseits des strombelasteten Drahtes der Wärmediffusionsgleichung folgte und die Abklinglänge in den von dünnen Schichten polykristallinen Silbers bedeckten Bereichen der Probe sich nicht wesentlich von der über dem unbedeckten Substrat gemessenen unterschied. Der Kühleffekt dünner polykristalliner Schichten auf den einkristallinen Leiterbahnen ist somit für die Betrachtung vernachlässigbar – offensichtlich ist die Wärmeableitung durch das Substrat dominiert. Daraus folgt, daß ein Ausfall monokristalliner Leiterbahnen in der Nähe von Kontakten oder Querstreifen nicht auf die Temperaturverteilung an diesen Stellen zurückgeführt werden kann. Vielmehr muss die Reduktion der Stromdichte durch den vergrößerten Querschnitt an dieser Stelle zu einer verminderten Elektromigrationsrate führen. Eine quantitative Auswertung der Stromdichteverteilung ist jedoch schwierig; Die Stromverteilung kann zuverlässig wohl nur mit der Methode der finiten Elemente bestimmt werden, in der Draht und Querstreifen als aus einer großen Zahl kleiner Widerstände bestehendes Widerstandsnetzwerk modelliert werden. Numerisch wird eine Stromverteilung errechnet, die für alle Maschen und Knoten im Netzwerk die Kirchhoff'schen Gesetze erfüllt und daraus für jeden Punkt die lokale Stromdichte berechnet. Kommerzielle Programmpakete, wie beispielsweies das an der Universität verfügbare Programmpaket "ANSYS", sollten zur Lösung dieses Problems fähig sein. Es ist jedoch fraglich, ob der auf diese Weise erzielbare Erkenntnisgewinn den numerischen Aufwand rechtfertigen.

Der Vergleich zwischen einkristallinen und polykristallinen Drähten zeigt, dass die Elektromigration in entgegengesetzter Richtung verläuft. Bei den polykristallinen Drähten überwiegt die Windkraft, während bei den einkristallinen Drähten der Materialfluß in Richtung der dem elektrischen Feld zugeschriebenen direkten Kraft erfolgt. In vorangegangenen Arbeiten wurde argumentiert, das dies auf die Verschiedenheit der die Elektromigration tragende Diffusionsmechanismen in diesen beiden Fällen zurückzuführen sei. Für die viele Korngrenzen enthaltenden polykristallinen Drähte überwiegt in diesem Modell die Windkraft; bei den perfekt geordneten einkristallinen Drähten hingegen ist der wesentliche Transportmechanismus die Oberflächendiffusion unter Einwirkung der direkten Kraft. Es wäre daher interessant, zu verifizieren ob durch Schädigung eines einkristallinen Drahtes und damit einhergehende Änderung der relevanten Diffusionsmechanismen eine Umkehr der Elektromigrationsrichtung erreichen ließe. In der Tat wurde in dieser Arbeit ein Fall beobachtet, in dem die morphologische Entwicklung einer Schadstelle an einem Silber-Einkristall zumindest lokal durch die Windkraft dominiert wurde. Insbesondere wurde eine für einkristalline Drähte untypische schlitzartige Form der kritischen Pore an der Ausfallstelle beobachtet. In diesem Fall befand sich vermutlich eine Korngrenze an der späteren Ausfallstelle; Eine ähnliche Beobachtung wurde bereits in der Arbeit von M. Hartmann [34] gemacht. Dort waren durch Zufall zwei um 90° gegeneinander gedrehte Drähte unter Bildung einer Korngrenze aneinandergewachsen, in welchem Fall auch ein schlitzartiger Ausfall am Ort der Korngrenze beobachtet wurde. Diese Beobachtungen deuten darauf hin, daß das Einbringen von Korngrenzen in einkristalline Drähte tatsächlich die Richtung der Elektromigration lokal umkehren kann. Während die Erzeugung einer Korngrenze in einem bestehenden Draht eine massive Störung darstellt, könnten eventuell bereits subtilere Schädigungen zur Umkehr der Richtung der Elektromigration führen. In dieser Arbeit wurde in einem proof-of-principle Experiment versucht, mittels eines hochenergetischen Ionenstrahls Volumendefekte in einen einkristallinen Draht einzubringen. Dabei zeigte sich kein wesentlicher Einfluß der Schädigung auf das Elektromigrationsverhalten: der Massentransport folgte der direkten Kraft und war im für monokristallline Proben üblichen Maß reversibel. Die Präparation dieser Probe war jedoch kompliziert und im hohen Maße zeitaufwendig. Wäre hingegen eine Umkehr der Richtung der Elektromigration beobachtet worden, so hätte dies auf die Schädigung zurückgeführt werden können. Dies war jedoch nicht der Fall; mithin bleibt fraglich, ob Volumendefekte gar keinen Einfluß auf die Richtung der Elektromigration haben, oder ob die Schädigung in diesem Experiment lediglich von zu geringem Ausmaß war, um den beabsichtigten Effekt zu erreichen. In Anbetracht des nach der Bestrahlung gemessenen spezifischen Widerstandes dieser Probe von  $1,8\,\mu\Omega cm$ , der immer noch sehr nahe an der Volumenleitfähigkeit von Ag liegt und deutlich kleiner ist als die typischerweise an polykristallinen Drähten bestimmten Werte, ist es durchaus möglich, daß die letztgenannte Erklärung zutrifft. Für die Zukunft wird daher gezielt die Erzeugung von Korngrenzen, Oberflächen- und Volumendefekten in der Leiterbahn angestrebt. Diese Schädigungsarten umfassen unter anderem Oberflächenkontaminationen, gezieltes Schneiden mit fokussierten Ga-Ionenstrahlen (FIB), mechanische Schädigung mittels der Spitzen eines Rastertunnelmikroskops sowie Einbrigen von Volumendefekten durch intensiveren Ionenbeschuß. Bei allen Untersuchungen nach der in dieser Arbeit angewandten Methode der ex-situ Präparation mit nachfolgender Kontaktierung stellt sich immer die Frage nach dem Einfluß der Präparation auf das Experiment selbst; insbesondere die Veränderung der Oberfläche der einkristallinen Silberdrähte durch die für den EBL-Prozess unabdingbare Naßchemie ist ein wichtiger Aspekt. Dies ist umso kritischer, als daß diese Veränderungen die Oberfläche betreffen und die Oberflächendiffusion bei der Elektromigration in monokristallinen Drähten von wesentlicher Bedeutung ist. Im Zusammenhang mit dieser Arbeit wurden daher Untersuchungen zum Verhalten von monokristallinen Drähten unter UHV-Bedingungen in der Arbeitsgruppe von Prof.Dr. Möller durchgeführt und innerhalb dieser Arbeit ausgewertet. In den Untersuchungen wurden monokristalline Silberdrähte im Ultrahochvakuum präpariert, mit mehreren Kon-

taktspitzen kontaktiert und mit elektrischem Strom belastet. Neben potentiometrischen Messungen des elektrischen Widerstandes wurden während der elektrischen Belastung auch rasterlektronenmikroskopische Bilder der Drähte aufgenommen. Eine abschließende Beurteilung der Elektromigrationsrichtung in dem STM Experiments erweist sich allerdings bisher als schwierig. Zum einen ist der Draht strukturell geschädigt, sollte also – nach den Ergebnissen der ex-situ Experimente an Korngrenzen – zumindest lokal eine Umkehr des Elektromigrationsverhaltens zeigen. Desweiteren sind im Experiment Hinweise auf ein Aufschmelzen des Drahtes beobachtet worden; somit wird ein Rückschluss auf die Elektromigrationsrichtung in diesem Fall schwierig. Bei aller Vorsicht bei der Interpretation der Daten scheinen jedoch die mit dem STM Experiment gemachten Beobachtungen- insbesondere im Hinblick auf den elektrischen Widerstand- mit denjenigen übereinzustimmen, die nach elektronenstrahllithographischer Kontaktierung gemacht wurden; insoweit gibt es bisher keine Hinweise auf einen starke Beeinflussung des ex-situ Experimentes durch Kontaminationen. In zukünftigen Untersuchungen sollte erneut das Verhalten einkristalliner Silberdrähte bei elektrischer Belastung im Ultrahochvakuum untersucht werden. Diese sollten bei noch geringeren Stromdichten durchgeführt werden um einerseits Aufschmelzungseffekte völlig auszuschließen und andererseits ein detaillierteres Bild des zeitlichen Verlaufs der Schädigung zu erhalten. Sollte sich bestätigen dass die naßchemische Prozessierung für das ex-situ Experiment keinen oder nur einen vernachlässigbaren Einfluß auf das Elektromigrationsverhalten auch hochreiner Proben hat, so könnten beide Methoden zur Untersuchung unterschiedlicher Aspekte des Elektromigrationsverhaltens nebeneinander verwendet werden. Beispielsweise ist es mit fokussierten Ionenstrahlen leicht möglich, nahezu beliebig geformte Schädigungen ohne die Erzeugung von Korngrenzen in einen Draht einzubringen; dies wiederum erfordert die Verwendung von nachfolgender Naßchemie zur Kontaktierung und bietet sich daher als ex-situ Experiment an. Eine Erforschung der Temperaturverteilung an den erzeugten Schadstellen kann nur an diesen Proben mit thermischer Nahfeldmikroskopie erfolgen. Untersuchungen dieser Art sind im Vierspitzen-STM auf lange Zeit nicht in-situ möglich. Hingegen könnte dort die Temperaturabhängigkeit der Elektromigration für einkristalline Drähte untersucht werden. In diesem Sinne sind die beiden Methoden also weniger konkurrierend als vielmehr komplementär.

# Danksagung

Herrn Prof. Dr. Günter Dumpich und Herrn Dr. Frank-Joachim Meyer zu Heringdorf, die stets für Fragen, Diskussionen und Vorschläge offen waren, danke ich für die Betreuung dieser Diplomarbeit.

Herrn Prof. Dr. Michael Farle und Herrn Prof. Dr. Michael Horn-von Hoegen gilt mein Dank für die Möglichkeit, in ihren Arbeitsgruppen Messungen durchzuführen. Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppen Farle und Horn-von Hoegen danke ich für ihre unablässige Hilfsbereitschaft und die stets angenehme Arbeitsumgebung.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Förderung dieses Projekts innerhalb des Sonderforschungsbereichs 616 "Energiedissipation an Oberflächen".

Bei Herrn Dr. Burkhard Stahlmecke, der mich mit besonderem Engagement beim Einstieg in das Arbeitsgebiet der Elektromigration begleitet hat, bedanke ich mich für die Einführung in das Messverfahren und die einschlägige Literatur sowie zahlreiche praktische und theoretische Hinweise.

Für die Herstellung der monokristallinen Silberdrähte und die Einführung in die Bedienung des LEO 440 SEM danke ich Herrn Dipl.-Phys. Niemma M. Buckanie.

Herrn Sven Stienen und Herrn Dr. Ralf Meckenstock danke ich für die Durchführung der thermischen Nahfeldmikroskopie.

Herrn Mark Kaspers, Herrn Alexander Bernhart und Herrn Prof. Dr. Rolf Möller danke ich für die Bereitstellung der potentiometrischen Daten und Bilder aus den in-situ-UHV-Messungen.

Für die Bestrahlung monokristalliner Silberdrähte mit hochgeladenen Ionen danke ich Frau Prof. Dr. Marika Schleberger.

Bei Herrn Dipl.-Phys. Christoph Hassel und Herrn Dipl.-Phys. Oliver Posth bedanke ich mich für die Einführung in die Bedienung des LEO 1530 SEM und die Elektronenstrahllithographie sowie für viele hilfreiche Diskussionen und Hinweise.

Herrn Dieter Schädel gilt mein Dank für die stets verläßliche Ausführung von Werkstattarbeiten und die präzise Umsetzung der Zeichnungen.

Herrn Wolfgang Kunze danke ich für die Versorgung mit Silberquellen für die Aufdampfanlage.

Bei Frau Dipl.-Phys. Nina Friedenberger möchte ich mich herzlich für die wertvolle fachliche Zusammenarbeit und die unschätzbare seelische Unterstützung im Laufe des Studiums bedanken. Im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit sind ihre hilfreichen Anmerkungen zu Teilen des Manuskripts zu nennen.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie, die mich während des gesamten Studiums in jeder denkbaren Weise unterstützt hat.

### Literaturverzeichnis

- [1] F. SKAUPY : Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 16 (1914)
- [2] J.R. LLOYD : Journal of Physics D : Applied Physics 32, R109 (1999)
- [3] ANDREA SCORZONI, BRUNO NERI, CANDIDA CAPRILE and FAUSTO FANTINI : Materials Science Reports 7, 143 (1991)
- [4] PAUL S HO and THOMAS KWOK : Reports on Progress in Physics 52, 301 (1989)
- [5] M.A. KORHONEN, P. BØRGESEN, D.D. BROWN and CHE-YU LI : Journal of Applied Physics 74, 4995 (1993)
- [6] I.A. BLECH and CONYERS HERRING : Applied Physics Letters 29, 131 (1976)
- [7] I.A. BLECH, K.L.TAI : Applied Physics Letters **30**, 387 (1977)
- [8] C.N. LIAO, K. CHEN, W.W. WU and L.J. CHEN : Applied Physics Letters 87, 141903 (2005)
- [9] BURKHARD STAHLMECKE and GUENTER DUMPICH : Defect and Diffusion Forum 237-240, 1163 (2005)
- [10] B STAHLMECKE and G DUMPICH : Journal of Physics : Condensed Matter 19, 046210 (2007)
- [11] KANG WU and R.MARK BRADLEY : Physical Review B 50, 12468 (1994)
- [12] B STAHLMECKE, L.I. CHELARU, F.-J.MEYER ZU HERINGDORF and G. DUMPICH: 8th International Workshop on Stress-Induced Phenomena in Metallization CP817, 65 (2006)
- [13] R.P. FEYNMAN : Physical Review 56, 340 (1939)
- [14] K.N. TU : Journal of Applied Physics 94, 5451 (2003)
- [15] SHOSO SHINGUBARA, HISASHI KANEKO, MAKOTO SAITOH : Journal of Applied Physics 69, 207 (1991)
- [16] JAESEOL CHO, M. RAUF GUNGOR and DIMITRIOS MAROUDAS : Applied Physics Letters 86, 241905 (2005)
- [17] B.STAHLMECKE and G. DUMPICH : Applied Physics Letters 90, 043517 (2007)

- [18] J.P.DEKKER and A.LODDER : Journal of Applied Physics 84, 1958 (1998)
- [19] A.K. DAS and SIR RUDOLF PEIERLS : Journal of Physics C : Solid State Physics 8, 3348 (1975)
- [20] P.KUMAR and R.S.SORBELLO : Thin Solid Films 25,25 (1975)
- [21] R.S. SORBELLO : Physical Review B **31**,798 (1985)
- [22] ROLF LANDAUER : Physical Review B 14, 1474 (1976)
- [23] A. LODDER : Europhysics Letters **72**, 774 (2005)
- [24] RAJU P. GUPTA : Physical Review B 25,5188 (1982)
- [25] J.P. DEKKER AND A. LODDER : Journal of Applied Physics 84, 1958 (1998)
- [26] F. D'HEURLE and I. AMES : Applied Physics Letters 16, 80 (1970)
- [27] SHOSO SHINGUBARA and YASUSHI NAKASAKI : Applied Physics Letters 58, 42 (1991)
- [28] E. ARZT, O. KRAFT, W.D.NIX, J.E. SANCHEZ, JR. : Journal of Applied Physics 76, 1563 (1994)
- [29] K R ROOS, K L ROOS, M HORN-VON HOEGEN and F-J MEYER ZU HERINGDORF : Journal of Physics: Condensed Matter 17, S1407 (2005)
- [30] B. STAHLMECKE, F.-J. MEYER ZU HERINGDORF, L.I. CHELARU, M. HORN-VON HOEGEN and G. DUMPICH : Applied Physics Letters 88, 053122 (2006)
- [31] R.E. HOFFMAN and D. TURNBULL : Journal of Applied Physics 22, 634 (1951)
- [32] M.F. ROSU, C.R. LAURENS, A. FALEPIN, M.A. JANUS, M.H. LANGELAAR, F.PLEITER, O.C. ROGOJANU and L. NIESEN : Physical Review Letters 81, 4680 (1998)
- [33] L. PEDEMONTE, R. TATAREK and G. BRACCO : Physical Review B 66, 045414
- [34] M. HARTMANN : Untersuchungen zur Elektromigration von nanostrukturierten Silber-Leiterbahnen - Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2006)
- [35] B. STAHLMECKE : Elektromigration in Gold und Silber Nanostrukturen Dissertation, Universität Duisburg- Essen (2007)
- [36] L. REIMER, G. PFEFFERKORN : Raster-Elektronenmikroskopie, Berlin 1977
- [37] T.E. EVERHART and R.F.M. THORNLEY : Journal of Scientific Instruments 37, 247 (1960)

- [38] M. HAUDER, J. GSTÖTTNER, W. HANSCH AND D. SCHMITT-LANDSIEDEL : Applied Physics Letters 78, 838 (2001)
- [39] CHAO-FU HONG, MITSUHIRO TOGO, KOICHIRO HOH : Japanese Journal of Applied Physics 32, 624 (1993)
- [40] ADOLF FICK : Annalen der Physik 94, 59 (1855)
- [41] International Technology Roadmap for Semiconductors, 2007 Edition (2007)
- [42] J. CHO and C.V. THOMPSON : Applied Physics Letters 54, 25 (1989)
- [43] RALF MECKENSTOCK : Review of Scientific Instruments 79, 1-1 (2008)
- [44] I. H. LAMBERT : Photometria (sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae), Wien 1760
- [45] I. HORCAS, R. FERNÁNDEZ, J.M. GÓMEZ-RODRIGUEZ, J.COLCHERO, J.GÓMEZ-HERRERO, A.M. BARO: Review of Scientific Instruments 78, 013705 (2007)
- [46] UNIVERSITY OF THE STATE OF NEW YORK / STATE EDUCATION DEPARTMENT : Reference Tables for Physical Setting/Physics, Albany 2002
- [47] I.A. BLECH : Journal of Applied Physics 47, 1203 (1976)
- [48] R.E. HUMMEL, B.K. KRUMEICH AND R.T. DEHOFF : Applied Physics Letters 33, 960 (1978)
- [49] C. BOSVIEUX, J. FRIEDEL : Journal of Physics and Chemistry of Solids 23, 123 (1962)

### Anhang A : Konstruktionszeichnung

Zur Montage des Heiztisches im LEO 440 SEM war eine Adapterplatte erforderlich, deren Konstruktionszeichnung im folgenden gezeigt wird.



Abbildung .1: Sockel zur Montage des Heizmoduls im LEO 440 SEM. Die zwei Gewindelochtripel dienen zur Befestigung des Heizmoduls. Der untere Teil des Sockels stellt die Verbindung zum Probentisch des LEO 440 SEM her.