

Bewertung der Zuverlässigkeit von Gold-Mikrokontakten in Bezug auf die Schädigung durch Elektromigration

vorgelegt von
Dipl.-Ing.
Jessica Kleff
aus Wuppertal

von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. K. Petermann

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. H. Reichl

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. M. Nowotnick

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. sc. techn. K.-D. Lang

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 10. Januar 2013

Berlin 2013

D83

Zusammenfassung

Die Elektromigration ist ein Fehlermechanismus, dessen Bedeutung aufgrund anhaltender Miniaturisierung zunimmt. Es handelt sich um einen diffusionsgetriebenen Prozess, der stark von der Temperatur und der Stromdichte abhängt. Aufgrund eines Impulsübertrags des sogenannten Elektronenwindes auf aktivierte Metallionen kommt es zu einem Materialtransport in stromdurchflossenen Leitern. Infolge des Materialabtrags und der Materialanhäufung andernorts kann es zu Ausfällen aufgrund eines offenen Kontakts oder eines Kurzschlusses kommen. Die Materialcharakterisierung bezüglich der Elektromigrationsbeständigkeit wird somit immer wichtiger.

Aufgrund der ähnlich hohen Schmelztemperatur im Vergleich zu Kupfer ist Gold bezüglich der Elektromigrationsbeständigkeit möglicherweise ein interessanter Kandidat. Auch die Aktivierungsenergie für Korngrenzendiffusion von Gold und die Aktivierungsenergie für Oberflächendiffusion von Kupfer sind ähnlich groß. Es wäre daher wahrscheinlich, dass Gold eine ähnliche oder sogar eine höhere Elektromigrationsbeständigkeit als Kupfer besitzt. Zusätzlich hat Gold eine Reihe von Vorteilen in der Aufbau- und Verbindungstechnik. Dazu gehören gutes Deformationsverhalten, sehr gute Wärmeleitfähigkeit und Hochtemperaturstabilität. Im Vergleich zu Kupfer oder Aluminium, die üblicherweise auch zum Thermosonic-Bonden verwendet werden, ist bei Gold keine Reduktion von Oxiden vor dem Bonden und auch während des Bondprozesses nötig.

In der Literatur findet man Ergebnisse von Untersuchungen an Gold-Dünnschichten. Diese können allerdings nicht auf Mikrokontakte übertragen werden. Sie können durch Interfacediffusion und die unterschiedliche Struktur, wie die einseitige Begrenzung des Goldes durch das Substrat, beeinflusst werden. Es wurde daher in dieser Arbeit eine vollständig neue Teststruktur entwickelt, die Elektromigrationsuntersuchungen an freistehenden Mikrokontakten ermöglicht.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit neu entwickelte Struktur beinhaltet zwei Bumps, die mittels Leiterbahnen substratseitig kontaktiert sind. Die komplette Struktur wird auf einem Siliziumwafer mit Unterbumpmetallisierung galvanisch abgeschieden, sodass der Einfluss eines Bondinterfaces ausgeschlossen werden kann. Die oberseitige Kontaktierung zwischen den beiden Kontakten erfolgt über eine ebenfalls galvanisch abgeschiedene Struktur, die durch ein Überplaten über die obere Lackkante hinaus entsteht. Ein weiterer Bump, der an dieser oberen Leiterbahn angeschlossen ist, ermöglicht eine separate Widerstandsmessung für beide Mikrokontakte der Struktur.

Um das Migrationsverhalten der Struktur beurteilen zu können, wurde eine thermoelektrische Simulation zur Ermittlung der Temperaturverteilung, des Temperaturgradienten, der Stromdichte sowie

der Materialflussdichten der Elektromigration und der Thermomigration durchgeführt. Es wurden die Ableitungen bzw. Divergenzen der Materialflussdichten bestimmt. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Thermomigration und mögliches Current Crowding abgeschätzt werden. Das Design der Teststruktur wurde dahin gehend optimiert, dass diese Effekte nicht relevant sind.

Die galvanisch hergestellten Proben wurden mit unterschiedlichen Stromdichten bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen betrieben. Der Ausfall und somit die Lebensdauer wurde mittels einer Vierdraht-Widerstandsmessung der Kontakte festgestellt. Des Weiteren wurden zur genaueren Untersuchung des Ausfallorts und der Porenverteilung Rasterelektronenmikroskopaufnahmen gemacht, die teilweise mit dem Focused Ion Beam präpariert wurden. Zur Beurteilung des Einflusses der Vorbehandlung auf die Lebensdauer wurden in dieser Arbeit erstmalig Messungen an galvanisch abgeschiedenen Proben, die unterschiedlich ausgelagert wurden, durchgeführt. Es wurden zwei Auslagerungsprofile verwendet, um den Einfluss beurteilen zu können: 250 °C für zehn Minuten sowie 300 °C für vier Stunden. Ersteres ist zur Vorbereitung von Goldproben auf ein Thermokompressionsprofil üblich, um die gewünschte Härte und einen annähernd stabilen Zustand der Mikrostruktur zu erreichen. Die Ergebnisse zeigen, dass der gewählte Auslagerungsprozess sehr großen Einfluss auf die Lebensdauer hat. Aufgrund der Ergebnisse der hochgetemperten Proben konnte mithilfe der Blackschen Gleichung eine Aktivierungsenergie der Elektromigration von 1,36 eV bestimmt werden. Unter Berücksichtigung weiterer Effekte ergibt sich eine Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion von 1,46 eV.

Es wurde ein stark vereinfachtes Modell für das Porenwachstum im Mikrokontakt entwickelt. Der daraus abgeleitete Verlauf der Widerstandsänderung stimmt sehr gut mit dem Experiment überein. Auch der aus der Simulation bestimmte Ausfallort ist bis auf wenige Proben korrekt. Des Weiteren wurde eine mathematische Beschreibung entwickelt, die die experimentell ermittelten Lebensdauern nachbildet. Mögliche physikalische Prozesse zur Erklärung der mathematischen Beschreibung werden genannt. Die Ergebnisse zeigen, dass die alleinige Berücksichtigung des Porenwachstums nicht ausreicht, um den Ausfall zu beschreiben. Weitere Effekte wie Porennukleation, Ausgasen und Ausheilen müssen berücksichtigt werden. Das Modell verbindet zwei Prozesse, die sich überlagern und deren Einfluss vor allem durch die vorhergehende Auslagerung bestimmt wird. Des Weiteren ist der aus dem Blackschen Modell geläufige Zusammenhang von Lebensdauer und Stromdichte nicht anwendbar: Es existiert eine Stromdichteabhängigkeit, die aus der Literatur nicht bekannt ist und im Rahmen dieser Arbeit wegen fehlender umfangreichere Messungen noch nicht erklärt werden konnte.

Durch den in dieser Arbeit vorgestellten Vergleich der Lebensdauer von galvanisch abgeschiedenen Goldkontakten bei unterschiedlichen Auslagerungsprozessen konnte gezeigt werden, dass viele Einflüsse und Bedingungen die Lebensdauerergebnisse verändern. Die möglicherweise beteiligten physikalischen Prozesse lassen darauf schließen, dass experimentelle Ergebnisse nur für ein bestimmtes Goldbad, einen bestimmten Abscheidungsprozess und einen bestimmten Auslagerungsprozess Gültigkeit haben. Insgesamt liefert die Arbeit wesentliche Resultate, die bei der Verwendung

von Gold-Mikrokontakten bezüglich der Migrationsbeständigkeit jetzt berücksichtigt werden müssen. Die neuen Erkenntnisse aus dieser Arbeit stellen damit eine wertvolle Basis für weitere notwendige Untersuchungen dar.

Abstract

Electromigration is a failure mechanism, whose impact is increasing due to on going miniaturisation. It is a diffusion controlled process, which is highly temperature as well as current density dependent. Due to a momentum transfer of the so called electron wind to activated metal ions, material is transported in current flown conductors. In the wake of material depletion and accumulation elsewhere, failures due to open contacts or short-circuits are possible. The material characterisation in regard to the electromigration withstand becomes more and more important.

Regarding the similar melting temperature of gold and copper, gold could be an interesting candidate with respect to electromigration reliability. Even the activation energy for grain-boundary diffusion of gold and the activation energy for surface diffusion of copper are in the same range. Therefore it is likely that gold has a similar or even better electromigration resistance than copper. In addition gold has several advantages regarding packaging technology including good deformation behaviour, very high thermal conductivity and high temperature stability. In comparison to copper or aluminium, which are commonly used for thermo-sonic bonding as well, no reduction of oxides before bonding or during the bonding process is necessary.

Results of investigations done with gold thin-film layers are presented in literature. These cannot be transferred to micro contacts. They could be influenced by interface diffusion and the different structure, like the boundary on one side because of the substrate. Therefore a completely new test structure has been developed, which enables electromigration tests on free-standing micro contacts.

The test structure, which has been developed within the framework of this work, consists of two micro contacts, which are connected on the substrate side by a conductor path. The whole structure is electroplated on a silicon wafer with under bump metallisation, to eliminate the influence of a bonding interface. The connection on top between the two bumps is realized by an electroplated bridge, which is done by overplating beyond the height of the resist. A third bump, which is connected to the bridge, allows an individual resistance measurement of each of the two micro contacts.

To evaluate the migration behaviour of the structure, a thermo electrical simulation has been done: The temperature distribution, temperature gradient, current density as well as the mass flux densities of electromigration and thermomigration have been determined. Mass flux derivations respectively divergences have been calculated. By these means the influence of thermomigration and current crowding can be estimated. The design of the test structure has been adopted to minimize the influence of these effects.

The electroplated samples are stressed with different current densities and different temperatures. The failure and therefore the lifetime has been monitored by a four-terminal sensing of the contacts. Further analyses by scanning electron microscopy as well as focused ion beam have been done to determine the position of the failure as well as the void distribution. To evaluate the impact of a pretreatment on the lifetime, measurements of electroplated structures with different pretreatment profiles have been done for the first time. Two pretreatment profiles have been used: 250 °C for ten minutes and 300 °C for four hours. The former is a typical process profile to get the gold ready in regard to hardness for thermo compression bonding and an almost stable microstructure. The results point out that the pretreatment profile has a very big influence on the lifetime results. Due to the results of highly pretreated structures, an activation energy of electromigration of 1.36 eV has been determined by means of Black's equation. Considering further effects, an activation energy of grain-boundary diffusion of 1.46 eV has been calculated.

A highly simplified model for the void growth in the micro contact has been developed. The derived resistance change is in good agreement with the results of the experiments. The failure position determined by the simulation is identical with the results of the cross sections except for a few cases. In addition a mathematical description of the lifetime results has been determined. Possible physical processes to explain this description are given. The results show that an exclusive consideration of void growth is not sufficient to describe the degradation. Further effects like void nucleation, outgassing and annealing have to be considered. The model combines two processes which are overlaid and whose impact depends on the pretreatment step. Furthermore the relation of lifetime and current density of Black's equation is not applicable: A dependence of the current density which is not known from literature exists. This dependence has not been clarified in this work due to missing more comprehensive experimental data.

Due to the presented comparison of electroplated gold micro contacts regarding different pretreatment profiles, it has been shown that various influences and conditions change the lifetime results. By possibly involved physical processes one can conclude that the experimental results are only valid for a certain plating bath, a certain plating process as well as a certain pretreatment profile. In total, this work provide essential results, which now have to be considered regarding the electromigration reliability of gold micro contacts. This new knowledge represents a valuable basis for further required investigations.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	v
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	3
2.1. Theoretische Grundlagen der Elektromigration	3
2.1.1. Diffusion im Festkörper	3
2.1.2. Kräfte der Elektromigration	6
2.1.3. Die Blacksche Gleichung	9
2.1.4. Die Blechlänge	10
2.2. Weitere Migrationseffekte	11
2.3. Diffusion in Gold	12
2.4. Elektromigration in Gold	13
2.4.1. Aktivierungsenergie	13
2.4.2. Stromdichte - Blechlängenprodukt	14
2.4.3. Effektive Ladungszahl	16
3. Entwicklung eines Modells zur Beschreibung des Porenwachstums	19
3.1. Berechnung der relativen Widerstandsänderung	20
3.2. Ausfall durch eine einzelne Pore	21
3.3. Ausfall durch mehrere Poren	25
3.4. Zusammenfassung der Modellergebnisse	25
4. Entwurf und Herstellung der Teststrukturen	27
4.1. Entwurf der Teststrukturen	27
4.2. Prozessablauf und Probengeometrien	28
4.3. Beschreibung des Abscheidvorgangs	31
4.4. Temperaturlagerung der Proben	31
4.5. Spannungsfreiheit	34

5. Simulation des Mikrokontakts mithilfe eines Finite Elemente Modells	35
5.1. Verwendete Materialparameter	35
5.2. Implementierung des Finite Elemente Modells	36
5.2.1. Beschreibung des Modellaufbaus der Simulation	39
5.2.2. Berechnung der Materialflussdichten in Mathematica	39
5.3. Ergebnisse der Simulation	40
5.3.1. Temperatur und Temperaturgradient	41
5.3.2. Stromdichte	42
5.3.3. Materialflussdichte Elektromigration	43
5.3.4. Materialflussdichte Thermomigration	43
5.3.5. Ableitung der Materialflussdichten	43
5.3.6. Vergleich der Einflüsse von Elektromigration und Thermomigration	46
5.3.7. Betrachtung des Spannungsabgriff-Bumps	46
5.4. Übersicht der Simulationsergebnisse	48
6. Versuchsaufbau	51
6.1. Beschreibung des Messaufbaus	51
6.2. Herstellung der Proben	52
6.3. Bestimmung der Probentemperatur	53
7. Untersuchungen an planaren Goldstrukturen	55
7.1. Beschreibung der Teststruktur	55
7.2. Bestimmung des kritischen Produkts	57
7.3. Vergleich von planaren Strukturen und Bumps	58
8. Messungen an hochgetemperten Gold-Mikrokontaktstrukturen	61
8.1. Bestimmung der Widerstandsverläufe	61
8.2. Bestimmung der Aktivierungsenergie	61
8.3. Bestimmung des Stromdichteexponenten	63
9. Messungen an nieder- und nichtgetemperten Gold-Mikrokontaktstrukturen	65
9.1. Bestimmung der Widerstandsverläufe	65
9.2. Bestimmung des kritischen Produkts	66
9.3. Bestimmung der Aktivierungsenergie und des Stromdichteexponenten	67
10. Vergleich von Modell und Experiment der hochgetemperten Proben	71
10.1. Betrachtung der relativen Widerstandsänderung	71
10.2. REM und FIB Untersuchungen	72
10.3. Die Aktivierungsenergie	74
10.4. Der Stromdichteexponent	74

10.5. Diskussion zu überlagerten Effekten	76
10.6. Übertragung der Ergebnisse auf reale Bedingungen	77
10.7. Vergleich mit Kupfer	78
11. Vergleich von Modell und Experiment der nieder- und nicht getemperten Proben	79
11.1. Betrachtung der relativen Widerstandsänderung	79
11.2. REM und FIB Untersuchungen	80
11.3. Verunreinigungen	81
11.4. Mathematische Beschreibung der experimentellen Werte	84
11.5. Mögliche physikalische Abläufe zur Erklärung der mathematischen Beschreibung . . .	87
11.6. Diskussion zu überlagerten Effekten	93
11.7. Bedeutung der Ergebnisse für die Praxis	94
12. Ausblick	97
A. Herleitung der Materialflussdivergenzen	99
A.1. Elektromigration	99
A.2. Thermomigration	100
A.3. Stressmigration	102
B. Anwendung und Interpretation der Weibullstatistik	105
C. Abschätzung der Größenordnung der Rückdiffusion	107
Verzeichnis der verwendeten Formelsymbole	111
Abkürzungsverzeichnis	115
Literaturverzeichnis	124
Danksagung	125

1. Einleitung

Elektromigration (EM) ist ein diffusionsgetriebener Prozess, bei dem es aufgrund eines Impulsübertrags des sogenannten Elektronenwindes auf aktivierte Metallionen zu einem Materialtransport kommt. Der Transport hängt stark von der Temperatur und der Stromdichte ab. Auch mechanischer Stress kann den Transport beeinflussen. Aufgrund von Miniaturisierung kommt es zu steigenden Stromdichten in den elektrischen Verbindungen, sodass Elektromigration heutzutage ein bedeutender Fehlermechanismus in der Mikrosystemtechnik ist. Um weitere Miniaturisierung zu ermöglichen, und somit ein geringeres Gewicht und höhere Funktionalität zu ermöglichen sowie Produktionskosten zu verringern, werden geeignete Materialien und Technologien benötigt, die den neuen Belastungen standhalten [2]. Des Weiteren ist ein umfassenderes Verständnis der Vorgänge notwendig, um die Verbindungstechnik in Bezug auf Elektromigration zu optimieren.

Gold hat eine fast so hohe Schmelztemperatur wie Kupfer [52]. Die Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion von Gold ist ähnlich hoch wie die der Oberflächendiffusion von Kupfer [45, 49]. Es wäre daher wahrscheinlich, dass Gold eine ähnliche oder sogar eine höhere Elektromigrationsbeständigkeit als Kupfer besitzt. Zusätzlich hat Gold eine Reihe von Vorteilen in der Aufbau- und Verbindungstechnik. Dazu gehören geeignetes Deformationsverhalten, sehr gute Wärmeleitfähigkeit und Hochtemperaturstabilität. Im Vergleich zu Kupfer oder Aluminium, die üblicherweise auch zum Thermosonic-Bonden (TS-Bonden) verwendet werden, ist bei Gold kein Entfernen von Oxiden vor dem Bonden und auch während des Bondprozesses nötig. Somit ist die Technologie auch für Anwendungen geeignet, bei denen Rückstandsfreiheit, wie z.B. in der Optoelektronik, gefordert ist.

Bisher ist die Elektromigration in Gold an Dünnschichtproben untersucht worden. Zur Herstellung der Leiterbahnen wurde entweder das Verdampfen [102, 3, 93] oder seltener die galvanische Abscheidung [25, 68] verwendet. Die Ergebnisse der bisherigen Veröffentlichungen können nicht auf Mikrokontakte übertragen werden, da bei Leiterbahnproben das Migrationsverhalten von der Haftschrift beeinflusst wird und die Ergebnisse von der Struktur, wie die einseitige Begrenzung des Goldes durch das Substrat, abhängen. Des Weiteren wurde der Auslagerung in der Literatur bisher keine Beachtung geschenkt.

Deshalb sollen in dieser Arbeit freistehende, galvanisch abgeschiedene Gold-Mikrokontakte bezüglich Elektromigration untersucht werden. Im Vergleich werden in ersten Versuchen planare Proben, sogenannte Dogbone-Strukturen, betrachtet. Ziel ist es, die Elektromigrationsresistenz von galvanisch abgeschiedenen Gold-Mikrokontakten nach unterschiedlichen Auslagerungsprofilen zu evalu-

ieren.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Theoretische Grundlagen der Elektromigration

Die Elektromigration ist ein diffusionsgetriebener Prozess, bei dem es aufgrund einer gerichteten Kraft, des sogenannten Elektronenwindes, zu einem Bruttotransport von Material in einem elektrischen Leiter kommt. Dieser Materialtransport kann bei Materialanhäufung zu Kurzschlüssen zwischen benachbarten Kontakten bzw. bei Materialverarmung zu offenen Kontakten führen und ist somit für die Zuverlässigkeit von Mikrosystemen relevant. Im Folgenden werden die Grundlagen, die zum Verständnis der EM nötig sind, erklärt.

2.1.1. Diffusion im Festkörper

Als Diffusion bezeichnet man die Bewegung von Atomen aufgrund der thermischen Eigenbewegung. Die Platzwechselvorgänge der Atome können durch unterschiedliche Mechanismen bewirkt werden. Diese sind [111]

- Leerstellendiffusion
- Zwischengitterdiffusion (interstitielle Diffusion)
- indirekte Zwischengitterdiffusion
- Platztausch
- Ringtausch.

Des Weiteren unterscheidet man den Diffusionspfad. Man spricht von [43]

- Volumendiffusion
- Korngrenzendiffusion
- Oberflächendiffusion
- Grenzflächendiffusion.

In polykristallinen Metallen ist die Leerstellendiffusion am bedeutendsten. Diese wird im Folgenden genauer betrachtet. Unter der Voraussetzung, dass eine Leerstelle in der Nachbarschaft des betrachteten Ions existiert, muss das Ion lediglich die Potentialbarriere ΔG_m überwinden, wie in Abbildung 2.1 grafisch dargestellt ist. Die Ionen schwingen im Gitter mit einer Frequenz, die im Wesentlichen un-

abhängig von der Temperatur ist und durch die Zustandsdichte nach Debye näher beschrieben wird. Die maximale Frequenz, mit der die Ionen schwingen, ist die Debye-Frequenz ν_D . Jede Schwingung des Ions kann zu einem Sprung in die Leerstelle führen. Mit welcher Wahrscheinlichkeit dieser Sprung ausgeführt wird, beschreibt die Boltzmannverteilung, sodass die Sprungfrequenz ν wie folgt angegeben wird [111]:

$$\nu = \nu_D e^{-\Delta G_m/kT}. \quad (2.1)$$

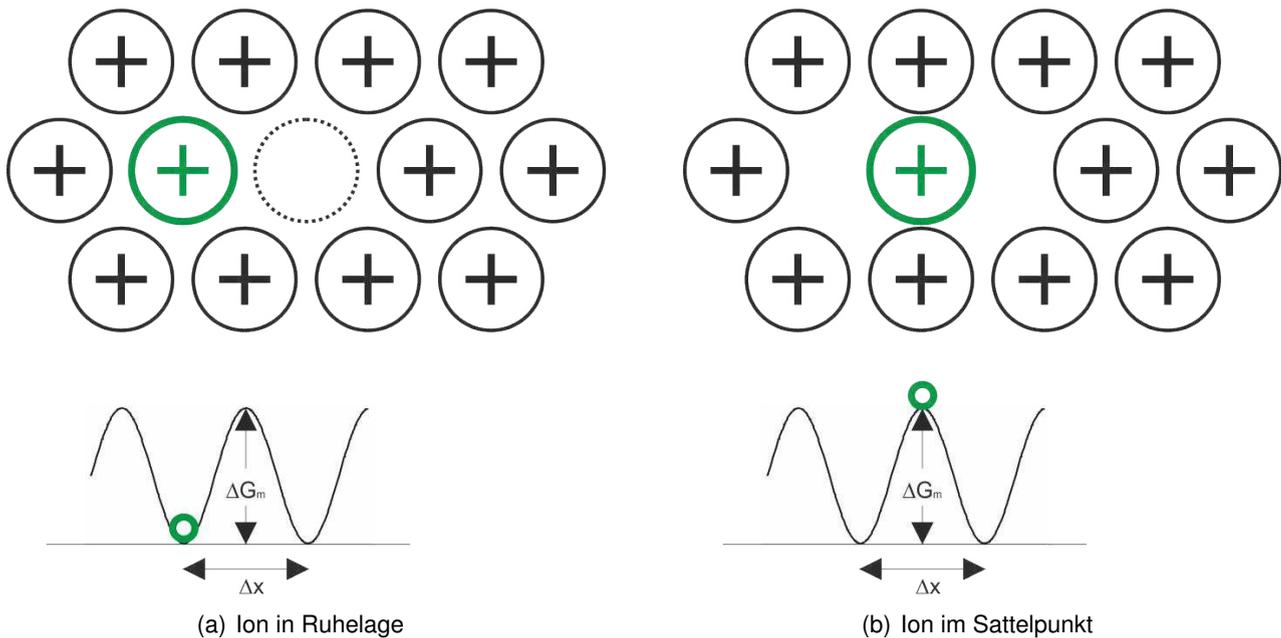


Abb. 2.1.: Leerstellendiffusion

Hierbei ist k die Boltzmannkonstante und T die Temperatur. ΔG_m wird als Wanderungsenergie bezeichnet. Die Sprungfrequenz beschreibt die Anzahl der Ionen, die pro Sekunde einen Sprung ausführen. Im Wesentlichen wird die Diffusion bestimmt durch die Wahrscheinlichkeit, mit welcher ein Ion einen Sprung ausführt, sowie der Wahrscheinlichkeit einer vorhandenen Leerstelle. Die Dichte der Leerstellen pro Volumen C_v hängt ab von der Dichte der Atome pro Volumen C und der Leerstellengenerationsenergie ΔG_f [111]

$$C_v = C e^{-\Delta G_f/kT}. \quad (2.2)$$

Die Wahrscheinlichkeit einer Leerstelle in der Nachbarschaft des Atoms beträgt somit $C_c C_v/C = C_c e^{-\Delta G_f/kT}$, wobei C_c die Dichte der Nachbarschaftsatome ist. Um den Diffusionskoeffizienten D zu bestimmen, kann die Einsteinrelation $D = \mu kT$ herangezogen werden [42]. Zuerst muss jedoch die Beweglichkeit μ bestimmt werden. Eine gerichtete Kraft F führt zu einer abfallenden potentiellen

Energie, siehe Abbildung 2.2. Im Fall der Elektromigration wirkt der Elektronenwind auf die Ionen. Dem entgegen steht die elektrische Kraft, die betragsmäßig aber sehr viel kleiner ist. Diese wird in Abschnitt 2.1.2 genauer besprochen.

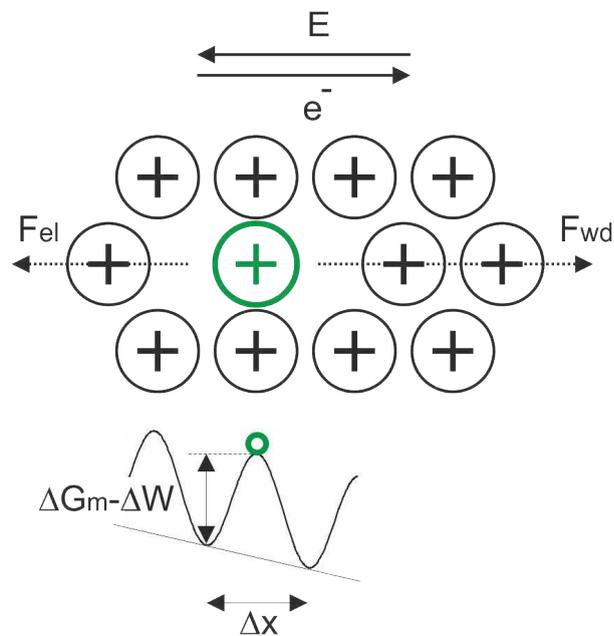


Abb. 2.2.: Leerstellendiffusion bei gerichteter Kraft

Die Diffusion erhält durch die gerichtete Kraft eine Vorzugsrichtung, sodass es zu einem Bruttoretransport von Material kommt. Die Potentialbarriere verringert sich in der einen Richtung um den Wert $\Delta W = F \Delta x / 2$ bzw. erhöht sich in der anderen Richtung um diesen Wert. Der Atomabstand ist Δx . Die Sprungfrequenz wird somit richtungsabhängig. Es gilt in Richtung der Kraft $\nu_+ = \nu e^{-F \Delta x / 2kT}$ und entgegengesetzt $\nu_- = \nu e^{+F \Delta x / 2kT}$. Die Differenzfrequenz ν_n ergibt sich somit unter der Annahme einer linearen Diffusion ($\nu_n \sim F$) zu [111]

$$\nu_n = \nu_+ - \nu_- = \nu \Delta x F / kT. \quad (2.3)$$

Die mittlere Geschwindigkeit v der diffundierenden Atome ist

$$v = \Delta x \nu_n = \nu \Delta x^2 F / kT = \mu F. \quad (2.4)$$

Für die Beweglichkeit μ gilt somit $\mu = \nu \Delta x^2 / kT$. Für den Diffusionskoeffizienten ergibt sich somit unter Berücksichtigung der Leerstellengeneration

$$D = f \nu \Delta x^2 C_c e^{-\Delta G_f/kT} \quad (2.5)$$

$$D = f \nu_D \Delta x^2 C_c e^{-(\Delta G_m + \Delta G_f)/kT}. \quad (2.6)$$

Der Faktor f beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der das Ion nicht wieder auf seinen Ursprungsort zurückspringt [111]. Drückt man die Gibbsche freie Energie ΔG als Differenz der Enthalpie ΔH und des Entropieterms ΔS aus, erhält man folgende Beziehung

$$D = f \nu_D \Delta x^2 C_c e^{-(\Delta S_m + \Delta S_f)/k} e^{-(\Delta H_m + \Delta H_f)/kT} \quad (2.7)$$

$$D = D_0 e^{-(\Delta H_m + \Delta H_f)/kT} \quad (2.8)$$

mit $D_0 = f \nu_D \Delta x^2 C_c e^{-(\Delta S_m + \Delta S_f)/k}$. Ist die Leerstellenkonzentration sehr hoch, wie z.B. an der Oberfläche und in Korngrenzen, kann der Leerstellengenerationsterm vernachlässigt werden. Der Vorfaktor D_0 nimmt für die unterschiedlichen Diffusionspfade verschiedene Werte an. Auch bei der Wanderungsenthalpie muss beachtet werden, welcher Diffusionspfad betrachtet wird. Bei der Oberflächendiffusion ist die Wanderungsenthalpie deutlich geringer als im Volumen, und auch in den Korngrenzen ist sie reduziert. Die Summe von Wanderungsenthalpie und Leerstellengenerationsenthalpie wird als Aktivierungsenergie E_a bezeichnet.

Es kann durch Oberflächeneffekte, wie z.B. Oxidation, die Oberflächendiffusion stark vermindert werden. Die Ausrichtung der Korngrenzen sowie die Korngröße und deren Verteilung haben einen großen Einfluss auf die Korngrenzendiffusion. Hier kann als Beispiel die Bambusstruktur genannt werden, bei der ein Korn den kompletten Querschnitt des Kontakts ausfüllt [105]. Aufgrund der nicht vorhandenen Korngrenzen in Stromrichtung, verlagert sich ein Großteil des Materialtransports ins Volumen oder an die Oberfläche. Das Porenwachstum findet somit langsamer statt. In Gold ist bei den hier verwendeten Temperaturen unterhalb von 270 °C die Korngrenzendiffusion im Vergleich zur Volumendiffusion vorherrschend. Der Exponentialterm ist bei Gold durch die deutlich niedrigere Aktivierungsenergie in der Korngrenze sehr viel größer als bei der Volumendiffusion.

2.1.2. Kräfte der Elektromigration

Elektromigration bezeichnet den Transport von Material in einem elektrischen Leiter aufgrund einer hohen Stromdichte. Werden Temperaturgradienten, mechanische Spannungen und chemische Gradienten vernachlässigt, wirken auf ein Ion im Leiter zwei Kräfte: Die elektrostatische Kraft (direkte Kraft), hervorgerufen durch das elektrische Feld und die Kraft durch den Impulsübertrag von Elektronen auf ein Ion, auch Windkraft genannt. Die Elektromigration ist ein diffusionsgetriebener Prozess.

Die Kraft auf ein Ion aufgrund des elektrischen Feldes F_d kann wie folgt ausgedrückt werden [111]

$$F_d = Z_{el}^* e E. \quad (2.9)$$

Hierbei ist Z_{el}^* die effektive Ladungszahl in Bezug auf die elektrostatische Kraft, e die Elementarladung und E das elektrische Feld. Die Herleitung wurde 1961 von Huntington et al. [60] beschrieben und auch bei Tu [111] wieder aufgegriffen. Nimmt man einen nicht elastischen Stoß an, sodass das Elektron nach der Kollision in Ruhe ist, beträgt der übertragene Impuls p von einem Elektron auf ein Ion $p = m_0 v_e$; m_0 ist die Ruhemasse des Elektrons und v_e die mittlere Geschwindigkeit des Elektrons in Richtung des Stroms, also die negative Driftgeschwindigkeit. Für die Kraft F_{wd} , die durch den Impulsübertrag der Elektronen auf ein einzelnes Ion wirkt, gilt [42, 111]

$$F_{wd} = \frac{m_0 v_e n}{\tau_d C_d}. \quad (2.10)$$

Hierbei wird angenommen, dass alle Elektronen auf diffundierende, das bedeutet angeregte, Atome treffen. Dabei ist n die Anzahl der Elektronen pro Volumen, C_d die Anzahl der diffundierenden Atome pro Volumen und τ_d die Relaxationszeit der Elektronen zwischen zwei Kollisionen mit diffundierenden Ionen.

Die Driftgeschwindigkeit und die thermische Geschwindigkeit unterscheiden sich etwa um zehn Größenordnungen [108]. Da die thermische Geschwindigkeit nach der klassischen Drude-Lorentz-Theorie jedoch ungerichtet ist [42], ist die Verwendung der Driftgeschwindigkeit zur Bestimmung der Kraft üblich.

Mithilfe der Beziehung für die Stromdichte $j = -e n v_e$ und $j = \frac{E}{\rho}$ [42] ergibt sich Gleichung 2.10 zu

$$F_{wd} = -\frac{m_0 j}{e \tau_d C_d} \quad (2.11)$$

$$F_{wd} = -\frac{m_0 E}{e \rho \tau_d C_d}. \quad (2.12)$$

Es wird die durch die Streuung an diffundierenden Atomen hervorgerufene Beweglichkeit $\mu_d = (e \tau_d)/m_{eff}$ [116] verwendet. Für den anteiligen spezifischen Widerstand, der durch Streuung an diffundierenden Ionen hervorgerufen wird, gilt somit $\rho_d = 1/(e n \mu_d) = m_{eff}/(e^2 \tau_d n)$ [116]. Erweitert man 2.12 mit ρ_d , erhält man

$$F_{wd} = -\underbrace{\frac{\rho_d}{\rho} \frac{n}{C_d} \frac{m_0}{m_{eff}}}_{Z_{wd}^*} e E. \quad (2.13)$$

Die effektive Ladungszahl bei Elektromigration ist somit $Z^* = Z_{el}^* + Z_{wd}^*$, wobei Z_{wd}^* die effektive Ladungszahl ist, die den Impulsübertrag repräsentiert. Die Gesamtkraft auf ein Ion bei Elektromigration ist

$$F_{EM} = F_d + F_{wd} = Z^* e E. \quad (2.14)$$

Für gute Leiter liegt Z_{wd}^* in der Größenordnung von zehn, sodass die Windkraft deutlich über die direkte Kraft dominiert [111].

Setzt man $Z_{el}^* = Z$, wobei Z die Ladungszahl ist, und verwendet den Zusammenhang $n = Z C$, erhält man für kubisch-flächenzentrierte Metalle, bei denen Z_{wd}^* mit einem Faktor $1/2$ korrigiert werden muss, ein Z^* von

$$Z^* = -Z \left[\frac{1}{2} \frac{\rho_d}{C_d} \frac{m_0}{m_{eff}} - 1 \right]. \quad (2.15)$$

Dieser Korrekturfaktor rührt daher, dass die Stoßrichtung der Elektronen nicht mit der Richtung des Gitters übereinstimmt. Das diffundierende Ion und die benachbarte Leerstelle liegen nicht in einer Linie mit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen.

Da die Geschwindigkeit, verursacht durch das elektrische Feld, beim Zusammenstoß gleich der doppelten Driftgeschwindigkeit ist, hätte man bei Gleichung 2.10 einen Faktor zwei erwarten können. Verwendet man die doppelte Driftgeschwindigkeit, lautet die Gleichung 2.15 stattdessen

$$Z^* = -Z \left[\frac{\rho_d}{C_d} \frac{m_0}{m_{eff}} - 1 \right], \quad (2.16)$$

wie sie auch bei Tan beschreiben wurde [105].

Laut Tu gilt [110]:

$$Z^* = -Z \left[\frac{\Delta H_m}{kT} \frac{m_0}{m_{eff}} - 1 \right]. \quad (2.17)$$

Mithilfe der effektiven Ladungszahl Z^* kann die Driftgeschwindigkeit der Ionen unter Verwendung der Gleichungen 2.14 und 2.4 wie folgt ausgedrückt werden

$$v_{ion} = \mu F_{EM} = \mu Z^* e E = \frac{D Z^* e \rho}{kT} j. \quad (2.18)$$

Die Materialflussdichte der Elektromigration J_{EM} ist die Driftgeschwindigkeit der bewegten Ionen multipliziert mit der Dichte der Atome:

$$J_{EM} = C v_{ion} = C \frac{D Z^* e \rho}{kT} j. \quad (2.19)$$

2.1.3. Die Blacksche Gleichung

Die Blacksche Gleichung stellt den empirischen Zusammenhang von mittlerer Ausfalldauer (MTTF, mean time to failure) zu Stromdichte und Temperatur her. Sie wurde in den 60er Jahren von James R. Black aufgestellt [12]

$$MTTF = A j^{-n} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right). \quad (2.20)$$

Dabei ist A ein Material- und Geometriefaktor. Durch den exponentiellen Zusammenhang hat die Aktivierungsenergie einen sehr großen Einfluss auf die Lebensdauer, sodass der Wert möglichst hoch sein muss, um eine lange Lebensdauer zu erhalten. Black hat ein n von zwei bestimmt. Er geht davon aus, dass der Impulsübertrag von Elektronen zu Ionen proportional zum Massenfluss und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist [12]. Dies widerspricht der allgemein gebräuchlichen Annahme, dass die durch den Elektronenwind übertragene Energie nicht ausreicht, um ein Ion in eine benachbarte Leerstelle zu bewegen. Der Elektronenwind kann nicht die Anzahl der Sprünge ändern, sondern führt zu einer bevorzugten Diffusionsrichtung durch einen Impulsübertrag an Ionen im Sattelpunkt [69]. Bestimmt die Geschwindigkeit des Porenwachstums den Ausfall, wird ein n von eins angenommen. Ist der Ausfall abhängig von der Geschwindigkeit der Porennukleation, hingegen ein n von zwei [49]. Es wurden aber auch bereits Werte größer als zwei gemessen [64]. Dies kann möglicherweise auf Effekte der Eigenerwärmung zurückgeführt werden [99].

Die Aktivierungsenergie der Elektromigration kann unterschiedliche Diffusionspfade repräsentieren [49]. Laut Tu ist die Aktivierungsenergie der Blackschen Gleichung aber nicht genau definiert. Sie kann die Energie, die zur Bildung (Nukleation) einer Pore nötig ist, oder die Energie, die zum Wachstum der Pore erforderlich ist, oder die Summe aus beiden darstellen [111]. Es wird deutlich, dass sich verschiedene Mechanismen überlagern.

Shatzkes et al. haben die Blacksche Gleichung variiert, um die Verwendung eines Stromdichteexponenten von zwei zu stützen. Sie gelangen zu folgendem Zusammenhang [99]

$$MTTF = B T^2 j^{-2} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (2.21)$$

mit

$$B = (2 C_f D_0) (k/Z^* e \rho)^2 \quad (2.22)$$

wobei C_f ein kritischer Wert der Leerstellenkonzentration ist.

Im Gegensatz zur Blackschen Gleichung geht außer im Arrhenius-Term die Temperatur zusätzlich noch quadratisch ein. Das Modell von Shatzkes et al. basiert auf der Annahme, dass die Schädigung durch eine Divergenz im Leerstellenfluss, der durch Elektromigration bewirkt wird, verursacht wird.

Das Modell wurde im Gegensatz zur empirisch gefundenen Black'schen Gleichung auf der Basis von physikalischen Prozessen hergeleitet. Der Vorfaktor B kann somit auch theoretisch bestimmt werden.

2.1.4. Die Blechlänge

Es wurde festgestellt, dass unterhalb einer gewissen Länge bei gegebener Stromdichte kein Materialfluss sichtbar ist. Es baut sich ein Spannungsgradient durch die Materialverarmung und den Materialüberschuss auf, der der Elektromigration entgegenwirkt. Die Kraft aufgrund des Spannungsgradienten beträgt [110]

$$F_{me} = -\Omega \frac{d\sigma}{dx}. \quad (2.23)$$

Dabei ist $\Delta\sigma$ der Spannungsunterschied und Ω das Atomvolumen. Durch die zusätzliche Kraftwirkung gilt für den Materialfluss [110]:

$$J_{EM} + J_{SM} = \frac{C D}{kT} \left(Z^* e \rho \vec{j} - \Omega \frac{d\sigma}{dx} \right). \quad (2.24)$$

Um die kritische Länge l_c zu ermitteln, ab der sich die beiden Kräfte aufheben, wird Gleichung 2.24 gleich Null gesetzt:

$$Z^* e \rho \vec{j} - \Omega \frac{d\sigma}{l_c} = 0 \quad (2.25)$$

$$l_c = \frac{d\sigma \Omega}{Z^* \vec{j} e \rho} \quad (2.26)$$

$$J_{EM}(l) = \frac{C D}{kT} Z^* e \rho \vec{j} \left(1 - \frac{l_c}{l} \right), \quad (2.27)$$

wobei l die Leitungslänge bzw. Kontakthöhe ist. Die Spannung $\Delta\sigma$ ist das Produkt des Elastizitätsmoduls E und der Dehnungsdifferenz $\Delta\epsilon$:

$$\Delta\sigma = E \Delta\epsilon. \quad (2.28)$$

Indem man die Stromdichte bei Gleichung 2.26 auf die andere Seite bringt, kann man das sogenannte kritische Produkt angeben:

$$\vec{j} l_c = \frac{d\sigma \Omega}{Z^* e \rho}. \quad (2.29)$$

Die Blechlänge bzw. das kritische Produkt ist von Interesse, da man mit ihrer Hilfe Leiterbahnen und Kontakte so entwerfen kann, dass ein relevanter Materialfluss durch Elektromigration erst bei hohen Stromdichten auftritt.

2.2. Weitere Migrationseffekte

Die Elektromigration kann von weiteren Migrationseffekten wie der Thermomigration und der Stressmigration (SM) überlagert sein.

Tu [110] berechnet beispielhaft für Lot die Werte für die thermische Energie aufgrund des Temperaturgradienten und für die Energie der Elektromigration aufgrund der hohen Stromdichte, um einen Vergleich der Einflüsse vorzunehmen. Er verwendet dazu einen Temperaturgradienten von 1000 K/cm und eine Stromdichte von 10^4 A/cm². Des Weiteren wurde ein spezifischer Widerstand ρ von $10 \cdot 10^{-8}$ Ω m, ein Atomabstand Δx von $3 \cdot 10^{-8}$ cm und eine effektive Valenz Z^* von -10 verwendet.

Tu benutzt dazu folgende Gleichungen:

$$E_{EM} = Z^* e \rho j \Delta x \quad (2.30)$$

$$E_{TM} = \frac{Q^*}{T} \left(\frac{\delta T}{\delta x} \right) \Delta x \cong 3 k \Delta T. \quad (2.31)$$

Gleichung 2.31 kann unter der Bedingung des thermischen Gleichgewichts mit $3 k \Delta T$ angenähert werden. ΔT ergibt sich aus dem vorgegebenen Temperaturgradienten und dem Atomabstand zu $3 \cdot 10^{-5}$ K. Das Ergebnis für Elektromigration ist somit etwa um den Faktor vier größer. Da die Werte in der gleichen Größenordnung liegen, könnte man daraus schließen, dass bei den genannten Randbedingungen die Folgen der EM nicht mehr klar von denen der TM zu unterscheiden sind.

Um auszuschließen, dass die TM einen relevanten Anteil hat, wurden daher Finite Elemente Simulationen durchgeführt und die Materialflussdichten, die durch EM und TM verursacht werden, bestimmt. Unter der Annahme, dass das durch EM und TM abgetragene Material in die nächstgelegene Leerstelle wandert, kann man über die Divergenzen der Materialflüsse die Bruttoab- und zuwanderung von Material beurteilen.

Für die Materialflussdichten gilt [27]:

$$J_{EM} = C \frac{D_0 Z^* e \rho}{kT} j \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \quad (2.32)$$

$$J_{TM} = -\frac{C Q^* D_0}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \text{grad}T. \quad (2.33)$$

Die zugehörigen Divergenzen lassen sich aus den Gleichungen 2.32 und 2.33 ableiten, siehe Anhang A:

$$\operatorname{div}(J_{EM}) = J_{EM} \operatorname{grad} T \left(\frac{\operatorname{grad} C}{C \operatorname{grad} T} - \frac{1}{T} + \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} + \frac{E_A}{kT^2} \right) \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(J_{TM}) = J_{TM} \operatorname{grad} T \left(\frac{\operatorname{grad} C}{C \operatorname{grad} T} - \frac{3}{T} + \frac{E_A}{kT^2} - \frac{1}{T} + \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} \right) \\ + \frac{CQ^* D_0 e^2 j^2 \rho^2}{3k^3 T^3} \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Hierbei ist α der Temperaturkoeffizient bei der Referenztemperatur und ρ_0 der spezifische Widerstand bei der Referenztemperatur. Durch die Porenbildung kommt es zu einem Konzentrationsgradienten des Bereichs der Pore zum angrenzenden Bereich. Der Einfluss dieses Gradienten wird im Anhang C diskutiert.

Einen weiteren Effekt, den man beachten muss, ist das sogenannte Current Crowding. Es kommt zu einer Überhöhung der Stromdichte infolge der Geometrie oder einer unterschiedlichen Leitfähigkeit der Anschlussmetallisierung. Current Crowding kann aufgrund der lokal höheren Stromdichte zu einem verfrühten Ausfall der Probe führen.

2.3. Diffusion in Gold

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die Diffusionskonstanten und Aktivierungsenergien für die Volumen-, Korngrenzen- und Oberflächendiffusion in Gold, die in der Literatur genannt werden.

Rupp hat bei Gold eine Konstante der Volumendiffusion von $D_{l,0} = 0,026 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ und eine Aktivierungsenergie von $E_{A,l} = 1,73 \text{ eV}$ im Temperaturbereich von 286 °C bis 412 °C festgestellt [96]. Die Messungen wurden an Einkristallen durchgeführt. Bei den verwendeten Goldproben handelt es sich um Zylinder mit einer Reinheit von 99,99 %, die mittels Funkenerosion von größeren Proben getrennt wurden. Ebenfalls am Einkristall in einem etwas höheren Temperaturbereich zwischen 330 °C und 593 °C durchgeführte Versuche ergaben eine Konstante von $D_{l,0} = 0,027 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ und eine Aktivierungsenergie von $E_{A,l} = 1,71 \text{ eV}$ [114]. Der Unterschied zu den Ergebnissen von Rupp ist nur sehr geringfügig. Bei deutlich höheren Temperaturen von 700 °C bis 900 °C wurde eine etwas höhere Aktivierungsenergie von $E_{A,l} = 1,74 \text{ eV}$ und eine deutlich höhere Konstante von $D_{l,0} = 0,04 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ gemessen [9].

Bei der Volumendiffusion werden für die hier vorliegende Arbeit die Werte von Rupp als Vergleich verwendet, da die Temperaturbereiche am besten übereinstimmen.

Für die Korngrenzendiffusion in polykristallinem Gold im Temperaturbereich von 367 °C bis 444 °C

wird eine Aktivierungsenergie von $E_{A,gb} = 0,88 \text{ eV}$ und ein Wert von $3,1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$ für das Produkt von Diffusionskonstante und effektiver Korngrenzenweite angenommen [45]. Die Proben wurden mithilfe einer Funkenerosionsmaschine von einem Gold-Rundstab mit einer Reinheit von 99,999 % abgetrennt. Vor Versuchsbeginn wurden die Proben einer Temperaturbehandlung bei 500 °C unterzogen, poliert, geätzt und bei 450 °C ausgelagert. Unter der Verwendung einer effektiven Korngrenzenweite von 0,5 nm [32, 112], erhält man eine Diffusionskonstante für die Korngrenzendiffusion von $D_{gb,0} = 0,031 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

Für den Temperaturbereich von 272 °C bis 612 °C wird die Aktivierungsenergie der Oberflächendiffusion mit $E_{A,s} = 0,44 \text{ eV}$ bis $0,87 \text{ eV}$ angegeben. Für die hier durchgeführten Versuche mit Proben Temperaturen zwischen 219 °C und 268 °C ist der Wert bei 272 °C am nächsten gelegen [84]. Eine Diffusionskonstante wurde von McLean experimentell nicht bestimmt. Diese lässt sich jedoch mithilfe des Zusammenhangs $D_{s,0} = \Delta x^2 \nu_D$ grob abschätzen [112]. Mit $\nu_D = 10^{13} \text{ 1/s}$ und einem Atomabstand von etwa $\Delta x = 10^{-10} \text{ m}$ erhält man eine Diffusionskonstante, die im Bereich von $D_{s,0} = 0,001 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ liegen dürfte. Einige aus der Literatur entnommene Werte sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Bei diesen experimentellen Werten ist zu berücksichtigen, auf welche Weise die Proben hergestellt wurden. Für das in dieser Arbeit verwendete galvanisch abgeschiedene Gold existieren keine Literaturwerte. Sowohl das verwendete Bad als auch die Abscheidparameter beeinflussen das Ergebnis, sodass es bei Experimenten unter identischen Bedingungen bei unterschiedlich hergestellten Goldproben zu erheblichen Abweichungen kommen kann. Die hier vorgestellten Aktivierungsenergien und Diffusionskonstanten können daher nur als grober Anhaltspunkt dienen.

	Temperaturbereich [°C]	Diffusionskonstante $10^{-4} [\text{m}^2 \text{ s}^{-1}]$	Aktivierungsenergie [eV]	Quelle
Volumendiffusion	286 - 412	0,026	1,73	[96]
Korngrenzendiffusion	367 - 444	0,031	0,88	[45]
Oberflächendiffusion	272	$\approx 0,001$	0,44	[84, 112]

Tabelle 2.1.: Übersicht der Diffusionskoeffizienten und Aktivierungsenergien (Literaturwerte)

2.4. Elektromigration in Gold

2.4.1. Aktivierungsenergie

Tai hat eine Zusammenstellung der Untersuchungen an Gold-Dünnschichten bezüglich Elektromigration durchgeführt [104]. Die Proben wurden aus der Gasphase abgeschieden oder in einem Fall galvanisch aufgewachsen. Die aus den Migrationsausfällen bestimmten Aktivierungsenergien liegen zwischen 0,8 eV und 0,98 eV. Die Untersuchung von Blech ergab eine Aktivierungsenergie von 0,6 eV

[17]. Da hier nur fünf Proben verwendet wurden, wird diese hier nicht berücksichtigt.

Es wurden Stromdichten zwischen 10^5 A/cm^2 und $5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ verwendet. Die Umgebungstemperaturen lagen zwischen $150 \text{ }^\circ\text{C}$ und $500 \text{ }^\circ\text{C}$.

Bei den späteren Veröffentlichungen wurde nur bei Kilgore die Aktivierungsenergie mit $0,59 \pm 0,09 \text{ eV}$ bestimmt. Für die Versuche wurden galvanisch aufgebraachte Dünnschichten von $1 \mu\text{m}$ Dicke verwendet. Kilgore verwendete eine Stromdichte von $2 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei Umgebungstemperaturen zwischen $325 \text{ }^\circ\text{C}$ und $375 \text{ }^\circ\text{C}$. Aufgrund der hohen Umgebungstemperaturen können Gefügeveränderungen stattgefunden haben, die einen erheblichen Einfluss auf die Ergebnisse haben.

Aufgrund der bestimmten Aktivierungsenergien von $0,59 \text{ eV}$ bis $0,98 \text{ eV}$ könnte man darauf schließen, dass in Gold für die verwendeten Proben die Korngrenzendiffusion vorherrschend wäre. Für die Aktivierungsenergie von Korngrenzendiffusion in polykristallinen Goldproben, die mithilfe von Funkenerosion von einem Gold-Rundstab mit einer Reinheit von $99,999 \%$ abgetrennt wurden, wurde ein Wert von $0,88 \text{ eV}$ bestimmt [46]. Es ist jedoch zu beachten, dass die Ergebnisse von den Gegebenheiten in der Korngrenze und somit von der Art des Goldes abhängen.

Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 erwähnt, hängen die Verhältnisse der Diffusionspfade von der Korngröße, deren Verteilung sowie der Ausrichtung der Korngrenzen ab. Des Weiteren ist die bestimmte Aktivierungsenergie davon abhängig, ob bereits Nukleationspunkte vorhanden sind und somit das Porenwachstum bestimmend ist [111]. Die Art des Goldes, also der Herstellungsprozess sowie eventuell darauf folgende Schritte haben somit ebenfalls einen sehr großen Einfluss. Bei Kilgore sowie bei einem Großteil der von Tai zusammengestellten Untersuchungen wurden sehr hohe Umgebungstemperaturen von über $250 \text{ }^\circ\text{C}$ verwendet, sodass Gefügeveränderungen stattgefunden haben können, die die Ergebnisse stark beeinflussen.

Die Geometrie der verwendeten Teststruktur beeinflusst ebenfalls das Ergebnis, wie in den folgenden Kapiteln noch genauer dargelegt wird, da durch sie z.B. die Überlagerung mit Interfacediffusion bestimmt wird. Dass die aus der Literatur entnommenen Werte sehr unterschiedlich sind, ist daher nicht verwunderlich.

2.4.2. Stromdichte - Blechlängenprodukt

Bezüglich des Stromdichte - Blechlängenprodukts (kritisches Produkt) stehen sehr wenige Daten zur Verfügung. Blech hat Untersuchungen an 100 nm dicken Gold-Dünnschichten mit einer Länge von $175 \mu\text{m}$ und $20 \mu\text{m}$ auf Molybdän gemacht [17]. Dazu wurden Goldschichten bei relativ hohen Temperaturen im Bereich von $260 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $500 \text{ }^\circ\text{C}$ und Stromdichten von 10^6 A/cm^2 geschädigt. 400 nm dicke Goldschichten wurden bei niedrigeren Stromdichten und Temperaturen untersucht. Die geringste Stromdichte betrug 10^5 A/cm^2 . Bei diesen Parametern kam es immer zu einem Materialtransport. Es konnte keine Blechlänge bestimmt werden. Mit diesem Ergebnis hat Blech in einer späteren Veröffentlichung begründet, dass nicht passiviertes Gold keinen Blechlängeneffekt zeigt [16].

Bei einer Stromdichte von 10^5 A/cm^2 und einer Leiterbahnlänge von $175 \mu\text{m}$ müsste das kritische Produkt größer gleich 1750 A/cm sein, damit hier die Blechlänge zum Tragen kommt. Wie die Ergebnisse von Stahlmecke zeigen [102], könnte das kritische Produkt aber auch darunter liegen.

Stahlmecke hat einen Bereich von 600 A/cm bis 3000 A/cm für das kritische Produkt in Goldleiterbahnen bestimmt [102]. Die Breite der thermisch aufgedampften Leiterbahnen beträgt 500 nm . Sie sind $10 \mu\text{m}$ lang und etwa 40 nm hoch. Die Versuche wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Infolge der Eigenerwärmung kam es zu einer Temperaturdifferenz von etwa $70 \text{ }^\circ\text{C}$. Dabei wurden sechs verschiedene Konfigurationen bei unterschiedlichen Stromdichten betrachtet und jeweils eine Blechlänge aufgrund des Abstands von Pore und Materialansammlung bestimmt. Bei den sechs Varianten handelt es sich um Leiterbahnen ohne Engstelle, mit Engstelle oder mit 90° -Ecke. Des Weiteren wurden Leiterbahnen betrachtet, die bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ für mindestens zehn Minuten ausgelagert wurden. Leiterbahnen, die auf einem Siliziumsubstrat mit 50 nm Oxid aufgebracht wurden sowie als letzte Variante Leiterbahnen, bei denen die Polarität während des Versuchs gewechselt wurde, wurden ebenfalls untersucht.

Für die Variante mit Engstelle bzw. ohne Engstelle ist die Anzahl der verwendeten Stromdichten mit zehn bzw. zwölf Proben relativ hoch. Diese Konfigurationen lassen aufgrund ihrer sehr großen Streuung keine Durchführung einer linearen Anpassung zu. Für die anderen Konfigurationen liegt die Anzahl der verwendeten Stromdichten zwischen zwei und vier. Bei den eingetragenen Werten handelt es sich nur in Einzelfällen um Mittelwerte mehrerer Stichproben bei gleichen Bedingungen, sodass die Anzahl der Stichproben meistens sehr gering ist. Mithilfe des ermittelten Ergebnisfeldes wurde eine Abschätzung der Untergrenze des kritischen Produkts von 600 A/cm , ein Mittelwert von 1420 A/cm und ein Maximalwert von 3000 A/cm bestimmt.

Das kritische Produkt kann mithilfe von Gleichung 2.26 rechnerisch bestimmt werden. Dies wird einerseits für die Proben temperatur von Stahlmecke und andererseits für die Proben temperatur des in Abschnitt 9.2 vorgestellten Versuchs gemacht werden. Bei einer Temperatur von $90 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. $220 \text{ }^\circ\text{C}$ und einem Z^* nach Abschnitt 2.4.3 von -106 bzw. -26 erhält man einen Wert von 54 A/cm bzw. 160 A/cm . Für den Wert der effektiven Ladungszahl bei $90 \text{ }^\circ\text{C}$ wurden die messtechnisch bestimmten Werte von Tai entlang einer Geraden verlängert. Außerdem wurde die Elementarladung von $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, ein Atomvolumen von $16,9 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$, eine Fließgrenze von 154 MPa (bei 300 K) und ein spezifischer Widerstand von $2,795 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ ($90 \text{ }^\circ\text{C}$) bzw. $3,913 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$ ($220 \text{ }^\circ\text{C}$), verwendet.

Der von Stahlmecke bestimmte Wert liegt somit um mehr als einen Faktor zehn über dem berechneten Wert. Wenn man davon ausgeht, dass die Temperaturabhängigkeit der effektiven Ladungszahl sehr viel geringer ist als von Tai beschrieben, siehe Abschnitt 2.4.3, und im Bereich von minus zehn liegt, erhält man mit 581 A/cm etwa den unteren Wert von Stahlmecke.

Da Gold nicht oxidiert, stellt sich die Frage, ob bei unpassiviertem Gold überhaupt eine Blechlänge existieren kann. Die Oberfläche ist aufgrund der nicht vorhandenen Oxidationsschicht nicht begrenzt, so dass man argumentieren könnte, dass aufgrund von Materialanhäufung oder -verarmung aufge-

bauter Stress sofort wieder abgebaut werden kann. Andererseits müssen Poren oder Material, die sich aufgrund von Elektromigration anhäufen, jedoch zuerst unter Einsatz von Energie an die Oberfläche transportiert werden, um den entstandenen Stress abzubauen. Somit muss möglicherweise zuerst ein kritischer Stresswert überschritten werden, bevor das Material zur Oberfläche wandert und der Stress abgebaut wird.

2.4.3. Effektive Ladungszahl

Die effektive Ladungszahl Z^* geht in den Materialfluss ein und hat somit entscheidenden Einfluss auf die Elektromigrationsresistenz, siehe Abschnitt 2.1.2. Infolge des bei Temperaturerhöhung verringerten Defektwiderstands, ist die effektive Ladungszahl temperaturabhängig. Dies wird in Gleichung 2.17 deutlich. Dies wird durch veröffentlichte Messungen gestützt. Tai hat die effektive Ladungszahl von aufgedampften Gold bei Temperaturen zwischen 120 °C und 250 °C bestimmt [104]. Es wurden folgende Werte für die effektive Ladungszahl bestimmt: -89 (120 °C), -72 (150 °C), -42 (180 °C), -33 (195 °C), -26 (220 °C), -20 (250 °C). Die Ladungszahl ist von der Art des Goldes abhängig, da durch unterschiedliche Verunreinigung die Streuung der Elektronen beeinflusst wird. Da aus der Literatur nur diese Werte für diesen Temperaturbereich bekannt sind, wurden sie dennoch für die Simulation herangezogen.

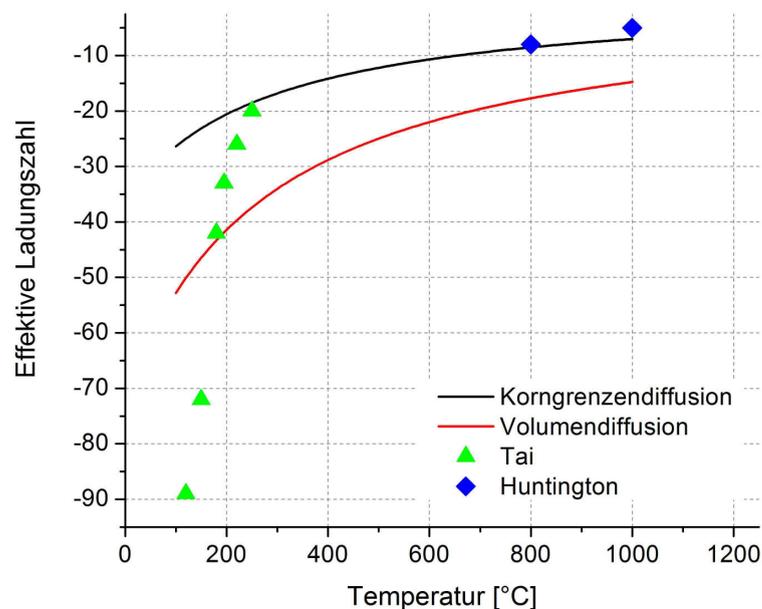


Abb. 2.3.: Effektive Ladungszahl

Huntington hat Messungen bei höheren Temperaturen durchgeführt und hat bei 800 °C eine effektive Ladungszahl von -8 und bei 1000 °C von -5 festgestellt [60]. Für die Versuche wurden Golddrähte mit einer Reinheit von über 99,97 % benutzt. Verwendet man Gleichung 2.17, um die effektive Ladungszahl in Abhängigkeit von der Temperatur zu bestimmen, sieht man, dass die Abweichung für den Temperaturbereich bis 150 °C sehr groß ist. Die Steigungen der gemessenen und der errechneten

ten Kurve sind sehr unterschiedlich. Gerechnet wurde einmal für den Fall der Korngrenzendiffusion mit einer Aktivierungsenergie von 0,88 eV [45] und einmal mit Volumendiffusion mit einer Aktivierungsenergie von 1,73 eV [96]. Die berechneten Werte stellen nur eine grobe Näherung dar, da die Ladungszahl vom verwendeten Gold abhängt. Bei hohen Temperaturen sollte die Übereinstimmung von unterschiedlichen Goldarten am besten sein, weil das Gefüge ausgeheilt ist und die Volumendiffusion vorherrschend wird. Abbildung 2.3 zeigt die Ergebnisse von Tai und Huntington sowie die errechneten Werte, für die die Näherung nach Tu verwendet wurde, siehe Gleichung 2.17. Wie Abbildung 2.3 zeigt, ist die Näherung von Tu nur sehr grob. Für die Simulation wurden daher die Messwerte von Tai bzw. für dazwischenliegende Temperaturen die Werte aus der Näherung von Tai verwendet.

3. Entwicklung eines Modells zur Beschreibung des Porenwachstums

Durch Elektromigration kommt es bei großen Stromdichten zur Leerstellenanhäufung. Bei einem Mikrokontakt tritt die Pore, die zum Ausfall führt, im Bereich der größten Änderung des Materialflusses auf. Dies ist am Übergang von Leiterbahn zu Mikrokontakt, da sich dort die Stromdichte von einem sehr geringen Wert auf die hohe Stromdichte, die im Kontakt herrscht, ändert. Überlagernde Kräfte wie Thermomigration (TM) und Stressmigration (SM) werden hier nicht berücksichtigt, da diese, wie später nachgewiesen wird, nicht in relevantem Maße beim Versuch auftreten.

Der Widerstand der Struktur setzt sich zusammen aus dem Widerstand des ungeschädigten Bereichs und des Bereichs mit Pore bzw. Poren. Zur Vereinfachung wird der Kontakt als Quader mit quadratischer Grundfläche a^2 angenommen. Die Höhe ist h . Die Pore wird als Würfel mit der Kantenlänge $b(t)$ angenommen. Es wird davon ausgegangen, dass sie in alle Richtungen gleichermaßen wächst. Hat die Pore eine Größe von $b(TTF) = a$ erreicht, kommt es zum Ausfall.

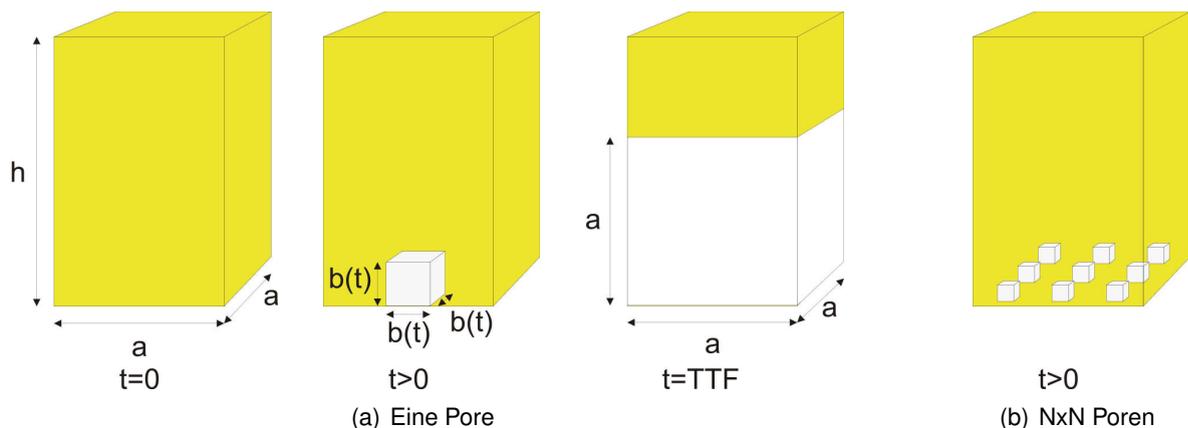


Abb. 3.1.: Schema Porenwachstum

Wenn man davon ausgeht, dass nicht eine einzelne Pore zum Ausfall führt, sondern eine Ansammlung von Poren, kann das Modell angepasst werden: Mehrere Poren werden als gleichverteilte Würfel mit der Kantenlänge $b(t)$ angenommen. Die Anzahl der Poren beträgt $N \times N$. Haben die Poren eine Größe erreicht, sodass gilt $N \cdot b(TTF) = a$ kommt es zum Ausfall.

Es handelt sich um ein sehr stark vereinfachtes Modell, das keine überlagerten Effekte wie z.B.

die Thermomigration, die Stressmigration, Porennukleation, Ausgasen oder Ausheilen berücksichtigt. Des Weiteren wird mit einer konstanten Stromdichte gerechnet. Es wird der Einfachheit halber angenommen, dass die Porenkeime gleichmäßig in alle Richtungen wachsen. Beim Ausfall durch eine einzelne Pore wird davon ausgegangen, dass der Porenkeim mittig positioniert ist. Bei einem Ausfall durch mehrere Poren wird angenommen, dass diese gleichverteilt sind.

Ein Kornwachstum während des Versuchs aufgrund der Temperatur wird nicht berücksichtigt, da bei den hochgetemperten Proben, siehe Abschnitt 8.1, kein nennenswertes Kornwachstum stattfindet. Bei den niedergetemperten Proben, siehe Abschnitt 11.1, ist das Kornwachstum nach den ersten 200 Minuten weitgehend abgeschlossen.

Die Wanderung des Materials erfolgt über die Korngrenzen, da dieser Diffusionspfad für den relevanten Temperaturbereich in Gold vorherrschend ist, wie in Abschnitt 2.4.1 bereits besprochen wurde. Die Volumendiffusion wird nicht berücksichtigt.

3.1. Berechnung der relativen Widerstandsänderung

Für den Widerstand $R(t)$ bei einer einzelnen Pore im Kontakt gilt annähernd:

$$R(t) = \frac{\rho (h - b(t))}{a^2} + \frac{\rho b(t)}{a^2 - b(t)^2}. \quad (3.1)$$

Für die absolute Widerstandsänderung $\Delta R(t)$ des Kontakts gilt:

$$\Delta R(t) = R(t) - R(t=0) = \frac{\rho h}{a^2} - \frac{\rho h}{a^2} - \frac{\rho b(t)}{a^2} + \frac{\rho b(t)}{a^2 - b(t)^2} \quad (3.2)$$

$$\Delta R(t) = \frac{\rho [-b(t) (a^2 - b(t)^2) + b(t) a^2]}{a^2 [a^2 - b(t)^2]} \quad (3.3)$$

$$\Delta R(t) = \frac{\rho b(t)^3}{a^2 [a^2 - b(t)^2]}. \quad (3.4)$$

Für die relative Widerstandsänderung $dR(t)$ ergibt sich somit:

$$dR = \frac{\Delta R(t)}{R(t=0)} = \frac{b(t)^3}{h [a^2 - b(t)^2]}. \quad (3.5)$$

Im Fall des Ausfalls gilt für die relative Widerstandsänderung und die Kantenlänge der Pore:

$$\lim_{t \rightarrow TTF} \Delta R(t) = \infty \quad \text{und} \quad b(TTF) = a.$$

Im Fall von $N \times N$ Poren werden der Widerstand und die Widerstandsänderungen wie folgt berechnet:

$$R(t) = \frac{\rho (h - b(t))}{a^2} + \frac{\rho b(t)}{a^2 - (N b(t))^2} \quad (3.6)$$

$$\Delta R(t) = R(t) - R(t=0) = \frac{\rho h}{a^2} - \frac{\rho h}{a^2} - \frac{\rho b(t)}{a^2} + \frac{\rho b(t)}{a^2 - N^2 b(t)^2} \quad (3.7)$$

$$\Delta R(t) = \frac{\rho [-b(t) (a^2 - N^2 b(t)^2) + b(t) a^2]}{a^2 [a^2 - N^2 b(t)^2]} \quad (3.8)$$

$$\Delta R(t) = \frac{\rho N^2 b(t)^3}{a^2 [a^2 - N^2 b(t)^2]} \quad (3.9)$$

$$dR = \frac{\Delta R(t)}{R(t=0)} = \frac{N^2 b(t)^3}{h [a^2 - N^2 b(t)^2]} \quad (3.10)$$

Im Fall des Ausfalls sind:

$$\lim_{t \rightarrow TTF} \Delta R(t) = \infty \quad \text{und} \quad N \cdot b(TTF) = a.$$

3.2. Ausfall durch eine einzelne Pore

Es wird die Kantenlänge $b(t)$ und daraus die relative Widerstandsänderung $dR(t)$ bestimmt. Zuerst wird der Fall einer einzelnen Pore betrachtet.

Für das Volumen der Pore mit Kantenlänge $b(t)$ gilt:

$$V(t) = b(t)^3. \quad (3.11)$$

Die zeitliche Änderung des Porenvolumens ist

$$\frac{dV(t)}{dt} = 3 b(t)^2 \frac{db(t)}{dt}. \quad (3.12)$$

Die Pore entsteht durch den Zufluss von Leerstellen auf der Fläche $b(t)^2$. Dies ist schematisch in Abbildung 3.2 dargestellt. Die zeitliche Volumenänderung der zufließenden Leerstellen ist

$$\frac{dV(t)}{dt} = J_{EM}(t) b(t)^2 \Omega. \quad (3.13)$$

Die Leerstellenflussdichte aufgrund von Elektromigration $J_{EM}(t)$ wird dazu mit der Fläche des Voids multipliziert. Um von der Anzahl der Leerstellen zum Volumen zu gelangen, wird das Ergebnis mit

dem Atomvolumen Ω malgenommen.

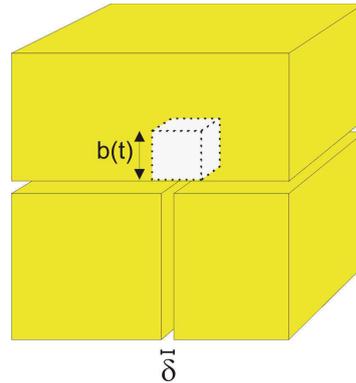


Abb. 3.2.: Porenwachstum, Speisung über Korngrenze

Für die Berechnung der Materialflussdichte wird der Korngrenzendiffusionskoeffizient verwendet. Hier wird der Anteil der Korngrenzen am Gesamtquerschnitt berücksichtigt:

$$J_{EM} = -\frac{D_{gb} C \delta}{k T w} Z^* e j \rho. \tag{3.14}$$

Der Gesamtquerschnitt ist $(x w + x \delta)^2$, wobei $x \cdot x$ die Anzahl der Körner ist. Der Querschnitt der Korngrenzen ist $x w \cdot x \delta$. Der Quotient $\frac{\delta}{w}$ ergibt sich aus der Näherung

$$\frac{x w \cdot x \delta}{(x w + x \delta)^2} \cong \frac{x w \cdot x \delta}{(x w)^2}$$

unter der Annahme, dass die Korngrenzenweite δ sehr klein im Vergleich zum Korndurchmesser w ist.

Durch das Wachstum der Pore steigt die Stromdichte im Bereich der Pore an, es gilt $j = j_0 \frac{1}{1 - \left(\frac{b(t)}{a}\right)^2}$. Es wird hier mit einem konstanten Strom gerechnet, da die Gleichung sonst nicht lösbar ist. Die berechnete Lebensdauer wird somit höher als bei der Verwendung einer zeitlich angepassten Stromdichte. Die Abweichung in der Lebensdauer bei Verwendung eines konstanten Stroms kann durch Integration der Stromdichte ermittelt werden. Dazu werden j_0 und $j(t)$ integriert. Es wird davon ausgegangen, dass die Lebensdauer umgekehrt proportional zur Stromdichte ist. Abbildung 3.3 zeigt das Ergebnis der Integrale über den Quotienten der Porenkantenlänge und der Gesamtbreite $b(t)/a$. Bei einem Quotienten bis zu 0,6 ist die Abweichung nur sehr gering. Die Lebensdauern unterscheiden sich etwa um einen Faktor zwei; Unterschied der Integrale im Fall $b(t)/a = 1$.

Die Änderung des Porenvolumens und das Volumen der zufließenden Leerstellen werden gleichgesetzt:

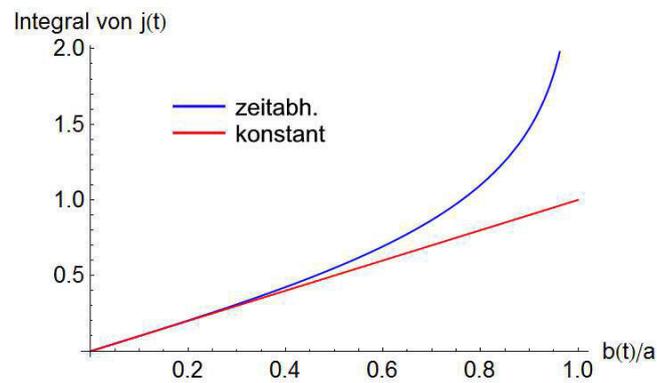


Abb. 3.3.: Integrale der Stromdichten

$$3 b(t)^2 \frac{db(t)}{dt} = J_{EM} b(t)^2 \Omega \quad (3.15)$$

$$3 db(t) = J_{EM} \Omega dt \quad (3.16)$$

$$3 d \frac{b(t)}{a} = \frac{TTF}{a} J_{EM} \Omega d \frac{t}{TTF}. \quad (3.17)$$

Normiert man die Gleichung auf die Kontaktbreite a und die mittlere Lebensdauer TTF , erhält man aus Gleichung 3.17 mit $dx = d \frac{b(t)}{a}$ und $dy = d \frac{t}{TTF}$

$$3 dy(x) = \frac{TTF}{a} J_{EM} \Omega dx \quad (3.18)$$

$$dy(x) = \frac{J_{EM} \Omega TTF}{3 a} dx. \quad (3.19)$$

Durch Integration der Gleichung 3.19 ergibt sich

$$y(x) = \frac{J_{EM} \Omega TTF}{3 a} x \quad (3.20)$$

$$y(x) - c x = 0 \quad (3.21)$$

mit

$$c = \frac{J_{EM} \Omega TTF}{3 a}. \quad (3.22)$$

Die Lösung der Gleichung 3.21 ist

$$y = c x. \quad (3.23)$$

Mit den Randbedingungen $y(0) = 0$ und $y(1) = 1$ und unter Verwendung von Gleichung 3.14 erhält man

$$c = \frac{J_{EM} \Omega TTF}{3 a} = 1 \quad (3.24)$$

$$\frac{3 a}{J_{EM} \Omega} = TTF \quad (3.25)$$

$$-\frac{3 a k T w}{D_{gb} C \delta Z^* e j \rho \Omega} = TTF. \quad (3.26)$$

Somit ist $\frac{1}{TTF} \sim j$ und $TTF \sim a$.

Für $b(t)$ gilt mit $y = x$, siehe Gleichungen 3.23 und 3.24, somit

$$b(t) = a \left(\frac{t}{TTF} \right). \quad (3.27)$$

Setzt man Gleichung 3.25 ein, so erhält man

$$b(t) = a \left(\frac{J_{EM} \Omega t}{3 a} \right) \quad (3.28)$$

$$b(t) = -\frac{D_{gb} C \delta \Omega t}{3 k T w} Z^* e j \rho. \quad (3.29)$$

Die relative Widerstandsänderung ist nach Gleichung 3.5

$$dR = \frac{\Delta R(t)}{R(t=0)} = \frac{b(t)^3}{h [a^2 - b(t)^2]}. \quad (3.30)$$

Mit Gleichung 3.27 $b(t) = a \left(\frac{t}{TTF} \right)$ erhält man

$$dR = \frac{\Delta R(t)}{R(t=0)} = \frac{\left(a \left(\frac{t}{TTF}\right)\right)^3}{h \left[a^2 - \left(a \left(\frac{t}{TTF}\right)\right)^2\right]} \quad (3.31)$$

$$= \frac{a \left(\frac{t}{TTF}\right)^3}{h \left[1 - \left(\frac{t}{TTF}\right)^2\right]} \quad (3.32)$$

3.3. Ausfall durch mehrere Poren

Im Folgenden wird eine Modell ausgehend von $N \times N$ Voids, die wachsen bis der Bump vollständig unterbrochen ist, entwickelt. $b(t)$ ist die Kantenlänge einer Pore. Es gilt, da $b(t)$ in beiden Fällen gleich schnell wächst, nach Gleichung 3.29:

$$b(TTF_N) = \frac{a}{N} = - \left(\frac{D_{gb} C \delta Z^* e j \rho \Omega TTF_N}{3 k T w} \right). \quad (3.33)$$

Dabei ist TTF_N die Lebensdauer des Kontakts.

Für die Lebensdauer gilt somit

$$TTF_N = - \frac{3 a k T w}{N D_{gb} C \delta Z^* e j \rho \Omega}. \quad (3.34)$$

Hier ist $\frac{1}{TTF} \sim j$ und $TTF \sim a$.

Die relative Widerstandsänderung ist nach Gleichung 3.10

$$dR = \frac{\Delta R(t)}{R(t=0)} = \frac{N^2 b(t)^3}{h [a^2 - N^2 b(t)^2]}. \quad (3.35)$$

Mit Gleichung 3.27 $b(t) = \frac{a}{N} \left(\frac{t}{TTF}\right)$ erhält man für die relative Widerstandsänderung

$$dR = \frac{\Delta R(t)}{R(t=0)} = \frac{N^2 \left(\frac{a}{N} \frac{t}{TTF}\right)^3}{h \left[a^2 - N^2 \left(\frac{a}{N} \frac{t}{TTF}\right)^2\right]} \quad (3.36)$$

$$dR = \frac{\frac{a}{N} \left(\frac{t}{TTF}\right)^3}{h \left[1 - \left(\frac{t}{TTF}\right)^2\right]}. \quad (3.37)$$

3.4. Zusammenfassung der Modellergebnisse

Die folgende Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht über die Ergebnisse für die Lebensdauer des Kontakts für beide Varianten.

Eine Pore	$TF = -\frac{3 a k T w}{D_{gb} C \delta Z^* e j \rho \Omega} = A$
NxN Poren	$TF_N = -\frac{3 a k T w}{N D_{gb} C \delta Z^* e j \rho \Omega} = A/N$

Tabelle 3.1.: Übersicht Lebensdauer

Mit $A = -\frac{3 a k T w}{D_{gb} C \delta Z^* e j \rho \Omega}$.

Für beide Varianten ist die Lebensdauer proportional zu $1/j$ und a . Die Pore $b(t)$ wächst linear mit der Zeit. Das Ergebnis ist nahezu identisch mit der Black'schen Gleichung. Das Modell geht von einem Porenwachstum, das aufgrund von gerichteter Korngrenzendiffusion stattfindet, aus. Die gute Übereinstimmung im Temperaturbereich von knapp 200 °C bis 300 °C, siehe Abbildung 3.4, zeigt, dass man die Aktivierungsenergie der Black'schen Gleichung mit der Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion gleichsetzen darf, unter der Bedingung, dass das Porenwachstum den Ausfall bestimmt und die Korngrenzendiffusion vorherrschend ist.

Das Modell hat allerdings einen festen Stromdichteexponenten n von eins. Ein Stromdichteexponent von eins wird angenommen, wenn die Geschwindigkeit des Porenwachstums ausschlaggebend für den Ausfallzeitpunkt ist. Da in diesem sehr stark vereinfachten Modell lediglich das Porenwachstum betrachtet wird, ist ein n von eins somit nicht überraschend.

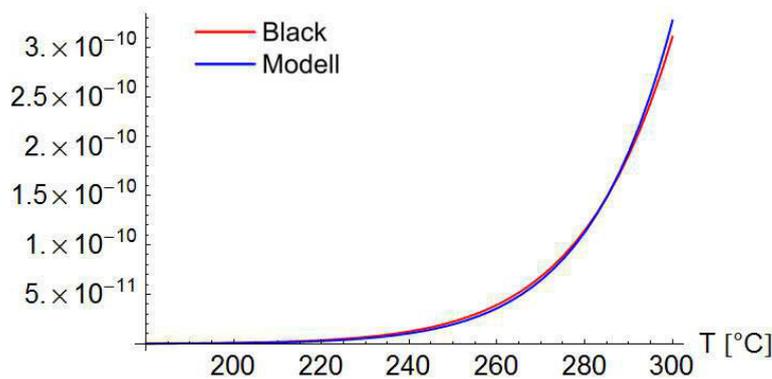


Abb. 3.4.: Vergleich mit dem Black'schen Modell

Zusätzlich zur Temperaturabhängigkeit des Terms über den Arrhenius-Term wird im Zähler mit der Temperatur multipliziert. Die Änderung durch diese Multiplikation ist aber verhältnismäßig gering, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Zum Vergleich wurde der Arrhenius-Term mit einer Konstanten multipliziert. Umso größer das betrachtete Temperaturintervall ist, desto größer wird die darin vorkommende Abweichung zwischen den beiden Termen. Auch Shatzkes et al. haben, wie auch bei diesem Modell, zusätzlich zum Arrhenius-Term einen weiteren temperaturabhängigen Term ermittelt. Dieser geht allerdings quadratisch ein.

4. Entwurf und Herstellung der Teststrukturen

4.1. Entwurf der Teststrukturen

Mithilfe einer planaren Struktur, bei der ein Interface zwischen Gold und TiW vorhanden ist, können die Eigenschaften bezüglich Elektromigration eines galvanisch abgeschiedenen Gold-Mikrokontakts nicht hinreichend bestimmt werden. Die Ergebnisse können durch Interfacediffusion und die unterschiedliche Struktur, wie die einseitige Begrenzung des Goldes durch das Substrat, beeinflusst werden. Es muss daher eine neue Struktur entworfen werden, die kein Interface im zu untersuchenden Bereich hat [71]. Des Weiteren wurde beim Entwurf der Teststruktur darauf geachtet, dass die Einflüsse der Elektromigration und der Thermomigration unterschieden werden können. Überlagerte Einflüsse sollen, falls sie nicht vermeidbar sind, wie im Fall der Thermomigration durch eine separate Betrachtung abgeschätzt werden können. Dazu soll die Struktur ermöglichen, die reine Thermomigration sowie den reinen Temperatureinfluss zu betrachten. Der Einfluss von thermomechanischem Stress muss so gering wie möglich gehalten werden. Der Entwurf muss an in der Praxis eingesetzte Mikrokontakte angelehnt werden, die galvanisch abgeschieden werden und thermokompressionsbondbar sind. Die Stromdichten außerhalb des zu untersuchenden Bereichs sollte eine Größenordnung geringer sein, so dass der Effekt der Elektromigration räumlich beschränkt ist. Um eine möglichst genaue Messung der Widerstandsänderung der Kontakte zu ermöglichen, wird eine Vierleitermessung verwendet.

Eine auf einem Substrat aufgebrachte Schicht scheidet aufgrund des vorhandenen Interfaces und der damit verbundenen Interfacediffusion aus. Eine „schwebende“ Leiterbahn, wie sie in Abbildung 4.1 dargestellt ist, erfüllt weder den Anspruch der Praxisnähe, noch ist sie thermokompressionsbondbar. Eine Abschätzung des Einflusses der reinen Thermomigration ist ebenfalls nicht möglich. Die wärmste Stelle der „schwebenden“ Leiterbahn wird in der Mitte sein. Eine parallel laufende an den Enden verbundene Leiterbahn, die nicht oder nur von einem geringen Strom durchflossen ist, hat die höchsten Temperaturen an den Enden. Die auftretende Thermomigration ist somit nicht vergleichbar.

Die Wahl für die zu untersuchende Struktur fiel daher auf zwei in Reihe geschaltete Bumps. Diese werden mithilfe von Leiterbahnen elektrisch kontaktiert. Die oberseitige Kontaktierung stellt eine besondere Herausforderung dar. Eine auf den Bumps aufliegende, schwebende Leiterbahn, die in einen photolithografisch geöffneten Lack abgeschieden wird, wurde zuerst in Erwägung gezogen. Abbildung 4.2 zeigt eine schematische Darstellung einer solchen Teststruktur. Dabei ergaben sich zwei Herausforderungen. Zum Einen muss auf der zweiten Lackschicht eine Plating Base aufge-

bracht werden, um die Stromzufuhr für die galvanische Abscheidung der oberen Leiterbahn zu realisieren. Die Haftung der Plating Base zum Lack muss gewährleistet sein. Zum Anderen muss eine Lackabfolge gefunden werden, die der Temperatureinwirkung bei der Abscheidung der Plating Base der oberen Leiterbahn standhält.



Abb. 4.1.: „Schwebende“ Leiterbahn

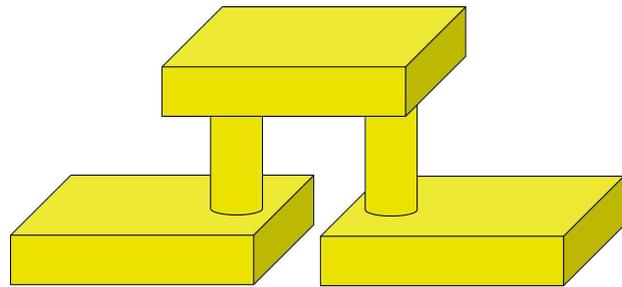


Abb. 4.2.: Bumps mit strukturierter Leiterbahn

Um den Prozess einfacher zu gestalten, wurde eine nicht strukturierte obere Verbindung der Bumps in Erwägung gezogen. Diese soll durch eine fortgeführte Abscheidung, nachdem das Gold bereits bis zur Kante des Lacks gewachsen ist, realisiert werden. Damit die Elektromigration in den Bumps und nicht in den Leiterbahnen oder der oberen Verbindung stattfindet, sollten sich die Querschnitte und daraus folgend die Stromdichten um mindestens eine Größenordnung unterscheiden. Um zu überprüfen, ob mit dieser Methode ausreichende Querschnitte der oberen Verbindung erzielt werden können, wurde eine Abschätzung des Querschnitts gemacht. Dafür wurde von isotropen Wachstum oberhalb der Lackkante ausgegangen. Es wurde des Weiteren eine Platinghöhe von $15\ \mu\text{m}$ oberhalb des Lacks und ein Abstand der Bumpkanten von $14\ \mu\text{m}$ angenommen. Der abgeschätzte Querschnitt erfüllt die Bedingung, so dass dieser Methode der Vorzug gegeben wurde. Der Prozessablauf und die Abmessungen der Teststruktur werden im Folgenden genauer beschrieben.

4.2. Prozessablauf und Probengeometrien

Die Struktur besteht aus zwei Stromzuführungen, die sich kontinuierlich verjüngen, um Current Crowding zu vermeiden. Die beiden Bumps stehen auf der Leiterbahn, die zwischen den Bumps unterbrochen ist. Die elektrische Verbindung der Bumps erfolgt über eine Leiterbahn, die sich über den beiden Kontakten befindet, die Luftbrücke. Abbildung 4.3(a) zeigt ein REM-Bild der Struktur. Die Spannung in beiden Bumps kann separat über zwei Leiterbahnen, die senkrecht zur Stromzuführung angebracht sind sowie einen weiteren Bump, der mit der Luftbrücke verbunden ist, gemessen werden (Vierleitmessung). Das Messschema ist in Abbildung 4.3(b) dargestellt. Die Struktur wird im Folgenden Zwillingsstruktur genannt.

Mithilfe des weiteren Bumps, der als Spannungsabgriff dient, ist es möglich, eine potentielle Auswirkung der Thermomigration unabhängig von der Elektromigration zu betrachten. Im Spannungsabgriff-Bump findet quasi kein Stromfluss statt: Es fließt lediglich ein geringer Messstrom. Wie in der spä-

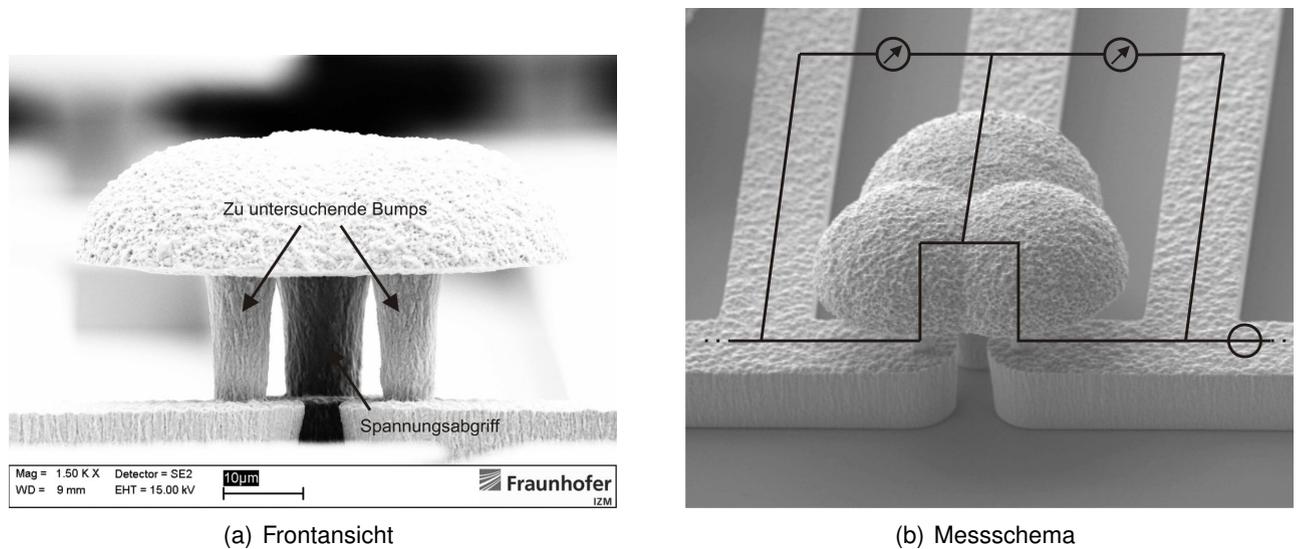


Abb. 4.3.: Zwillingsstruktur

teren Simulation deutlich wird, sind die Temperaturgradienten in den stromführenden Bumps sowie im Spannungsabgriff-Bump in der gleichen Größenordnung. Eine Unterscheidung der Einflüsse von Elektromigration und Thermomigration ist somit möglich. Weitere nicht elektrisch verbundene Bumps dienen als Indikator für den reinen Temperatureinfluss, also den Einfluss der Ofentemperatur.

Der Prozessablauf, der grafisch in Abbildung 4.4 dargestellt ist, wird nun im Detail beschrieben werden. Die Strukturen werden auf Waferlevel hergestellt. Es werden 6“-Siliziumwafer verwendet, die mit einer TiW/Au UBM (Under Bump Metallization) besputtert werden. Die Schichtdicke des TiW beträgt 100 nm, die des Goldes 200 nm. Wie auch bei den planaren Strukturen, siehe Abschnitt 7.1, kommt ein photolithografischer Prozess unter Verwendung eines Positivlacks zum Einsatz. Hier wurde im Gegensatz zum Prozessablauf der planaren Strukturen mit einer Maske gearbeitet. Die erste Resistlage wird aufgeschleudert und strukturiert. Bei hohen Aspektverhältnissen kann es bei Positivlacken zu Durchmesserabweichungen über der Höhe kommen. Er wurde dennoch gewählt, weil er zur Strukturierung sehr feiner Geometrien von wenigen Mikrometern sehr gut geeignet ist. Die Stromzuführung sowie die Leiterbahnen der Spannungsabgriffe werden abgeschieden. Die Höhe dieser ersten Lackschicht muss möglichst genau mit der gewünschten Leiterbahnhöhe übereinstimmen, da darauf eine zweite Lackschicht aufgeschleudert wird. Je größer die Abweichung ist, desto stärker wird die Topographie dieser zweiten Lackschicht. Sie wird strukturiert und die Goldbumps werden abgeschieden. Da die zu untersuchenden Bumps auf einer ebenfalls aus Gold bestehenden Leiterbahn abgeschieden werden, wird durch Temperaturänderungen kein thermomechanischer Stress eingebracht. Die Höhe der zweiten Resistlage bestimmt die Höhe der Bumps. Um die Luftbrücke zu erhalten, wird Gold nicht nur bis zur Höhe des Lacks, sondern auch noch darüber hinaus aufgebracht. Die beiden „Pilzköpfe“ verbinden sich, wenn lange genug geplated wird, und eine elektrische Verbindung entsteht. Die beiden Resistlagen werden anschließend entfernt und die UBM wird

geätzt.

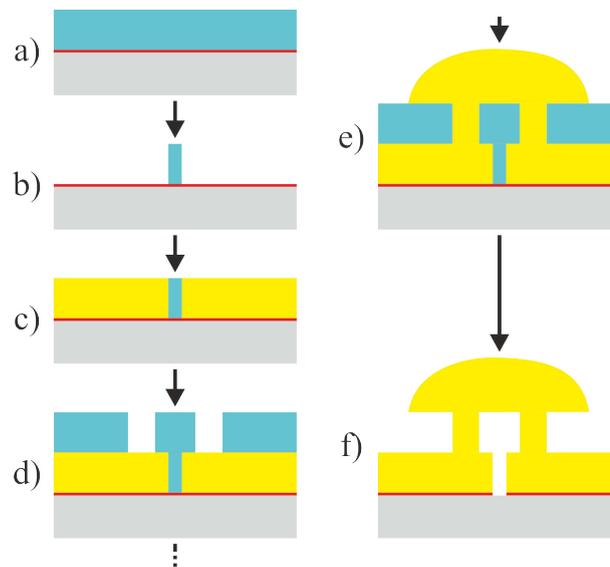


Abb. 4.4.: Prozessablauf Zwillingsstruktur

Der Messaufbau ist auf einen Strom von 1 A und auf eine Ofentemperatur von 210 °C begrenzt. Die Ausfallzeiten der Proben sollten aus praktischen Gründen wenige Tage bis wenige Wochen betragen. Um dies zu erreichen, wurden Strukturen mit fünf unterschiedlichen Querschnitten entworfen, sodass die Geometrie nach ersten Versuchen entsprechend ausgewählt werden kann. Die Höhe der Strukturen darf nicht kleiner als die Blechlänge sein. Aber auch von der Technologieseite aus gibt es Grenzwerte für die Geometrie. Bei zu hohen Aspektverhältnissen kann der Lack möglicherweise nicht mehr bis ganz unten geöffnet werden. Des Weiteren kann der verwendete Lack nur bis zu einer Höhe von etwa 15 µm aufgeschleudert werden. Möchte man höhere Schichtdicken erzeugen, wie im Fall der Zwillingsstruktur-Variante mit 29 µm Höhe, muss mit mehrmaligem Aufschleudern gearbeitet werden. Kritische Größen waren somit die Höhe der Struktur, der kleinste Durchmesser der Struktur sowie der minimale Abstand der beiden benachbarten Kontakte.

Es wurden fünf verschiedene Maskendurchmesser (5 µm, 7 µm, 10 µm, 15 µm, 20 µm) und zwei Höhen (14 µm, 29 µm) verwendet. Außerdem wurde der Abstand zwischen den Kontakten (14 µm, 18 µm) variiert. Diese Variation wurde gemacht, da nicht sicher war, ob bei dem geringeren Abstand die galvanische Trennung der beiden Kontakte erfolgreich ist. Der Maskendurchmesser für den dritten Bump beträgt 10 µm. Für die Versuche wurden nach Vortests die Proben mit 7 µm Maskenöffnung, 14 µm Höhe und 14 µm Abstand zwischen den Kontakten ausgewählt. Diese haben einen Durchmesser von 6 µm im unteren Bereich. Bei dieser Variante beträgt die Höhe des „Pilzkopfs“ etwa 15 µm und er ragt etwa 15 µm seitlich über den Bump hinaus. Um Current Crowding zu vermeiden, entspricht die Breite der Leiterbahn dem dreifachen Durchmesser, des Bumps. Die Höhe ist jeweils 15 µm. Einen Überblick über die Höhen der Struktur zeigt Abbildung 4.5.

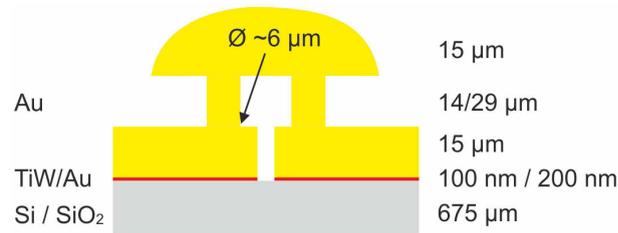


Abb. 4.5.: Geometrie Zwillingstruktur

4.3. Beschreibung des Abscheidenvorgangs

Das Gold wurde galvanisch abgeschieden. Für die Galvanik wurde hier ein sulfitischer Elektrolyt verwendet. Das Gold steht in diesem Fall als $[\text{Au}(\text{SO}_3)_2]^{3-}$ (Sulfitkomplex) zur Verfügung [91]. Für die Abscheidung der in dieser Arbeit beschriebenen Strukturen wurde der Elektrolyt MICROFAB Au 660 der Firma Enthone GmbH benutzt. Bei dem verwendeten Bad handelt es sich um ein sulfitisches Bad, das neben Gold hauptsächlich Sulfite, Sulfate und Thallium enthält. Neben diesen Hauptbestandteilen können weitere Inhaltsstoffe sowie leicht flüchtige Elemente im Bad vorhanden sein, die nicht näher bekannt sind. Die Reinheit der Goldabscheidung liegt laut Hersteller bei 99,99%. Das hier erwähnte Thallium dient als Kornverfeinerer. Dadurch wird das Erscheinungsbild des abgeschiedenen Goldes verbessert [91].

Der Hersteller empfiehlt eine Betriebstemperatur des Bads von 60 °C. Bei dieser Temperatur hat das Gold auch nach einer Auslagerung bei 350 °C noch gute Adhesion zur UBM. Die hier verwendeten Proben wurden bei einer reduzierten Temperatur von 40 °C abgeschieden. Der Lack bleibt im Vergleich zu einer Badtemperatur von 60 °C fester, sodass sich steilere Strukturkanten erzeugen lassen. Dies war im vorliegenden Fall erwünscht. Die Haftung zur UBM wird dadurch etwas herabgesetzt, ist aber nach einer maximalen Auslagerungstemperatur von 300 °C immer noch ausreichend. Der pH-Wert des Bads liegt laut Hersteller bei etwa acht. Die Stromdichten bei der Abscheidung lagen bei bis zu 4 mA/cm². Bei diesen Stromdichten wird nur geringfügig Thallium eingebaut.

4.4. Temperaturlagerung der Proben

Das Gold hat nach der Abscheidung eine Härte von etwa 170 HV [33]. Für das TC-Bonden ist laut Klein und Baggerman eine Härte von 60 HV bis 100 HV sinnvoll. Bei zu harten Goldkontakten kann es zu einer Beschädigung des Chipmaterials oder der Passivierung kommen außerdem ist die Deformation des Golds geringfügiger, sodass das Bondinterface beim Bondvorgang weniger gereinigt wird [5, 72]. Dies wirkt sich negativ auf die Verbindung aus.

Um die Reduktion der Härte zu erreichen, wird das Gold bei Temperatur ausgelagert. Bei einer Temperatur von 250 °C und einer Dauer von zehn Minuten kann eine Härte von etwas mehr als 60 HV erreicht werden. Die Scherkraft ist mit circa 130 g gut [33]. Den Zusammenhang zwischen Auslagerungstemperatur und der Härte bei einer Auslagerungsdauer von zehn Minuten zeigt das folgende

Diagramm 4.6. Die Werte wurden ebenfalls aus [33] entnommen. Es handelt sich um sulfitisches Gold.

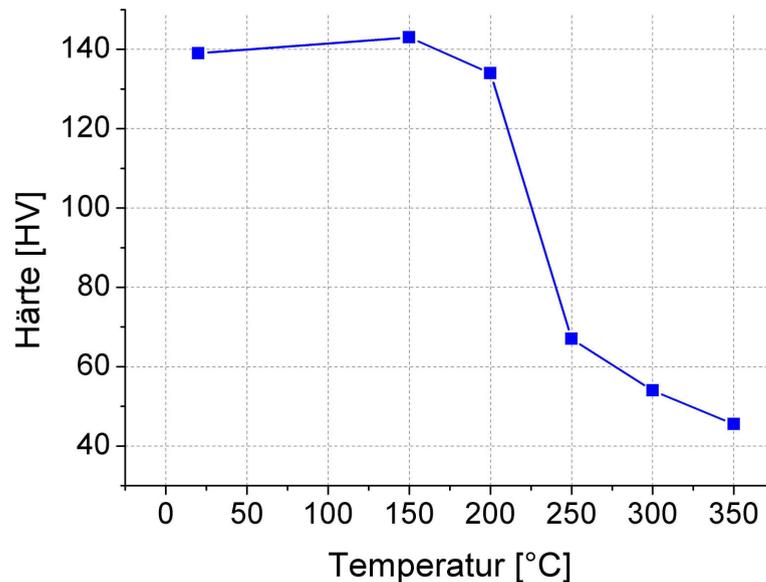


Abb. 4.6.: Verlauf der Härte in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur, Auslagerungsdauer: 10 min

In dieser Arbeit wurden Versuche mit Proben, die mit dem in der Praxis üblichen Parametern von 250 °C für zehn Minuten ausgelagert wurden, durchgeführt. Eine Auslagerung bei höherer Temperatur oder von längerer Dauer ist für das TC-Bonden nicht notwendig. Da aber Effekte wie z.B. die Diffusion von Verunreinigungen aus dem Bulkmaterial in die Korngrenzen oder die Bildung von Nukleationspunkten möglicherweise noch nicht abgeschlossen sind, wurden ebenfalls Versuche mit Proben, die bei 300 °C für vier Stunden ausgelagert wurden, durchgeführt. So ist ein Vergleich von zwei Auslagerungsprofilen möglich.

Nach Michels [85] ist die maximal durch Auslagerung zu erreichende Korngröße um so größer, je höher die Temperatur ist. Die Korngröße nähert sich diesem Maximalwert asymptotisch an. Burke und Turnbull [19] haben ebenfalls eine Näherung für das Kornwachstum aufgestellt. Bei dieser wird aber weder eine maximale Korngröße verwendet, noch ist diese temperaturabhängig. Der Korndurchmesser nimmt über die Zeit kontinuierlich zu. Grey und Higgins [44] haben eine maximale Korngröße eingeführt, diese ist aber nicht temperaturabhängig. Yevtushenko [115] hat gezeigt, dass mit der Näherung von Michels die beste Übereinstimmung erzielt werden kann.

Für eine Auslagerung bei 250 °C wurden die mittleren Korngrößen nach 20, 200 und 2000 Minuten Auslagerungszeit bestimmt. Auch hier erreicht man mit der Gesetzmäßigkeit nach Michels eine deutlich bessere Übereinstimmung als nach Burke und Turnbull, wenn man von einem Exponenten zwischen zwei und vier ausgeht. Die mittleren Korngrößen wurden unter Verwendung des Linienschnittverfahrens an FIB-Bildern ermittelt [61], siehe Abbildung 4.7. Nach 200 Minuten ist die Vergrößerung fast abgeschlossen. Es kommt noch zu einer Änderung um 0,03 µm im Vergleich zum Wert

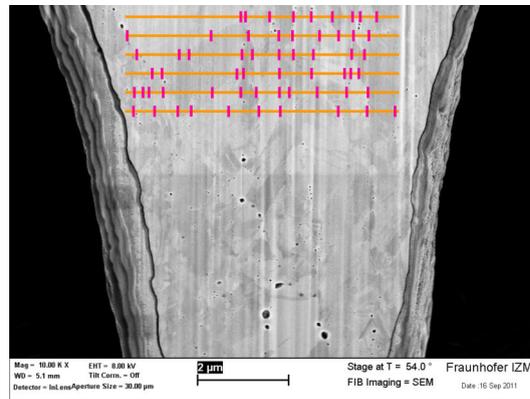


Abb. 4.7.: Exemplarische Darstellung des Linienschnittverfahrens

nach 2000 Minuten, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist.

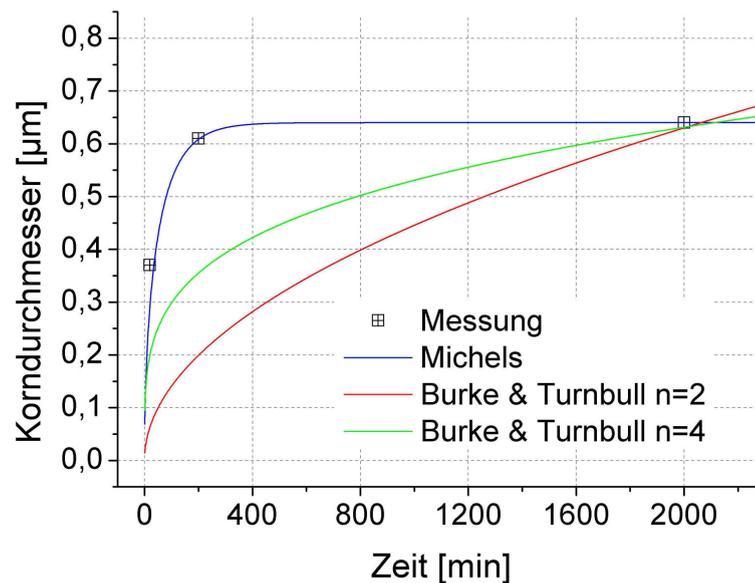


Abb. 4.8.: Darstellung des Korndurchmessers über die Zeit

Die höchste Proben­temperatur während des Versuchs beträgt knappe 270 °C. Da die hochgetemperten Proben für 240 Minuten bei 300 °C ausgelagert wurden, sollte bei Proben­temperat­uren von 270 °C, die deutlich unter der Auslagerungstemperatur liegen, kein nennenswertes Kornwachstum mehr auftreten. Nach 240 Minuten ist die Steigung der Kurve schon sehr gering, sodass es zu weiterem Wachstum nur aufgrund einer Temperatursteigerung kommen kann. Bei Proben, die bei 250 °C für 10 Minuten ausgelagert wurden, kann es noch zu geringfügigem Kornwachstum kommen, da die Proben­temperat­uren teilweise über der Auslagerungstemperatur liegen.

4.5. Spannungsfreiheit

Bei Versuchen mit Ofentemperaturen von 120 °C oder 140 °C, also Probentemperaturen von etwa 170 °C bzw. 190 °C sind in den REM-Bildern, siehe Abbildung 4.9, Gold-Whisker zu erkennen. Whisker entstehen durch Spannungen. Es handelt sich um das Wachstum nadelförmiger Kristalle mit einem Durchmesser von wenigen Mikrometern, die einige Mikrometer lang sind. Whisker sind nur bei einigen Metallen bekannt, laut Teverovsky vor allem Zinn, Zink und Cadmium. Die einzige Veröffentlichung zum Thema Gold-Whisker ist ein internes Memorandum der NASA [106].

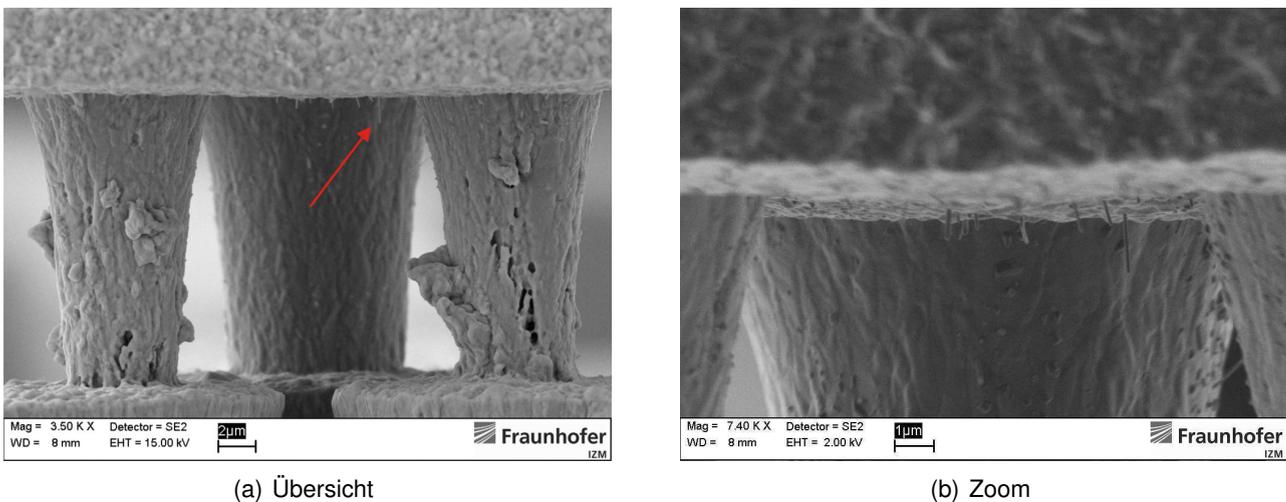


Abb. 4.9.: Auftreten von Whiskern; Versuch bei 1 A und 120 °C Ofentemperatur

Bei den hier durchgeführten Versuchen wurden Whisker nur bei den Versuchen mit nicht getemperten Proben bei 120 °C und 140 °C Ofentemperatur festgestellt. Bei den nieder- und hochgetemperten Proben, wird die Spannung offensichtlich aufgrund der niedrigeren Fließgrenze bei höheren Temperaturen abgebaut.

5. Simulation des Mikrokontakts mithilfe eines Finite Elemente Modells

Bei der Finite Elemente Methode wird die Geometrie in eine endliche Anzahl von Elementen unterteilt. Mithilfe einer Ansatzfunktion und den vorgegebenen Anfangs- und Randbedingungen können die Differentialgleichungen numerisch gelöst werden. Mithilfe der Methode können thermische, elektrische und mechanische Parameter bestimmt werden. Die Eckpunkte der Elemente werden Knoten genannt.

Das thermoelektrische Verhalten der experimentell untersuchten Mikrokontakte wurden vorhergehend mithilfe eines FE Modells in ANSYS 13 simuliert. Dazu wurde der Strom sowie die Umgebungstemperatur vorgegeben. Bestimmt werden Temperatur, Temperaturgradient und Stromdichte. Des Weiteren werden mithilfe der bereits erläuterten Gleichungen die Materialflussdichten, die durch die Elektromigration bzw. die Thermomigration verursacht werden, berechnet. Dazu werden die Ergebnisse der thermoelektrischen Simulation an Mathematica übergeben und weiterverarbeitet. Um die Materialflussdichten grafisch darzustellen, werden sie schließlich an ANSYS wieder zurückübergeben.

5.1. Verwendete Materialparameter

Um eine Simulation durchzuführen, benötigt die Software Angaben zu allen Materialien, die im Aufbau vorhanden sind. Im Falle einer thermoelektrischen Simulation werden spezifischer elektrischer Widerstand ρ , Dichte d , Wärmeleitfähigkeit λ , spezifische Wärmekapazität c , Emissionsgrad ϵ und Wärmeübergangskoeffizient α benötigt. Die Literaturwerte für Gold sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Eine Übersicht über die Materialparameter der anderen Materialien liefert Tabelle 5.2.

Da die Materialien bis auf das Gold nur indirekt über Wärmeleitung und über Konvektion ent- bzw. erwärmt werden, ist hier nur die Wärmeleitfähigkeit und der Wärmeübergangskoeffizient zur Berechnung notwendig. Das Modell berücksichtigt die Wärmeleitung sowie die Entwärmung durch Konvektion und Strahlung, wobei letztere bei den hier verwendeten Temperaturen nicht relevant ist. Daher wurden keine Angaben zum Emissionsgrad gemacht.

Um eine gleichmäßige Wärmeverteilung zu gewährleisten, hat der für die Experimente verwendete Ofen einen Lüfter. Bei den Proben tritt somit erzwungene Konvektion auf. In der Literatur findet man bei erzwungener Konvektion für den Übergang zu Luft einen Wertebereich von etwa $15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$

Temperatur [°C]	elektrischer Widerstand [Ωm]	Dichte [kg/m^3]	Wärmeleit- fähigkeit [$\text{W}/(\text{m K})$]	spezifische Wärme- kapazität [$\text{J}/(\text{kg K})$]	Emissions- grad
27	$2,27 \cdot 10^{-8}$	18900	318	128	—
77	$2,69 \cdot 10^{-8}$	18800	315	130	—
127	$3,11 \cdot 10^{-8}$	18800	311	131	—
227	$3,97 \cdot 10^{-8}$	18700	304	133	—
327	$4,88 \cdot 10^{-8}$	18600	298	135	$1,46 \cdot 10^{-2}$
Quellen	[82]	[24]	[55]	[57]	[109]

Tabelle 5.1.: Materialdaten Gold

bis $55 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ [1]. Unter Verwendung der gemessenen Probertemperaturen, wurde der Wärmeübergangskoeffizient auf $27,5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ festgelegt. Die Werte aus der Simulation und die aus dem Widerstand berechneten Temperaturen stimmen sehr gut überein, vgl. Abschnitt 8.2 und 9.3.

5.2. Implementierung des Finite Elemente Modells

Die Anzahl der Elemente wurde möglichst gering gehalten, da diese entscheidend für den Rechenaufwand ist. Dazu wurden Flächen des Modells nach Möglichkeit manuell vernetzt, sodass die Elementanzahl gut auf die an den entsprechenden Stellen gewünschte Genauigkeit angepasst ist.

Auf der im Experiment verwendeten Leiterplatte befinden sich zehn Siliziumchips. Modelliert wurde ein Ausschnitt aus der Leiterplatte mit einem Chip. Das elektrische Verhalten wird dadurch nicht verändert. Rund um den Chip befinden sich Ausfräsungen in der Leiterbahn, um diesen nach dem Experiment zu separieren. Es besteht lediglich ein Kontakt über vier Stege. Der thermische Widerstand des Leiterplattenbereichs, auf dem der Chip sitzt, zum Rest der Leiterplatte ist sehr hoch. Es kann davon ausgegangen werden, dass das thermische Verhalten nur gering verändert wird, wenn die Leiterplatte lediglich bis zu den Stegen simuliert wird. Auch die Messung mit einer Infrarot-Kamera in Abbildung 5.2 zeigt, dass die Leiterplatte sich vorwiegend bis zu den Stegen erwärmt. Abbildung 5.1 zeigt den Messaufbau. Die Messung wurde an planaren Proben mit einem Strom von $1,5 \text{ A}$, der einer Stromdichte von knapp $3 \cdot 10^6 \text{ A}/\text{cm}^2$ entspricht, durchgeführt. Da die Goldleiterbahnen nicht geschwärzt wurden, reflektieren sie und die Temperaturmessung auf Goldoberflächen ist somit bezüglich des absoluten Werts nicht verlässlich. Die Messung zeigt aber sehr gut die Temperaturverteilung.

Material	Temperatur [°C]	Wärmeleitfähigkeit [W/(m K)]	Quellen
Kleber	23	2,5	[34]
Silizium	27	148	[55]
	77	119	
	127	99	
	227	76	
	327	62	
Rogers	100	0,62	[95]

Tabelle 5.2.: Weitere Materialdaten

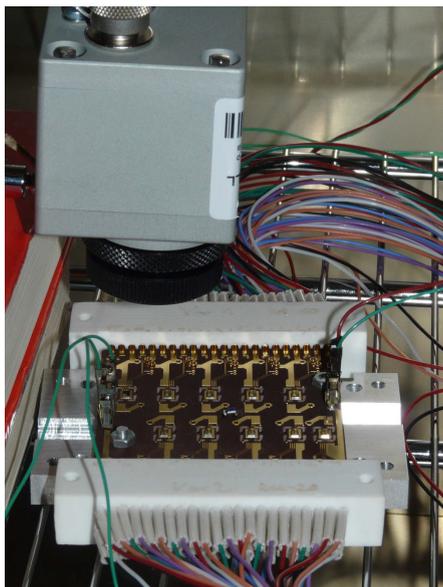


Abb. 5.1.: Messaufbau IR-Kamera

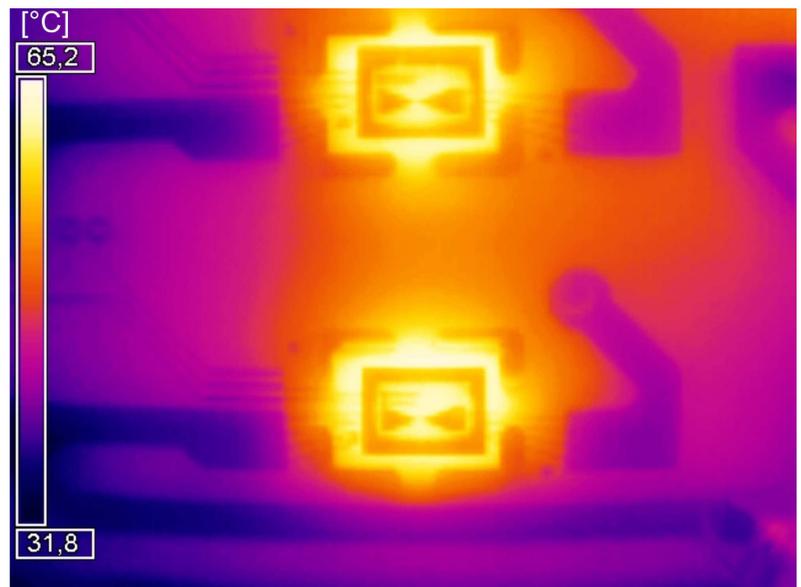


Abb. 5.2.: Messung IR-Kamera

Die TiW-Schicht wird nicht simuliert. Wolfram, das mit etwa 80 Volumenprozent den größten Einfluss hat, hat eine ähnlich hohe Wärmeleitfähigkeit wie Silizium, sodass das thermische Ergebnis quasi nicht verändert wird. Die elektrischen Ergebnisse werden ebenfalls nicht beeinflusst. Unter dem TiW befindet sich eine Siliziumoxidschicht, sodass der Strom über das Gold und ein nicht relevanter Anteil aufgrund des hohen Widerstands über das TiW fließt.

Die Abmessungen wurden dem realen Aufbau entnommen. Die Struktur der Mikrokontakte, im Fol-

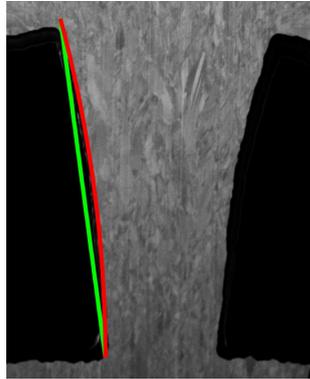


Abb. 5.3.: Bumpform

genden Zwillingsstruktur genannt, sowie die Spannungsabgriffe wurden leicht vereinfacht. Die Kontakte haben eine hyperboloide Form, wurden der Einfachheit halber aber als Kegelstümpfe implementiert, da die Abweichung, wie man in Abbildung 5.3 sieht, nur sehr gering ist. Die beiden symmetrischen Leiterbahnen, die als Spannungsabgriffe dienen, wurden nicht implementiert, da ihr thermischer Widerstand aufgrund des geringeren Querschnitts im Vergleich zu den stromführenden Leiterbahnen um ein Vielfaches höher ist. Die "Pilzköpfe" der Zwillingsstruktur über den stromführenden Bumps sind sehr genau abgebildet. Der "Pilzkopf" über dem Kontakt, der als Spannungsabgriff dient, wurde vereinfacht, da sonst die Verbindung der Elemente zueinander nicht ohne Weiteres möglich ist. Es wäre zu einem Schnitt von mehreren Rotationskörpern gekommen, die das manuelle Vernetzen der Geometrie extrem erschwert hätte. Es wurde stattdessen nur eine vertikale Verlängerung des Bumps implementiert, die dann mit den "Pilzköpfen" der stromführenden Kontakte verbunden wurde, wie in Abbildung 5.4 sichtbar ist.

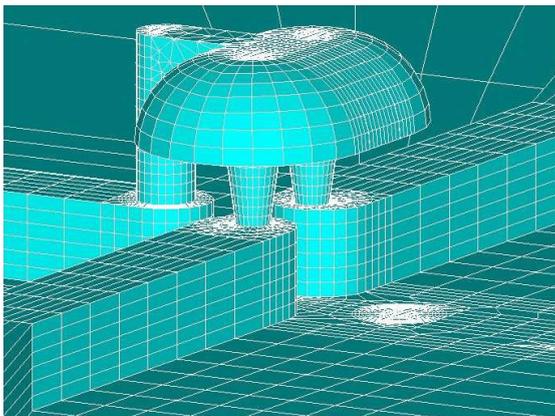


Abb. 5.4.: FEM Modell Zwillingsstruktur

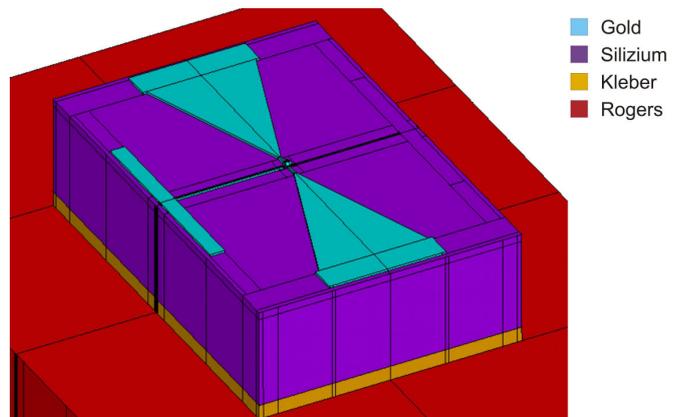


Abb. 5.5.: FEM Modell Übersicht

Die Leiterbahn zum Kontakt, der als Spannungsabgriff dient, wurde nach der Abzweigung in beide Richtungen weitergeführt, statt nur in eine, dafür aber jeweils nur mit der halben Länge. Da der thermische Widerstand hauptsächlich durch die Leiterbahn mit dem geringen Querschnitt bestimmt wird, ist dies zulässig. Elektrisch ist sie nicht relevant. Diese Leiterbahn wurde implementiert, um

einen möglichst genauen Wert für die Temperatur im Spannungsabgriff-Bump zu erhalten und somit den Vergleich zu den stromdurchflossenen Bumps bezüglich der Thermomigration zu ermöglichen.

Um die Implementierung zu vereinfachen, wurde nur ein Viertel aufgebaut. Die Struktur wird einmal ohne Veränderungen gespiegelt, wobei die Spiegelachse senkrecht zu der Zwillingsstruktur ist. Das Ergebnis wird dann noch einmal gespiegelt, dabei werden aber der Spannungsabgriff-Bump mit Leiterbahn nicht mitgespiegelt. Abbildung 5.5 zeigt das Modell im Überblick. Die Materialien sind farblich gekennzeichnet.

5.2.1. Beschreibung des Modellaufbaus der Simulation

Das Modell wird parametrisiert aufgebaut, sodass Änderungen an der Geometrie oder der Netzdichte einfach vorgenommen werden können. Die Werte werden zu Beginn einmal als Variable definiert. Um die Anzahl der Elemente möglichst gering zu halten, aber eine ausreichend hohe Elementdichte zu erhalten, wurde kein automatisches Vernetzen verwendet, sondern alle Linien wurden manuell unterteilt.

Als Randbedingungen werden der Strom und die Umgebungstemperatur gesetzt. Dazu wird ein Pad geerdet und über die Knoten auf der Oberfläche des anderen Pads wird ein festgelegter Strom eingespeist. Die Umgebungstemperatur wird auf einen festen Wert gesetzt. Zusätzlich wird festgelegt, dass an allen aussen liegenden Elementen Konvektion auftritt.

5.2.2. Berechnung der Materialflussdichten in Mathematica

Um die Materialflussdichten aufgrund von EM und TM zu berechnen, werden die Ergebnisse von Temperatur, Temperaturgradient und Stromdichte als Textdatei gespeichert. Im Falle der beiden letzteren wird für jede Vektorkomponente (x, y, z) eine Datei angelegt. Dazu wird der Befehl „*VWRITE“ verwendet. Die Dateien werden in Mathematica eingelesen. Zur Berechnung der Materialflussdichten werden die Gleichungen 2.32 und 2.33 verwendet. Die Materialflussdichten sind Vektorfelder. Sie lassen sich für jede Raumrichtung (z.B. $J_{EM,x}$, $J_{EM,y}$, $J_{EM,z}$) bestimmen. Der Betrag des Vektors kann mithilfe des Zusammenhangs z.B. $|J_{EM}| = \sqrt{J_{EM,x}^2 + J_{EM,y}^2 + J_{EM,z}^2}$ berechnet werden. Die Ergebnisse werden von Mathematica ebenfalls in Textdateien gespeichert, die von ANSYS mithilfe des „*VREAD“ Befehls importiert werden können. ANSYS ermöglicht eine grafische Darstellung der Ergebnisse.

Für die Berechnung sind die Werte der effektiven Ladungszahl nötig. Es wurden folgende Werte nach Tai verwendet [104]: -53 (165 °C), -33 (195 °C), -30 (210 °C), siehe Abschnitt 2.4.3. Für die „heat of transport“ Q^* wurde laut Mock ein Wert von 0,8 eV eingesetzt. Der positive Wert bedeutet, dass das Material vom warmen Ende zum kalten wandert. In der Literatur findet man sehr unterschiedliche Werte, die sich sogar im Vorzeichen unterscheiden. Es wird davon ausgegangen, dass ein positives Vorzeichen korrekt ist, da die meisten Quellen einen positiven Wert nennen. Wenn ein negativer

Wert bestimmt wurde, ist dieser betragsmäßig kleiner als die positiven Werte. Je größer das Q^* ist, desto größer ist der Einfluss der Thermomigration. Um den Einfluss der Thermomigration nicht zu unterschätzen, wurde daher hier vom größten Wert ausgegangen. Hummel [58] hat ein negatives Vorzeichen festgestellt, nennt aber keinen Wert. Oriani [92] hat eine Zusammenstellung mehrerer Literaturquellen vorgenommen. Die Werte liegen zwischen $-0,22$ eV und $0,28$ eV mit einer Ausnahme von 0 eV. Van Gorp [47] nennt keinen Wert, geht aber von einem positiven Vorzeichen aus. Mock [86] hat einen positiven Wert von $0,8$ eV \pm $0,27$ eV gemessen, der in guter Übereinstimmung mit von ihm zitierten Quellen ist. Crolet [26] hat einen Wert von $0,5$ eV \pm $0,3$ eV experimentell bestimmt.

In Gold ist im Allgemeinen die Korngrenzendiffusion bei den betrachteten Temperaturen vorherrschend. Die Aktivierungsenergie der Diffusion wurde aufgrund der Literaturwerte für Korngrenzendiffusion mit $0,88$ eV angesetzt mit einer Diffusionskonstante von $0,031 \cdot 10^{-4}$ m²/s, vgl. Abschnitt 2.4.1. Durch eine höhere Aktivierungsenergie von $1,36$ eV, wie sie in dieser Arbeit für hochgetemperte Proben bestimmt wurde, verringern sich die Materialflussdichten der Elektromigration und der Thermomigration bei einer Temperatur von 217 °C etwa um den Faktor 1200 bzw. 3000 bei einer Temperatur von 268 °C. Das Verhältnis der Materialflussdichten bleibt davon aber unberührt.

5.3. Ergebnisse der Simulation

Die Formeln für die Materialflussdichten bei Dalleau [27] beschreiben nur an welchen Orten aufgrund von EM oder TM Material abgetragen wird, siehe Gleichungen 2.32 und 2.33. Wo sich dieses Material wieder anlagert, beschreiben die Gleichungen nicht. Um den Ausfallort zu bestimmen, ist es sinnvoll, die Divergenz des Materialflusses zu betrachten. Die Divergenz gibt für jeden Ort die Differenz von zu- und abfließendem Material an. Es darf davon ausgegangen werden, dass sich das abgetragene Material wieder ortsnah anlagert, da die Ionen in die benachbarte Leerstelle wandern, siehe Abschnitt 2.1.1. Mithilfe der Divergenz kann somit auch die Anlagerung von Material indirekt berücksichtigt werden.

Zur Berechnung der in Anhang A hergeleiteten Divergenzen, Gleichungen 2.34 und 2.35, wird der Gradient der Atomdichte verwendet. Dieser kann auf einfachem Wege nicht aus der Simulation bestimmt werden. Die Änderung der Atomdichte ist jedoch so gering, dass sie mit eins angenähert werden kann. Dies zeigt auch ein Vergleich der aus der Formel mithilfe von Mathematica und ANSYS bestimmten Werte und einer Abschätzung im Zweidimensionalen aufgrund der Materialflüsse.

Zum besseren Verständnis der Simulationsergebnisse werden im Folgenden einige Erläuterungen zu den Vorzeichen von Temperaturgradient, Materialfluss und Materialflussdivergenz gemacht. In der Simulation wird die technische Stromrichtung verwendet. Der Elektronenfluss ist somit entgegengesetzt. Die z-Achse zeigt nach oben. Der Temperaturgradient zeigt per Definition in Richtung der höheren Temperatur. Somit gilt:

$\Delta T > 0$:	Der Temperaturgradient ist in Richtung der z-Achse, also ist die höhere Temperatur oben
$\Delta T < 0$:	Der Temperaturgradient ist entgegen der z-Achse, also ist die höhere Temperatur unten
$J > 0$:	Materialfluss in Richtung der z-Achse (nach oben)
$J < 0$:	Materialfluss entgegen der z-Achse (nach unten)
$\text{div } J \text{ bzw. } J' > 0$:	Es wird mehr Material abgetragen als angelagert
$\text{div } J \text{ bzw. } J' < 0$:	Es wird mehr Material angelagert als abgetragen.

5.3.1. Temperatur und Temperaturgradient

Der Pilzkopf und der obere Bereich der Bumps werden am wärmsten. Wenn man die Skala verfeinert, sieht man, dass der Kopf etwas kühler ist als der obere Bereich der Bumps, da er durch Konvektion gekühlt wird und die Eigenerwärmung aufgrund der geringeren Stromdichte dort sehr viel geringer ist. Die Abbildung 5.6 zeigt die Temperaturen bei einem Strom von 1 A und einer Ofentemperatur von 210 °C.

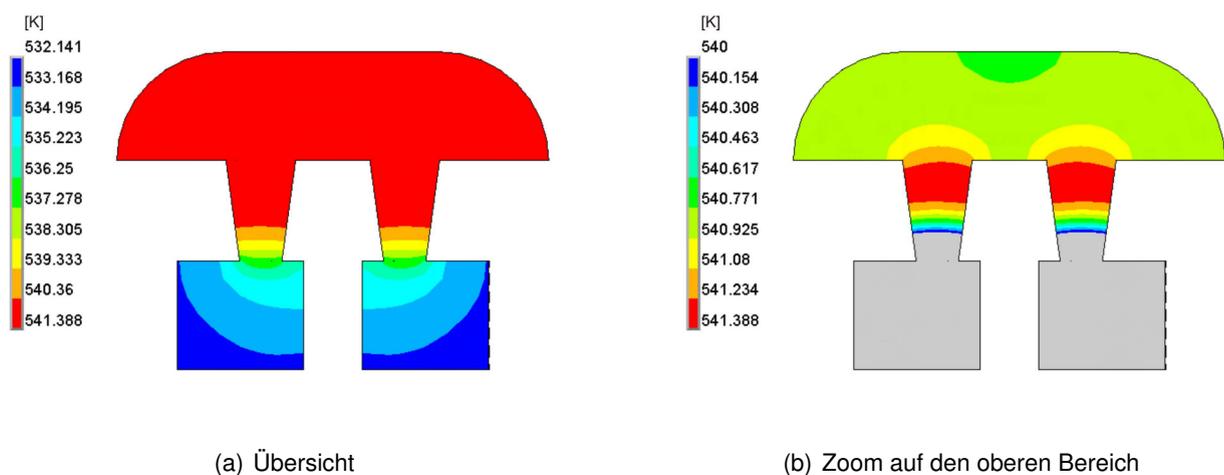


Abb. 5.6.: Simulationsergebnis für die Temperaturverteilung bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

Der Temperaturgradient ist im unteren Bereich der Bumps am größten. Er ist positiv, da oben die höhere Temperatur ist. Wenn man die Skala verfeinert, sieht man, dass sich das Vorzeichen im oberen Bereich der Bumps und etwas darüber umdreht, da der Pilzkopf etwas kühler ist als der

obere Bereich der Bumps, wie in Abbildung 5.7 zu sehen ist. Die Entwärmung durch Konduktion zu den Leiterbahnen und dem Chip ist somit größer als durch Konvektion über den Pilzkopf.

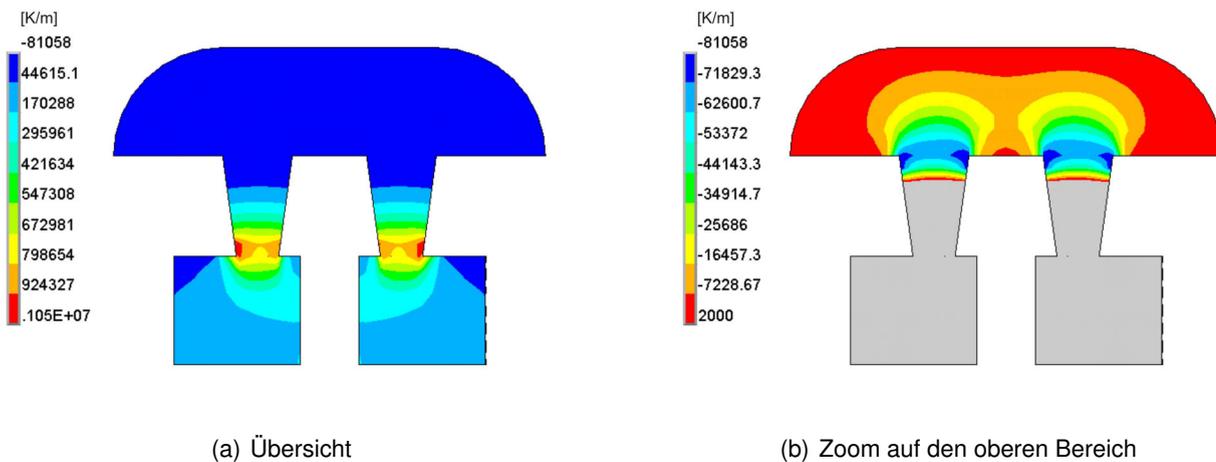


Abb. 5.7.: Simulationsergebnis für den Temperaturgradienten bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

5.3.2. Stromdichte

Infolge der Geometrie ist die Stromdichte im unteren Bereich der Bumps am höchsten und nimmt kontinuierlich nach oben hin ab, wie man in Abbildung 5.8 sehen kann.

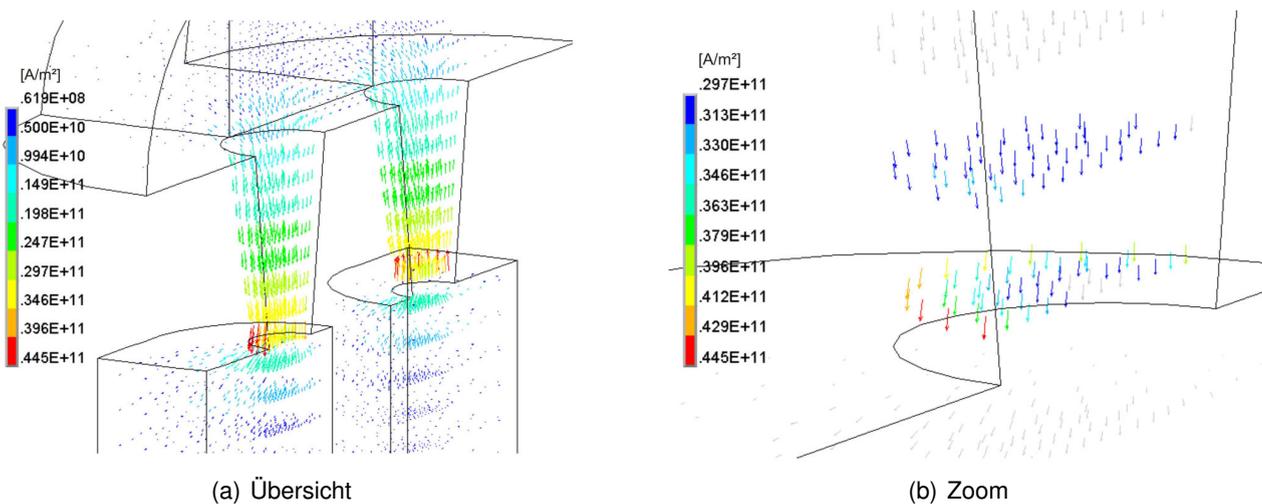


Abb. 5.8.: Simulationsergebnis für die Stromdichte bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

Beim Übergang von der unteren Leiterbahn zum Bump kommt es im äußeren Bereich zu einer geringfügigen Überhöhung der Stromdichte.

5.3.3. Materialflussdichte Elektromigration

Für die Materialflussdichten und deren Divergenzen wurden die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Gleichungen 2.32 und 2.33 verwendet. Der linke Bump, in dem die Elektronen nach oben fließen, wird im folgenden Up-Bump genannt. Der Materialfluss ist in diesem Bump durchgehend positiv, siehe Abbildung 5.9(a). Das Material fließt also in Richtung der Elektronen nach oben. Dies ist aufgrund von Gleichung 2.32 auch zu erwarten. Der Materialfluss hängt unter anderem von der Temperatur und der Stromdichte ab. Das Vorzeichen des Vektors der Stromdichte ist im Up-Bump negativ. Die effektive Valenz ist ebenfalls negativ. Damit ergibt sich für den Up-Bump insgesamt ein positives Vorzeichen.

Im rechten Bump ist der Materialfluss negativ und das Material fließt somit nach unten. Wenn man den Betrag des Materialflusses betrachtet, sind die Maxima jeweils im Bereich der Einschnürung und gleich groß. Die Temperatur ist zwar im oberen Bereich größer, aber die Stromdichte an der Einschnürung und der Kehrwert der Temperatur überwiegen über den Exponentialterm. Dass sich aufgrund der abrupten Querschnittsänderung im Up-Bump im oberen Bereich sowie äquivalent im Down-Bump (Elektronenfluss nach unten) im unteren Bereich Material ansammelt, wird, wie bereits erwähnt, durch die Gleichung 2.32 nicht berücksichtigt. Betragsmäßig sind die Werte in den beiden Bumps identisch.

5.3.4. Materialflussdichte Thermomigration

Die größte Materialflussdichte aufgrund von Thermomigration liegt im unteren Bereich der Bumps, da dort auch der Temperaturgradient am höchsten ist, siehe Abbildung 5.9(b). Das Material fließt nach unten, entgegen der z-Richtung ($J_{TM} < 0$). Wenn man die Skala verfeinert, sieht man, dass die Materialflussdichte im oberen Bereich positiv ist; also äquivalent zum Temperaturgradienten seine Richtung ändert. Das Material fließt hier nach oben. Dass sich das Material wieder anlagert wird äquivalent zur Materialflussdichte der Elektromigration von der Gleichung 2.33 nicht berücksichtigt. Die beiden Bumps verhalten sich bezüglich der Materialflussdichte der Thermomigration identisch.

5.3.5. Ableitung der Materialflussdichten

Um eine Abschätzung der Änderung der Materialflussdichten vorzunehmen, werden an neun Positionen die Werte der Materialflussdichten der Elektromigration und der Thermomigration, wie in Abbildung 5.10 zu sehen ist, abgelesen und differenziert. Der Verlauf der Materialflussdichten und das Ergebnis der Differentiation sind für 210 °C Ofentemperatur und 1 A für den Up Bump in Abbildung 5.11(a) und für den Down Bump in Abbildung 5.11(b) dargestellt. Für eine Ofentemperatur von 165 °C und 1 A sind die Ergebnisse in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Position 0 µm ist unten.

Im Up-Bump wird unten mehr Material durch die Elektromigration abgetragen als nachgeliefert ($J' > 0$). Die Stromdichte in der Leiterbahn ist deutlich geringer als im Bump, sodass von hier kein Material nachkommt. Im Down-Bump sammelt sich im unteren Bereich entsprechend Material an. Das durch

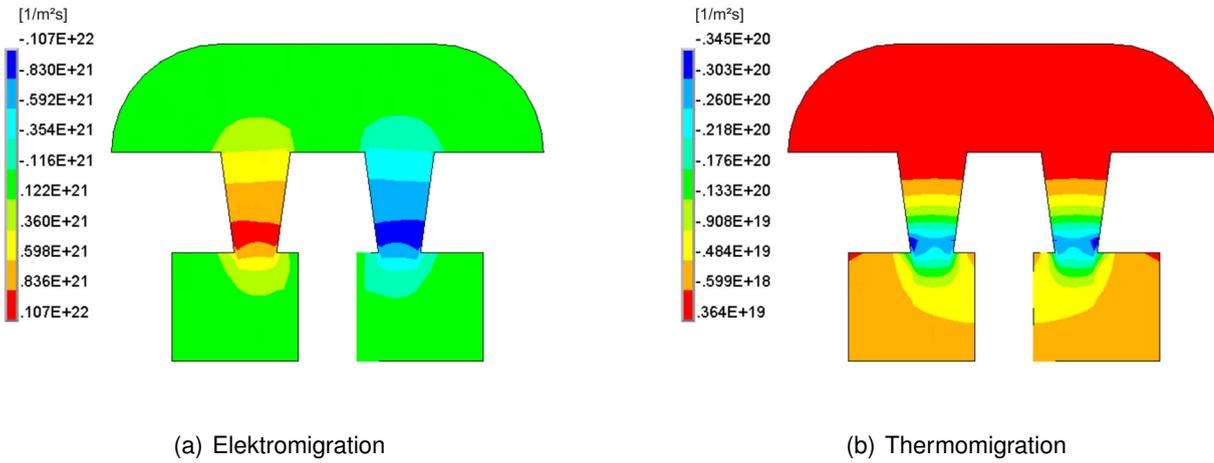


Abb. 5.9.: Simulationsergebnis für die Materialflussdichten bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

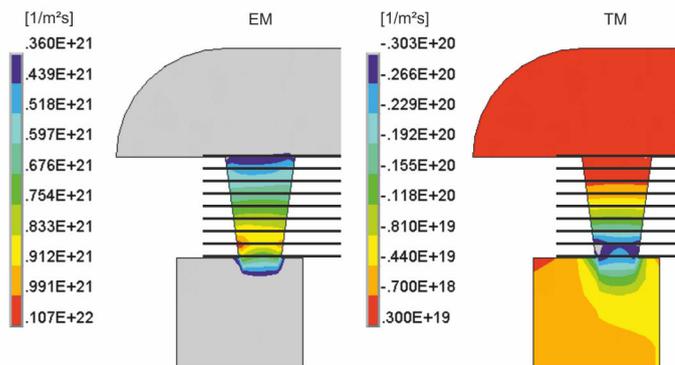


Abb. 5.10.: Werte der Materialflussdichten bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur, Up-Bump

Elektromigration wandernde Material geht aufgrund der abrupten Querschnittsänderung nicht in die Leiterbahn über. Im oberen Bereich des Up-Bumps sammelt sich ebenfalls Material an ($J' < 0$). Im oberen Bereich des Down-Bumps wird entsprechend zum unteren Bereich des Up-Bumps Material abgetragen. Wie auch bei der Materialflussdichte verhalten sich die beiden Bumps betragsmäßig gleich. Die Vorzeichen sind umgekehrt.

Bei der Thermomigration ist die Änderung der Materialflussdichte im unteren Bereich am größten. Von der Mitte des Bumps kommt weniger Material nach als im unteren Bereich wegfließt ($J' > 0$). Ganz unten ändert sich das Vorzeichen, dort kommt es zu einer Materialzunahme ($J' < 0$). Die beiden Bumps verhalten sich identisch.

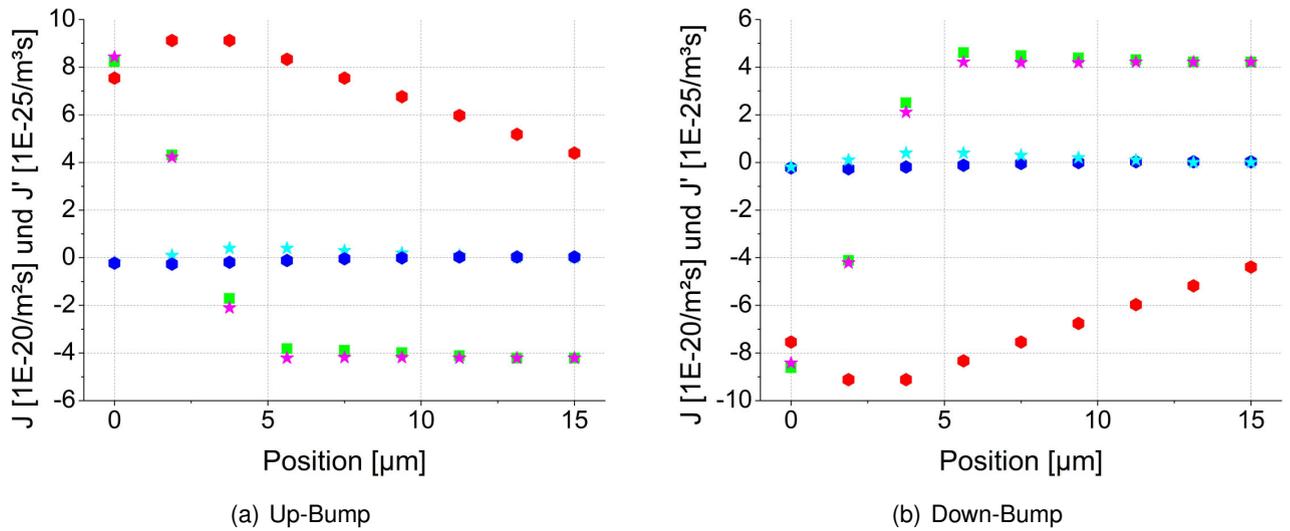


Abb. 5.11.: Ableitungen der Materialflussdichten bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

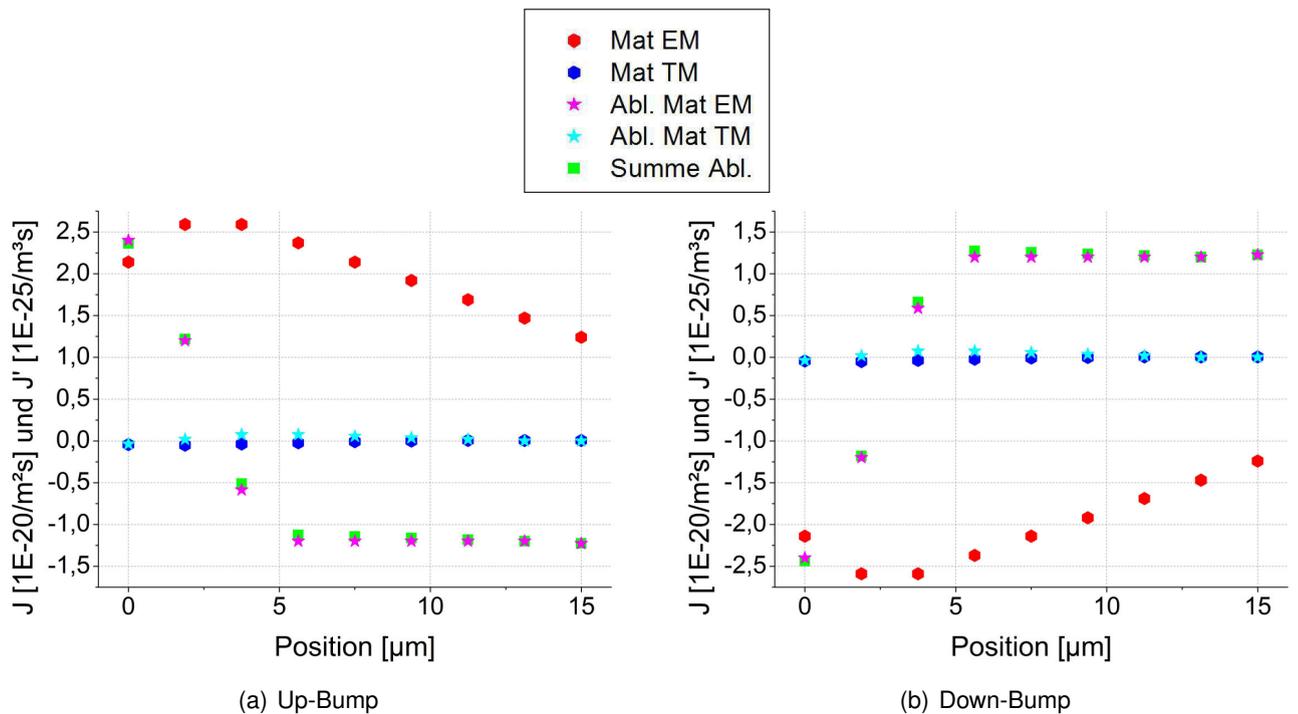


Abb. 5.12.: Ableitungen der Materialflussdichten bei 1 A und 165 °C Ofentemperatur

Die Werte der Ableitungen zeigen geringe Abweichungen zu den mithilfe der Gleichungen in Mathematica und ANSYS ermittelten Werte, die in der Abbildung 5.13 dargestellt sind. Die Abweichungen sind auf die geringe Auflösung, die bei der Berechnung der Ableitung verwendet wurde, zurückzuführen. Beide Methoden ergeben ein Verhältnis der Ableitungen bzw. Divergenzen von Elektromigration und Thermomigration von zehn zu eins. Die Elektromigration überwiegt somit deutlich über die Ther-

momigration.

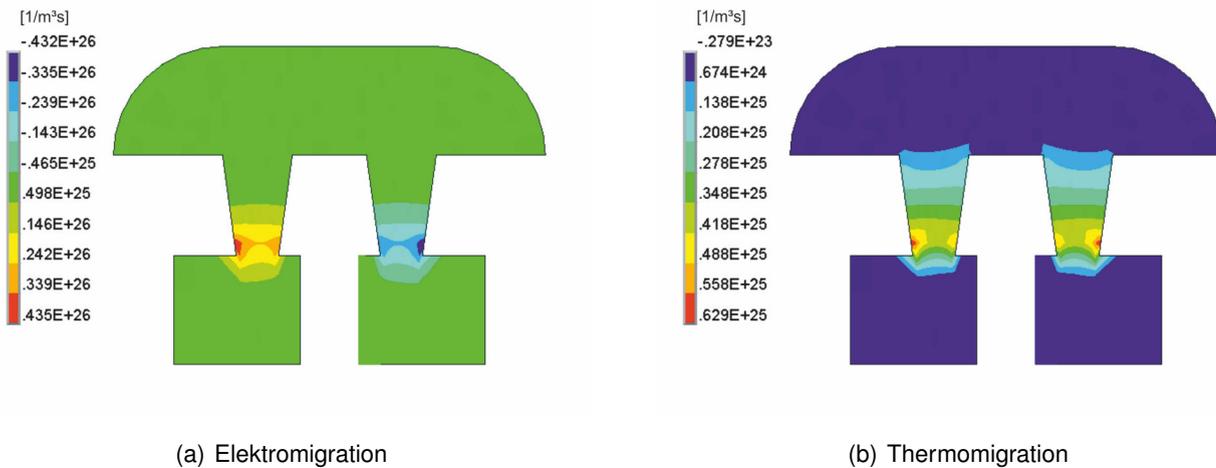


Abb. 5.13.: Simulationsergebnis für die Divergenz der Materialflussdichten bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

5.3.6. Vergleich der Einflüsse von Elektromigration und Thermomigration

Die Materialflussdichte der Elektromigration ist um ein Vielfaches größer als die der Thermomigration. Etwas oberhalb des Übergangs von Leiterbahn zu Bump des Up-Bumps haben die Ableitungen der Materialflussdichten das gleiche Vorzeichen. Sowohl durch Elektromigration als auch durch Thermomigration wird hier Material abgetragen. Ansonsten sind die Vorzeichen verschieden, sodass die Thermomigration der Elektromigration entgegenwirkt. Die Ableitung der Materialflussdichte der Thermomigration ist betragsmäßig jedoch um ein Vielfaches kleiner. Die Gesamtableitung stimmt daher quasi mit der Ableitung der Materialflussdichte der Elektromigration überein. Die Thermomigration hat keine nennenswerte Auswirkung.

Im Down Bump ist der stärkste Gesamtabtrag von Material in der Mitte des Bumps, dort ist der größte positive Wert. Dieser Wert ist jedoch deutlich kleiner als der größte positive Wert des Up-Bumps sowohl bei 210 °C als auch bei 165 °C Ofentemperatur. Der größte Materialabtrag im Up-Bump findet im unteren Bereich statt. Aus den Ergebnissen für die Änderung der Materialflussdichten kann man schließen, dass der Ausfall am Übergang von Leiterbahn zu Bump des Up-Bumps, den Punkt der größten positiven Änderung der Materialflussdichte, auftreten wird.

5.3.7. Betrachtung des Spannungsabgriff-Bumps

Der Spannungsabgriff-Bump (dritte Bump) ist über den Pilzkopf und das Silizium thermisch mit den beiden zu untersuchenden Bumps gekoppelt. Auch wenn im dritten Bump keine Eigenerwärmung generiert wird, hat er eine ähnliche Temperatur und einen ähnlichen Temperaturgradienten wie die

zu untersuchenden Bumps, siehe Abbildungen 5.14(a) und 5.14(b). Er kann daher als „Sensor“ für den Einfluß der Thermomigration dienen.

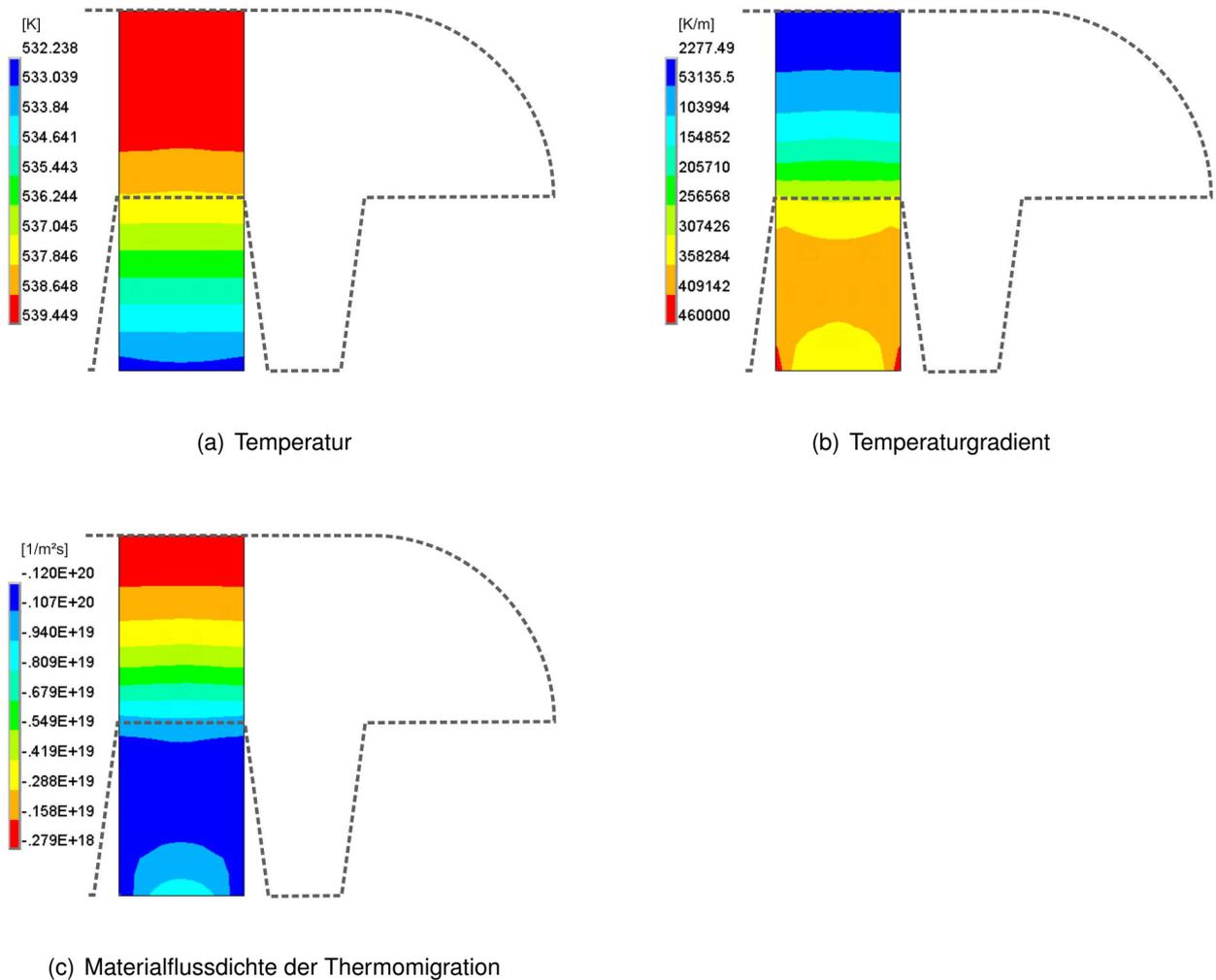


Abb. 5.14.: Simulationsergebnis für den dritten Bump bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

Die Simulation zeigt einen Temperaturunterschied zwischen dem dritten Bump und den zu untersuchenden Bumps von circa drei bis vier Kelvin. Der maximale Temperaturgradient ist im dritten Bump etwa halb so groß wie in den zu untersuchenden Bumps. Die aus diesen Werten für den dritten Bump bestimmte Teilchenflussdichte der Thermomigration ist um den Faktor drei kleiner als die der bestromten Bumps. Dies wird in Abbildung 5.14(c) deutlich. Aufgrund dieser Ergebnisse kann man davon ausgehen, dass der Einfluss der Thermomigration im Vergleich zur Elektromigration vernachlässigbar ist, wenn der Bump keine relevante Schädigung nach Versuchsdurchführung zeigt.

5.4. Übersicht der Simulationsergebnisse

Tabelle 5.3 zeigt die charakteristischen Werte für den Up-Bump am Übergang von Leiterbahn zu Bump (unten) sowie in der Mitte des Bumps (mittig).

Stromstärke und Ofentemperatur		0,8 A 210 °C	1 A 165 °C	1 A 195 °C	1 A 210 °C
Temperatur [°C]	unten	244,64	217,23	249,14	264,28
	mittig	247,26	221,24	253,24	268,39
Temperaturgradient [K/m]	unten	$5,03 \cdot 10^5$	$7,70 \cdot 10^5$	$7,84 \cdot 10^5$	$7,99 \cdot 10^5$
	mittig	$2,47 \cdot 10^5$	$3,79 \cdot 10^5$	$3,85 \cdot 10^5$	$4,22 \cdot 10^5$
Materialflussdichte EM [1/m ² s]	unten	$3,24 \cdot 10^{20}$	$2,36 \cdot 10^{20}$	$5,29 \cdot 10^{20}$	$8,36 \cdot 10^{20}$
	mittig	$3,24 \cdot 10^{20}$	$2,36 \cdot 10^{20}$	$5,29 \cdot 10^{20}$	$8,36 \cdot 10^{20}$
Materialflussdichte TM [1/m ² s]	unten	$-7,31 \cdot 10^{18}$	$-4,12 \cdot 10^{18}$	$-1,13 \cdot 10^{19}$	$-2,18 \cdot 10^{19}$
	mittig	$-5,90 \cdot 10^{18}$	$-3,32 \cdot 10^{18}$	$-1,07 \cdot 10^{19}$	$-1,76 \cdot 10^{19}$
Quotient Materialfluss- dichte EM zu TM	unten	44,32	57,28	46,81	38,35
	mittig	54,92	71,08	49,44	47,50

Tabelle 5.3.: Durchgeführte Simulationen

Die mithilfe der Simulation bestimmten mittleren Temperaturwerte der Mikrokontakte stimmen sehr gut mit den experimentellen Werten überein. Die Simulation zeigt eine leicht erhöhte Stromdichte im unteren Bereich der Bumps. Dort könnte aufgrund des Current Crowdings ein vermehrter Abtrag von Material stattfinden. Die Erhöhung ist vorrangig am äusseren Rand. Der Unterschied beträgt etwa 12%. In den REM-Aufnahmen konnte jedoch kein Unterschied zwischen rechtem und linkem Rand ausgemacht werden, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die Stromdichteerhöhung keinen erkennbaren Effekt hat.

Die aus den Simulationsergebnissen berechneten Divergenzen der Materialflussdichten lassen darauf schließen, dass der Ausfall vorrangig im unteren Bereich des Up-Bumps stattfinden wird. Im unteren Bereich des Down-Bumps wird hingegen Material angehäuft. Des Weiteren kann aufgrund des Verhältnisses der Divergenzen davon ausgegangen werden, dass die Thermomigration keinen relevanten Einfluss hat. Dies kann durch eine Betrachtung des Spannungsabgriff-Bumps, dessen Temperaturgradient in der Größenordnung der bestromten Mikrokontakte liegt, bestätigt werden. Die REM-Aufnahmen des Spannungsabgriff-Bumps zeigen wenige Poren, deren Volumen jedoch im Vergleich zu dem der bestromten Bumps nur geringfügig ist. Diese können bereits durch die vorhergehende Auslagerung oder die reine Temperatureinwirkung verursacht werden.

Durch eine höhere Aktivierungsenergie von 1,36 eV, wie sie in dieser Arbeit bestimmt wurde, verringern sich die Materialflussdichten der Elektromigration und der Thermomigration jeweils um den gleichen Faktor. Das Verhältnis der Materialflussdichten bleibt davon also unberührt.

6. Versuchsaufbau

6.1. Beschreibung des Messaufbaus

Die auf Silizium aufgebauten Teststrukturen werden auf eine Leiterplatte geklebt. Die elektrische Ankontaktierung erfolgt über Golddrahtbonds. Eine hochtemperaturstabile Leiterplatte wird benötigt, da die Proben bei bis zu 210 °C in einem Ofen erwärmt werden. Die Maximaltemperatur des Ofens beträgt 300 °C, die zeitliche Abweichung bei Temperaturen bis 300 °C sind $\pm 0,3$ °C. Die räumliche Abweichung ist bei Temperaturen bis 150 °C $\pm 2,5$ °C und bei Temperaturen bis 300 °C $\pm 4,5$ °C. Da die Proben im Ofen immer an dieselbe Stelle gelegt werden, ist die räumlich Abweichung nicht relevant.

Die Bestromung erfolgt über ein SourceMeter 2400 der Firma Keithley. Das Gerät kann maximal einen Strom von 1 A liefern. Die Einstellung des Stroms ist hochgenau. Bei einem Strom von 1 A beträgt die Abweichung ± 340 μ A. Der Spannungsabfall an den Strukturen wird mittels eines Multimeter und Switch System 2750 ebenfalls der Firma Keithley mit 7702 Multiplexer Kontroll-Einschüben gemessen. Die Genauigkeit der Spannungsmessung beträgt 0,1 μ V im verwendeten Messbereich bis 100 mV. Der Widerstand eines Mikrokontakts mit etwa 6 μ m Durchmesser und 14 μ m Höhe beträgt im verwendeten Temperaturbereich etwa 25 m Ω . Bei 1 A fällt also eine Spannung von 25 mV über diesen ab. Die Widerstände der planaren Strukturen sind höher, sodass für die Strukturen mit 245 μ m Länge der nächsthöhere Messbereich bis 1 V verwendet werden muss. Dieser hat eine Auflösung von 1 μ V. Es wird eine Vierleitermessung verwendet, sodass der Spannungsabfall an den Zuleitungen größtenteils nicht mitgemessen wird. Eine Überbrückung ausgefallener Strukturen erfolgt über 7705 Einschübe für das Keithley 2750. Dies ist notwendig, damit die anderen Proben, die in Reihe geschaltet sind, auch nach dem Ausfall einer Probe weiter betrieben werden können. In Abbildung 6.1 ist der Schaltplan skizziert.

Die Geräte werden über eine Messsoftware (LabView) gesteuert. Über die Benutzerschnittstelle können Stromstärke, Messdauer und Messintervall eingegeben werden. Außerdem kann die relative Widerstandserhöhung, ab der die Strukturen überbrückt werden sollen, eingestellt werden. Ein PT100 Temperaturfühler wird auf die Leiterplatte gelötet und ebenfalls über die Messgeräte ausgelesen.

- SourceMeter Keithley 2400
- 7702 Messeinschübe
- Multimeter & Switch System Keithley 2750
- 7705 Schaltereinschübe

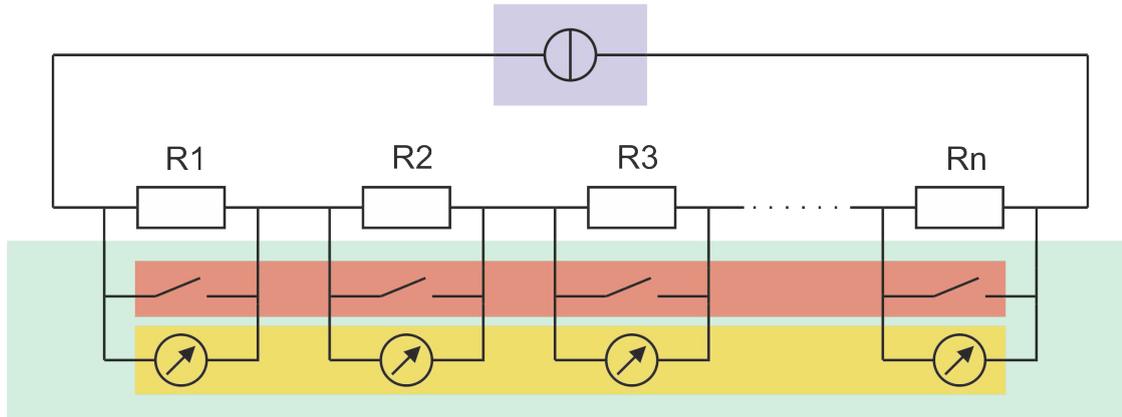


Abb. 6.1.: Skizze des Messaufbaus

6.2. Herstellung der Proben

Die Leiterplatte besteht aus Rogers 4350. Es handelt sich um einen glasfaserverstärkten Kohlenwasserstoff / Keramik Verbund mit einer Glasübergangstemperatur von über 280 °C, sodass die Leiterplatten bei bis zu 220 °C Umgebungstemperatur verwendet werden können. Die elektrische Ankontaktierung der Leiterplatte zu den Geräten erfolgt über PTFE-Stecker und hochtemperaturstabile Leitungen. Die Metallisierung besteht aus Kupfer mit einer Dicke von 35 µm und einer Nickel Palladium Gold Deckschicht, die golddrahtbondfähig ist. Die Breite der stromzuführenden Leiterbahn beträgt 1,4 mm. So ergibt sich bei 200 °C Umgebungstemperatur eine Stromtragfähigkeit von etwa 3 A.

Auf einer Leiterplatte können bis zu zehn Proben aufgebaut werden. Die Proben werden mittels eines hochgefüllten Silberleitklebers Epo-Tek H20E der Firma Epoxy Technology, Inc. auf den dafür vorgesehenen Kontaktflächen befestigt. Der Kleber ist bei bis zu 200 °C dauerstabil und kann zeitweise Temperaturen bis 300 °C ausgesetzt werden. Um die Kontaktflächen wurde ein Graben in die Leiterplatte gefräst, sodass jeweils nur vier Stege stehen bleiben. So kann nach Beendigung der Messung der Chip mit dem Leiterplattenstück mithilfe eines Werkzeugs von der restlichen Leiterplatte getrennt werden. Zur elektrischen Ankontaktierung und Überbrückung der Fräsgräben werden Golddrahtbonds verwendet. Damit die Stromtragfähigkeit gewährleistet ist, wurden pro Kontakt vier Bonds mit 50 µm Durchmesser bzw. zehn Bonds mit 25 µm Durchmesser verwendet. Für die Messkontakte wurde jeweils nur ein Bond verwendet. Die Looplänge beträgt etwa 5 mm. Abbildung 6.2 zeigt eine Leiterplatte mit den aufgebauten Chips.

Bei dieser Länge beträgt die Stromtragfähigkeit eines 25 µm Drahts etwa 0,7 A und eines 50 µm Drahts etwa 2,0 A bei Raumtemperatur. Bei einer Umgebungstemperatur von 200 °C verringert sich die Stromtragfähigkeit auf etwa ein Drittel. Unter Berücksichtigung der verringerten Stromtragfähigkeit bei 200 °C Umgebungstemperatur ergibt sich ein Wert von 2,33 A für zehn 25 µm Drähte und 2,67 A

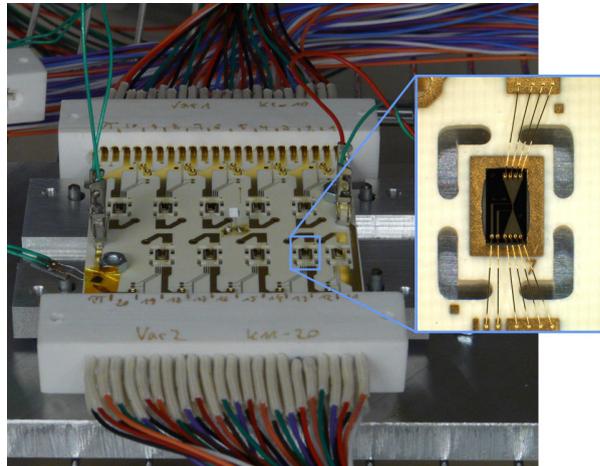


Abb. 6.2.: Anschluss der Leiterplatte & Kontaktierung der Proben

für vier $50\ \mu\text{m}$ Drähte. Die Stromtragfähigkeit sagt aus, bis zu welcher Stromstärke eine elektrische Verbindung langfristig belastet werden kann, ohne durch die Eigenerwärmung beschädigt zu werden.

6.3. Bestimmung der Probertemperatur

Bevor mit dem Versuch bei hohen Stromdichten begonnen wird, wird eine Kalibrierung durchgeführt. Bei den verwendeten Strömen liegt die Temperatur der Probe aufgrund der Eigenerwärmung mehrere Grad oberhalb der Umgebungstemperatur. Um die Probertemperatur zu ermitteln, muss die Steigung des Temperatur-Widerstand-Diagramms bekannt sein. Diese wird mit der Kalibrierung ermittelt. Bei vier unterschiedlichen Ofentemperaturen wird der Widerstand über eine Stunde gemessen. Vor Beginn dieser Messung muss die Probe die Ofentemperatur erreicht haben. Um dies festzustellen, wird die Temperatur der Leiterplatte mithilfe des PT100 betrachtet. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Probe eingeschwungen ist, wenn die Leiterplatte das auch ist.

Die Messung des Widerstands erfolgt mit einem geringen Strom von $30\ \text{mA}$, um die Effekte durch Eigenerwärmung gering zu halten. Der Messstrom muss jedoch einen Mindestwert haben, da sonst die Auflösung des Spannungsmessgeräts nicht ausreicht. Bei einem Strom von $30\ \text{mA}$ kommt es zu einer Eigenerwärmung von unter $0,1\ \text{°C}$. Durch die Abweichung der Stromquelle von $10,4\ \mu\text{A}$ bei $30\ \text{mA}$ und der Messgenauigkeit des Spannungsmessgeräts von $0,1\ \mu\text{V}$ (siehe Abschnitt 6.1), kann es bei einem Widerstand von $15\ \text{m}\Omega$ zu einer Abweichung von maximal $0,008\ \text{m}\Omega$ kommen. Dies entspricht einer Temperaturabweichung von $0,13\ \text{°C}$, wenn man von einem Temperaturkoeffizienten von $3,98 \cdot 10^{-3}$ ausgeht [39]. Dies ist im Vergleich zu weiteren Ungenauigkeiten, die im nächsten Absatz besprochen werden, sehr gering.

Mithilfe der Kalibrierung kann aus dem Widerstand bei Betrieb mit hohem Strom auf die reale Probertemperatur geschlossen werden. In den ersten 10 bis 20 Minuten steigt der Widerstand infolge der Eigenerwärmung an. Um die korrekte Probertemperatur zu erhalten, muss der Widerstandswert

nach diesem Anstieg verwendet werden. Für den Temperaturbereich von Raumtemperatur bis etwa 300 °C kann von einem linearen Zusammenhang von Temperatur und Widerstand ausgegangen werden [24], sodass nur der Temperaturkoeffizient erster Ordnung bestimmt werden musste.

Die Bestimmung der Proben temperatur ist fehlerbehaftet. Der Offset des PT100 muss eingestellt werden. Dafür wird der gemessene Temperaturwert mit einem anderen geeichten Temperatursensor verglichen. Die Abweichung des PT100 beträgt $0,3 \text{ °C} + 0,005 \cdot T$. Dies führt bei 210 °C zu einer Abweichung von 1,305 °C. Der PT100 wird in der Software nur als Zweileitermessung ausgewertet, sodass Änderungen der Übergangswiderstände ebenfalls zu Messfehlern führen können. Eine Änderung von zum Beispiel 10 mΩ ergibt eine Temperaturdifferenz von 2,55 °C.

Werden für die Kalibrierung nicht die Temperaturwerte des PT100, sondern die am Ofen eingestellten Temperaturen verwendet, erhält man bis auf wenige Ausnahmen nahezu identische Werte. Die Abweichung liegt in den meisten Fällen unter einem Grad Celsius. Aufgrund der erwähnten Ungenauigkeiten bei der Verwendung des PT100 wurde der Temperaturwert des Ofens für die Kalibrierung benutzt.

7. Untersuchungen an planaren Goldstrukturen

7.1. Beschreibung der Teststruktur

Die ersten Versuche wurden an planaren galvanisch abgeschiedenen Goldstrukturen, sogenannten Dogbone-Strukturen durchgeführt. Die Stromzuführungen werden bei dieser Geometrie kontinuierlich verjüngt, um das sogenannte Current Crowding, eine lokale Erhöhung der Stromdichte, zu vermeiden. Die Proben wurden mithilfe eines Waferlevelprozesses hergestellt. Auf einem 4"-Siliziumwafer wurde eine TiW/Au UBM, die als Haft- und Diffusionsschicht dient, vollflächig durch Sputtern aufgebracht. Die Schichtdicke des TiW beträgt 100 nm, die des Goldes 200 nm. Da auf der UBM lediglich galvanisch Gold abgeschieden wird, wurde hier TiW und nicht TiW(N) verwendet. TiW(N) hat eine größere Sperrfähigkeit. Titan und Wolfram haben in der aufgetragenen Schicht Gewichtsanteile von etwa 0,05 zu 0,95.

Im Anschluss wird ebenfalls vollflächig Gold mit einer Schichtdicke von etwa 4 µm galvanisch abgeschieden. Ein Positivlack wird mittels Spin Coating aufgeschleudert. Darauf folgt ein Prebake-Schritt und die Belichtung unter Verwendung des Laser Direct Imaging. Bei diesem Verfahren wird keine Maske benötigt. Der belichtete Lack wird in einer wässrig-alkalischen Lösung entwickelt. Auf die Entwicklung folgt ein Postbake-Schritt. Danach wird das nicht gewünschte Gold nasschemisch entfernt. Am Prozessende wird der übrige Lack gestrippt, die TiW-Schicht ebenfalls nasschemisch selektiv geätzt und der Wafer gesägt. Einen Überblick über den Prozessablauf zeigt Abbildung 7.1 Die Strukturen wurden einem typischen Auslagerungsprofil von 250 °C für 10 min unterzogen, siehe Abschnitt 4.4.

Die Breite der Struktur beträgt 12,5 µm, die Länge 125 µm bzw. 245 µm. Eine Lichtmikroskopaufnahme der Struktur ist in Abbildung 7.2 zu sehen. Betrieben wurden die Strukturen bei 1 A und unterschiedlichen Ofentemperaturen.

Die Probenanzahl ist mit fünf Proben pro Ofentemperatur sehr gering. Es ist jedoch ein eindeutiges Verhalten erkennbar. Bei höheren Temperaturen sollte der Ausfall früher stattfinden. Die gemessenen MTTFs zeigen jedoch teilweise ein gegenteiliges Verhalten oder liegen zumindest sehr nah beieinander, sodass eine Bestimmung der Aktivierungsenergie nicht möglich war. Zur Bestimmung der MTTF wurde eine Weibull-Funktion gemäß Anhang B verwendet. Es wurde jeweils die Lebensdauer bestimmt, bei der 63,2% der Einheiten ausgefallen sind. Die Kurven sind in den Abbildungen 7.3(a) und 7.3(b) zu sehen. Teilweise wurden die Versuche beendet, bevor alle fünf Proben ausgefallen waren, sodass weniger als fünf Proben im Diagramm dargestellt sind.

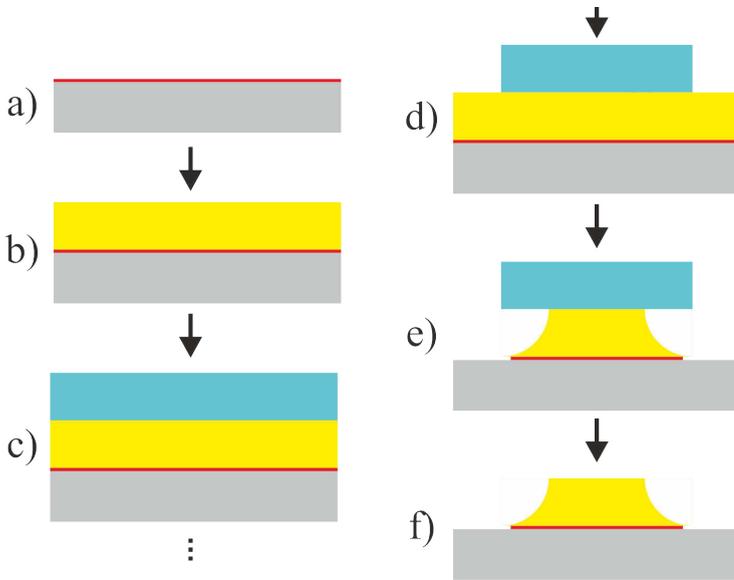


Abb. 7.1.: Prozessablauf Dogbone

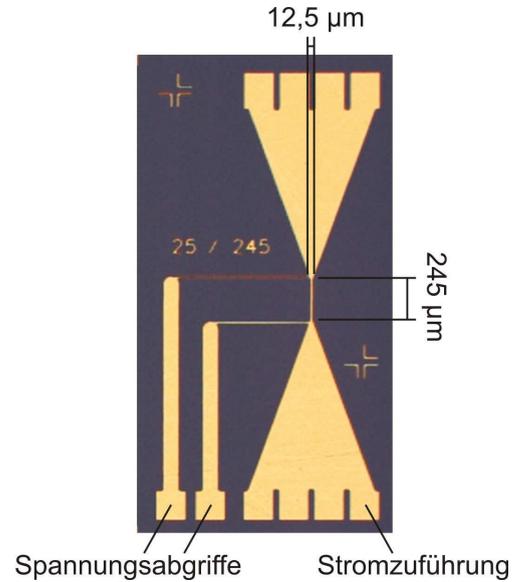


Abb. 7.2.: Dogbonestruktur

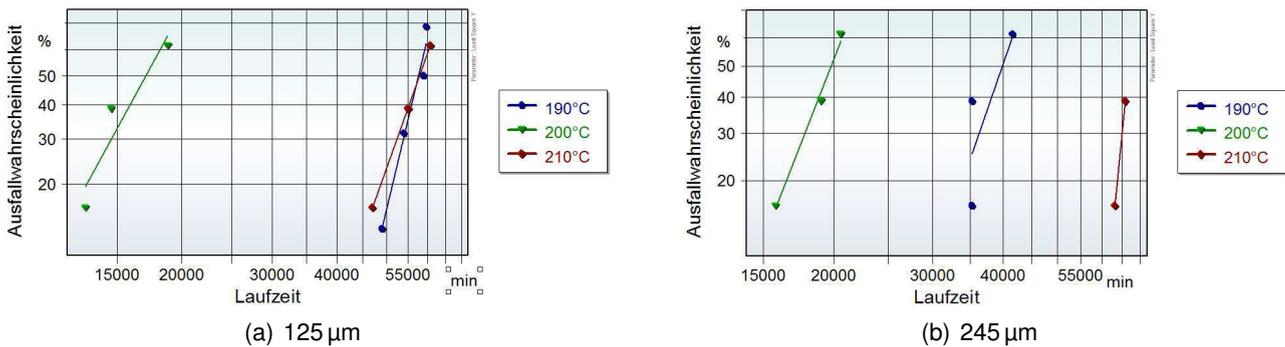


Abb. 7.3.: Weibulldiagramm der Dogbone-Strukturen

Die später beschriebenen Untersuchungen an niedertemperten Gold-Mikrokontakten wurden ebenfalls an Proben, die bei $250 \text{ }^\circ\text{C}$ für zehn Minuten ausgelagert wurden, durchgeführt. Die mittlere Lebensdauer ist bei unterschiedlichen Temperaturen teilweise identisch oder bei niedrigeren Temperaturen sogar kürzer, sodass auch bei diesen Proben keine Bestimmung der Aktivierungsenergie möglich war. Mögliche Erklärungen für dieses Verhalten konnten mithilfe der Ergebnisse der niedertemperten Zwillingstrukturen, die bezüglich des Abscheide- und Auslagerungsprozesses den Dogbone-Strukturen entsprechen, gefunden werden und werden an entsprechender Stelle diskutiert.

Aufgrund der Eigenerwärmung durch den Strom weichen die Proben temperaturen von den Ofentemperaturen ab. Zur Bestimmung der Proben temperaturen wurde das in Abschnitt 6.3 beschriebene Verfahren verwendet. Tabelle 7.1 zeigt die Ofentemperaturen, zugehörige mittlere Proben temperaturen, Ströme, die mittleren Lebensdauern sowie die Formfaktoren b der Weibull-Verteilung.

	Ofentemperatur [°C]	Probentemperatur [°C]	Strom [A]	MTTF _{63,2%} [min]	b
125 µm	190	239,51 ± 2,92	1	59932	9,84
	200	-	1	18581	4,32
	210	259,80 ± 1,47	1	61348	6,56
245 µm	190	241,59 ± 0,82	1	41968	7,11
	200	-	1	20985	6,25
	210	258,78 ± 5,72	1	67891	24,60

Tabelle 7.1.: Probentemperaturen und MTTFs, Dogbone

7.2. Bestimmung des kritischen Produkts

Die ausgefallenen Dogbone-Strukturen wurden mithilfe des Rasterelektronenmikroskops (REM) und des Focused Ion Beam (FIB) untersucht. Ähnlich wie bei Stahlmecke [102] wurden regelmäßige Anhäufungen erkannt. Dies lässt sich mit überlagerter Stressmigration erklären, siehe Abschnitt 2.1.4. Der Elektromigrationseffekt wird durch den sogenannten Back Stress über eine gewisse Länge ausgeglichen, die sogenannte kritische Länge. Für den Versuch bei 200 °C Ofentemperatur mit den 245 µm langen Strukturen beträgt sie $14,9 \mu\text{m} \pm 2,4 \mu\text{m}$. Hierbei ist $2,4 \mu\text{m}$ die Standardabweichung, siehe Abbildung 7.4.

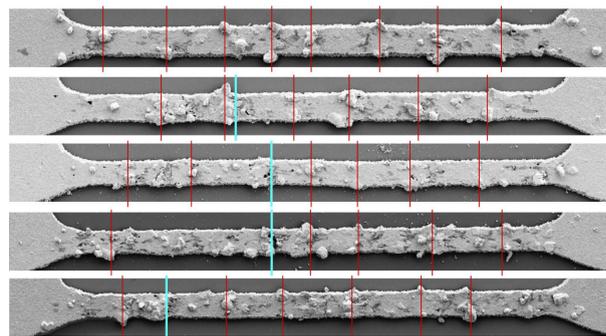


Abb. 7.4.: Bestimmung der kritischen Länge

Zur Bestimmung der kritischen Länge wird jeweils der Abstand zwischen zwei benachbarten Anhäufungen gemessen. Es wird der Durchschnittswert bestimmt und durch zwei dividiert. Bei einer Stromdichte von $1,9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ kann ein kritisches Produkt von $2831 \text{ A/cm} \pm 456 \text{ A/cm}$ bestimmt werden. Dieser Wert ist sehr nah an dem von Stahlmecke bestimmten Maximalwert von 3000 A/cm^2 [102]. Wie im Verlauf der Arbeit deutlich werden wird, hängen die Lebensdauerergebnisse und damit die bestimmte Aktivierungsenergie stark von der Herstellung und der Auslagerung der verwendeten Goldproben ab. Sowohl die von Stahlmecke als auch die in dieser Arbeit verwendeten Proben sind

Dogbone-Strukturen. Sie unterscheiden sich jedoch in der Herstellung (thermisch aufgedampft gegenüber galvanisch abgeschieden) sowie im Auslagerungsprofil. Dennoch stimmt das hier ermittelte kritische Produkt mit dem von Stahlmecke bestimmten Maximalwert fast überein. Betrachtet man Gleichung 2.26, wird deutlich, dass der Diffusionskoeffizient und die Aktivierungsenergie nicht in die kritische Länge eingehen. Das kritische Produkt hängt allein von den mechanischen Eigenschaften ab. Weitere Parameter wie das Atomvolumen, die effektive Ladungszahl und der spezifische elektrische Widerstand sind beim gleichen Material nahezu identisch.

Das für die Zwillingsstruktur bestimmte kritische Produkt ist mit $1502 \text{ A/cm} \pm 390 \text{ A/cm}$ deutlich geringer. Aufgrund der unterschiedlichen Struktur können sich andere mechanische Eigenschaften ergeben. Für die Zwillingsstrukturen ist die Goldoberfläche zu allen Seiten hin offen. Bei den Dogbone-Strukturen dagegen wird das Material an der Unterseite über die ganze Länge durch die UBM und das darunterliegende Silizium begrenzt. Hier kann sich daher ein höherer Stressgradient aufbauen, weshalb die der Elektromigration entgegenwirkende Stressmigration größer ist.

7.3. Vergleich von planaren Strukturen und Bumps

Ein FIB-Schnitt nach dem Ausfall, siehe Abbildung 7.5, zeigt eine Lücke von etwa $1 \mu\text{m}$ Höhe zwischen der UBM und dem Gold, die fast über die ganze Breite reicht. Das Gold hat somit nur noch wenig Kontakt zur UBM. Scheinbar ist das Gold am Interface entlang gewandert: Interfacediffusion hat stattgefunden.

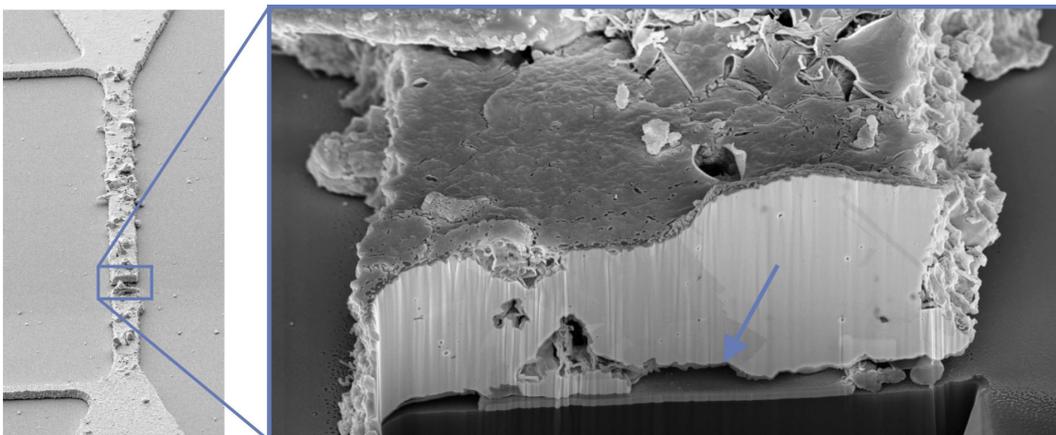


Abb. 7.5.: FIB-Schnitt

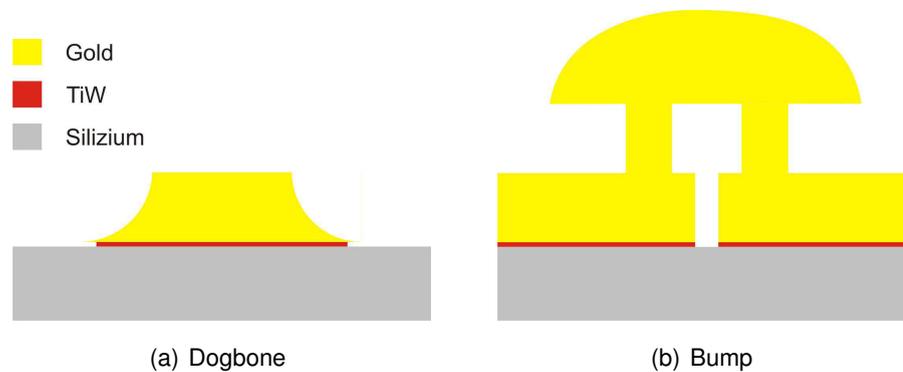


Abb. 7.6.: Position des TiW

Auch bei den Mikrokontakten ist eine Haftschiicht vorhanden. Diese grenzt aber nicht direkt an den Mikrokontakt, da die Leiterbahn dazwischenliegt, sodass im Mikrokontakt keine Interfacediffusion auftritt, wie in Abbildung 7.6 anhand einer Skizze zu sehen ist. Die Interfacediffusion hat eine geringere Aktivierungsenergie als die Korngrenzendiffusion und beeinflusst damit die gemessene Aktivierungsenergie der Elektromigration.

Wie bereits erwähnt wurde, gibt es Ähnlichkeiten bei den Lebensdauerergebnissen der Dogbone-Strukturen und der Mikrokontakte, die bei 250 °C für zehn Minuten ausgelagert wurden: Die mittlere Lebensdauer ist bei unterschiedlichen Temperaturen teilweise identisch oder bei niedrigeren Temperaturen sogar kürzer, sodass auch bei diesen Proben keine Bestimmung der Aktivierungsenergie möglich war. Die mit 1 A durchgeführten Versuche ergeben für die Dogbone-Strukturen eine Stromdichte von $1,9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ und für die Zwillingsstrukturen von $3,9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Die Versuche mit Ofentemperaturen von 200 °C und 210 °C sind bezüglich der Proben temperaturen mit denen bei 190 °C und 200 °C der Zwillingsstruktur vergleichbar. Die mittlere Lebensdauer der Dogbone-Strukturen ist im ersten Fall um das 2,5fache (125 µm) bzw. 2,8fache (245 µm) höher. Für die Ofentemperaturen von 210 °C bzw. 200 °C für die Zwillingsstruktur ist die mittlere Lebensdauer der Dogbone-Strukturen um das 5,6fache (125 µm) bzw. 6,2fache (245 µm) höher. Berücksichtigt man die unterschiedliche Stromdichte mit einem angenommenen Stromdichteexponenten von eins bzw. zwei, ist die mittlere Lebensdauer der Dogbone-Strukturen um das 1,2fache höher ($n = 1$) bzw. 1,7fache niedriger ($n = 2$) für den Fall einer Länge von 125 µm und die niedrigere Proben temperature. Für den Fall von 245 µm Länge ergeben sich ähnliche Faktoren von 1,4 ($n = 1$) bzw. 1,5 ($n = 2$). Für die höheren Ofentemperaturen sind die bezüglich der Stromdichte angepassten mittleren Lebensdauern in allen Fällen größer. Die Verhältnisse sind 1:2,7 ($n = 1$) bzw. 1:1,3 ($n = 2$) für die Proben mit 125 µm und 1:3 ($n = 1$) bzw. 1:1,5 ($n = 2$) für die 245 µm langen Strukturen.

Ob Dogbone-Strukturen oder Zwillingsstrukturen die längere mittlere Lebensdauer haben, hängt für den Fall der niedrigeren Proben temperature somit von dem angenommenen Stromdichteexponenten ab. Für den Fall der höheren Proben temperaturen ist in beiden Fällen die mittlere Lebensdauer der Dogbone-Strukturen höher.

Der Vergleich zeigt, dass die Ergebnisse von planaren Strukturen nicht eins zu eins auf Mikrokontakte übertragen werden können. Einerseits kommt bei planaren Strukturen der Einfluss der Interfacediffusion zum Tragen, der allerdings zu einer Lebensdauerverringerung im Vergleich zu den Mikrokontakten führen sollte. Des Weiteren kann die unterschiedliche Struktur Einfluss auf die Lebensdauer haben. Der Vergleich des kritischen Produkts hat gezeigt, dass bei den Dogbone-Strukturen möglicherweise durch die einseitige Begrenzung des Goldes durch die UBM und das Silizium das Verhalten verändert wird und zu einem höheren kritischen Produkt führt. Die unterschiedliche Struktur kann somit zu einer längeren Lebensdauer der Dogbone-Strukturen führen.

8. Messungen an hochgetemperten Gold-Mikrokontaktstrukturen

8.1. Bestimmung der Widerstandsverläufe

Die Strukturen wurden vor Beginn der Versuche bei 300 °C für vier Stunden ausgelagert, vgl. Abschnitt 4.4. Der Widerstandsverlauf jedes Bumps wird mindestens bis zu einem Anstieg auf das 2,5fache des ursprünglichen Werts gemessen. Dafür wird jede Minute Strom und Spannung bestimmt. Durch die Eigenerwärmung kommt es in den ersten 10 bis 20 Minuten zu einem abrupten Anstieg des Widerstands. Dies ist in Abbildung 8.1(a) dargestellt. Danach steigen die Widerstände der Bumps kontinuierlich an, bis einer der beiden Bumps die in der Software festgelegte Grenze für die relative Widerstandsänderung erreicht und die Struktur überbrückt wird, siehe Abschnitt 6.1. Beispielhaft ist der Verlauf für den Versuch bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur in Abbildung 8.1(b) dargestellt.

Je höher die Temperatur oder der Strom sind, desto mehr Strukturen zeigen den Ausfall im Up-Bump, in dem die Elektronen aufwärts fließen. Bei den Versuchen bei 210 °C mit 1 A und 220 °C mit 0,8 A zeigen alle Strukturen den Ausfall im Up-Bump. Bei den Versuchen bei 195 °C mit 1 A und 210 °C mit 0,8 A zeigt jeweils eine von zehn Strukturen den Ausfall im Down-Bump. Bei noch niedrigeren Temperaturen von 165 °C mit 1 A oder 200 °C mit 0,8 A fand bei fünf bzw. sieben von zehn Strukturen der Ausfall im Down-Bump statt.

Versuche zur Bestimmung des kritischen Produkts wurden aufgrund des Zeitaufwands nur für Mikrokontaktstrukturen, die bei 250 °C für zehn Minuten ausgelagert wurden, durchgeführt. Da die Geometrie komplett identisch ist und das Gold im Fall beider Auslagerungsprofile spannungsfrei ist, kann davon ausgegangen werden, dass die mechanischen Eigenschaften und somit auch das kritische Produkt gleich sind.

8.2. Bestimmung der Aktivierungsenergie

Um einen Versuch nach wenigen Tagen bis Wochen abschließen zu können, wurden extreme Temperaturen und Stromdichten verwendet, die nicht den realen Anforderungen entsprechen. Um von den Ergebnissen auf die Lebensdauer bei realen Belastungen runterzuskalieren, wird die Black-Sche Gleichung, siehe Abschnitt 2.1.3, verwendet. Dafür müssen die Aktivierungsenergie E_a und

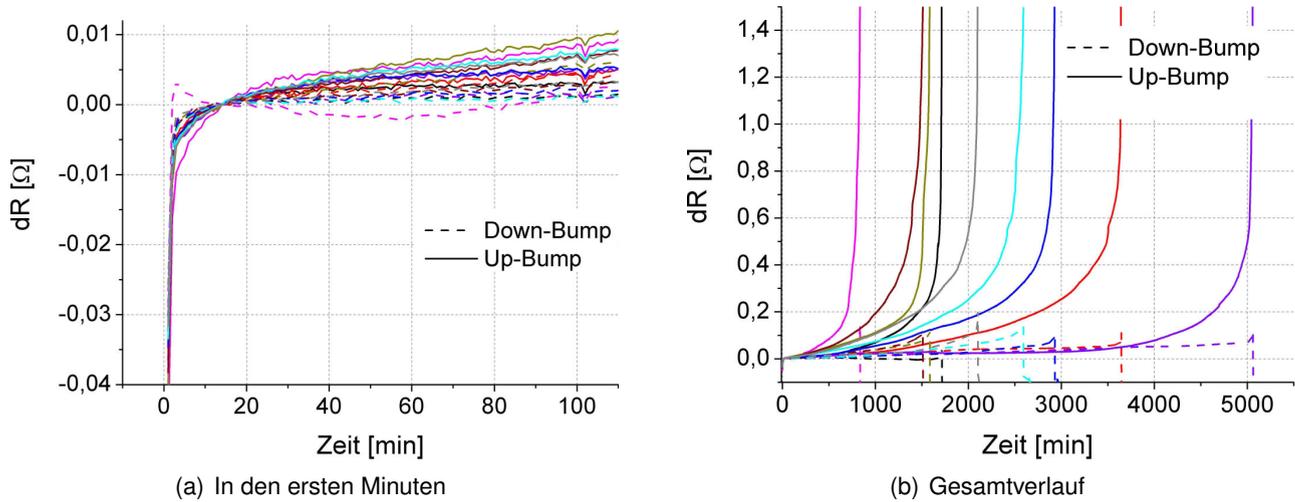


Abb. 8.1.: Widerstandsverlauf Zwillingsstruktur bei 1 A und 210 °C Ofentemperatur

der Stromdichteexponent n bestimmt werden.

Die Aktivierungsenergie kann bestimmt werden, vgl. Gleichung 2.20, indem man die Steigung des $\ln(MTTF)$

$$\ln(MTTF) = E_a \frac{1}{kT} + c_1 \quad (8.1)$$

bei einer Stromdichte bestimmt. Hierbei ist c_1 eine Konstante. In der Literatur wird für die Bestimmung der MTTF üblicherweise entweder die Dauer, bis 50 % oder 63,2 % der Proben ausgefallen sind, verwendet. Zur Bestimmung der MTTF wurde in dieser Arbeit die Weibullstatistik verwendet mit dem Grenzwert von 63,2%. Nähere Erläuterungen sind im Anhang B zu finden. Abbildung 8.2 zeigt die Lebensdauern der hochgetemperten Proben im Weibulldiagramm. Die in der Legende angegebenen Temperaturen sind die Ofentemperaturen. Die Steigungen der Lebensdauer-Zeit-Kurven sind fast identisch. Da die Steigung die Art des Ausfalls charakterisiert, siehe Anhang B, kann man somit auf einen identischen Ausfallmechanismus schließen.

Tabelle 8.1 zeigt eine Übersicht der Versuchsparameter sowie der Probertemperaturen mit der Standardabweichung, der ermittelten mittleren Lebensdauern und des Weibullparameters b . Die Stromdichte beträgt ausgehend von einem Durchmesser von 6 μm an der dünnsten Stelle des Bumps $3,54 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 1 A und $2,83 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ bei 0,8 A.

Um die Aktivierungsenergie zu bestimmen, wird für jede Versuchsgruppe bei konstantem Strom jeweils die $\ln(MTTF)$ über $1/kT$ aufgetragen und mittels einer linearen Regression die Steigung ermittelt. Dabei werden die Steigungen für die Versuchsreihe mit 1 A und 0,8 A gekoppelt, sodass beide die gleiche Steigung haben müssen. Es wird angenommen, dass die Aktivierungsenergie und somit die Steigung bei beiden Strömen identisch ist. Es ergibt sich eine relativ hohe Aktivierungsenergie von

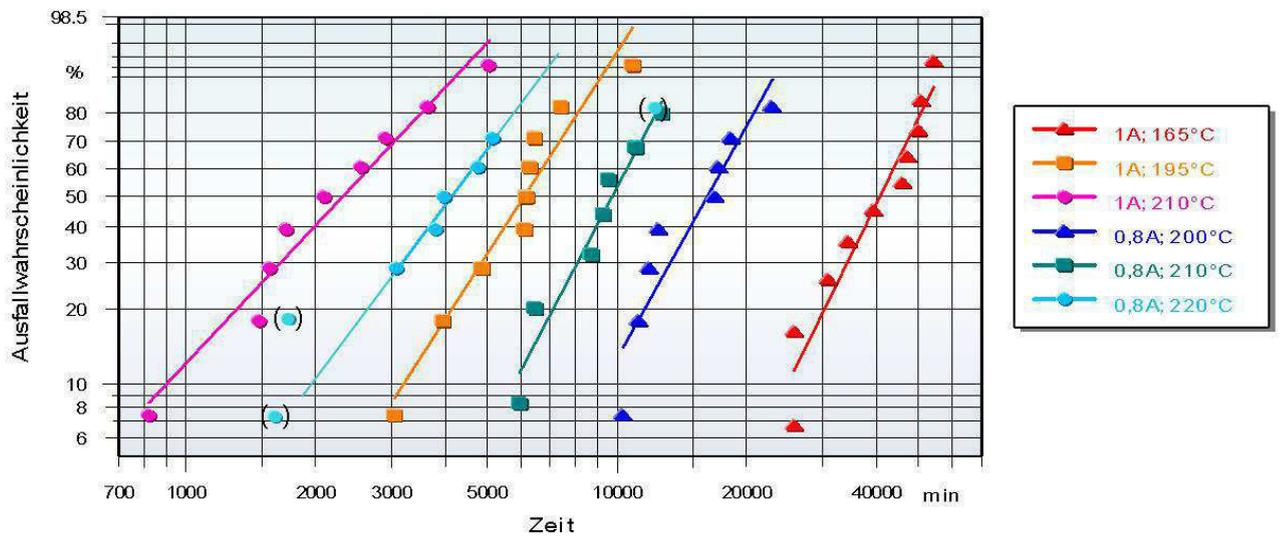


Abb. 8.2.: Weibulldiagramm

Ofentemperatur [°C]	Probentemperatur [°C]	Strom [A]	MTTF _{63,2%} [min]	b
200	235,50 ± 2,53	0,8	17996	3,36
210	247,17 ± 3,22	0,8	10784	3,58
220	258,40 ± 4,05	0,8	4786	2,5
165	220,95 ± 4,55	1	44758	3,82
195	252,14 ± 4,90	1	6894	2,92
210	267,66 ± 3,23	1	2767	2

Tabelle 8.1.: Probentemperaturen und MTTFs, Zwillingsstruktur

1,36 eV. Für die Steigung ergibt sich jeweils eine Standardabweichung von 0,053 eV. Abbildung 8.3 zeigt die parallel verlaufenden Näherungsgeraden sowie die Messwerte der mittleren Lebensdauer.

8.3. Bestimmung des Stromdichteexponenten

Nachdem die Aktivierungsenergie bestimmt ist, muss nun noch der Stromdichteexponent der Black-schen Gleichung bestimmt werden. Dazu müssen die MTTFs bei gleicher Probentemperatur und Aktivierungsenergie für verschiedene Stromdichten vorliegen. Der Parameter n kann berechnet werden, indem man die Steigung der Kurve:

$$\ln(MTTF) = -n \ln(j) + c_2 \quad (8.2)$$

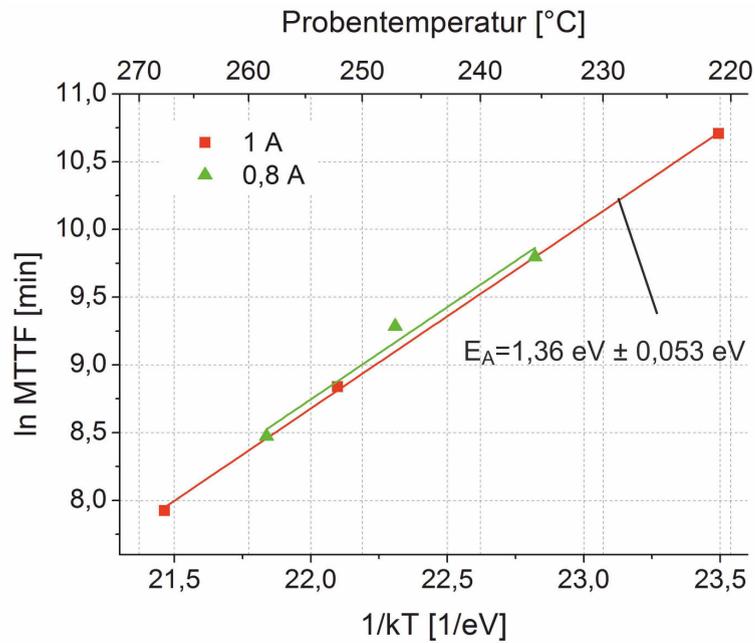


Abb. 8.3.: Bestimmung der Aktivierungsenergie

bestimmt. Dabei ist c_2 eine Konstante.

Es wurden nur Versuchsreihen mit 1 A und mit 0,8 A durchgeführt, sodass zur Bestimmung von n nur zwei Werte zur Verfügung stehen. Das so bestimmte n ist vergleichsweise niedrig und beträgt 0,30. Eine detaillierte Diskussion der hier bestimmten Werte erfolgt später.

9. Messungen an nieder- und nichtgetemperten Gold-Mikrokontaktstrukturen

Bei den folgenden Untersuchungen wurden die gleichen Teststrukturen wie für die Versuche in Kapitel 8 verwendet. Statt einer Auslagerung bei 300 °C für vier Stunden, wurde hier eine Temperatur von 250 °C für zehn Minuten gewählt. Diese Parameter sind üblich, um das Gold für einen TC-Prozess zu optimieren. Die Härte des Goldes wird somit von etwa 140 HV auf circa 60 HV herabgesetzt. Wie Abbildung 4.6 zu entnehmen ist, wird bei dieser Auslagerung die Härte nicht vollständig reduziert.

9.1. Bestimmung der Widerstandsverläufe

Wie auch bei den hochgetemperten Proben, kommt es zu Beginn zu einem Anstieg des Widerstands infolge der Eigenerwärmung. Dies ist in Abbildung 9.1(a) zu erkennen. Danach beobachtet man jedoch einen Abfall des Widerstands, der umso stärker ist, je höher die Proben­temperatur ist, mit Ausnahme des Versuchs bei 200 °C Ofentemperatur, da diese Probe vor Versuchsbeginn kurzzeitig einem höheren Strom ausgesetzt war.

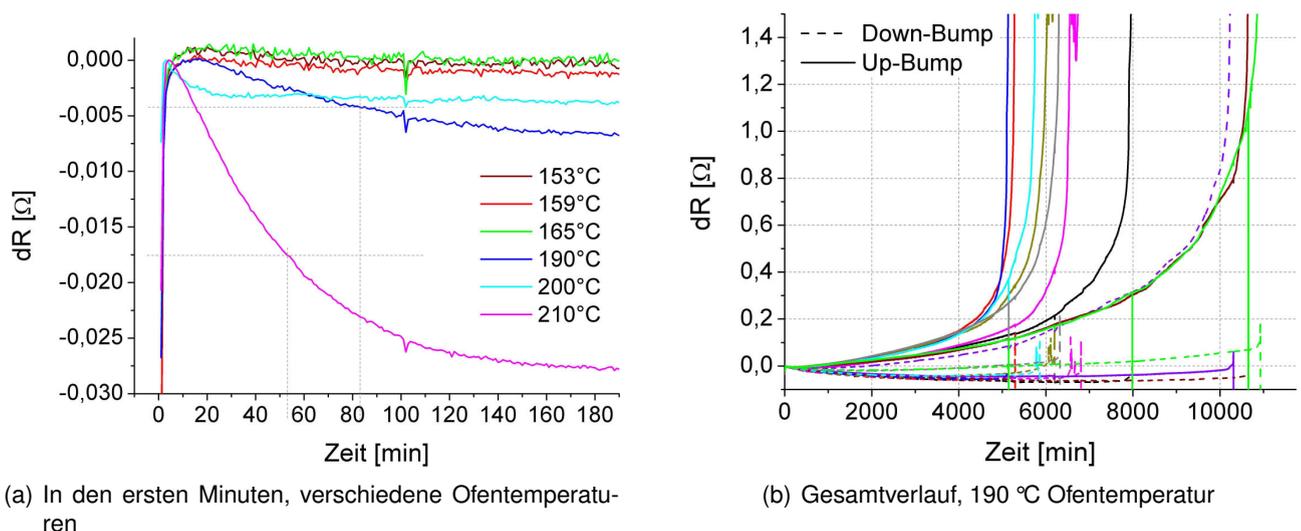


Abb. 9.1.: Widerstandsverlauf Zwillingsstruktur bei 1 A

Die Zeitkonstanten wurden für die Versuche mit Ofentemperaturen von 190 °C und 210 °C, die ein deutliches Absinken des Widerstands zeigen, ermittelt und liegen bei etwa 53 Minuten bzw. 83 Mi-

nuten. Bei der Zeitkonstante handelt es sich um die Dauer, nach der der ursprüngliche Wert auf $1/e$ abgefallen ist. Abbildung 9.1(b) zeigt exemplarisch den Widerstandsverlauf über die gesamte Testdauer für den Versuch bei 1 A und 190 °C Ofentemperatur.

Nach etwa 100 bis 200 Minuten steigt der Widerstand durch die Degradation wieder an. Der Widerstandsverlauf jedes Bumps wird gemessen, bis der Widerstand einer der beiden Bumps auf das 2,5fache des Anfangswerts angestiegen ist. Ist dies der Fall, wird die Struktur überbrückt, siehe Abschnitt 6.1. Abgesehen von einer einzigen Ausnahme fand der Ausfall jeweils im Up-Bump statt.

9.2. Bestimmung des kritischen Produkts

Für die Bestimmung des kritischen Produkts wurden Versuche mit den 29 μm hohen Bumps gemacht, um möglichst viele Materialanhäufungen pro Bump zu sehen. Damit ist eine genauere Bestimmung des Produkts möglich. Die Ofentemperatur beträgt 140 °C und die Proben temperatur 219,44 °C \pm 4,63 °C. Die REM-Bilder 9.2 zeigen wie auch bei den Dogbone-Strukturen regelmäßige Anhäufungen von Poren. Sie haben einen Abstand von $7,7 \mu\text{m} \pm 1,0 \mu\text{m}$.

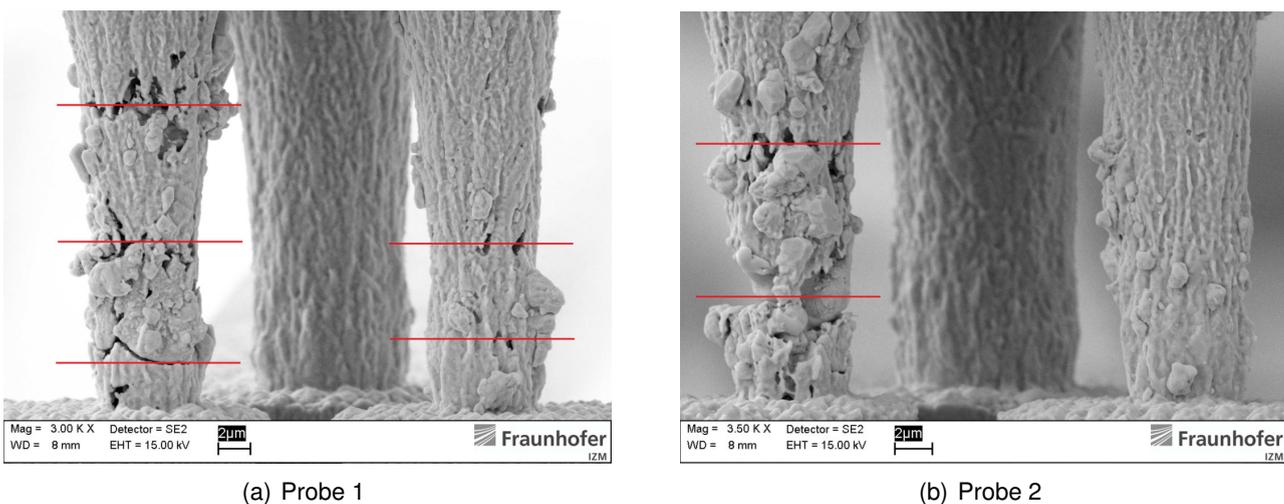


Abb. 9.2.: Bestimmung der kritischen Länge

Die Proben wurden mit 1 A bestromt und der Bumpdurchmesser beträgt etwas $5,7 \mu\text{m}$ an der schmalsten Stelle, sodass man eine Stromdichte von $3,9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ erhält. Das kritische Produkt ist somit $1502 \text{ A/cm} \pm 390 \text{ A/cm}$. Das für die planaren Strukturen bestimmte kritische Produkt ist mit $2831 \text{ A/cm} \pm 456 \text{ A/cm}$ deutlich größer. Dies könnte auf die unterschiedliche Struktur zurückgeführt werden aufgrund derer sich andere mechanische Eigenschaften ergeben. Für die Zwillingstrukturen ist die Goldoberfläche zu allen Seiten hin offen. Bei den Dogbone-Strukturen dagegen wird das Material an der Unterseite über die ganze Länge durch die UBM und das darunterliegende Silizium begrenzt. Bei den Dogbone-Strukturen kann sich daher ein höherer Stressgradient aufbauen, weshalb die der Elektromigration entgegenwirkende Stressmigration größer ist.

9.3. Bestimmung der Aktivierungsenergie und des Stromdichteexponenten

Auch für die niedergetemperten Proben sollten die Parameter der Blackschen Gleichung bestimmt werden. Eine Übersicht über die Parameter der durchgeführten Versuche, die zugehörigen Proben-temperaturen, die mittleren Lebensdauern und den Weibullparameter b zeigt Tabelle 9.1.

Ofentemperatur [°C]	Probentemperatur [°C]	Strom [A]	MTTF _{63,2%} [min]	b
210	247,53 ± 3,01	0,8	2859	2,42
153	208,13 ± 1,92	1	45118	2,95
159	214,20 ± 1,95	1	13551	2,44
165	220,03 ± 3,53	1	7678	2,20
190	247,05 ± 6,25	1	7452	3,74
200	-	1	10951	15
210	259,81 ± 6,54	1	10463	3,2

Tabelle 9.1.: Probentemperaturen und MTTFs, Zwillingsstruktur

Des Weiteren wurde ein Versuch bei 140 °C Ofentemperatur mit 1 A an nicht ausgelagerten Proben durchgeführt. Die mittlere Lebensdauer lag mit 57164 Minuten im Bereich der Proben, die bei 153 °C Ofentemperatur bei ebenfalls 1 A betrieben wurden. Der b-Wert beträgt 4,56. Dieser Versuch wurde durchgeführt, da nach den ersten Untersuchungen eine Abhängigkeit der Ergebnisse von der Auslagerung vermutet wurde.

Zur Bestimmung der MTTF wurde auch hier die Weibullstatistik mit einem Grenzwert von 63,2% verwendet. Man sieht bereits im Weibulldiagramm, dass sich die Ergebnisse von denen der hochgetemperten Proben deutlich unterscheiden, siehe Abbildung 9.3. Bei den Versuchen mit Ofentemperaturen zwischen 165 °C und 210 °C bei 1 A lässt sich keine signifikante Änderung der Lebensdauer in Abhängigkeit von der Temperatur erkennen. Bei dem Versuch mit einem Strom von 0,8 A hätte man aufgrund der geringeren Stromdichte bei identischer Probentemperatur eine längere Lebensdauer erwartet. Die Probentemperatur stimmt etwa mit dem Versuch bei 1 A 190 °C Ofentemperatur überein.

Auch die Steigungen der Geraden weichen sehr viel stärker voneinander ab als bei den Versuchen mit hochgetemperten Proben. Vor allem die Gerade des Versuchs mit 200 °C Ofentemperatur ist deutlich steiler. Um einen Einfluss des höheren Stroms zu Beginn des Versuchs auszuschließen, müsste diese Versuchsreihe wiederholt werden. Die Geraden der Versuche bei 153 °C, 190 °C und 210 °C Ofentemperatur zeigen eine etwas größere Steigung als die der Versuche mit Ofentemperaturen von 159 °C, 165 °C und 210 °C bei 0,8 A.

Aufgrund des sehr überraschenden Ergebnisses bei einem Strom von 0,8 A, wurde dieser Versuch zweimal durchgeführt. In Abbildung 9.3 sind beide Versuchsdurchläufe bereits zusammengefasst dargestellt. Abbildung 9.4 zeigt sowohl das Ergebnis der einzelnen Durchläufe als auch das Gesamtergebnis. Auch der Versuch bei 1 A und 190 °C Ofentemperatur wurde zweimal durchgeführt. Die Ergebnisse finden sich äquivalent in Abbildung 9.4. Bei den Temperaturen in den Legenden handelt es sich in beiden Fällen um die Ofentemperaturen. Bei dem Versuch mit 0,8 A beträgt die Abweichung der mittleren Lebensdauern von der mittleren Gesamtlebensdauer -23,8% bzw. 22,11%. Bei dem Versuch bei 190 °C Ofentemperatur sind die Abweichungen -10,53% bzw. 10,75%. Auch wenn die Abweichung mit über 20% bei dem Versuch mit 0,8 A sehr groß ist, zeigt der Vergleich der beiden Messungen, dass es sich nicht um einen Messfehler handeln kann. Beide Reihen haben mittlere Lebensdauern von 2179 Minuten und 3491 Minuten ergeben, die deutlich unter der Lebensdauer bei gleicher Proben temperatur (190 °C Ofentemperatur) und 1 A von 7452 Minuten liegen.

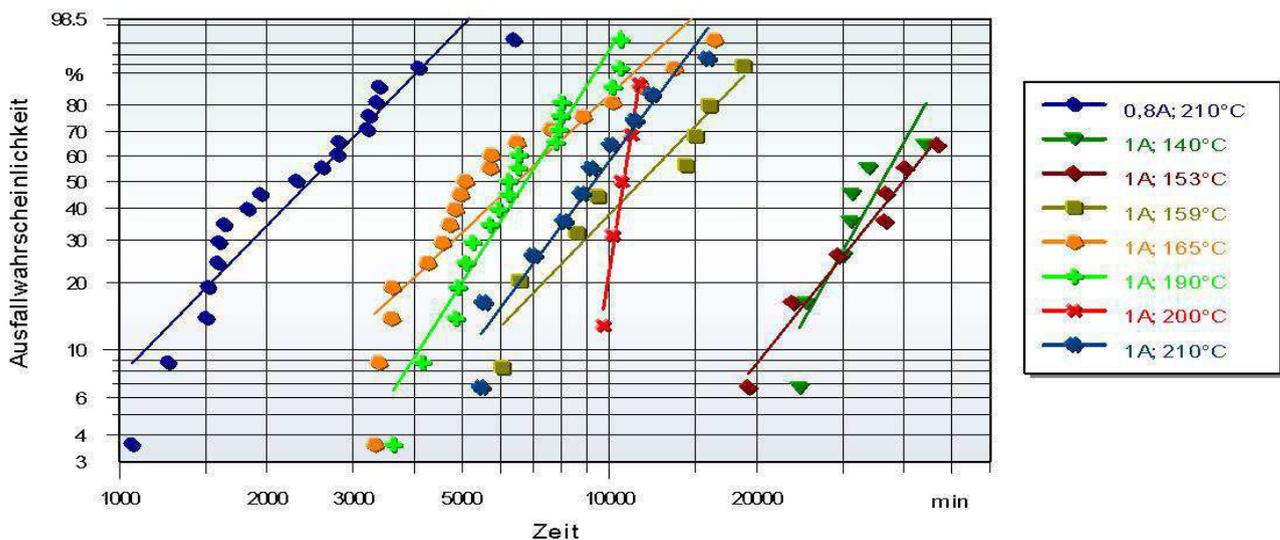


Abb. 9.3.: Weibulldiagramm

Bei den Proben des Versuchs bei 165 °C Ofentemperatur würde sich eine sehr viel steilere Gerade ergeben, wenn man lediglich etwa die Hälfte der Proben, die zuerst ausfallen, betrachten würde. Die andere Hälfte würde zu einer sehr viel flacheren Kurve führen. Auch bei den anderen Versuchsreihen mit höheren Versuchstemperaturen ist zu erkennen, dass die früheren Ausfälle tendenziell links der Ausgleichsgeraden liegen, wohingegen die späten Ausfälle auf der rechten Seite liegen. Diese Beobachtung wird später, Abschnitt 11.5, diskutiert.

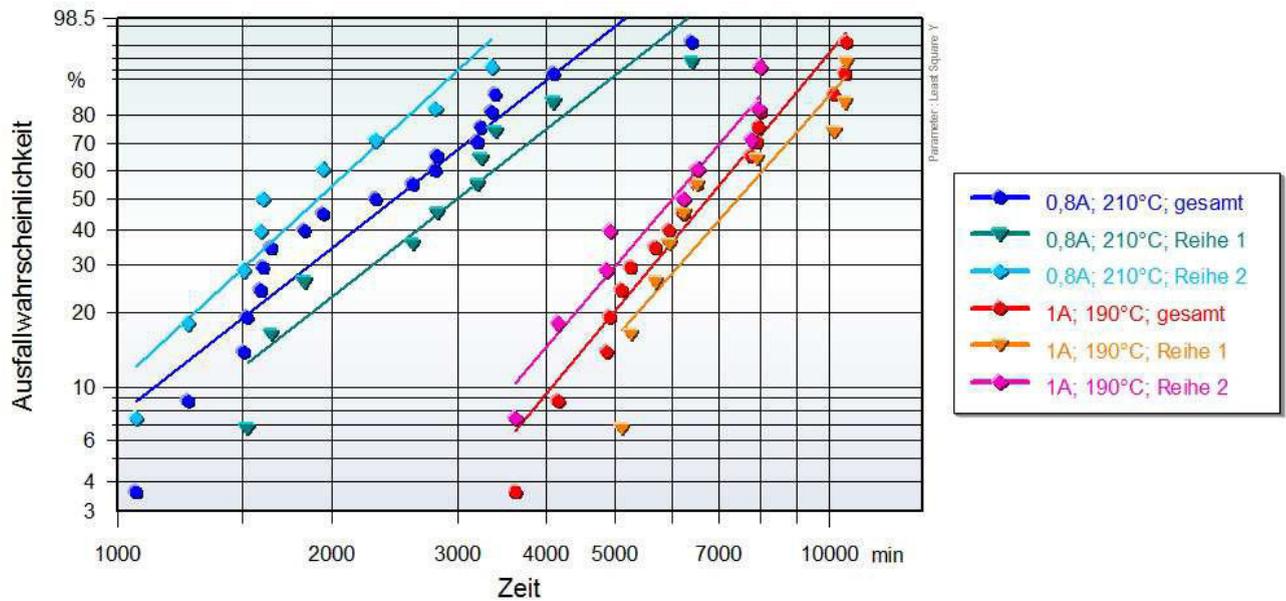


Abb. 9.4.: Vergleich von jeweils zwei Versuchen bei gleichen Versuchsparametern

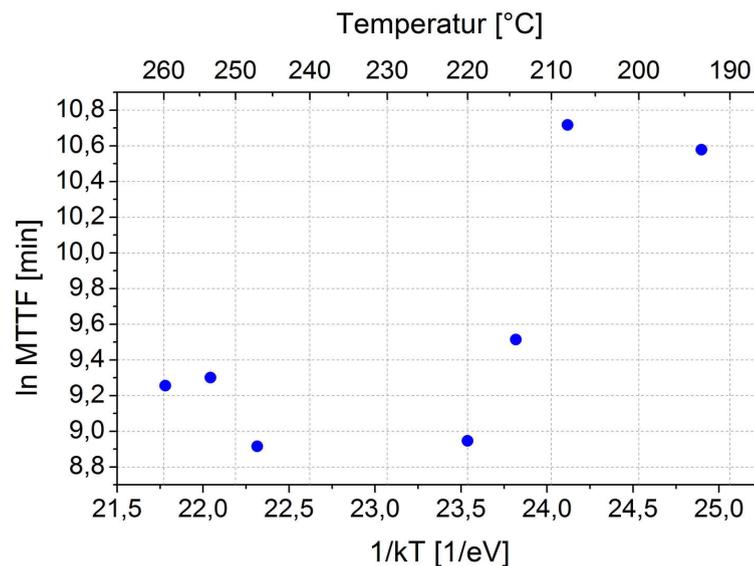


Abb. 9.5.: $\ln(\text{MTTF})$ über $1/(kT)$ Diagramm

Die Ergebnisse wurden in ein $\ln(\text{MTTF})$ - $(1/kT)$ -Diagramm eingezeichnet, Abbildung 9.5. Es lässt sich jedoch aufgrund der gemessenen Werte keine eindeutige Aktivierungsenergie bestimmen. Ein eindeutiger Stromdichteexponent der Blackschen Gleichung konnte infolge der Tatsache, dass sich bei geringerer Stromdichte die Lebensdauer verkürzt, nicht berechnet werden. Eine detaillierte Diskussion der hier bestimmten Werte erfolgt später.

10. Vergleich von Modell und Experiment der hochgetemperten Proben

10.1. Betrachtung der relativen Widerstandsänderung

Im Folgenden wird ein Vergleich der theoretischen und der experimentell bestimmten Widerstandsänderungen durchgeführt. Da das Modell lediglich das Porenwachstum berücksichtigt, ist der Vergleich nur für die hochgetemperten Proben sinnvoll. Bei den nieder- und nicht getemperten Proben sind andere Effekte überlagert, wie in der Diskussion der Ergebnisse deutlich wird. Dazu wurden jeweils die Widerstandsverläufe der Proben, die bei gleichem Strom und gleicher Temperatur betrieben wurden, gemittelt. Die Zeitachse der Messung wird neu skaliert. Dazu wird durch die jeweilige Lebensdauer dividiert, sodass alle Proben bei $t/TTF=1$ ihren Ausfall haben. Für das Modell wurde ein Ausfall bei $R \rightarrow \infty$ angenommen. Im Experiment wurde für die Bestimmung der Lebensdauer allerdings ein Widerstandsanstieg um 100% verwendet. Um einen Schnittpunkt der Kurven bei $t/TTF=1$ zu erhalten, ist daher eine weitere Anpassung nötig.

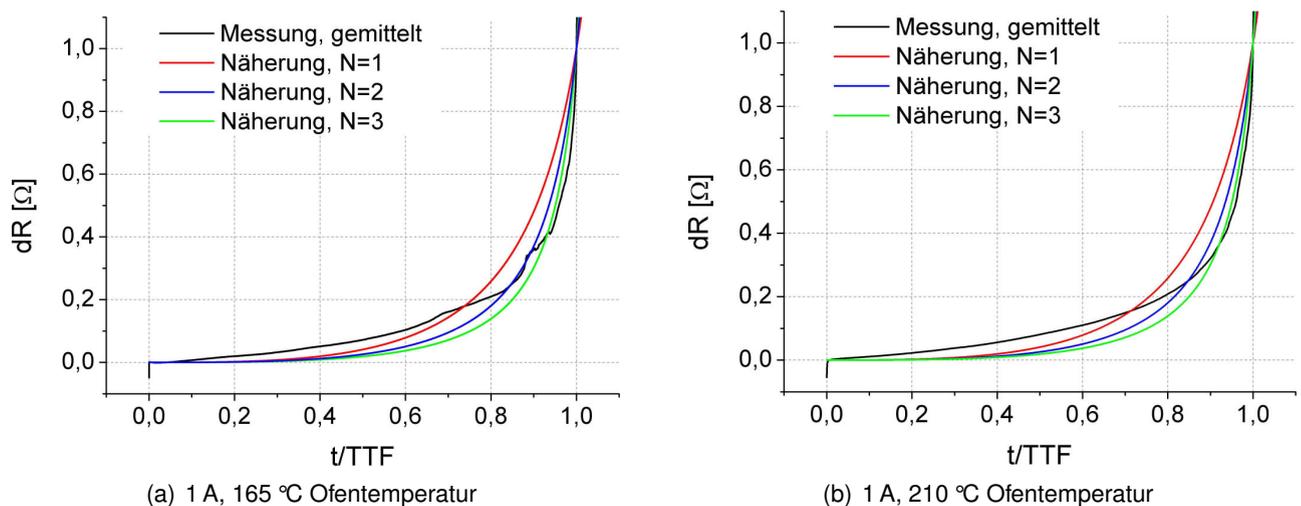
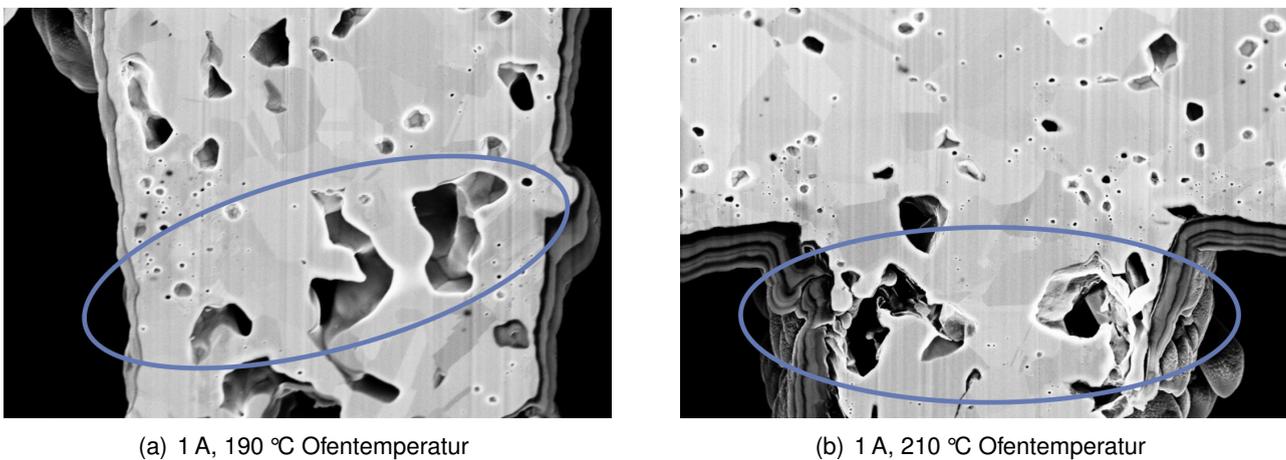


Abb. 10.1.: Näherung der relativen Widerstandsänderung

Es wurden Näherungen mit einem N ($N \times N$ ist die Anzahl der Poren) von eins, zwei und drei durchgeführt. Für den flach ansteigenden Bereich zeigt die Kurve mit $N=1$ eine gute Übereinstimmung. Für den steileren Bereich zeigt die Messung gegenüber der Kurve mit $N=3$ die geringste Abweichung.

Über den ganzen Zeitraum erhält man mit $N=2$ einen guten Fit. Möglicherweise ist zu Beginn der Einfluss einer Pore vorherrschend. Abbildung 10.1(a) zeigt die Näherung für 1 A und 165 °C Ofentemperatur und Abbildung 10.1(b) für 1 A und 210 °C Ofentemperatur. Die FIB-Bilder in Abbildung 10.2 untermauern die Annahme, dass der Ausfall aufgrund des Zusammenwachsens von Poren, deren Anzahl in der Größenordnung von vier bis neun liegt, stattfindet. Diese FIB-Aufnahmen stammen allerdings von niedergetemperten Proben, da aufgrund der begrenzten Zeit keine Aufnahmen von hochgetemperten Proben gemacht werden konnten..



(a) 1 A, 190 °C Ofentemperatur

(b) 1 A, 210 °C Ofentemperatur

Abb. 10.2.: Betrachtung der Porenanzahl, die zum Ausfall führt

10.2. REM und FIB Untersuchungen

Es wurde bereits erwähnt, dass bei dem Versuch bei 210 °C Ofentemperatur und 1 A alle Ausfälle im Up-Bump stattfanden. Je stärker die Ofentemperatur bzw. der Strom gesenkt wurde, desto mehr Ausfälle wurden in den Down-Bumps festgestellt. Aufgrund der Simulationsergebnisse in Abschnitt 5.4 war zu erwarten, dass der Ausfall im Up-Bump stattfindet. Auch wenn dort der Materialabtrag der Thermomigration dem der Elektromigration entgegenwirkt, ist aufgrund der Geometrie die Materialflussdichte dort am höchsten. Vergleicht man die Simulationsergebnisse bei 1 A für die verschiedenen Ofentemperaturen, stellt man fest, dass der Einfluss der Thermomigration umso geringer ist, je niedriger die Temperatur ist. Der Quotient der Materialflussdichten von Elektromigration zu Thermomigration steigt. Aufgrund dieser Ergebnisse lässt sich der vermehrte Ausfall der Down-Bumps bei niedrigeren Temperaturen nicht erklären.

Betrachtet man die Gesamtableitungen der Materialflussdichten bei 1 A und 210 °C bzw. 165 °C Ofentemperatur, siehe Abschnitt 5.3.5, so ist das Verhältnis der Maximalwerte von Up-Bump zu Down-Bump für beide Temperaturen annähernd gleich. Bei 210 °C Ofentemperatur beträgt das Verhältnis etwa 1,79 zu 1 und bei 165 °C sogar 1,85 zu 1, sodass sich auch hieraus die Verschiebung des Ausfalls bei niedrigen Temperaturen nicht erklären lässt. Interessanterweise hängt der Ausfallort von der

vorhergehenden Auslagerung ab. Bei den niedertemperaturten Proben fand der Ausfall bis auf eine Ausnahme immer im Up-Bump statt, siehe Abschnitt 9.1.

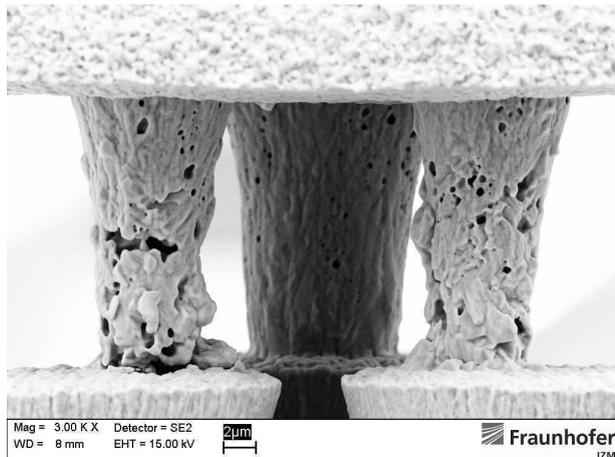


Abb. 10.3.: REM-Aufnahme nach Ausfall, 1 A und 165 °C Ofentemperatur

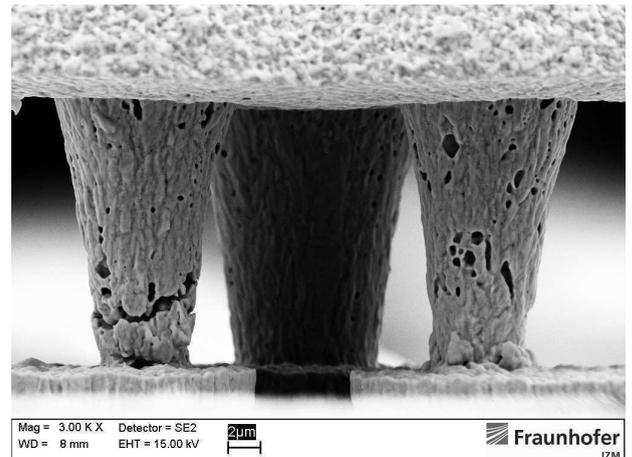


Abb. 10.4.: REM-Aufnahme nach Ausfall, 1 A und 210 °C Ofentemperatur

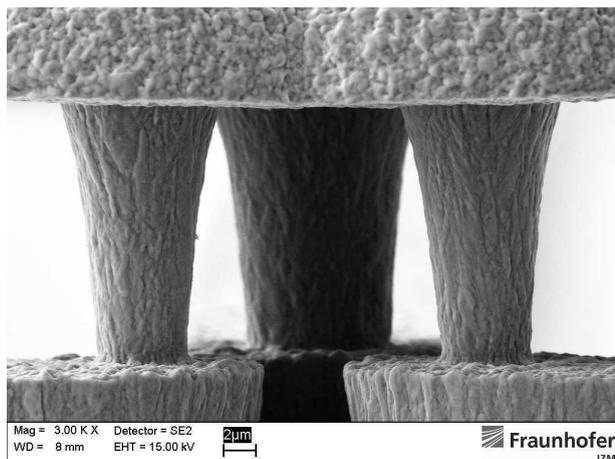


Abb. 10.5.: REM-Aufnahme einer Referenzprobe, die nicht bestromt wurde, 210 °C Ofentemperatur

Die Abbildung 10.3 zeigt exemplarisch eine REM-Aufnahme einer Probe nach dem Ausfall, die bei 165 °C Ofentemperatur und 1 A betrieben wurde. Abbildung 10.4 zeigt eine Probe ebenfalls nach dem Ausfall, die bei 210 °C Ofentemperatur und 1 A betrieben wurde. In beiden Fällen fand der Ausfall im unteren Bereich des Up-Bumps, hier jeweils der linke Bump, statt. Auch in anderen Bereichen sind Poren zu erkennen. Im unteren Bereich des Down-Bumps hat sich Material angelagert, wie es auch nach der Simulation zu erwarten war. Dies wird vor allem im Vergleich zu einer Referenz, die nur Temperatur gesehen hat, deutlich, siehe Abbildung 10.5.

10.3. Die Aktivierungsenergie

Die für die hochgetemperten Proben bestimmte Aktivierungsenergie liegt mit 1,36 eV zwischen den aus der Literatur bekannten Werten für Korngrenzendiffusion mit 0,88 eV [45] und für Volumendiffusion mit 1,73 eV [96]. Die Werte sind jedoch, wie bereits diskutiert wurde, von der Herstellung der Goldproben abhängig.

Eine Erklärung für die relativ hohe Aktivierungsenergie können in die Korngrenzen eingebaute Verunreinigungen sein, die die Korngrenzendiffusion behindern. Eine Erhöhung der Aktivierungsenergie ist z.B. für den Fall von Aluminium, dem Kupfer zugesetzt wird, bekannt [13]. Verunreinigungen, die nach der Abscheidung gleichmäßig verteilt sind, können aufgrund der erhöhten Temperatur während der Auslagerung und des anschließenden Versuchs aus dem Volumen in die Korngrenzen diffundieren. Von Thallium ist bekannt, dass es im verwendeten Bad vorhanden ist. Falls das Thallium nach der Abscheidung gleichmäßig verteilt ist, wird nur ein sehr geringer Anteil bis in die Korngrenzen diffundieren, da die Diffusionslänge von Thallium nur wenige Atomlängen beträgt. Andererseits ist die Löslichkeit von Thallium in Gold sehr gering. Dies könnte auch dazu führen, dass die Abscheidung des Thalliums bereits größtenteils in den Korngrenzen erfolgt. Die Verunreinigung durch andere Elemente ist ebenso möglich. Aufgrund der Lebensdauerergebnisse konnte eine einzige Aktivierungsenergie mit einer relativ geringen Standardabweichung bestimmt werden. Das lässt darauf schließen, dass der Prozess der Wanderung von Verunreinigungen bei den hochgetemperten Proben bereits weitestgehend abgeschlossen ist.

10.4. Der Stromdichteexponent

Der für die hochgetemperten Proben bestimmte Stromdichteexponent der Blackschen Gleichung liegt bei 0,30. Ein Wert unter eins sowie ein Wert über zwei ist aus der Theorie nicht nachvollziehbar. Ein Exponent von eins wird angenommen, wenn die Geschwindigkeit des Porenwachstums den Ausfall bestimmt, wohingegen ein Exponent von zwei erwartet wird, wenn die Geschwindigkeit der Porenbildung vorherrschend ist [49].

Durch die Auslagerung diffundieren Gaseinschlüsse, die nach der Abscheidung vorhanden sind, aus. Es handelt sich vor allem um Wasserstoff [66]. Die Leerstellen sammeln sich vorrangig in den Korngrenzen und Korngrenzenzwickeln. Es entstehen Nukleationspunkte. Des Weiteren entstehen durch Ausgasen und Ausheilen Poren, wie in der Diskussion der nieder- und nicht getemperten Proben deutlich wird. Betrachtet man die FIB-Bilder von sulfitischem Gold in der Abbildung 10.6 nach zehn Minuten Auslagerung bei 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C, sieht man, dass die Porenbildung nach einer Auslagerung bei 300 °C weitestgehend abgeschlossen ist. Die Anzahl der Poren verändert sich im Vergleich zu einer Auslagerung bei 350 °C nicht mehr nennenswert. Die vorhandenen Poren wachsen lediglich.

Da die hier verwendeten Proben für vier Stunden bei 300 °C ausgelagert wurden, tritt vermutlich kei-

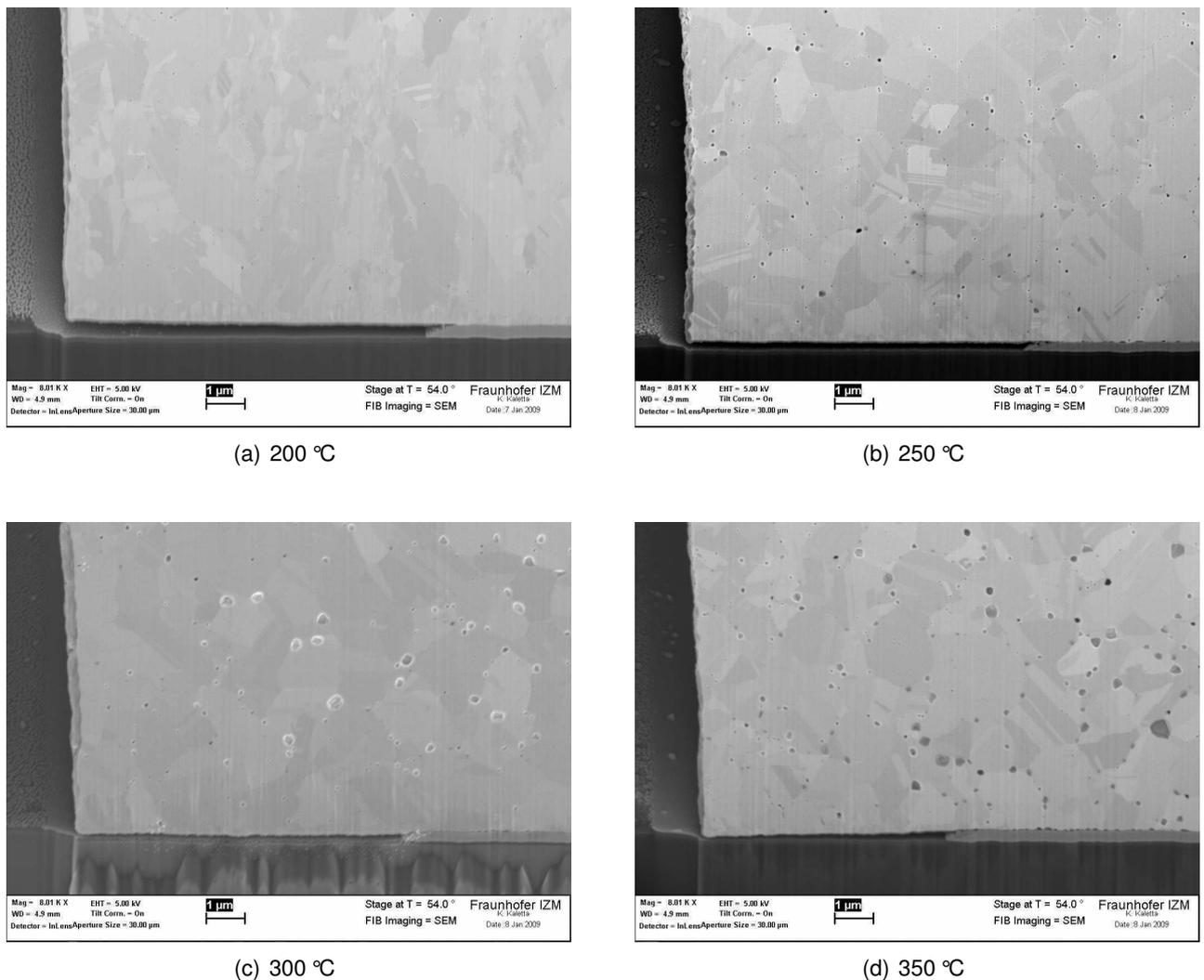


Abb. 10.6.: FIB-Schnitte in galvanisch abgeschiedenem Gold nach zehn Minuten Auslagerung bei unterschiedlichen Temperaturen [33]

ne weitere Nukleation mehr auf. Es ist hier ein Stromdichteexponent von eins zu erwarten. Die Geschwindigkeit des Porenwachstums wäre somit bestimmend für den Ausfall. Äquivalent zu Gleichung 8.2 kann der Stromdichteexponent, wenn nur zwei Stromdichten verwendet wurden, aus der Differenz der y-Achsenabschnitte der Kurven im $\ln(\text{MTTF})$ über $1/kT$ Diagramm bestimmt werden. Die hier bestimmten y-Achsenabschnitte von $-21,21414$ ($0,8 \text{ A}$) und $-21,28174$ (1 A) haben eine sehr große Standardabweichung von $1,18791$ bzw. $1,18945$. Geht man davon aus, dass der y-Achsenabschnitt für die Versuchsreihe bei $0,8 \text{ A}$ zu niedrig liegt und für die Versuchsreihe bei 1 A zu hoch liegt und addiert bzw. subtrahiert die zugehörige Standardabweichung, so erhält man einen Stromdichteexponenten von fast elf im Gegensatz zu dem vorher bestimmten Wert von $0,3$. Eine zuverlässige Bestimmung des Stromdichteexponenten ist mit den vorliegenden Ergebnissen also nicht möglich.

10.5. Diskussion zu überlagerten Effekten

Zusätzlich zu den bereits betrachteten Effekten der Elektromigration können weitere Phänomene Einfluss haben. Gold hat mit 154 MPa bei 300 K eine sehr niedrige Fließgrenze. Bei höheren Temperaturen sinkt sie weiter ab. Die Abscheidung erfolgte bei einer Badtemperatur von 40 °C. Bei 50 °C ist das Gold nach der Abscheidung annähernd spannungsfrei; bei 40 °C steht das Gold nach der Abscheidung unter Druckspannung. Diese Spannungen bauen sich aufgrund der Auslagerung und der sehr geringen Kraft, die nötig ist, um das Gold zum Fließen zu bringen, ab. Zu Beginn des Versuchs sollte das Material daher spannungsfrei sein. Dafür spricht auch, dass bei keiner der hochgetemperten Proben Gold-Whisker gefunden wurden. Zu Beginn des Versuchs sollte die Stressmigration also keine Rolle spielen. Aufgrund des Materialtransports durch Elektromigration können sich aber im Laufe des Versuchs Spannungen aufbauen, die zu einer Stressmigration führen. Diese ist der Elektromigration entgegengesetzt.

Die durch die Elektromigration hervorgerufene Materialwanderung führt zu Porenbildung und Materialanhäufung. Der dadurch entstehende Konzentrationsgradient kann eine Rückdiffusion nach sich ziehen, die der Diffusion, die durch die Elektromigration hervorgerufen wird, entgegenwirkt. Aufgrund dieses Effekts tritt keine relevante Elektromigration bei gegebenen Parametern unterhalb einer gewissen Leitungslänge, der sogenannten Blechlänge, auf. In Anhang C wurde eine Abschätzung der Größenordnung vorgenommen. Aufgrund des Vergleichs dieses Ergebnisses mit der Materialflussdichte der Elektromigration, wird davon ausgegangen, dass der Einfluss nicht relevant ist. Bereits durch die Auslagerung kommt es zur Porenbildung. Die Poren sind jedoch annähernd gleichverteilt, sodass ein Konzentrationsgradient nur von der Pore zur Umgebung besteht.

Sogenanntes Current Crowding, eine Überhöhung der Stromdichte infolge der Geometrie, kann aufgrund der lokal höheren Stromdichte zu einem verfrühten Ausfall der Probe führen. Ein mögliches Current Crowding ist in der hier verwendeten Struktur am Übergang von Leiterbahn zu Bump oder von Bump zum Pilzkopf zu erwarten. Die Simulation zeigt eine leicht erhöhte Stromdichte im unteren Teil der Bumps, jeweils im äußeren Bereich. Dies wird vor allem im Vergleich des äußeren zum inneren Rand deutlich. Der Unterschied beträgt etwa 12%. Eine deutlichere Schädigung an der Außenkante des Up-Bumps konnte in den REM-Aufnahmen aber nicht ausgemacht werden.

Der Einfluss der Thermomigration lässt sich mithilfe des dritten Bumps abschätzen. Die Simulation hat gezeigt, dass die Temperaturgradienten und die Materialflussdichte aufgrund von Thermomigration in den zu untersuchenden Bumps und dem dritten Bump in der gleichen Größenordnung liegen. Bei niedergetemperten Proben zeigen FIB- und REM-Bilder des dritten Bumps einige Poren, die jedoch im Vergleich zur Schädigung der bestromten Bumps nur geringfügig sind, siehe Abschnitt 11.6. Auch ein separater Bump, der nur Temperatur ausgesetzt war, die aufgrund der fehlenden Eigenerwärmung sogar geringer ist als die des dritten Bumps, zeigt ebenfalls einige Poren. Die Porenbildung ist also nur teilweise auf die Thermomigration zurückzuführen. Teilweise wurde sie durch die Erwärmung und die vorhergehende Auslagerung verursacht. Ein nennenswerter Einfluss der Thermomi-

gration auf die Versuchsergebnisse wird nicht angenommen.

10.6. Übertragung der Ergebnisse auf reale Bedingungen

Anhand der in dieser Arbeit ermittelten Ergebnisse wird die Eignung von Gold als Material für die Herstellung von Mikrokontakten genauer betrachtet. Aufgrund des für die niedertemperaturierten Zwillingstrukturen ermittelten kritischen Produkts von etwa 1500 A/cm, das auch für die hochgetemperten Proben angenommen werden kann, erfolgt die Bestimmung des kritischen Stroms bei einer gegebenen Mikrokontakt-Geometrie.

Es werden hier beispielhaft drei Mikrokontakt-Geometrien und die zugehörigen kritischen Ströme betrachtet, siehe Tabelle 10.1.

Querschnitt	$(5 \mu\text{m})^2$	$(2 \mu\text{m})^2$	$(2 \mu\text{m})^2$
Höhe	10 μm	10 μm	5 μm
kritischer Strom	375 mA	60 mA	120 mA

Tabelle 10.1.: Übersicht kritische Ströme

Der kritische Strom liegt bei allen drei Varianten oberhalb eines typischen Stroms von 50 mA. Der große Einfluss der Kontaktbreite wird deutlich. Sie geht quadratisch ein. Indem man die Höhe des Kontakts reduziert, kann man sich den Effekt der Blechlänge zu Nutze machen.

Mithilfe der bestimmten Aktivierungsenergie kann unter Anwendung der Blackschen Gleichung auf die Lebensdauer bei üblichen Betriebstemperaturen und -strömen extrapoliert werden. Dazu wird ein Stromdichteexponent von eins verwendet, da der vorher bestimmte Exponent nicht verlässlich ist. Es gilt folgender Zusammenhang:

$$\frac{MTTF_{use}}{MTTF_{test}} = \left(\frac{j_{test}}{j_{use}} \right) \exp \left[\frac{E_a}{k} \left(\frac{1}{T_{use}} - \frac{1}{T_{test}} \right) \right] [-\ln(1 - N)]^{\frac{1}{b}} . \quad (10.1)$$

Hierbei sind $MTTF_{use}$ und j_{use} die Betriebslebensdauer und der Betriebsstrom, äquivalent sind $MTTF_{test}$ und j_{test} die mittlere Testlebensdauer und der Teststrom. b ist der Formfaktor der Weibull-Verteilung und ein Maß für die Streuung der Werte, je größer b , desto geringer die Streuung. N legt die Ausfallquote fest. Ein N von 0,001 bedeutet, dass 0,1% der Proben bis zum Zeitpunkt $MTTF_{test}$ ausgefallen sein dürfen. Der Term $(-\ln(1 - N))^{\frac{1}{b}}$ ist zur Anpassung der Ausfallwahrscheinlichkeit von 63,2% auf 100 · N% nötig.

Hier wird beispielhaft mit einem N von 10^{-6} , einem b von drei, einem j_{use} von 50 mA und einem T_{use} von 100 °C, also 373 K gerechnet. Unter Verwendung der in Abschnitt 8.2 bestimmten Ausgleichsgerade mit einer Steigung von 1,36 eV erhält man somit eine Lebensdauer von 503 Jahren. Bis zu diesem Zeitpunkt sind noch 99,9999% der Bauteile funktionsfähig. Bei 27 °C und einem Strom von

1 A würde die Lebensdauer $3,63 \cdot 10^{11}$ min und somit $6,9 \cdot 10^6$ Jahre betragen. Diese Ergebnisse sind unrealistisch. Die Diskussion der Ergebnisse der niedergetemperten Proben zeigt, dass in Abhängigkeit der Auslagerungstemperatur zusätzlich zum Porenwachstum weitere Effekte beteiligt sind. Die am Ausfall beteiligten Prozesse sind möglicherweise nicht nur von der Auslagerungstemperatur, sondern auch von der Proben temperatur und der Stromdichte abhängig, so dass für die hier verwendeten Proben weder das Blacksche Modell noch die im folgenden Kapitel erläuterte Beschreibung geeignet sind, um eine Extrapolation auf reale Bedingungen durchzuführen.

10.7. Vergleich mit Kupfer

Für das kritische Produkt von Kupfer hat Gall einen Wert von $2100 \text{ A/cm} \pm 300 \text{ A/cm}$ berechnet [40]. Dazu wurden Elektromigrationsversuche bei 275 °C in einer Kupferleiterbahn, die mit Vias ankontaktiert wurde, durchgeführt. Da das Kupfer von einer Sperrschicht umgeben war, sind diese Werte schwer mit denen in dieser Arbeit gemessenen zu vergleichen. Frankovic hat ebenfalls das kritische Produkt in Kupfer bestimmt und erhält einen Wert von 900 A/cm bis 1600 A/cm bei Temperaturen bis zu 225 °C . Oberhalb von 250 °C sinkt es auf 225 A/cm bis 900 A/cm ab [38]. Für die Untersuchungen wurden Kupferdünnschichten ohne Passivierung mit einer Dicke von $0,5 \mu\text{m}$ verwendet. Die in dieser Arbeit verwendete planare Struktur zeigt mit $2831 \text{ A/cm} \pm 456 \text{ A/cm}$ ein deutlich größeres kritisches Produkt. Die Temperatur bei dem Versuch mit der planaren Struktur beträgt etwa 250 °C , siehe Abschnitt 7.2 und ist so mit dem Wert von Frankovic vergleichbar. Ein Vergleich von freistehenden Strukturen ist nicht möglich, da für Kupfer aus der Literatur keine Werte bekannt sind.

Die hier bestimmte Aktivierungsenergie für die Elektromigration von $1,36 \text{ eV}$ ist deutlich höher als die aus der Literatur bekannten Werte für Kupfer. Für Verbindungen, die mittels des Damascene-Prozesses hergestellt wurden, werden in der Literatur Werte zwischen $0,8 \text{ eV}$ und $1,0 \text{ eV}$ genannt [40, 49]. Bei Dünnschichten hat Frankovic eine Energie von $1,25 \text{ eV} \pm 0,08 \text{ eV}$ bestimmt [38].

Aufgrund der bestimmten Werte des kritischen Produkts und der Aktivierungsenergie kann man von einer höheren Beständigkeit des hier verwendeten Goldes gegenüber Kupfer ausgehen. Die bestimmte Aktivierungsenergie hängt jedoch vom Herstellungsprozess und der Auslagerung ab.

11. Vergleich von Modell und Experiment der nieder- und nicht getemperten Proben

11.1. Betrachtung der relativen Widerstandsänderung

Ein Vergleich der theoretischen und der experimentell bestimmten Widerstandsänderungen wurde für die nieder- und nichtgetemperten Strukturen nicht durchgeführt. Das Modell berücksichtigt lediglich das Porenwachstum. Bei den nieder- und nicht getemperten Proben sind aber andere Effekte überlagert, wie in der folgenden Diskussion deutlich wird. Ein Vergleich ist daher nicht sinnvoll.

Der in Abschnitt 9.1 beschriebene Abfall des Widerstands nach dem Anstieg durch die Eigenerwärmung könnte durch die noch anhaltende Kornvergrößerung erklärt werden. Bei Probertemperaturen, die deutlich unterhalb der Auslagerungstemperatur liegen, wird nur noch sehr wenig Kornwachstum stattfinden. Bei Probertemperaturen, die nur knapp unterhalb oder oberhalb der Auslagerungstemperatur von 250 °C liegen, wie es für die Versuche bei 190 °C, 200 °C und 210 °C Ofentemperatur der Fall ist, wird das Kornwachstum fortgesetzt. Die Änderung der Korngröße ist nach den ersten Minuten jedoch nur noch sehr gering. Nach 200 Minuten ist die Vergrößerung fast abgeschlossen.

Mithilfe der Widerstandsverläufe der niedergetemperten Proben wurden die Zeitkonstanten des Widerstandsabfalls für die Versuche bei 190 °C und 210 °C Ofentemperatur (Probertemperatur 247 °C bzw. 260 °C) mit 53 bzw. 83 Minuten bestimmt. Wie man Abschnitt 4.4 entnehmen kann, liegt die Zeitkonstante für das Kornwachstum bei einer Auslagerungstemperatur von 250 °C bei 44 Minuten. Es ist zu berücksichtigen, dass die Proben schon vor Versuchsbeginn einem Auslagerungsschritt von zehn Minuten unterzogen wurden. Die Größenordnung der Zeitkonstante ist trotzdem korrekt. Dies erhärtet die Annahme, dass der Widerstandsabfall durch Kornvergrößerung hervorgerufen wird.

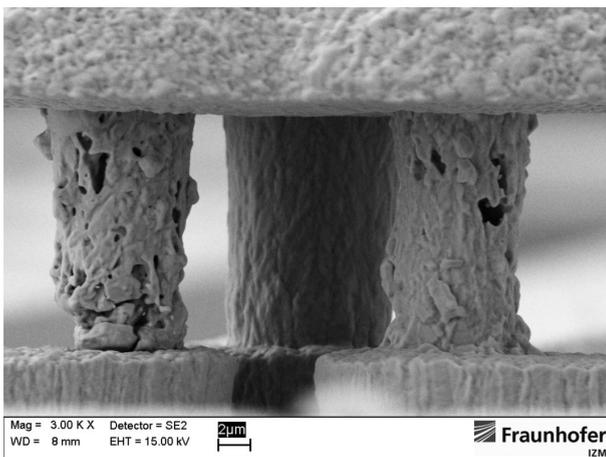
Durch das Wachstum der Körner nimmt die Anzahl der Korngrenzen und somit die Streuung der Elektronen an Korngrenzen ab. Dies führt zu einer Verringerung des elektrischen Widerstands [83]. Der „Grenzwiderstand“, an den sich die Kurve asymptotisch annähert, hängt von der Temperatur ab. Michels hat festgestellt, dass die maximale Korngröße von der Auslagerungstemperatur abhängt [85], siehe Abbildung 4.8. Je höher die Temperatur ist, desto größer ist die maximale Korngröße und umso kleiner der minimale Widerstand.

Der Widerstandsverlauf ließe sich aber auch durch die Diffusion von Verunreinigungen, die nach jeder galvanischen Abscheidung vorhanden sind, erklären. Infolge der Ausheilung sinkt der Widerstand. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit ist das Ausheilen des Gefüges. Dem Kornwachstum als

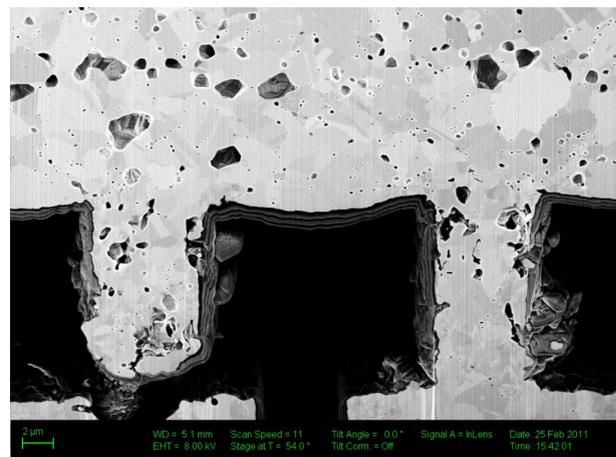
Begründung für den sinkenden Widerstand wird jedoch der Vorzug gegeben, da die gemessenen Widerstandswerte und die aus FIB-Bildern ermittelten Korndurchmesser unter Verwendung eines Reflexionskoeffizienten von 0,4 in sehr guter Übereinstimmung sind.

11.2. REM und FIB Untersuchungen

In den folgenden Abbildungen sind die Ergebnisse der Versuchsreihe bei 1 A und 190 °C bzw. 210 °C Ofentemperatur anhand von REM- und FIB-Aufnahmen dargestellt. In beiden Fällen fand der Ausfall im Up-Bump statt. Im unteren Bereich des Down-Bumps hat sich Material angehäuft, wie es auch aufgrund der Simulation zu erwarten war.

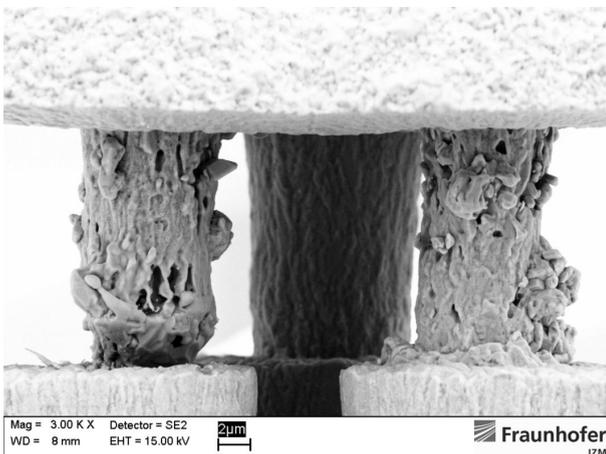


(a) REM-Aufnahme



(b) FIB-Aufnahme

Abb. 11.1.: 1 A und 190 °C Ofentemperatur



(a) REM-Aufnahme



(b) FIB-Aufnahme

Abb. 11.2.: 1 A und 210 °C Ofentemperatur

Die Materialanhäufung ist besonders deutlich, wenn man den Umriss in den FIB-Aufnahmen in den Abbildungen 11.1(b) und 11.2(b) mit dem einer unbelasteten Probe in Abbildung 11.3 vergleicht. Beim unbelasteten Bump ist der Durchmesser im unteren Bereich sehr viel geringer im Vergleich zum oberen Bereich. In den FIB-Aufnahmen ist auch das hohe Porenvolumen im oberen Bereich des Down-Bumps im Vergleich zum restlichen Bump sehr gut zu sehen. Die Simulation hat die größte Änderung der Materialflussdichte für den mittleren Bereich ergeben. Der Unterschied zum oberen Bereich ist in der Simulation jedoch sehr gering. Der Unterschied von Simulation und Experiment lässt sich mit Geometrieschwankungen, die in der Simulation nicht abgebildet werden, erklären.

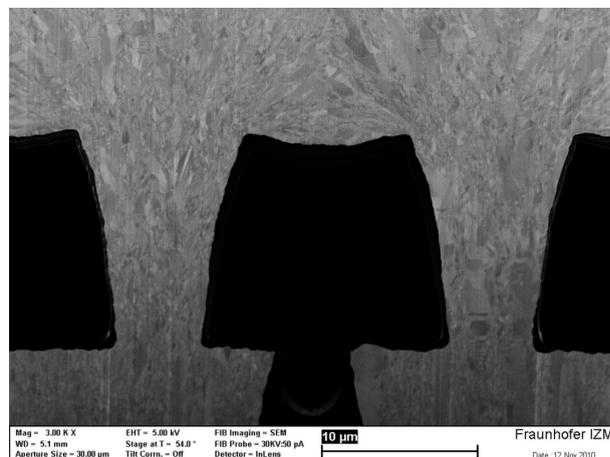


Abb. 11.3.: FIB-Aufnahme der Zwillingstruktur, unbelastet

11.3. Verunreinigungen

Die Lebensdauerergebnisse der nieder- und nicht getemperten Proben stehen im drastischen Gegensatz zu denen der hochgetemperten. Eine Beschreibung der Ergebnisse mithilfe der Blackschen Gleichung ist, wie in Abbildung 11.4 zu erkennen ist, nicht möglich. Die beste Näherung anhand der Blackschen Gleichung wurde mit einer Aktivierungsenergie von 0,46 eV erreicht. In Abbildung 9.4 sind die Lebensdauerergebnisse für zwei Versuchsreihen, die zweimal durchgeführt wurden, dargestellt. Die Ergebnisse sind mit einer maximalen Abweichung von 24 % reproduzierbar. Für die Versuche bei Probentemperaturen von 208 °C, 214 °C und 220 °C ist die Abweichung der Blackschen Näherung von den experimentellen Werten jedoch deutlich über 25 %, sodass die Abweichung nicht allein durch Streuung begründet werden kann. Es wird vermutet, dass weitere Prozesse überlagert sind.

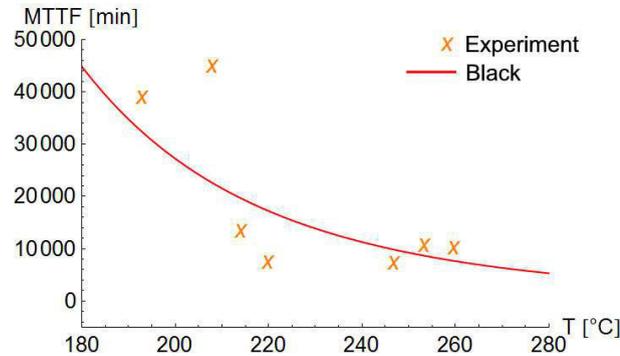


Abb. 11.4.: Darstellung der Lebensdauerergebnisse und Näherung mithilfe der Blackschen Gleichung über die Probertemperatur, $I=1$ A

Oberhalb einer Ofentemperatur von 165 °C ändern sich die Lebensdauerwerte quasi nicht mehr. Die MTTF ist unabhängig von der Temperatur. Dieses Verhalten könnte mithilfe der bereits im vorhergehenden Abschnitt 11.1 erwähnten Verunreinigungen erklärt werden. Aufgrund der kurzen Auslagerung bei 250 °C sind die Verunreinigungen noch nicht vollständig in die Korngrenzen gewandert. Während des Versuchs nimmt die Konzentration von Verunreinigungen in den Korngrenzen kontinuierlich zu und zwar umso schneller, je höher die Temperatur ist. Dies gilt jedoch nur für Temperaturen, die eine bestimmte Grenztemperatur überschreiten. Unterhalb dieser Grenztemperatur findet aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten nahezu keine weitere Diffusion der Verunreinigungen statt.

Die Verunreinigungen in den Korngrenzen führen zu einer Erhöhung der Aktivierungsenergie. Die Schädigung durch Elektromigration wird somit verlangsamt, da die Verunreinigungen die Korngrenzen „verstopfen“ und somit der vorrangige Diffusionspfad nur noch teilweise nutzbar ist. Der Anteil der Verunreinigungen ist umso größer, je höher die Probertemperatur ist. Dadurch könnte es möglicherweise zu einem Ausgleich von zunehmend „verstopften“ Korngrenzen und stärkerer Elektromigration bei hohen Temperaturen kommen.

Besonders auffällig ist die Kurve des Versuchs bei 210 °C Ofentemperatur und 0,8 A in Abbildung 9.3. Bezüglich der Probertemperatur ist diese Versuchsreihe mit der bei 190 °C Ofentemperatur und 1 A vergleichbar. Trotz des geringeren Stroms und der damit zu erwartenden geringeren Schädigung, hat sie eine kürzere Lebensdauer. Bleibt man bei der Vorstellung, dass Verunreinigungen in die Korngrenzen wandern und dadurch die Schädigung verlangsamt wird, muss die Diffusion der Verunreinigungen stromabhängig sein. Infolge des geringeren Stroms ist der Anteil der Verunreinigungen, der in die Korngrenzen transportiert wird, geringer.

Die Proben der Versuchsreihe bei 140 °C mit 1 A wurden nicht ausgelagert. Sie zeigen eine ähnliche MTTF wie die der Versuchsreihe bei 153 °C mit 1 A. Aufgrund der niedrigeren Temperatur würde man eine höhere MTTF für die Versuchsreihe bei 140 °C Ofentemperatur erwarten. Da hier keine Auslagerung durchgeführt wurde, und die Probertemperatur mit etwa 190 °C recht gering ist, kann

man davon ausgehen, dass der Anteil der Verunreinigungen in den Korngrenzen nur sehr langsam ansteigen wird. Bei der Versuchsreihe mit einer Ofentemperatur von 153 °C ist dagegen durch die vorhergehende Auslagerung schon ein gewisser Anteil der Verunreinigungen bei Versuchsbeginn in den Korngrenzen vorhanden. Bei dem Versuch mit 140 °C Ofentemperatur kann die Korngrenzendiffusion somit ungehindert stattfinden und die Lebensdauer verringert sich im Vergleich zu ausgelagerten Proben, bei denen die Korngrenzendiffusion durch die Ablagerung der Verunreinigungen gebremst wird.

Eine weitere Besonderheit der Versuchsreihe bei 140 °C ist, dass hier möglicherweise Stressmigration die Elektromigration überlagert. REM-Aufnahmen haben Whisker bei diesen Proben gezeigt. Das Material ist also zu Beginn des Versuchs nicht spannungsfrei.

Im Folgenden soll eine mathematische Beschreibung aufgrund der Annahme einer sich ändernden Aktivierungsenergie hergeleitet werden. Die Aktivierungsenergie ändert sich in Abhängigkeit von der Auslagerung bzw. von der Proben temperatur, wenn diese oberhalb der Auslagerungstemperatur liegt. Für den Verlauf der Aktivierungsenergie wird ein Ansatz mit dem Tangens Hyperbolicus gewählt, da diese Funktion beidseitig beschränkt ist

$$E_a(T) = E_{a,0} + \frac{1}{2} \Delta E_a \left(1 - \tanh \left[a * \left(\frac{1}{kT} - d \right) \right] \right). \quad (11.1)$$

$E_{a,0}$ bestimmt die Aktivierungsenergie für niedrige Temperaturen. Der Wert entspricht der unteren Grenze. $E_{a,0} + \Delta E_a$ entspricht der oberen Grenze. Bei den hochgetemperten Proben wurde eine Aktivierungsenergie von 1,36 eV bestimmt. Die obere Grenze sollte kleiner oder gleich diesem Wert sein, da die Proben temperaturen unter 300 °C (der Auslagerungstemperatur der hochgetemperten Proben) bleibt.

Die Steilheit des Anstiegs des Tangens Hyperbolicus und damit die Höhe des lokalen Minimums und Maximums der Lebensdauerkurve legt der Parameter a fest. Die Temperatur, bei der sich der Wendepunkt des Tangens Hyperbolicus befindet, wird durch den Parameter d bestimmt.

Für Proben, deren Proben temperatur oberhalb der Auslagerungstemperatur von 250 °C liegt, entspricht T der Proben temperatur. Ansonsten muss die Auslagerungstemperatur von 250 °C eingesetzt werden, da diese den Zustand der Probe bestimmt. Es zeigt sich jedoch, dass eine bessere Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Lebensdauern erreicht wird, wenn bereits bei Proben temperaturen ab 241 °C angenommen wird, dass hier die Proben temperatur bestimmend ist. Da die Dauer der Auslagerung mit zehn Minuten im Vergleich zur Versuchsdauer sehr gering ist, ist dies nicht unrealistisch.

Setzt man die oben beschriebene temperaturabhängige Aktivierungsenergie in die Blacksche Gleichung ein, so gilt

$$MTTF(T) = C \exp\left(\frac{E_a(T)}{kT}\right), \quad (11.2)$$

wobei C eine Konstante ist, die auch den Stromdichteterm enthält. Es werden hier nur die Experimente mit 1 A betrachtet. Die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Lebensdauerergebnissen erhält man für $C = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{min}$, $E_{a,0} = 1,18 \text{ eV}$, $\Delta E_a = 0,18 \text{ eV}$, $a = 2,4$ und $d = 22,45$. Abbildung 11.5 zeigt den Verlauf der Aktivierungsenergie über die Temperatur für niedergetemperte und für nicht getemperte Proben. Abbildung 11.6 stellt die experimentell ermittelten Lebensdauerwerte der niedergetemperten und der nicht getemperten Proben im Vergleich zu den berechneten Werten unter der Annahme einer temperaturabhängigen Aktivierungsenergie aufgrund der Wanderung von Verunreinigungen dar.

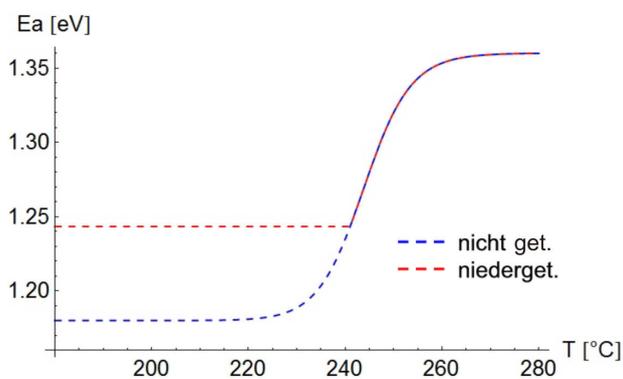


Abb. 11.5.: Verlauf der Aktivierungsenergie in Abhängigkeit von der Proben temperatur

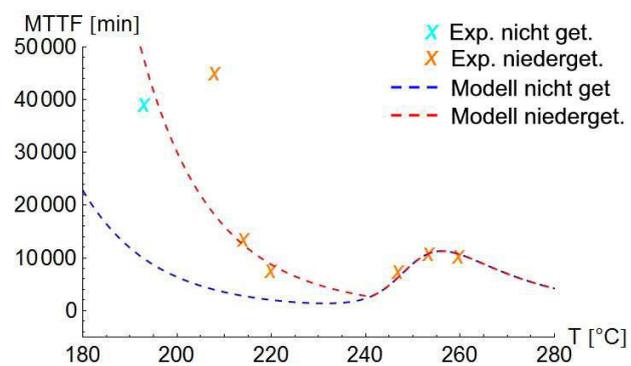


Abb. 11.6.: Vergleich der Lebensdauerwerte unter der Annahme der Wanderung von Verunreinigungen, dargestellt über die Proben temperatur

Die Übereinstimmung bei den hohen Temperaturen ist sehr gut. Bei den Versuchen mit 153 °C und 140 °C Ofentemperatur kommt es zu sehr großen Abweichungen. Bei dem Versuch bei 153 °C beträgt die Abweichung etwa 60 % und bei 140 °C sogar 75 %. Es wird aber qualitativ dargestellt, dass die mittlere Lebensdauer für den Versuch bei 140 °C aufgrund der fehlenden Vorbehandlung geringer ist.

Der Ansatz über die Anreicherung von Verunreinigungen in den Korngrenzen in Abhängigkeit von der Temperatur zeigt bei den Versuchen mit hohen Temperaturen eine sehr gute Übereinstimmung. Bei den Versuchen bei 140 °C und 153 °C Ofentemperatur kommt es aber zu sehr großen Abweichungen des Modells von den experimentellen Lebensdauerwerten. Es soll daher im Folgenden eine analytische Beschreibung der Lebensdauer entwickelt werden.

11.4. Mathematische Beschreibung der experimentellen Werte

Aufgrund der vorliegenden experimentell bestimmten mittleren Lebensdauerwerte wurde eine Funktion ermittelt, die diese sehr gut beschreibt. Diese ist in Gleichung 11.3 dargestellt.

$$\begin{aligned}
 MTTF(T, T_0) = 1 \text{ A min} / & \left[j^n e^{-1,455 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT} + \frac{1}{kT_0} - 36,343 \frac{1}{\text{eV}} \right)} \right. \\
 & + j^m e^{-1,8 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT_0} - 27,605 \frac{1}{\text{eV}} \right)} \cdot \\
 & \left. \left(1 - \tanh \left[3,143 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT} - 23,916 \frac{1}{\text{eV}} \right) \right] \right) \right] .
 \end{aligned} \tag{11.3}$$

Es ist $n = 1,748$ und $m = 1,723 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT_0} - 24,850 \frac{1}{\text{eV}} \right)$. j ist die Teststromdichte, T ist die Proben-temperatur während des Versuchs und T_0 die Auslagerungstemperatur bzw. die Proben-temperatur während des Versuchs, wenn diese über der Auslagerungstemperatur liegt.

Der Term $1 - \tanh[\dots]$ kann mithilfe der Beziehung $\tanh x = \frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$ auch wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{2 e^{-3,143 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT} - 23,916 \frac{1}{\text{eV}} \right)}}{e^{3,143 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT} - 23,916 \frac{1}{\text{eV}} \right)} + e^{-3,143 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT} - 23,916 \frac{1}{\text{eV}} \right)}} . \tag{11.4}$$

Abbildung 11.7 zeigt die experimentellen Lebensdauerwerte und den Verlauf der Funktion für hoch-, nieder- und nicht getemperte Proben bei einem Strom von 1 A.

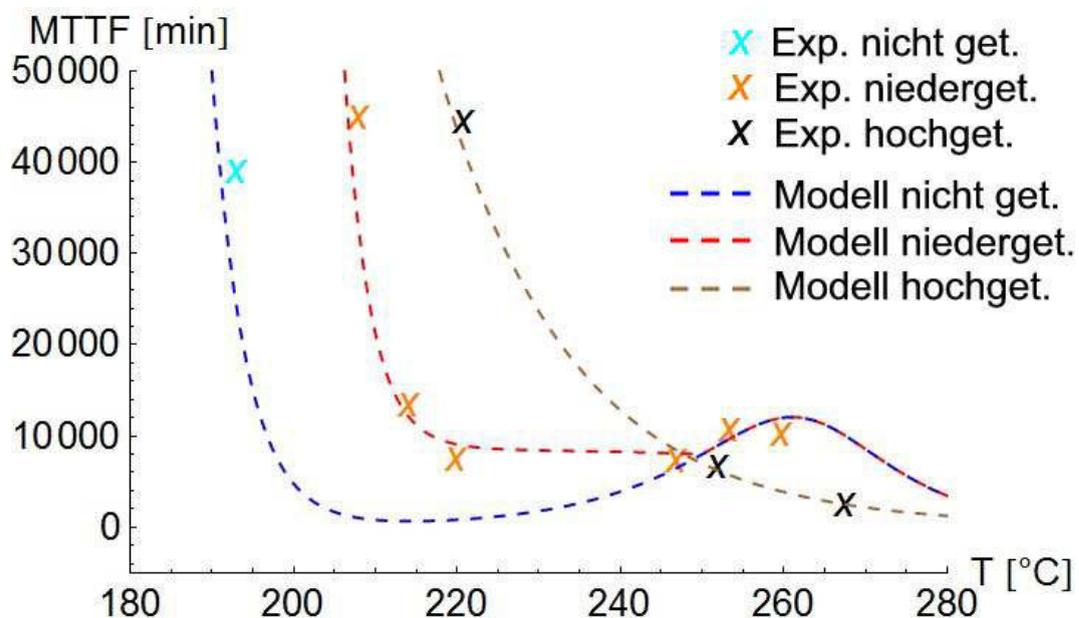


Abb. 11.7.: Vergleich der Lebensdauerwerte mit der mathematischen Funktion, dargestellt über die Proben-temperatur, $I=1 \text{ A}$

Auch für die hochgetemperten Proben mit einem T_0 von 300 °C ist die Übereinstimmung der mathematischen Funktion mit den experimentell bestimmten Lebensdauerwerten sehr gut. Für den Versuch bei 1 A und einer Proben-temperatur von etwa 220 °C ist die Abweichung hier etwas größer im Vergleich zu einer Näherung mithilfe der Blackschen Gleichung, siehe Abbildung 11.8.

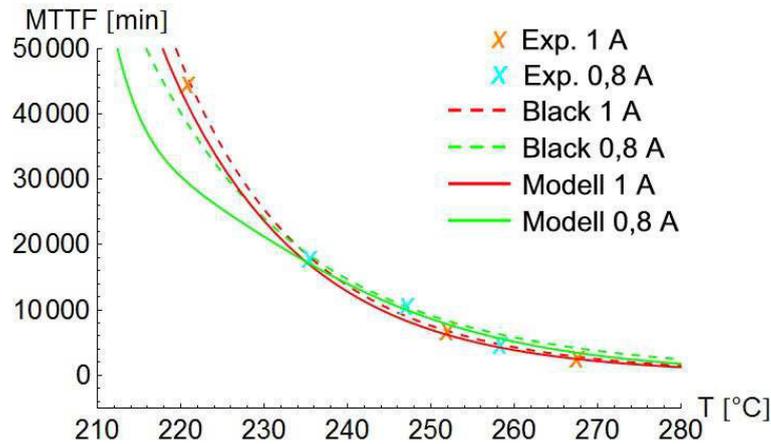


Abb. 11.8.: Vergleich der Lebensdauerwerte mit der mathematischen Funktion, dargestellt über die Proben temperatur, hochgetemperte Proben

Die Tangens Hyperbolicus-Funktion der Gleichung wird im Folgenden genauer beschrieben. Diese Funktion

$$\left(1 - \tanh \left[3,143 \text{ eV} \left(\frac{1}{kT} - 23,916 \frac{1}{\text{eV}} \right) \right] \right)$$

ist beidseitig beschränkt. Linksseitig nähert sie sich Null an und rechtsseitig dem Wert zwei. Der Wendepunkt befindet sich bei etwa 211 °C. Dieser Wert wird durch die Subtraktion des Parameters 23,961 bestimmt, siehe Abbildung 11.9. Durch die Tangens-Funktion kommt es zu einem „Umschalten“. Die Steilheit wird durch die Multiplikation mit dem Parameter 3,143 bestimmt.

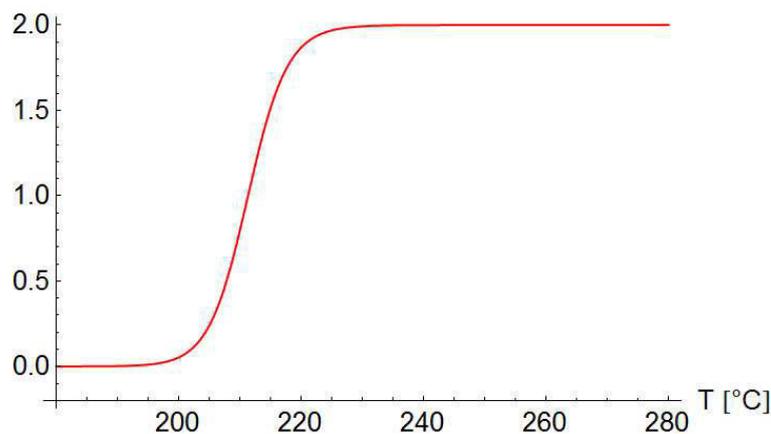


Abb. 11.9.: Betrachtung des Tangens-Terms, dargestellt über die Proben temperatur

Der Ansatz für die Stromabhängigkeit basiert bei den niedergetemperten Proben lediglich auf einem experimentellen Wert. Bei den Ergebnissen der hochgetemperten Proben ist, wie bereits in Abschnitt 10.4 erwähnt, die Standardabweichung des y-Achsenabschnitts der $\ln(\text{MTTF})(1/kT)$ -Kurve sehr groß. Dies wirkt sich negativ auf die Genauigkeit bei der Bestimmung des Stromdichteexponenten aus.

Des Weiteren muss der Geltungsbereich des stromabhängigen Ansatzes auf den Bereich von 0,8 A bis 1 A beschränkt werden. Aufgrund der Subtraktion von 24,85 bei der Bestimmung von m ist das Vorzeichen von m bei Auslagerungstemperaturen über 194 °C negativ. Setzt man nun einen Strom von 0 A ein, so geht der Term j^m gegen unendlich und somit auch der Nenner der Gesamtfunktion. Die Lebensdauer geht somit gegen Null. Dies ist auf keinen Fall korrekt. Mithilfe eines anderer Ansatz in der Form

$$\frac{j^p (a + 1)}{j^p a}$$

statt j^m lässt sich dieser Widerspruch vermeiden. Hierbei ist a eine Konstante. Mit den vorliegenden Parametervariationen lässt sich die Konstante a jedoch nicht bestimmen.

11.5. Mögliche physikalische Abläufe zur Erklärung der mathematischen Beschreibung

Die im vorhergehenden Abschnitt erläuterten Terme der mathematischen Gleichung sollen im Folgenden zu möglichen physikalischen Prozessen in Bezug gesetzt werden.

Nach der Abscheidung sind vorhandene Gaseinschlüsse annähernd gleichmäßig verteilt. Bei den Einschlüssen handelt es sich vor allem um Wasserstoff [66]. Durch die Auslagerung diffundiert dieser sehr schnell aus, da Wasserstoff eine sehr geringe Aktivierungsenergie von etwa 0,3 eV hat [62]. Folgendes Szenario ist vorstellbar: Durch die Auslagerung diffundieren Verunreinigungen, die nach der Abscheidung vorhanden sind, in die Korngrenzen aus. Es bleiben „ausgeheilte“ Bereiche zurück. Vorrangig in den Korngrenzenzwickeln nukleieren in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur Hohlräume. Die Anzahl der Nukleationspunkte steigt mit zunehmender Auslagerungstemperatur. Für die Anzahl der Nukleationspunkte nach der Auslagerung N_v gilt

$$N_v(T_0) \propto e^{-\frac{E_a}{kT_0}}. \quad (11.5)$$

E_a ist hier die Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion und T_0 die Auslagerungstemperatur. Die Dauer der Auslagerung kann vernachlässigt werden, da die Zeitkonstanten mit 83 Minuten oder weniger relativ niedrig sind, und durch die Temperatur ein Sättigungswert vorgegeben ist. Allerdings muss hier berücksichtigt werden, dass eine Auslagerungsdauer von zehn Minuten für die niedertemperten Proben innerhalb der Zeitkonstante liegt. Der Ansatz stellt somit nur eine grobe Näherung dar.

Beim sich anschließenden Elektromigrationsversuch findet eine gerichtete Leerstellendiffusion statt, die zum Wachsen der Hohlräume führt. Für die Leerstellenflussdichte J_v gilt:

$$J_v \propto e^{-\frac{E_a}{kT}}. \quad (11.6)$$

Hierbei ist T die Proben temperatur während des Versuchs. Für die Lebensdauer aufgrund der Leerstellendiffusion in Abhängigkeit von der Auslagerungstemperatur und der Versuchstemperatur gilt mithilfe von $MTTF_v \propto \frac{1}{N_v J_v}$ somit:

$$MTTF_v \propto e^{\frac{E_a}{kT_0} + \frac{E_a}{kT}} \quad (11.7)$$

$$MTTF_v = e^{E_a \left(\frac{1}{kT_0} + \frac{1}{kT} + C_1 \right)}, \quad (11.8)$$

wobei C_1 eine Konstante ist, sodass der Term $e^{E_a C_1}$ ebenfalls eine Konstante darstellt. Gleichung 11.8 beschreibt im Wesentlichen die Lebensdauer von hochgetemperten Proben. Hier überwiegen die „ausgeheilten“ Bereiche und bestimmen den Verlauf der Degradation.

Zusätzlich zu den bisher beschriebenen Abläufen werden im Fall der nieder- oder nicht getemperten Proben weitere Effekte beobachtet. Dies wird in den REM-Aufnahmen in Abbildung 10.6 sichtbar. Während der Auslagerung bilden sich durch Ausgasen Hohlräume. Das Volumen dieser Hohlräume nimmt mit steigender Auslagerungstemperatur zu; sie wachsen. Gleichzeitig wird ihre Anzahl kleiner. Dies wird vor allem in den REM-Aufnahmen bei Auslagerungstemperaturen von 300 °C und 350 °C deutlich. Die Gleichungen 11.9 und 11.10 beschreiben die Anzahl der Hohlräume und ihr Volumen. Die für die Gefügeumbildung, also für das Ausgasen und Ausheilen, benötigte Aktivierungsenergie sei E_1 .

$$N_1(T_0) \propto e^{\frac{E_1}{kT_0}} \quad (11.9)$$

$$V_1(T_0) \propto e^{-\frac{E_1}{kT_0}}. \quad (11.10)$$

Für die Lebensdauer $MTTF_{Umb1}$ aufgrund der Gefügeumbildung während der Auslagerung gilt somit:

$$MTTF_{Umb1} \propto e^{-\frac{E_1}{kT_0}}. \quad (11.11)$$

Des Weiteren kann sich während des Versuchs durch weiteres Ausgasen und Ausheilen der Struktur die Anzahl der Poren erhöhen. Für die Anzahl der zusätzlichen Poren N_2 gilt:

$$N_2 \propto e^{-\frac{E_1}{kT}} \quad (11.12)$$

Infolge der Elektromigration kommt es zum Materialtransport und Wachstum der Poren. Für die Lebensdauer aufgrund der Gefügeumbildung, also des Ausgasens und Ausheilens sowie des Wachs-

tums während des Versuchs gilt:

$$MTTF_{Umb2} \propto e^{\frac{E_1}{kT}} e^{\frac{E_a}{kT}} = e^{\frac{E_1+E_a}{kT}}. \quad (11.13)$$

Dieser Prozess ist jedoch nur für einen bestimmten Temperaturbereich relevant. Bei hohen Temperaturen sind nach endlicher Zeit die vorhandenen Hohlräume „aufgebraucht“ und bei niedrigen Temperaturen findet kein Wachstum statt. Diese Abhängigkeit wird durch den mathematischen Ausdruck $e^{(E_1+E_a)(\frac{1}{kT}+C_2)} + e^{-(E_1+E_a)(\frac{1}{kT}+C_2)}$ nachgebildet, wobei C_2 eine Konstante ist.

Die Gefügeumbildung während der Auslagerung sowie das Ausgasen, Ausheilen und Wachsen während des Versuchs laufen nacheinander ab, es können daher die Lebensdauern $MTTF_{Umb1}$ und $MTTF_{Umb2}$ multipliziert werden. Es ergibt sich für die Lebensdauer des zweiten Prozesses:

$$MTTF_{Umb} = e^{-E_1\left(\frac{1}{kT_0}+C_3\right)} \cdot e^{(E_1+E_a)\left(\frac{1}{kT}+C_4\right)} \cdot \left[e^{-(E_1+E_a)\left(\frac{1}{kT}+C_2\right)} + e^{(E_1+E_a)\left(\frac{1}{kT}+C_2\right)} \right], \quad (11.14)$$

wobei C_3 und C_4 ebenfalls Konstanten sind.

Wenn zwei Leerstellenflüsse J_1 und J_2 stattfinden, kann der Gesamt-leerstellenfluss durch Summenbildung ermittelt werden. Für die Gesamt-lebensdauer $MTTF_{gesamt}$ gilt somit:

$$MTTF_{gesamt} \propto \frac{1}{N_1 J_1 + N_2 J_2} \propto \frac{1}{\frac{1}{MTTF_1} + \frac{1}{MTTF_2}}. \quad (11.15)$$

Hierbei ist $MTTF_1$ die Lebensdauer, wenn nur der Fluss J_1 stattfindet und $MTTF_2$ ist die zu J_2 zugehörige Lebensdauer. N_1 und N_2 sind die entsprechenden Anzahlen der Nukleationspunkte bzw. Hohlräume.

Die beiden Prozesse laufen unabhängig voneinander ab. Die Kehrwerte der Lebensdauern $MTTF_v$ und $MTTF_{Umb}$ können somit, wie in Gleichung 11.15 dargestellt, addiert werden. Die Gesamt-lebensdauer der untersuchten Proben ergibt sich mithilfe von Gleichungen 11.8 und 11.14 zu

$$MTTF = \frac{1}{e^{-E_a\left(\frac{1}{kT_0}+\frac{1}{kT}+C_1\right)} + e^{E_1\left(\frac{1}{kT_0}+C_3\right)} \frac{e^{-(E_1+E_a)\left(\frac{1}{kT}+C_4\right)}}{e^{-(E_1+E_a)\left(\frac{1}{kT}+C_2\right)} + e^{(E_1+E_a)\left(\frac{1}{kT}+C_2\right)}}}. \quad (11.16)$$

Es sind somit zwei Prozess beteiligt, die sich überlagern und deren Einfluss vor allem durch die vorhergehende Auslagerung bestimmt wird. Aufgrund der mathematischen Beschreibung in Abschnitt 11.4 gilt für die Konstanten $C_1 = -36,343$, $C_2 = -23,916$, $C_3 = -27,605$ und $C_4 = C_2 \frac{\ln(2)}{-(E_2+E_a)}$. Des Weiteren gilt ebenfalls aufgrund der mathematischen Beschreibung $E_a = 1,455 \text{ eV}$, $E_1 = 1,8 \text{ eV}$ und $E_1 + E_a = 3,143 \text{ eV}$. Dies ergibt jedoch einen kleinen Widerspruch, da die Summe von

$E_1 + E_a = 1,455 \text{ eV} + 1,8 \text{ eV}$ ist und sich somit ein etwas höherer Wert von $3,255 \text{ eV}$ ergibt. Die geringe Abweichung von $0,112 \text{ eV}$ kann mit einer Neujustierung der Vorfaktoren bei vorhandenen umfangreicheren Messwerten ausgeräumt werden. E_1 liegt mit $1,8 \text{ eV}$ eher im Bereich der Volumendiffusion.

Die für die hochgetemperten Proben mithilfe der Blackschen Gleichung bestimmte Aktivierungsenergie erreicht einen Wert von $1,413 \text{ eV}$ anstatt von $1,36 \text{ eV}$, wenn die obere Grenze der Standardabweichung anstatt des Erwartungswerts angenommen wird. Dieser Wert weicht um $0,042 \text{ eV}$ von der hier bestimmten Aktivierungsenergie der Leerstellendiffusion ab. Bei der Näherung mithilfe der Blackschen Gleichung wurde nicht berücksichtigt, dass es sich um eine Überlagerung von Nukleation, Wachstum, Ausgasen und Ausheilen handelt. Durch die in dem Modell eingeführten zusätzlichen Terme verschiebt sich die Aktivierungsenergie der Leerstellendiffusion im Vergleich zur Aktivierungsenergie, die aufgrund der Blackschen Näherung ermittelt wurde. Dies erklärt die Abweichung.

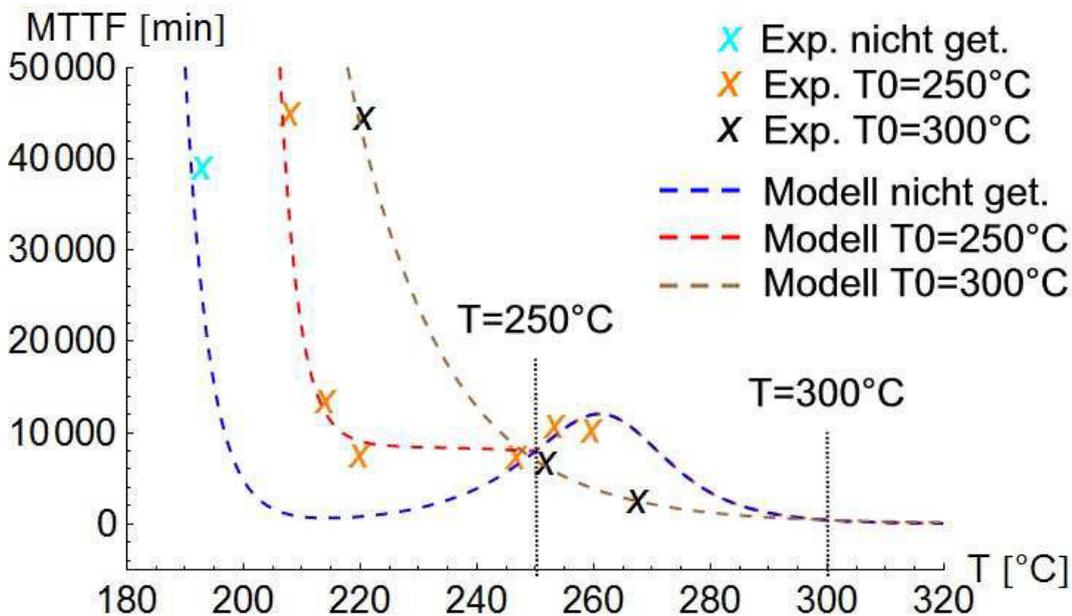


Abb. 11.10.: Vergleich der Lebensdauerwerte mit der mathematischen Funktion, dargestellt über die Proben temperatur, $I=1 \text{ A}$

Wie in Abbildung 11.10 sichtbar ist, existiert sowohl für die nieder- als auch für die nicht getemperten Proben ein lokales Minimum der Lebensdauer. Umso höher die Proben temperatur ist, desto größer ist die Anzahl der Nukleationspunkte und desto schneller findet das Porenwachstum im „ausgeheilten“ Gefüge statt. Für geringere Proben temperaturen bestimmt das Ausgasen, das Ausheilen und das Wachstum, also der zweite Prozess, die Lebensdauer. Dieser hat ein lokales Minimum, sodass sich in der Überlagerung ebenfalls ein lokales Minimum ergibt. In diesem Übergangsbereich unterstützen sich beide Prozesse und führen zu einer minimalen Lebensdauer. Für Proben temperaturen größer 250 °C laufen die Kurven für die nicht und niedergetemperten Proben zusammen. Bei Proben temperaturen ab 300 °C sind alle drei Kurven identisch. Die Ausheilung ist abgeschlossen und

die Lebensdauer wird vorrangig durch das Porenwachstum bestimmt.

Im Folgenden sollen die bereits beschriebenen möglichen Mechanismen nochmals zusammengefasst werden. Nach der galvanischen Abscheidung ist Wasserstoff im Gold vorhanden. Während der Auslagerung der Proben kommt es zum Ausdiffundieren der Verunreinigungen in die Korngrenzen und zu einer offensichtlich erhöhten Korngrenzenaktivierungsenergie. Es bleibt „ausgeheiltes“ Material zurück, das infolge von Leerstellendiffusion an Korngrenzenzwickeln Nukleationspunkte bildet, wobei E_a die Aktivierungsenergie der Leerstellendiffusion ist. Der Anteil des „ausgeheilten“ Materials bzw. die Anzahl der Nukleationspunkte hängt von der Auslagerungstemperatur ab. Je höher die Temperatur ist, desto größer ist die Anzahl der Nukleationspunkte.

Weiterhin bilden sich durch Ausgasen weitere Poren. Die Aktivierungsenergie E_1 ist nötig für die Gefügeumbildung. Die Anzahl der vorhandenen Poren hängt von der Auslagerungstemperatur ab. Je höher die Auslagerungstemperatur ist, desto geringer ist aufgrund von Ausheilen die Anzahl der Poren und desto größer ist ihr Volumen.

Bei niedrigen Auslagerungstemperaturen führt das zu einem geringen Anteil an „ausgeheiltem“ Material mit wenigen Nukleationspunkten und einer großen Anzahl von Poren mit geringem Volumen. Bei höheren Auslagerungstemperaturen ist der Anteil des „ausgeheilten“ Bereichs größer und es existieren weniger Poren mit entsprechend größerem Volumen. In Abbildung 11.11 ist zum Einen der Ausgangszustand nach der Abscheidung und zum Anderen der Zustand nach der Auslagerung für eine niedrige und eine höhere Auslagerungstemperatur dargestellt.

Während des Elektromigrationsversuchs kommt es einerseits zu einem Materialtransport, der sich mithilfe der Blackschen Gleichung beschreiben lässt. Dies führt zum Wachstum vorhandener Nukleationspunkte im „ausgeheilten“ Gefüge. Außerdem verändert sich infolge weiteren Ausgasens und Ausheilens die Anzahl der Poren. Für die Gefügeumbildung ist, wie auch während der Auslagerung, die Aktivierungsenergie E_1 nötig. Das Wachstum der Poren, das während des Versuchs stattfindet, hängt von der Leerstellendiffusion und damit von der Aktivierungsenergie der Leerstellendiffusion E_a ab. Der Prozess des Ausgasens, Ausheilens und des Wachstums ist temperaturmäßig beidseitig beschränkt. Bei geringen Temperaturen tritt kein Wachstum auf. Bei hohen Temperaturen sind nach einem gewissen Zeitraum die vorhandenen Poren „aufgebraucht“, sodass keine weitere Unterstützung der Degradation stattfindet. Es tritt eine Sättigung ein.

Welcher der beiden Prozesse während des Versuchs vorrangig ist, hängt weitestgehend von der vorhergegangenen Auslagerung ab. Bei hohen Auslagerungstemperaturen hat das Wachstum der Nukleationspunkte einen größeren Anteil. Bei niedrigeren Auslagerungstemperaturen hat das Ausgasen, das Ausheilen sowie das Wachstum der Poren einen stärkeren Einfluss. Des Weiteren nimmt bei hohen Proben Temperaturen der Anteil dieses Prozesses wieder ab, sodass in diesem Fall auch bei niedrigen Auslagerungstemperaturen das Wachstum der Nukleationspunkte bestimmend wird. Abbildung 11.11 zeigt den jeweils vorherrschenden Mechanismus in Abhängigkeit von der vorhergehenden Auslagerung.

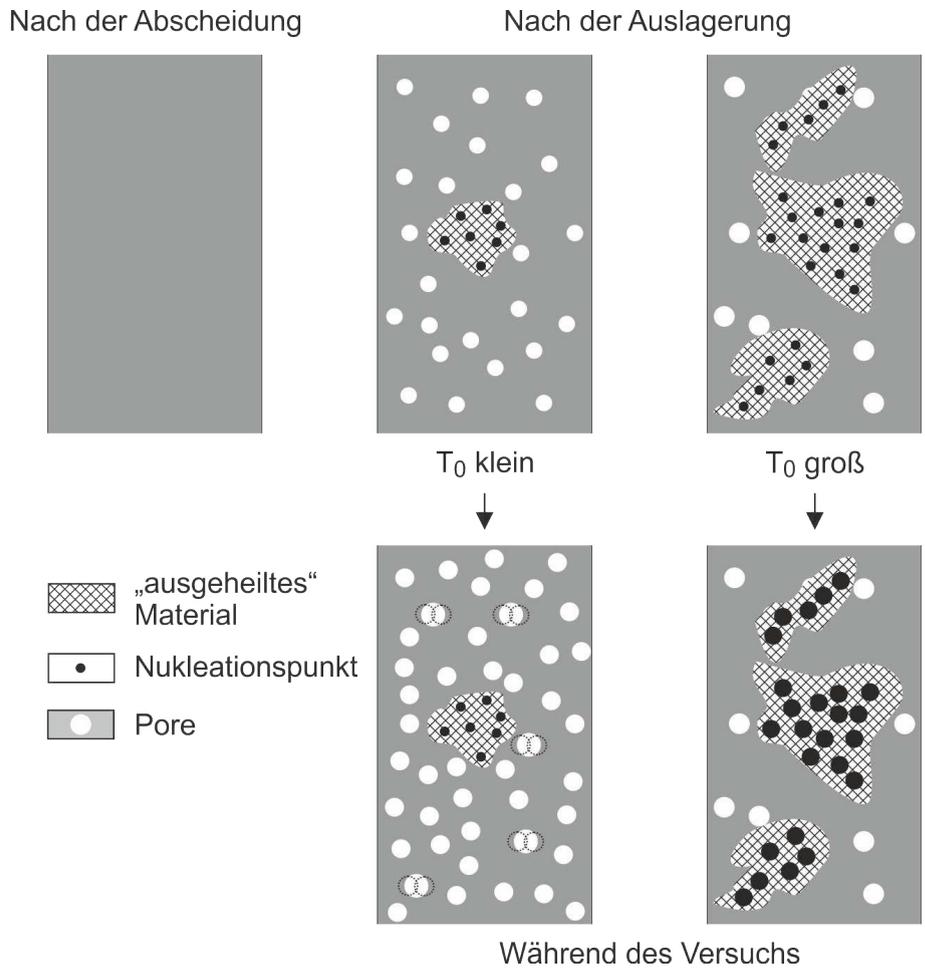


Abb. 11.11.: Schematische Darstellung der Abläufe

Eine physikalische Beschreibung des Einflusses der Stromdichte ist aufgrund der vorhandenen Messergebnisse nicht möglich. Es wurde infolge der begrenzten Zeit und des für jede Messung notwendigen Zeitaufwands nur eine Messung mit einem Strom von 0,8 A durchgeführt. Alle weiteren Messungen wurden mit einem Strom von 1 A gemacht. Der hier beschriebene physikalische Erklärungsversuch liefert keine Begründung für die verringerte Lebensdauer bei niedrigerer Stromdichte. Es kann davon ausgegangen werden, dass das Messergebnis korrekt ist, da der Versuch mit identischen Parametern wiederholt wurde, und die Ergebnisse der einzelnen Messreihen mit einer Abweichung von -23,8% bzw. 22,11% von der Gesamtlebensdauer beider Versuchsreihen reproduziert werden konnte, Abbildung 9.4. Diese Schwankung ist relativ hoch. In beiden Fällen lag die Lebensdauer bei den Versuchen mit geringerer Stromdichte jedoch deutlich unter vergleichbaren Versuchen mit höherer Stromdichte.

Mithilfe der hier entwickelten Beschreibung kann eine Auffälligkeit im Weibulldiagramm der niedertemperten Proben erklärt werden. In Abbildung 9.3 ist zu sehen, dass die ersten Ausfälle teilweise eine sehr viel steilere Kurve bilden, als die späteren. Dies war bei den hochgetemperten Proben nicht

der Fall, Abbildung 8.2. Die Wirkung unterschiedlicher Schädigungsmechanismen kann im Weibulldiagramm anhand der Steigung, also des Formfaktors der Weibullverteilung b erkannt werden. Ein einziger Schädigungsmechanismus würde zu einer geringen Streuung und damit einem relativ hohen Formfaktor führen. Mehrere überlagerte Effekte verringern den Formfaktor.

Bei den niedergetemperten Proben können teilweise zwei Formfaktoren aus dem Verlauf ermittelt werden. Bei den Versuchen mit 0,8 A bei 210 °C Ofentemperatur sowie 1 A und 165 °C Ofentemperatur ist die Änderung der Steigung im Weibulldiagramm besonders gut zu erkennen. Dies unterstützt die Annahme, dass hier zwei Prozesse am Ausfallverhalten beteiligt sind. Die Frühausfälle werden von einem Prozess dominiert. Bei den späteren Ausfällen kommt auch der andere Prozess zum Tragen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine empirische Formel entwickelt werden konnte. Diese beschreibt sowohl die Messergebnisse der nicht getemperten, der nieder- sowie die der hochgetemperten Proben, das heißt aller gemessenen Proben. Die mathematische Beschreibung konnte durch zwei physikalische Prozesse untermauert werden. Die Nachbildung der Messergebnisse durch das Modell zeigt, dass diese repräsentativ sind. Aus den Ergebnissen muss auch unter Berücksichtigung der bisherigen Veröffentlichungen geschlossen werden, dass die Lebensdauer von dem verwendeten Bad, von dem Abscheideprozess sowie von der Auslagerung abhängt.

11.6. Diskussion zu überlagerten Effekten

Die für die Versuche mit hochgetemperten Proben diskutierten überlagerten Effekte, können natürlich auch hier auftreten. Die unterschiedliche Auslagerung hat keinerlei Auswirkung auf die Argumentation bezüglich der Rückdiffusion, des Current Crowdings und der Thermomigration. Auch hier kann also davon ausgegangen werden, dass vorher genannte Effekte keinen relevanten Einfluss haben. Bei Ofentemperaturen über 140 °C sollten sich eventuell im Gold vorhandene Spannungen abbauen, siehe Abschnitt 10.5 und 4.5.

Wie bereits in der Simulation erwähnt, ist der dritte Bump ein Indikator für die Thermomigration. Die FIB-Aufnahme des dritten Bumps in Abbildung 11.12 zeigt einige Poren, die jedoch im Vergleich zu den bestromten Bumps, sehr viel kleiner sind. Poren treten infolge von Gefügeausheilungen und Ausgasen bei Erwärmung auf, also auch im Fall von konstanter Temperatur. Abbildung 11.13 zeigt einen Bump, der elektrisch nicht kontaktiert ist, aber sich ebenfalls auf dem Chip befindet. Aufgrund der fehlenden Eigenerwärmung ist seine Temperatur etwas geringer. Der Vergleich des Spannungsabgriff-Bumps mit diesem Bump zeigt, dass das Porenvolumen nur teilweise durch Thermomigration hervorgerufen sein kann. Es kann davon ausgegangen werden, dass keine nennenswerte Thermomigration stattfindet.

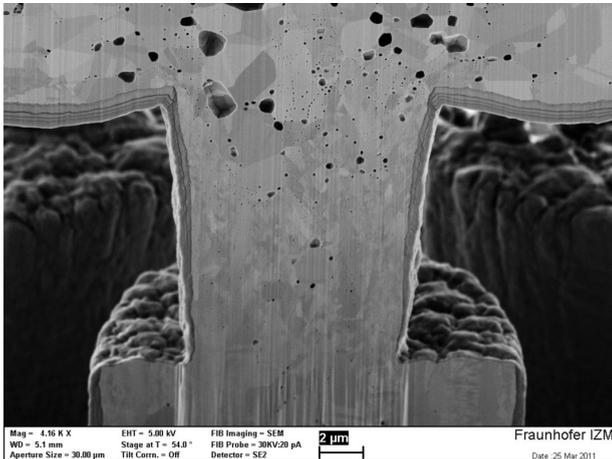


Abb. 11.12.: FIB-Schnitt des dritten Bumps, 1 A und 210 °C Ofentemperatur

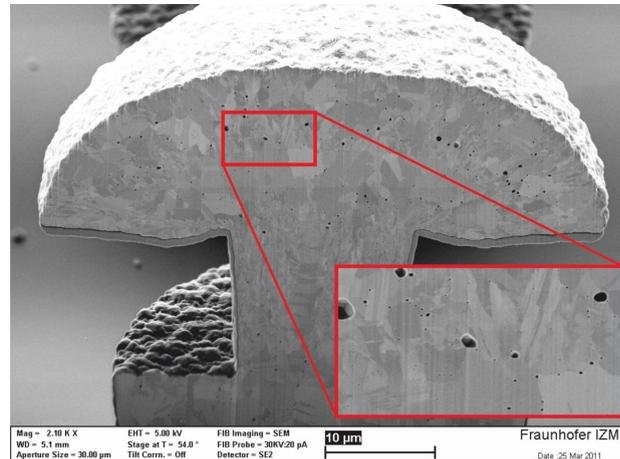


Abb. 11.13.: FIB-Schnitt eines separaten Bumps, 210 °C Ofentemperatur

11.7. Bedeutung der Ergebnisse für die Praxis

Für das in diesen Versuchen verwendete Gold kann aufgrund des in Abschnitt 11.4 beschriebenen mathematischen Modells eine Lebensdauer von $1,89 \cdot 10^{12}$ min bei einem Strom von 1 A und einer Proben temperatur von 27 °C bestimmt werden. Dies entspricht nicht realistischen $3,59 \cdot 10^6$ Jahren. Die mit der Blackschen Gleichung ermittelten Parameter ergeben bei einer Auslagerung bei 300 °C eine Lebensdauer von $6,9 \cdot 10^6$ Jahren bei ebenfalls 27 °C Proben temperatur und 1 A. Die Abweichung beträgt etwa das 1,9fache. Diese Abweichung kommt dadurch zustande, dass im Fall der Blackschen Gleichung weitere Effekte wie die Nukleation, das Ausgasen und das Ausheilen nicht berücksichtigt werden. Aufgrund der unrealistischen Lebensdauerergebnisse unter realen Bedingungen, kann man jedoch davon ausgehen, dass auch die Beschreibung, die diese Effekte berücksichtigt, nicht geeignet ist, um eine Extrapolation auf reale Bedingungen durchzuführen. Die am Ausfall beteiligten Prozesse sind möglicherweise nicht nur von der Auslagerungstemperatur, sondern auch von der Proben temperatur und der Stromdichte abhängig.

Die Messergebnisse sind verglichen mit bisherigen Veröffentlichungen und dem bisherigen Verständnis der Elektromigration sehr überraschend. Es stellt sich die Frage, warum ähnliche Ergebnisse nicht bereits in der Literatur beschrieben wurden. Es wurden sehr viele Elektromigrationsuntersuchungen an Kupfer und Aluminium durchgeführt. Bei Kupfer geht man davon aus, dass der Materialtransport bei Elektromigration über die Oberfläche stattfindet [111]. Eventuelle Verunreinigungen, die bei der galvanischen Abscheidung von Kupfer in das Material eingebracht werden, sind somit für die Ergebnisse von Elektromigrationsuntersuchungen nicht relevant. Bei Aluminium findet die Leerstellendiffusion vorrangig über die Korngrenzen statt. Aluminium wird jedoch aus der Gasphase abgeschieden, sodass das Material eine bekannte Zusammensetzung ist.

Die bisherigen Elektromigrationsuntersuchungen an Gold wurden vorrangig an Gold, das aus der Gasphase abgeschieden wurde, durchgeführt. In diesem Fall ist das Material weniger verunreinigt

als bei galvanisch abgeschiedenem.

Die erzielten Ergebnisse weisen zum ersten Mal nach, dass für galvanisch abgeschiedenes Gold keine allgemeingültige Aussage zur Elektromigrationsbeständigkeit getroffen werden kann. Die Lebensdauer ist abhängig von dem verwendeten Goldbad sowie dem Abscheideprozess, da diese das Gefüge beeinflussen. Durch eine Auslagerung kommt es zu Gefügeumbildung und Bildung von Nukleationspunkten, die somit ebenfalls Einfluss auf die Elektromigrationsbeständigkeit hat. Die alleinige Berücksichtigung des Porenwachstums reicht nicht aus, um den Ausfall zu beschreiben. Weitere Effekte wie Porennukleation, Ausgasen und Ausheilen müssen berücksichtigt werden.

Das Modell verbindet zwei Prozesse, die sich überlagern und deren Einfluss durch die vorhergehende Auslagerung bestimmt wird. Die vorgestellte mathematische Beschreibung muss durch weitere Experimente bestätigt werden. Des Weiteren ist der aus dem Blackschen Modell bekannte Zusammenhang von Lebensdauer und Stromdichte nicht anwendbar: Es existiert eine Stromdichteabhängigkeit, die aus der Literatur nicht bekannt ist und in dieser Arbeit wegen fehlender umfangreicher Messungen noch nicht geklärt werden konnte. Der beschriebene physikalische Erklärungsversuch liefert keine Begründung für die beobachtete Stromdichteabhängigkeit. Diese erstmals erzielten und völlig neuen Ergebnisse lassen zwar keine Extrapolation für den realen Betrieb zu, weisen aber bereits darauf hin, welche Einflüsse und Bedingungen bei der Verwendung von Gold zu beachten sind.

12. Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Struktur zur Untersuchung von Elektromigration in Gold-Mikrokontakten entworfen und hergestellt. Aufgrund von Untersuchungen an Strukturen, die bei 300 °C für vier Stunden ausgelagert wurden, konnte eine Aktivierungsenergie der Blackschen Gleichung bestimmt werden. Wie sich gezeigt hat, sind die Lebensdauerergebnisse sehr stark von der Vorbehandlung der Proben abhängig, sodass es teilweise zu einer starken Abweichung von der Blackschen Gleichung kommt.

Für die Praxis ist es enorm wichtig, die Lebensdauer abschätzen zu können. Das Ziel nachfolgender Arbeiten sollte die Suche nach einem Elektrolyten und einem Abscheideprozess sein, die zu einem stabilen Zustand bezüglich der Elektromigration führen, sodass die Anwendung der Blackschen Gleichung möglich ist. Dieser Zustand sollte bei üblichen Auslagerungstemperaturen und -zeiten erreicht werden.

Um ein besseres Verständnis der Vorgänge zu bekommen und um das hier beschriebene Modell untermauern zu können, müssen weitere Experimente durchgeführt werden. Eine zuverlässige Bestimmung des Stromdichteexponenten kann durch eine Erhöhung der Probenanzahl und Versuchsreihen bei weiteren Stromdichten erreicht werden.

Eine in situ Beobachtung der Poren könnte in dieser Arbeit noch ungeklärte Fragen lösen. Die Porennukleation und das Wachstum sowie das Ausgasen, Ausheilen und das Wachstum der Poren könnte beobachtet werden.

Die im Vergleich zur Korngrenzendiffusion erhöhte Aktivierungsenergie der Elektromigration könnte von Verunreinigungen in den Korngrenzen herrühren. Dies könnte mittels geeigneter Analyseverfahren verifiziert werden. Dabei könnten sowohl die Art der Verunreinigung als auch die Konzentrationsänderungen im Volumen und in den Korngrenzen betrachtet werden. Das Modell muss mithilfe von werkstoffwissenschaftlichen Methoden bestätigt werden.

Bei den hier verwendeten Proben schwankt der Durchmesser über die Höhe. Dadurch tritt der Ausfall meistens im Up-Bump im unteren Bereich auf. Für die Auswertung wäre es hilfreich, Proben mit konstantem Durchmesser zu verwenden. Die Stromdichte würde somit über den gesamten Bump konstant bleiben. In diesem Fall könnte man den Einfluß der Thermomigration über den Vergleich des Up-Bumps und des Down-Bumps erkennen, da somit beide Bumps bezüglich der Elektromigration äquivalent sind.

A. Herleitung der Materialflussdivergenzen

A.1. Elektromigration

Für die Materialflussdichte aufgrund von Elektromigration gilt [27]:

$$J_{EM} = \frac{C}{kT} eZ^* j \rho D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist C die Atomdichte, k die Boltzmannkonstante, T die Temperatur, e die Elementarladung, Z^* die effektive Ladungszahl, j die Stromdichte, D_0 die Diffusionskonstante und E_a die Aktivierungsenergie.

Um die Divergenz des Materialflusses zu bestimmen, werden folgende Substitutionen verwendet:

$$\begin{aligned} u &= C \\ v &= \frac{1}{T} \\ w &= \rho \\ x &= \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \end{aligned}$$

Die Ableitungen ergeben sich zu

$$\begin{aligned} u' &= \text{grad } C \\ v' &= -\frac{1}{T^2} \text{grad } T \\ w' &= \rho_0 \alpha \text{grad } T \\ x' &= \frac{E_a}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \text{grad } T. \end{aligned}$$

Mithilfe der Produktregel $(uvw)' = u'vw + uv'w + uvw' + uvwx'$ ergibt sich die Divergenz der Materialflussdichte zu

$$\begin{aligned}
\operatorname{div}(J_{EM}) &= \frac{eZ^*jD_0}{k} \left(\operatorname{grad} C \frac{1}{T} \rho \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \right. \\
&\quad + C \left(-\frac{1}{T^2}\right) \operatorname{grad} T \rho \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \\
&\quad + C \frac{1}{T} \rho_0 \alpha \operatorname{grad} T \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \\
&\quad \left. + C \frac{1}{T} \rho \frac{E_a}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \right) \\
&= J_{EM} \operatorname{grad} T \left(\frac{\operatorname{grad} C}{C \operatorname{grad} T} - \frac{1}{T} + \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} + \frac{E_a}{kT^2} \right).
\end{aligned} \tag{A.2}$$

A.2. Thermomigration

Für die Materialflussdichte aufgrund von Thermomigration gilt [27]:

$$J_{TM} = -\frac{CQ^*D_0}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T. \tag{A.3}$$

Dabei ist Q^* die „heat of transport“.

Um die Divergenz der Materialflussdichte zu bestimmen, werden folgende Substitutionen verwendet:

$$\begin{aligned}
u &= C \\
v &= \frac{1}{T^2} \\
w &= \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \\
x &= \operatorname{grad} T.
\end{aligned}$$

Die Ableitungen ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
u' &= \operatorname{grad} C \\
v' &= -\frac{2}{T^3} \operatorname{grad} T \\
w' &= \frac{E_a}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \\
x' &= \operatorname{div} \operatorname{grad} T.
\end{aligned}$$

Um die Divergenz des Temperaturgradienten zu berechnen, wird folgende Gleichung verwendet [28]:

$$\lambda \operatorname{div} \operatorname{grad} T + \operatorname{grad} T \operatorname{grad} \lambda = -\sigma (\operatorname{grad} V)^2. \tag{A.4}$$

Hierbei ist λ die Wärmeleitfähigkeit, σ die elektrische Leitfähigkeit und V das lokale elektrische Potential.

Bei Metallen gilt für den in dieser Arbeit relevanten Temperaturbereich das Gesetz von Wiedemann-

Franz [42]:

$$\rho \lambda = L T \quad (\text{A.5})$$

Wobei $\rho = \rho_0 (1 + \alpha (T - T_0))$ ist. Hierbei ist α der Temperaturkoeffizient bei der Referenztemperatur und ρ_0 der zugehörige spezifische Widerstand. Für L gilt $L \approx 3 \left(\frac{k}{e}\right)^2$. L ist somit eine Konstante.

Somit ist

$$\text{div grad } T = \frac{-1}{\lambda} \left(\text{grad } T \text{ grad } \lambda + \sigma (\text{grad } V)^2 \right). \quad (\text{A.6})$$

Der erste Summand der Gleichung A.6 soll bestimmt werden.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} \text{grad } T \text{ grad } \lambda &= \frac{e^2 \rho}{3k^2 T} \text{grad } T \frac{3k^2}{e^2} \frac{\text{grad } T \rho - T \rho_0 \alpha \text{ grad } T}{\rho^2} \\ &= \left(\frac{1}{T} - \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} \right) \text{grad}^2 T \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Für den zweiten Summanden von Gleichung A.6 gilt mit $E = -\text{grad } V$ [42]

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} \sigma (\text{grad } V)^2 &= \frac{e^2 \rho}{3k^2 T} \frac{1}{\rho} (-E)^2 \\ &= \frac{e^2}{3k^2 T} (-j\rho)^2 \\ &= \frac{e^2 j^2 \rho^2}{3k^2 T}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Wobei E das elektrische Feld ist. Es gilt daher $E = j\rho$ [42].

Die Divergenz des Temperaturgradienten ist also

$$\text{div grad } T = - \left(\frac{e^2 j^2 \rho^2}{3k^2 T} + \left(\frac{1}{T} - \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} \right) \text{grad}^2 T \right). \quad (\text{A.9})$$

Setzt man dieses Ergebnis ein, ergibt sich die Divergenz der Materialflussdichte aufgrund von Thermomigration wie folgt:

$$\begin{aligned}
\operatorname{div}(J_{TM}) &= -\frac{Q^*D_0}{k} \left[\operatorname{grad} C \frac{1}{T^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \right. \\
&\quad - C \frac{2}{T^3} \operatorname{grad} T \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \\
&\quad + C \frac{1}{T^2} \frac{E_a}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \operatorname{grad} T \\
&\quad \left. + C \frac{1}{T^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \right. \\
&\quad \left. \left(-\frac{e^2 j^2 \rho^2}{3k^2 T} - \left(\frac{1}{T} - \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} \right) \operatorname{grad}^2 T \right) \right] \\
&= J_{TM} \operatorname{grad} T \left(\frac{\operatorname{grad} C}{C \operatorname{grad} T} - \frac{2}{T} + \frac{E_a}{kT^2} - \frac{1}{T} + \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} \right) \\
&\quad + \frac{CQ^*D_0 e^2 j^2 \rho^2}{3k^3 T^3} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right).
\end{aligned} \tag{A.10}$$

A.3. Stressmigration

Für die Materialflussdichte aufgrund von Stressmigration gilt:

$$J_{SM} = -\frac{C\Omega D_0}{kT} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} \sigma_H. \tag{A.11}$$

Dabei ist Ω das Atomvolumen und σ_H die lokale hydrostatische Spannung. Es gilt $\sigma_H = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$. Dabei sind σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} die Normalspannungen des Spannungstensors [63].

Um die Divergenz der Materialflussdichte zu bestimmen, wird wie folgt vorgegangen:

$$\begin{aligned}
u &= C \\
v &= \frac{1}{T} \\
w &= \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \\
x &= \operatorname{grad} \sigma_H.
\end{aligned}$$

Die Ableitungen ergeben sich zu

$$\begin{aligned}
u' &= \operatorname{grad} C \\
v' &= -\frac{1}{T^2} \operatorname{grad} T \\
w' &= \frac{E_a}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \\
x' &= \operatorname{div} \operatorname{grad} \sigma_H.
\end{aligned}$$

Es gilt, die Divergenz des Gradienten der lokalen hydrostatischen Spannung zu bestimmen. Dazu werden folgende Zusammenhänge verwendet [63]:

$$\epsilon_{xx} = \frac{1}{E} [\sigma_{xx} - \nu(\sigma_{yy} + \sigma_{zz})] (T - T_0) \quad (\text{A.12})$$

$$\epsilon_{yy} = \frac{1}{E} [\sigma_{yy} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz})] + \alpha_l (T - T_0) \quad (\text{A.13})$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{1}{E} [\sigma_{zz} - \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})] + \alpha_l (T - T_0). \quad (\text{A.14})$$

Dabei sind ϵ_{xx} , ϵ_{yy} und ϵ_{zz} die Normaldehnungen, E der Elastizitätsmodul, ν die Poissonzahl und α_l der Ausdehnungskoeffizient. Löst man dieses Gleichungssystem nach σ_{xx} , σ_{yy} und σ_{zz} auf, so erhält man folgendes:

$$\sigma_{xx} = \frac{E((1 + \nu)(T - T_0)\alpha_l + (-1 + \nu)\epsilon_{xx} - \nu(\epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}))}{-1 + \nu + 2\nu^2} \quad (\text{A.15})$$

$$\sigma_{yy} = \frac{E((1 + \nu)(T - T_0)\alpha_l + (-1 + \nu)\epsilon_{yy} - \nu(\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}))}{-1 + \nu + 2\nu^2} \quad (\text{A.16})$$

$$\sigma_{zz} = \frac{E((1 + \nu)(T - T_0)\alpha_l + (-1 + \nu)\epsilon_{zz} - \nu(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}))}{-1 + \nu + 2\nu^2}. \quad (\text{A.17})$$

Setzt man diese in $\sigma_H = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$ ein, so erhält man:

$$\sigma_H = \frac{E(3(T - T_0)\alpha_l - \epsilon_{xx} - \epsilon_{yy} - \epsilon_{zz})}{-3 + 6\nu}. \quad (\text{A.18})$$

Der Gradient von σ_H ist somit:

$$\text{grad } \sigma_H = \frac{E(3 \text{ grad } T \alpha_l - \text{grad } \epsilon_{xx} - \text{grad } \epsilon_{yy} - \text{grad } \epsilon_{zz})}{-3 + 6\nu}. \quad (\text{A.19})$$

Laut Dalleau erhält man [28]

$$\text{div grad } \sigma_H = \frac{2 E \text{ div grad } T \alpha_l}{3(-1 + \nu)}. \quad (\text{A.20})$$

Der Übergang von Gleichung A.19 zu der Gleichung A.20 von Dalleau konnte leider nicht nachvollzogen werden. Setzt man Gleichung A.9 in Gleichung A.20 ein, so erhält man:

$$\text{div grad } \sigma_H = -\frac{2E\alpha_l}{3(-1 + \nu)} \left(\frac{e j^2 \rho^2}{3kT} + \left(\frac{1}{T} - \frac{\rho_0 \alpha}{\rho} \right) \text{grad}^2 T \right). \quad (\text{A.21})$$

Für die Divergenz der Materialflussdichte aufgrund von Stressmigration gilt somit:

$$\begin{aligned}
\operatorname{div}(J_{SM}) &= -\frac{\Omega D_0}{k} \left(\operatorname{grad} C \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} \sigma_H + C \right. \\
&\quad - \frac{1}{T^2} \operatorname{grad} T \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} \sigma_H \\
&\quad + C \frac{1}{T} \frac{E_a}{kT^2} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{grad} T \operatorname{grad} \sigma_H \\
&\quad \left. + C \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \operatorname{div} \operatorname{grad} \sigma_H \right) \tag{A.22} \\
&= J_{SM} \operatorname{grad} T \left(\frac{\operatorname{grad} C}{\operatorname{grad} TC} - \frac{1}{T} + \frac{E_a}{kT^2} \right) \\
&\quad + \frac{C\Omega D_0}{kT} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \\
&\quad + \frac{2E\alpha_l}{3(-1+\nu)} \left(\frac{ej^2\rho^2}{3kT} + \left(\frac{1}{T} - \frac{\rho_0\alpha}{\rho} \right) \operatorname{grad}^2 T \right).
\end{aligned}$$

B. Anwendung und Interpretation der Weibullstatistik

Für die Beschreibung von Ausfällen durch Elektromigration sind zwei Verteilungsfunktionen üblich. Einerseits die logarithmische Normalverteilung und andererseits die Weibull-Verteilung. Erstere wird vor allem für die Beschreibung von Ausfällen in Leiterbahnen und Vias verwendet, letztere bei Untersuchungen an Bumps. Aus diesem Grund fiel hier die Wahl auf die Weibull-Verteilung [65].

Die Dichtefunktion der Weibull-Verteilung ist [67]

$$f(t) = \frac{b}{MTTF} \left(\frac{t}{MTTF} \right)^{(b-1)} e^{-\left(\frac{t}{MTTF}\right)^b}. \quad (\text{B.1})$$

Die Ausfallwahrscheinlichkeit D zum Zeitpunkt t kann wie folgt angegeben werden [67]

$$D(t) = \int_0^t f(t') dt' = 1 - e^{-\left(\frac{t}{MTTF}\right)^b}. \quad (\text{B.2})$$

Für die Überlebenswahrscheinlichkeit S gilt äquivalent [67]

$$S(t) = 1 - D(t) = e^{-\left(\frac{t}{MTTF}\right)^b}. \quad (\text{B.3})$$

Hierbei ist b der Formfaktor der Weibull-Verteilung, MTTF die mittlere Lebensdauer, nach der 63,2% der Einheiten ausgefallen sind. Black hat zur Bestimmung der mittleren Lebensdauer, den Zeitpunkt, zu dem 50% der Einheiten ausgefallen sind, gewählt. Wenn man davon ausgeht, dass die Kurven der Ausfallwahrscheinlichkeit über die Lebensdauer alle die gleiche Steigung haben, ändern sich die MTTFs aller Proben um den gleichen Faktor und die bestimmte Aktivierungsenergie bleibt gleich. Die Kurve MTTF über $1/kT$ wird nur verschoben, aber die Steigung und damit die Aktivierungsenergie ändert sich nicht, sodass die Wahl der Grenze von 63,2% oder 50% keine Auswirkung hat.

Der Formfaktor ist ein Maß für die Streuung der Messwerte. Je größer b , desto geringer ist die Streuung. b entspricht der Steigung im linearisierten Weibulldiagramm. Des Weiteren lässt sich aus dem Formfaktor ablesen, ob es sich um Frühausfälle ($b < 1$), zufällige Ausfälle ($b = 1$) oder Alterungs-, Ermüdungs- oder Verschleißausfälle ($b > 1$) handelt. Ein b von 3,602 entspricht in etwa einer Normalverteilung. Die Dichtefunktion ist symmetrisch.

Die Ausfallrate λ ist definiert als der Quotient von Dichtefunktion zu Überlebenswahrscheinlichkeit. Es gilt [67]

$$\lambda = \frac{b}{MTTF} \left(\frac{t}{MTTF} \right)^{b-1}. \quad (\text{B.4})$$

In Abbildung B.1 ist die Ausfallrate für verschiedene b aufgetragen. Für $b < 1$ ist die Ausfallrate zu Beginn am höchsten. Es handelt sich um Frühausfälle. Für $b = 1$ bleibt sie konstant. Die Fehler treten zufällig auf. Für $b > 1$ ist sie zu Beginn Null und steigt immer steiler an. Der Ausfall findet aufgrund einer Degradation statt. Aus der Addition einer Kurve mit $b < 1$ und einer mit $b > 1$ ergibt sich die sogenannte Badewannenkurve. Dies ist hier exemplarisch für $b = 0,5$ und $b = 5$ durchgeführt worden. Der erste Teil der Kurve beschreibt die Frühausfälle, der mittlere Bereich die Zufallsausfälle und schließlich die Ausfälle durch Alterung.

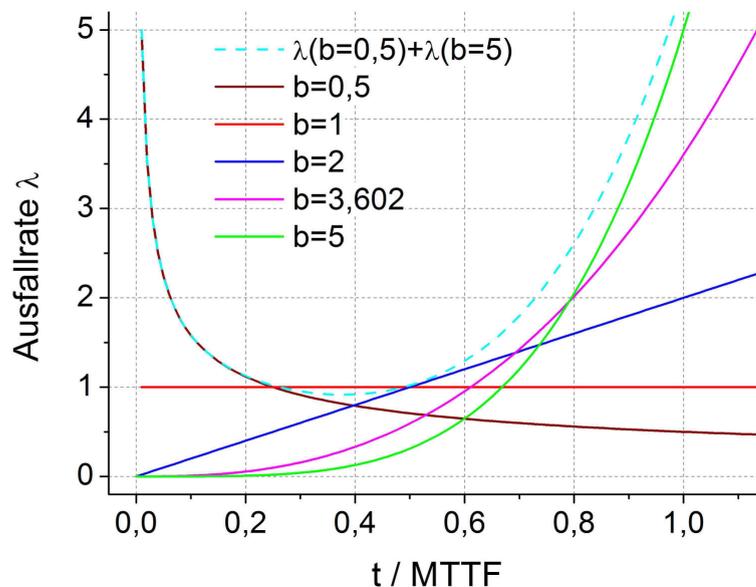


Abb. B.1.: Darstellung der Ausfallrate für verschiedene Formfaktoren

Die in dieser Arbeit gezeigten Weibulldiagramm wurden mithilfe der Software XSEL10 erzeugt. Zur Bestimmung der Weibullparameter wurde die lineare Regression angewendet.

C. Abschätzung der Größenordnung der Rückdiffusion

Durch Elektromigration kommt es zu Materialverarmung und damit zur Porenbildung. Es entsteht ein Konzentrationsgradient des Bereichs der Pore zum angrenzenden Bereich. Nach [112] gilt für die Leerstellendichte in der Umgebung einer kugelförmigen Pore C_{v1} :

$$C_{v1}(t) = C_v \exp \left[-\frac{\Delta G_f - \frac{2\gamma}{r}\Omega}{kT} \right], \quad (\text{C.1})$$

wobei C_v die Leerstellendichte, ΔG_f die Leerstellengenerationsenergie, γ die Oberflächenenergie, $r(t)$ der Radius der Pore und Ω das Atomvolumen ist.

Die Generationsenergie wird um den Faktor $\frac{2\gamma}{r}\Omega$ reduziert.

Es wird folgende Näherung unter Zuhilfenahme des Porendurchmessers $b(t)$ angenommen:

$$r(t) = b(t)/2.$$

Damit wird Gleichung C.1, wenn die Leerstellendichte $C_v = C \exp \left[-\frac{\Delta G_f}{kT} \right]$ ist, zu

$$C_{v1}(t) = C_v \exp \left[\frac{4\gamma\Omega}{b(t)kT} \right]. \quad (\text{C.2})$$

Da $4\gamma\Omega \ll b(t)kT$ ist, kann die Gleichung C.2 mithilfe der ersten beiden Summanden der Reihenentwicklung der Exponentialfunktion wie folgt angenähert werden:

$$C_{v1}(t) = C_v + C_v \left[\frac{4\gamma\Omega}{b(t)kT} \right]. \quad (\text{C.3})$$

Für die Abschätzung von $4\gamma\Omega$ zu $b(t)kT$ wurden die Werte aus Tabelle C.1 verwendet. Man erhält einen Wert von $1,4 \cdot 10^{-30}$ Jm für $4\gamma\Omega$ gegenüber $7,4 \cdot 10^{-27}$ Jm für $b(t)kT$ bei einer Porengröße $b(t)$ von 1 μm . Die Produkte unterscheiden sich um mehr als zwei Größenordnungen und die Näherung ist somit zulässig.

Ausgehend von der Leerstellendichte kann die Leerstellenflussdichte der Rückdiffusion $J_{v,R}$ berechnet werden [112]. Hierzu wird der räumliche Leerstellengradient berechnet und mit dem Diffusions-

γ	$= 2 \text{ J/m}^2$ [7]
Ω	$= 16,9 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3$
$b(t)$	$= 10^{-6} \text{ m}$
k	$= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
T	$= 533 \text{ K}$
E_a	$= 0,88 \text{ eV}$
$D \cdot \delta$	$= 3,1 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3/\text{s}$
w	$= 0,6 \text{ }\mu\text{m}$
a	$= 6 \text{ }\mu\text{m}$
Z^*	$= -18$
ρ	$= 4,27 \cdot 10^{-8} \text{ }\Omega\text{m}$ (bei 533 K).

Tabelle C.1.: Verwendete Werte

koeffizienten multipliziert. Es wird der Unterschied der Leerstellendichte in der Umgebung der Pore C_{v1} zur Leerstellendichte im übrigen Material C_v betrachtet:

$$J_{v,R} = -D_v \frac{\Delta C_{v1}}{\Delta l} \quad (\text{C.4})$$

$$= -D_v \frac{C_{v1} - C_v}{\frac{a}{2} - \frac{b(t)}{2}} \quad (\text{C.5})$$

$$= -D_v \frac{C_v \left[\frac{4\gamma}{b(t) kT} \Omega \right]}{\frac{a}{2} - \frac{b(t)}{2}} \quad (\text{C.6})$$

$$= -D_v \frac{8 C_v \gamma \Omega}{b(t) [a - b(t)] kT}. \quad (\text{C.7})$$

Hierbei ist D_v der Diffusionskoeffizient für die Leerstellendiffusion. Als Δl verwendet Tu den Abstand vom Rand der Pore bis zur Außenkante des Kontakts. a ist die Kontaktbreite.

In Gold ist die Korngrenzendiffusion vorherrschend. Es gilt $D_v = D_{gb} \frac{\delta}{w}$. Hierbei ist δ die Korngrenzenweite und w die Korngröße. Auf diese Weise wird der Anteil der Korngrenzen am Gesamtquerschnitt berücksichtigt. Des Weiteren wird angenommen, dass die Leerstellendichte identisch mit der Atomdichte ist: $\frac{1}{C_v} = \frac{1}{C} = \Omega$. Damit ergibt sich die Leerstellendiffusion durch Elektromigration unter Berücksichtigung der Rückdiffusion zu

$$J_v = -D_{gb} \frac{C \delta}{kT w} \frac{8 \gamma \Omega}{b(t) [a - b(t)]} - D_{gb} \frac{C \delta}{kT w} Z^* e^{j(t)} \rho \quad (\text{C.8})$$

$$= -\frac{D_{gb} C \delta}{kT w} \left(\frac{8 \gamma \Omega}{b(t) [a - b(t)]} + Z^* e^{j(t)} \rho \right). \quad (\text{C.9})$$

Mit $D_{gb} = D_{gb,0} e^{-\frac{E_a}{kT}}$.

Die Leerstellenflussdichte der Rückdiffusion in Abhängigkeit des Anteils der Porenbreite an der Gesamtbreite ist in der Abbildung C.1 dargestellt. Es werden die Werte aus Tabelle C.1 verwendet. Es wird davon ausgegangen, dass die Diffusion vorherrschend über die Korngrenzen mit einer Aktivierungsenergie von 0,88 eV stattfindet.

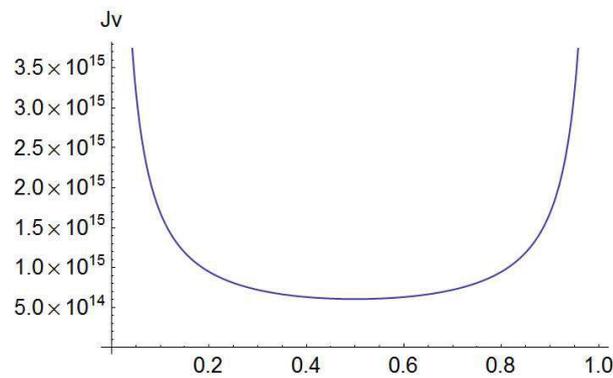


Abb. C.1.: Leerstellenflussdichte der Rückdiffusion

Da $b(t)$ und $a - b(t)$ im Nenner stehen, geht die Leerstellenflussdichte für sehr kleine Poren und Poren in der Größenordnung von a gegen unendlich. Das Modell ist für diese Randbereiche nicht korrekt. Wenn die Rückdiffusion für kleine Poren gegen unendlich ginge, würden nie Migrationsschäden auftreten, da die Rückdiffusion diese sofort ausheilen würde.

Wenn man davon ausgeht, dass die Leerstellenflussdichte für den Bereich $0,2a < b(t) < 0,8a$ korrekt ist, kann man Gleichung C.9 mit folgender Gleichung annähern:

$$J_v = -\frac{D_{gb} C \delta}{kT w} \left(\frac{40 \gamma \Omega}{a^2} + Z^* e^{j(t)} \rho \right). \quad (\text{C.10})$$

Dabei ist der Anteil der Elektromigration

$$J_{v,EM} = -\frac{D_{gb} C \delta}{kT w} Z^* e^{j(t)} \rho \quad (\text{C.11})$$

und der der Rückdiffusion

$$J_{v,R} = -\frac{D_{gb} \delta}{kT w} \frac{40 \gamma}{a^2}. \quad (\text{C.12})$$

Um einzuschätzen, wie groß der Einfluß der Rückdiffusion im Vergleich zur Diffusion aufgrund von Elektromigration ist, wird eine Abschätzung der zugehörigen Materialflussdichten gemacht. Dazu werden die Werte aus Tabelle C.1 verwendet. Es wird von einer Stromdichte von $3,5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ ausgegangen.

Damit erhält man für die Materialflussdichten durch Elektromigration einen Wert von $8,7 \cdot 10^{16} \text{ 1/m}^2\text{s}$ und für die Rückdiffusion von $7,6 \cdot 10^{14} \text{ 1/m}^2\text{s}$. Die Materialflussdichte der Elektromigration ist somit mehr als zwei Größenordnungen über der der Rückdiffusion. Die Rückdiffusion kann somit vernachlässigt werden.

Verzeichnis der verwendeten Formelsymbole

a	Seitenlänge Mikrokontakt [m]
A	Material- und Geometriefaktor der Blackschen Gleichung [$\min(A/m^2)^n$]
b	Formfaktor der Weibullverteilung
$b(t)$	Seitenlänge Pore [m]
c	spezifische Wärmekapazität [J/kg K]
C	Dichte der Atome pro Volumen [$1/m^3$]
C_c	Dichte der Nachbaratome [$1/m^3$]
C_d	Dichte der diffundierenden Atome [$1/m^3$]
C_f	kritischer Wert der Leerstellendichtekonzentration [$1/m^3$]
C_v	Leerstellendichte [$1/m^3$]
C_{v1}	Leerstellendichte in der Umgebung einer kugelförmigen Pore [$1/m^3$]
d	Dichte [kg/m^3]
dR	relative Widerstandsänderung
D	Ausfallwahrscheinlichkeit der Weibull-Verteilung
D	Diffusionskoeffizient [m^2/s]
D_0	Diffusionskonstante [m^2/s]
D_{gb}	Diffusionskoeffizient der Korngrenzendiffusion [m^2/s]
$D_{gb,0}$	Diffusionskonstante der Korngrenzendiffusion [m^2/s]
D_l	Diffusionskoeffizient der Volumendiffusion [m^2/s]
$D_{l,0}$	Diffusionskonstante der Volumendiffusion [m^2/s]
$D_{s,0}$	Diffusionskonstante der Oberflächendiffusion [m^2/s]
D_v	Diffusionskoeffizient für die Leerstellendiffusion [m^2/s]
e	Elementarladung [C]
E	Elastizitätsmodul [N/m^2]
E	elektrisches Feld [V/m]
E_A	Aktivierungsenergie [eV]
$E_{A,gb}$	Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion [eV]
$E_{A,l}$	Aktivierungsenergie der Volumendiffusion [eV]
$E_{A,s}$	Aktivierungsenergie der Oberflächendiffusion [eV]
E_{EM}	Energie der Elektromigration [J]
E_{TM}	Energie der Thermomigration [J]

f	1 - Wahrscheinlichkeit eines Rücksprungs
f	Dichtefunktion der Weibull-Verteilung
F	Kraft [N]
F_d	elektrostatische Kraft [N]
F_{EM}	Kraft der Elektromigration [N]
F_{me}	mechanische Kraft [N]
F_{wd}	Windkraft [N]
h	Höhe Mikrokontakt [m]
j	Stromdichte [A/m^2]
J_{EM}	Materialflussdichte aufgrund von Elektromigration [$1/m^2s$]
J_{SM}	Materialflussdichte aufgrund von Stressmigration [$1/m^2s$]
J_{TM}	Materialflussdichte aufgrund von Thermomigration [$1/m^2s$]
J_v	Leerstellenflussdichte aufgrund von Elektromigration und Rückdiffusion [$1/m^2s$]
$J_{v,EM}$	Leerstellenflussdichte aufgrund von Elektromigration [$1/m^2s$]
$J_{v,R}$	Leerstellenflussdichte aufgrund von Rückdiffusion [$1/m^2s$]
k	Boltzmannkonstante [eV/K]
l	Leitungslänge [m]
l_c	kritische Länge [m]
m_0	Ruhemasse des Elektrons [kg]
m_{eff}	effektive Masse des Elektrons [kg]
n	Elektronen pro Volumen
n	Stromdichteexponent der Blackschen Gleichung
N	Ausfallquote
N	Anzahl der Poren über die Kantenlänge
p	Impuls [Ns]
Q^*	heat of transport [eV]
\bar{r}	durchschnittlicher Kornradius [m]
r	Radius [m]
R	elektrischer Widerstand [Ω]
S	Überlebenswahrscheinlichkeit der Weibull-Verteilung
t	Zeit [s]
T	Temperatur [$^{\circ}C$]
v_e	Driftgeschwindigkeit des Elektrons [m/s]
v_{ion}	Driftgeschwindigkeit des Ions [m/s]
V	elektrisches Potential [V]
V	Porenvolumen [m^3]
w	Korndurchmesser [m]

Z	Ladungszahl
Z^*	effektive Ladungszahl bei Elektromigration
Z_{el}^*	effektive Ladungszahl in Bezug auf die elektrostatische Kraft
Z_{wd}^*	effektive Ladungszahl in Bezug auf die Windkraft
α	Wärmeübergangskoeffizient [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]
α	Emissionsgrad
α	Temperaturkoeffizient [$1/\text{K}$]
α_l	Ausdehnungskoeffizient [$1/\text{K}$]
γ	Oberflächenenergie [J/m^2]
δ	Korngrenzenweite [m]
ΔG	Gibbsche freie Energie [J]
ΔG_f	Leerstellengenerationsenergie [J]
ΔG_m	Wanderungsenergie [J]
ΔH	Enthalpie [J]
ΔH_f	Leerstellengenerationsenthalpie [J]
ΔH_m	Wanderungsenthalpie [J]
ΔR	absolute Widerstandsänderung [Ω]
ΔS	Entropie [J/K]
ΔS_f	Leerstellengenerationsentropie [J/K]
ΔS_m	Wanderungsentropie [J/K]
ΔW	Energieänderung der Potentialbarriere [J]
Δx	Atomabstand [m]
$\Delta \epsilon$	prozentuale Dehnungsdifferenz
$\Delta \sigma$	Spannungsunterschied [N/m^2]
ϵ	Emissionsgrad
$\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}$	Normaldehnungen
λ	Wärmeleitfähigkeit [W/mK]
λ	Ausfallrate
μ	Beweglichkeit [s/kg]
μ_d	anteilige Beweglichkeit durch Streuung an diffundierenden Ionen
ν	Sprungfrequenz [Hz]
ν	Poissonzahl
ν_D	Debye-Frequenz [Hz]
ν_+	Sprungfrequenz in Richtung der Kraft [Hz]
ν_-	Sprungfrequenz entgegen der Kraft [Hz]
ν_n	Differenzfrequenz [Hz]
Ω	Atomvolumen [m^3]
ρ	spezifischer elektrischer Widerstand [Ωm]

ρ_0	spezifischer elektrischer Widerstand bei der Referenztemperatur [Ωm]
ρ_d	anteiliger spezifischer elektrischer Widerstand aufgrund der Streuung an diffundierenden Ionen [Ωm]
σ	elektrische Leitfähigkeit [S/m]
σ_H	hydrostatische Spannung [N/m^2]
$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$	Normalspannungen [N/m^2]
τ_d	Relaxationszeit zwischen zwei Kollisionen mit diffundierenden Ionen [s]

Abkürzungsverzeichnis

EM	Elektromigration
FE	Finite Elemente
FEA	Finite Elemente Analyse
FIB	Focused Ion Beam
MTTF	Mittlere Lebensdauer (Mean Time to Failure)
REM	Rasterelektronenmikroskop
SM	Stessmigration
TC	Thermokompression (Thermocompression)
TM	Thermomigration
TTF	Lebensdauer (Time to Failure)
UBM	Unterbumpmetallisierung (Under Bump Metallization)

Literaturverzeichnis

- [1] *Elektronische Baugruppen. Aufbau-und Fertigungstechnik.* Berlin : VDE VERLAG, 2004
- [2] *International Technology Roadmap for Semiconductors, Executive Summary.* 2007
- [3] AGUILAR, M. ; OLIVA, A. ; P. QUINTANA, J. L. P.: Electromigration in gold thin films. In: *Thin Solid Films* 317 (1998), S. 189–192
- [4] ARDELL, A. J.: On the coarsening of grain boundary precipitates. In: *Acta Metallurgica* 20 (1972), S. 601–609
- [5] BAGGERMAN, A. ; KESSELS, F. : Hardness reduction of Au bumps for TAB interconnection. In: *Proceedings of the IEEE/ISHM 1992 IEMT symposium*, 1992, S. 229–236
- [6] BAI, S. ; ROENKER, K. : Early stage electromigration in gold thin films. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 8, S. 4248–4254
- [7] BARGEL, H.-J. ; SCHULZE, G. : *Werkstoffkunde.* Berlin : Springer-Verlag, 2008
- [8] BENSTETTER, G. ; GLASOW, A. von: IC-Ausfälle durch Elektromigration. In: *F & M: Feinwerktechnik, Mikrotechnik, Mikroelektronik* 107 (1999), Nr. 11, S. 13–17
- [9] BEYELER, M. ; ADDA, Y. : Determination of activation volumes for the diffusion of atoms in gold, copper and aluminium. In: *Journal de Physique* 29 (1968), Nr. 4, S. 345–352
- [10] BLACK, J. : Mass transport of aluminum by momentum exchange with conducting electrons. In: *IEEE Annual Reliability Physics Proceedings* (1968), S. 1–6
- [11] BLACK, J. R.: Electromigration - A Brief Survey and Some Recent Results. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 16 (1969), Nr. 4, S. 338–347
- [12] BLACK, J. R.: Electromigration Failure Modes in Aluminium Metallization for Semiconductor Devices. In: *Proceedings of the IEEE* Bd. 57, 1969, S. 1587–1594
- [13] BLACK, J. R.: Physics of Electromigration. In: *Reliability Physics 12th Annual Proceedings*, 1974, S. 142–149
- [14] BLACK, J. R.: Current Limitations of Thin Film Conductors. In: *Reliability Physics 20th Annual Proceedings*, 1982, S. 300–306
- [15] BLECH, I. A.: Electromigration in thin aluminium films on titanium nitride. In: *Journal of Applied Physics* 47 (1976), Nr. 4, S. 1203–1208

- [16] BLECH, I. : Diffusional back flows during electromigration. In: *Acta Materialia* 46 (1998), Nr. 11, S. 3717–3723
- [17] BLECH, I. ; KINSBRON, E. : Electromigration in thin gold films on molybdenum surfaces. In: *Thin Solid Films* 25 (1975), Nr. 2, S. 327–334
- [18] BRUYNSERAEDE, C. ; TÖKEI, Z. ; IACOPI, F. ; BEYER, G. P. ; MICHELON, J. ; MAEX, K. : The Impact of Scaling on Interconnect Reliability. In: *43rd Annual International Reliability Physics Symposium*, 2005, S. 7–17
- [19] BURKE, J. E. ; TURNBULL, D. : Recrystallization and grain growth. In: *Progress in Metal Physics* 3 (1952), S. 220–292
- [20] CHEN, H.-Y. ; CHEN, C. : In-situ Observation of the Failure Induced by Thermomigration of Interstitial Cu in Pb-free Flip Chip Solder Joints. In: *Electronic Components and Technology Conference*, 2009, S. 319–324
- [21] CHEN, L. ; SPAEPEN, F. : Analysis of calorimetric measurements of grain growth. In: *Journal of Applied Physics* 69 (1991), S. 679–688
- [22] CHOI, J.-H. ; JUN, S.-W. ; WON, H.-J. ; JUNG, B.-Y. ; OH, T.-S. ; TU, K.-N. : Electromigration Reliability of Flip-Chip Bonded Sn-3.5Ag-0.5Cu Solder Bumps on Thick Cu and Thin Ni(V)/Cu Under Bump Metallurgies. In: *Journal of the Korean Physical Society* 47 (2005), S. S454–S458
- [23] CHOI, J.-Y. ; LEE, S.-S. ; PAIK, J.-M. ; JOO, Y.-C. : Electromigration Behavior of Eutectic SnPb Solder. In: *Advances in Electronic Materials and Packaging*, 2001, S. 417–420
- [24] CINDAS LLC (Hrsg.): *Microelectronics Packaging Materials Database*. CINDAS LLC
- [25] GROES, K. ; DREESEN, R. ; MANCA, J. ; CEUNNINGCK, W. D. ; SCHEPPER, L. D. ; TIELEMANS, L. ; WEL, P. V. D.: High-resolution in-situ of gold electromigration: test time reduction. In: *Microelectronics Reliability* 41 (2001), S. 1439–1442
- [26] CROLET, J. L. ; LAZARUS, D. : A critical study of the thin layer method in thermomigration: Application of gold. In: *Solid State Communications* 9 (1971), S. 347–351
- [27] DALLEAU, D. ; WEIDE-ZAAGE, K. : Three-Dimensional Voids Simulation in chip Metallization Structures: A Contribution to Reliability Evaluation. In: *Microelectronics Reliability* 41 (2001), S. 1625–1630
- [28] DALLEAU, D. : *3-D Time-dependent Simulation of Void formation in Metallization Structures*, Universität Hannover, Diss., 2003
- [29] DEKKER, J. ; GUMBSCH, P. : A kinetic model for electromigration in face-centred cubic alloys. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 12 (2000), S. 3281–3292
- [30] DEKKER, J. ; LODDER, A. : Calculated electromigration wind force in face-centered-cubic and body-centered-cubic metals. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), Nr. 4, S. 1958–1962

- [31] DURKAN, C. ; SCHNEIDER, M. A. ; WELLAND, M. E.: Analysis of failure mechanisms in electrically stressed Au nanowires. In: *Journal of Applied Physics* 86 (1999), Nr. 3, S. 1280–1286
- [32] EMERY, R. D. ; L. POVIRK, G. : Tensile behavior of free-standing gold films. Part II. Fine-grained films. In: *Acta Materialia* 51 (2003), S. 2079–2087
- [33] ENGELMANN, G. ; KLEIN, M. ; KALETTA, K. ; JÜRGENSEN, N. ; KOLB, I. : *Goldbumps: Gefüge, Härte und Scherkraft*. – private communication
- [34] EPOXY TECHNOLOGY, INC. (Hrsg.): *Datenblatt Epo-Tek H20E*. Epoxy Technology, Inc., 2010
- [35] ESEN, G. ; FUHRER, M. : Temperature Control of Electromigration to form Gold Nanogap Junctions. In: *Applied Physics Letters* 87 (2005), Nr. 26
- [36] ETZION, M. ; BLECH, I. A. ; KOMEM, Y. : Study of conductive gold film lifetime under high current densities. In: *Journal of Applied Physics* 46 (1975), Nr. 4, S. 1455–1458
- [37] FILLION, R. ; ZHANG, T. ; WOYCHIK, C. : Elimination of Flip Chip Electromigration Failures using Embedded Chip Build-Up Technology. In: *Surface Mount Technology Association International*, 2007, S. 7–14
- [38] FRANKOVIC, R. ; BERNSTEIN, G. H.: Electromigration Drift and Threshold in Cu Thin-Film Interconnects. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 43 (1996), Nr. 12, S. 2233–2239
- [39] FRÜHAUF, J. : *Werkstoffe der Mikrotechnik*. München : Carl Hanser Verlag, 2005
- [40] GALL, M. ; HAUSCHILDT, M. ; HERNANDEZ, R. : Large-scale statistical analysis of early failures in Cu electromigration, Part II Scaling behavior and short-length effects. In: *Journal of Applied Physics* 108 (2010)
- [41] GANGULEE, A. ; D’HEURLE, F. : The Activation Energy for Electromigration and Grain-Boundary Self-Diffusion in Gold. In: *Scripta Metallurgica* 7 (1973), S. 1027–1030
- [42] GERTHSEN: *Physik*. Berlin : Springer, 2006
- [43] GOTTSTEIN, G. : *Physikalische Grundlagen der Materialkunde*. Berlin : Springer, 2007
- [44] GREY, E. A. ; HIGGINS, G. T.: Solute limited grain-boundary migration - a rationalization of grain-growth. In: *Acta Metallurgica* 21 (1973), S. 309–321
- [45] GUPTA, D. : Grain-boundary self-diffusion in Au by Ar sputtering technique. In: *Journal of Applied Physics* 44 (1973), Nr. 10, S. 4455–4458
- [46] GUPTA, R. P.: Theory of electromigration in noble and transition metals. In: *Physical Review B* 25 (1982), Nr. 8, S. 5188–5196
- [47] GURP, G. J. V. ; CHATENIER, F. J. D.: Measurement of thermomigration in thin metal films. In: *Thin Solid Films* 131 (1985), S. 155–162
- [48] HALL, G. D. R. ; ALLMAN, D. D. J. ; BHATT, H. D.: Impact of Via Interactions and Metal Slotting on Stress Induced Voiding. In: *46rd Annual International Reliability Physics Symposium*, 2008,

S. 392–398

- [49] HAU-RIEGE, C. S.: An introduction to Cu electromigration. In: *Microelectronics Reliability* 44 (2004), S. 195–205
- [50] HAUSCHILDT, M. ; GALL, M. ; HERNANDEZ, R. : Large-scale statistical analysis of early failures in Cu electromigration Part I Dominating mechanisms. In: *Journal of Applied Physics* 108 (2010)
- [51] HE, J. ; SUO, Z. ; MARIEB, T. N. ; MAIZ, J. A.: Electromigration lifetime and critical void volume. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), Nr. 20
- [52] HERING, E. ; MARTIN, R. ; STOHRER, M. : *Physik für Ingenieure*. Berlin : Springer-Verlag, 1999
- [53] HERZIG, C. ; WIEN, W. : Experimental Determination of the Electrostatic Driving Force in the Electromigration of Tin in Gold and Gold-Tin Alloys. In: *Physica status solidi (a)* 26 (1974), S. 459–467
- [54] HESKETH, R. V.: The Heat of Transport in Solids. In: *Physica status solidi, short notes* 36 (1969), S. K151–K153
- [55] HO, C. Y. ; POWELL, R. W. ; LILEY, P. E.: Thermal Conductivity of the Elements: A Comprehensive Review. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 1 (1972), S. 279–421
- [56] HSU, H.-C. ; JU, S.-W. ; LU, J.-R. ; CHANG, H.-S. ; HONG-WU: Electromigration Analysis and Electro-Thermo-Mechanical Design for Semiconductor Package. In: *International Conference on electronic Packaging Technology and High Density Packaging*, 2009, S. 1113–1118
- [57] HULTGREN, R. ; DESAI, P. D. ; M. GLEISER, D. T. H. ; KELLEY, K. K.: *Selected Values of the Thermodynamic Properties of the Elements*. Ohio : American Society for Metals, 1973
- [58] HUMMEL, R. E. ; DEHOFF, R. T. ; MATTS-GOHO, S. ; GOHO, W. M.: Thermal grooving, thermotransport and electrotransport in doped and undoped thin gold films. In: *Thin Solid Films* 78 (1981), S. 1–14
- [59] HUMMEL, R. ; BREITLING, R. : On the Direction of Electromigration in Thin Silver, Gold, and Copper Films. In: *Applied Physics Letters* 18 (1971), Nr. 9, S. 373–375
- [60] HUNTINGTON, H. B. ; GRONE, A. R.: Current-induced marker motion in Gold wires. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 20 (1961), S. 76–87
- [61] ILSCHNER, B. ; SINGER, R. F.: *Werkstoffwissenschaften und Fertigungstechnik: Eigenschaften, Vorgänge, Technologien*. Berlin : Springer-Verlag, 2010
- [62] ISHIKAWA, T. ; MCLELLAN, R. B.: The Low-Temperature Diffusion of Hydrogen through Annealed, Quenched and Aged Gold. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 46 (1985), Nr. 12, S. 1393–1396
- [63] ISSLER, L. ; RUOSS, H. ; HÄFELE, P. : *Festigkeitslehre - Grundlagen*. Berlin : Springer-Verlag,

1997

- [64] JAESCHKE, J. : *Bewertung der Lebensdauer von Lotverbindungen unter Betrachtung des Fehlermechanismus Elektromigration*, Technische Universität Berlin, Diss., 2012
- [65] JEDEC SOLID STATE TECHNOLOGY ASSOCIATION (Hrsg.): *Guideline for Characterizing Solder Bump Electromigration under Constant Current and Temperature Stress*. JEDEC SOLID STATE TECHNOLOGY ASSOCIATION, Januar 2008. (154)
- [66] JOSHI, K. C. ; SANWALD, R. C.: Annealing behavior of electrodeposited gold containing entrapments. In: *Journal of Electronic Materials* 2 (1973), Nr. 4, S. 533–552
- [67] KÜHLMAYER, M. : *Statistische Auswertungsmethoden für Ingenieure*. Berlin : Springer-Verlag, 2001
- [68] KILGORE, S. ; GAW, C. ; HENRY, H. ; HILL, D. ; SCHRODER, D. : Electromigration of Electroplated Gold Interconnects. In: *Materials Research Society Symposium Proceedings* 863 (2005), S. 313–318
- [69] KIRCHHEIM, R. ; KAEBER, U. : Atomistic and computer modeling of metallization failure of integrated circuits by electromigration. In: *Journal of Applied Physics* 70 (1991), Nr. 1
- [70] KIZUKA, T. ; KODAMA, S. ; MATSUDA, T. : Verification of unzipping models of electromigration in gold nanocontacts by in situ high-resolution transmission electron microscopy. In: *Nanotechnology* 21 (2010), S. 1–7
- [71] KLEFF, J. ; ENGELMANN, G. ; OPPERMAN, H. ; REICHL, H. : Electromigration in Electroplated Gold Micro Contacts. In: *13th Electronics Packaging Technology Conference, EPTC*, 2011, S. 277–282
- [72] KLEIN, M. : *Beschreibung der Modellbildung des Thermokompressions-Bondvorganges an galvanisch abgeschiedenen Strukturen*, Technische Universität Berlin, Diss., 2010
- [73] KNOWLTON, B. D. ; CLEMENT, J. J. ; THOMPSON, C. V.: Simulation of the effects of grain structure and grain growth on electromigration and the reliability of interconnects. In: *Journal of Applied Physics* 81 (1997), Nr. 9
- [74] KORHONEN, M. A. ; BORGESSEN, B. : Stress evolution due to electromigration in confined metal lines. In: *Journal of Applied Physics* 73 (1993), Nr. 8
- [75] LABIE, R. ; WEBERS, T. ; SWINNEN, B. ; BEYNE, E. : Electro-migration behavior of Pb-free Flip Chip Bumps. In: *Journal of Microelectronics and Electronic Packaging* 3 (2006), Nr. 1, S. 32–36
- [76] LANDOLT-BÖRNSTEIN: Database, Group III: Crystal and Solid State Physics. In: *Diffusion in Solid Metals and Alloys* 26 (1990)
- [77] LI, L. : *Electromigration : Studies with the Optical Microscopy Imaging Method*. Saarbrücken : VDM Verlag Dr. Müller, 2008

- [78] LI, W. ; TAN, C. M.: Enhanced finite element modelling of Cu electromigration using ANSYS and matlab. In: *Microelectronics Reliability* 47 (2007), S. 1497–1501
- [79] LIN, C. K. ; CHEN, C. ; CHANG, S.-M. ; AN, C.-C. ; LEE, H. T. ; KAO, K.-S. ; TSANG, J. ; YANG, S.-S. : Electrical characterization of fine-pitch compliant bumps. In: *4th International Microsystems, Packaging, Assembly and Circuits Technology Conference, IMPACT, 2009*, S. 395–400
- [80] LIN, M. ; LIN, M. ; WANG, T. : Effects of length scaling on electromigration in dual-damascene copper interconnects. In: *Microelectronics Reliability* 48 (2008), S. 569–577
- [81] LLOYD, J. R.: Electromigration failure. In: *Journal of Applied Physics* 69 (1991), Nr. 11
- [82] MATULA, R. A.: Electrical Resistivity of Copper, Gold, Palladium, and Silver. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 8 (1979), S. 1147–1298
- [83] MAYADAS, A. F. ; SHATZKES, M. ; JANAK, J. F.: Electrical Resistivity Model for Polycrystalline Films: The Case of Specular Reflection at External Surfaces. In: *Applied Physics Letters* 14 (1969), Nr. 11, S. 345–347
- [84] MCLEAN, M. ; HIRTH, J. P.: Surface self-diffusion on gold. In: *Surface Science Volume 12* (1968), Nr. 2, S. 177–188
- [85] MICHELS, A. ; KRILL, C. ; EHRHARDT, H. ; BIRRINGER, R. ; WU, D. : Modeling the influence of grain-size dependent solute drag on the kinetics of grain growth in nanocrystalline materials. In: *Acta Metallurgica* 47 (1999), S. 2143–2152
- [86] MOCK, W. : Thermomigration of Au ¹⁹⁵ and Sb ¹²⁵ in gold. In: *Physical Review* 179 (1969), Nr. 3, S. 663–676
- [87] NAKAHARA, S. ; MCCOY, R. J. ; BUENE, L. ; VANDENBERG, J. : Room Temperature Interdiffusion Studies Of Au/Sn Thin Film Couples. In: *Thin Solid Films* 84 (1981), S. 185–196
- [88] OATES, A. S.: Electromigration Failure Distribution of Contacts and Vias as a Function of stress conditions in submicron IC metallizations. In: *Proceedings of the 34th annual reliability physics symposium*, 1996, S. 164–171
- [89] OETTEL, H. ; SCHUMANN, H. : *Metallografie*. Weinheim : Wiley-VCH, 2011
- [90] OHRING, M. : *Reliability and Failure of Electronic Materials and Devices*. London : Academic Press, 1998
- [91] OKINAKA, Y. ; HOSHINO, M. : Some Recent Topics in Gold Plating for Electronics Applications. In: *Gold Bulletin* 31 (1998), S. 3–13
- [92] ORIANI, R. A.: Thermomigration in solid metals. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 30 (1969), S. 339–351
- [93] PANIN, A. ; SHUGUROV, A. ; SCHREIBER, J. : Fractal analysis of electromigration-induced changes of surface topography in Au conductor lines. In: *Surface Science* 524 (2003), S. 191–

198

- [94] PYUN, J. W. ; BAEK, W.-C. ; ZHAN, L. ; IM, J. ; HO, P. S. ; SMITH, L. ; SMITH, G. : Electromigration behavior of 60 nm dual damascene Cu interconnects. In: *Journal of Applied Physics* 102 (2007)
- [95] ROGERS CORPORATION (Hrsg.): *Datenblatt RO4000 Series*. Rogers Corporation, 2009
- [96] RUPP, W. ; ERMERT, U. ; SIZMANN, R. : Self-diffusion measurements in gold single crystals between 286 and 412 °C. In: *Physica Status Solidi* 33 (1969), Nr. 2, S. 509–516
- [97] SASAGAWA, K. ; HASEGAWA, M. ; SAKA, M. ; ABÉ, H. : Prediction of electromigration failure in passivated polycrystalline line. In: *Journal of Applied Physics* 91 (2002), Nr. 11, S. 9005–9014
- [98] SCHREIBER, H. U.: Activation energies for different electromigration mechanisms in aluminium. In: *Solid-State Electronics* 24 (1981), S. 583–589
- [99] SHATZKES, M. ; LLOYD, J. R.: A model for conductor failure considering diffusion concurrently with electromigration resulting in a current exponent of 2. In: *Journal of Applied Physics* 59 (1986), Nr. 11
- [100] STAHLMECKE, B. ; DUMPICH, G. : Influence of the electron beam on electromigration measurements within a scanning electron microscope. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 4
- [101] STAHLMECKE, B. ; DUMPICH, G. : Resistance behaviour and morphological changes during electromigration in gold wires. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 19 (2007), Nr. 4, S. 11pp
- [102] STAHLMECKE, B. : *Elektromigration in Gold und Silber Nanostrukturen*, Universität Duisburg-Essen, Diss., 2008
- [103] STANG, M. ; LIPTÁK, M. ; HOFFMANN, V. ; WETZIG, K. ; ACKER, J. : Thermoelektrische Schädigungsmechanismen an elektrochemisch abgeschiedenen Kupfer-Damaszen-Leitbahnen. In: *PLUS* 7 (2009), S. 1594–1599
- [104] TAI, K. L. ; OHRING, M. : Grain-boundary electromigration in thin films. II Tracer measurements in pure Au. In: *Journal of Applied Physics* 48 (1977), S. 36–45
- [105] TAN, C. M. ; ROY, A. : Electromigration in ULSI interconnects. In: *Materials Science and Engineering R* 58 (2007), S. 1–75
- [106] TEVEROVSKY, A. : *Introducing a new member to the family: Gold whiskers*, April 2003
- [107] THOMPSON, C. V. ; GAN, C. L. ; ALAM, S. M. ; TROXEL, D. E.: Experiments and models for circuit-level assessment of the reliability of Cu Metallization. In: *IEEE International interconnect technology conference*, 2004, S. 69–71
- [108] TIPLER, P. A. ; LLEWELLYN, R. A.: *Moderne Physik*. München : Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2009

- [109] TOULOUKIAN, Y. S. ; DEWITT, D. P.: *Thermal Radiative Properties - Metallic Elements and Alloys*. TPRC Data Books, 1970
- [110] TU, K.-N. : *Solder Joint Technology: Materials, Properties, and Reliability*. New York : Springer Science, 2007
- [111] TU, K.-N. : *Electronic Thin-Film Reliability*. Cambridge : Cambridge University Press, 2011
- [112] TU, K.-N. ; MAYER, J. W. ; FELDMAN, L. C.: *Electronic Thin Film Science for Electrical Engineers and Materials Scientists*. New York : Maxmillan, 1992
- [113] WANG, P.-C. ; FILIPPI, R. G.: Electromigration threshold in copper interconnects. In: *Journal of Applied Physics* 78 (2001), Nr. 23
- [114] WERNER, M. ; MEHRER, H. : The effect of hydrostatic pressure on self-diffusion in gold. In: *International Conference on Diffusion in Metals and Alloys*, 1983, S. 393–397
- [115] YEVTUSHENKO, O. ; NATTER, H. ; HEMPELMANN, R. : Grain-growth kinetics of nanostructured gold. In: *Thin Solid Films* 515 (2006), S. 353–356
- [116] ZIMAN, J. M.: *Prinzipien der Festkörpertheorie*. London : Cambridge University Press, 1972

Danksagung

Ermöglicht wurde diese Arbeit durch die sehr gute Zusammenarbeit des Forschungsschwerpunkts Technologien der Mikroperipherik, des Integrierten Graduiertenprogramms Human-Centric Communication (IGP H-C3) und des Fraunhofer Instituts für Zuverlässigkeit und Mikrointegration.

Mein Dank gilt im Besonderen Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E. h. Herbert Reichl für die intensive wissenschaftliche Betreuung und zahlreichen Diskussionen und Anregungen. Ebenfalls möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Mathias Nowotnick und Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. sc. techn. Klaus-Dieter Lang danken, dass sie sich bereit erklärt haben, sich als Gutachter zur Verfügung zu stellen.

Auch Herr Prof. Dr.-Ing. Clemens Gühmann, Herr Dr. Oppermann, Herr Dr. Schneider-Ramelow und Herr Aschenbrenner haben diese Arbeit gefördert.

Erwähnen möchte ich außerdem Herrn Schmitz, Herrn Bahr, Frau Scholtz, Herrn Brandenburger, Herrn Göhre, Herrn Semionyk und Frau Johne, die mich tatkräftig bei der praktischen Umsetzung der Arbeit unterstützt haben. Ebenso möchte ich Herrn Dr. Jordan und Frau Kutyma für die Durchführung der FIB-Schnitte danken. Mein Dank geht ebenfalls an Herrn Rauschenbach für die Diskussionen zum Messstand und an Herrn Klein für die Unterstützung beim Design der Thermokompressionsproben. Für die Herstellung geht mein besonderer Dank an die Abteilung HDI&WLP von Herrn Ehrmann. Für die tatkräftige Unterstützung möchte ich im Speziellen Herrn Engelmann, Herrn Töpfer und Frau Kaletta danken.

Auch die Diskussionen mit meinen „Co-Büroler“ Herrn Rothermund, Herrn Dr. Jordan und Herrn Dr. Charles-Alix Manier sowie Herrn Dr. Hutter und Frau von Sucholdoletz haben mir geholfen. Auch meinen H-C3 Kollegen Herrn Jaeschke, Herrn Krüger, Herrn Weiland und Herrn Eckert möchte ich für die moralische Unterstützung sowie den wissenschaftlichen Austausch danken. Vielen Dank auch an Frau Piens vom IGP-HC3 für die gute organisatorische Hilfe.

Schließlich möchte ich meiner Familie danken, die mich immer unterstützt hat. Vielen Dank Stefan und Mira!