

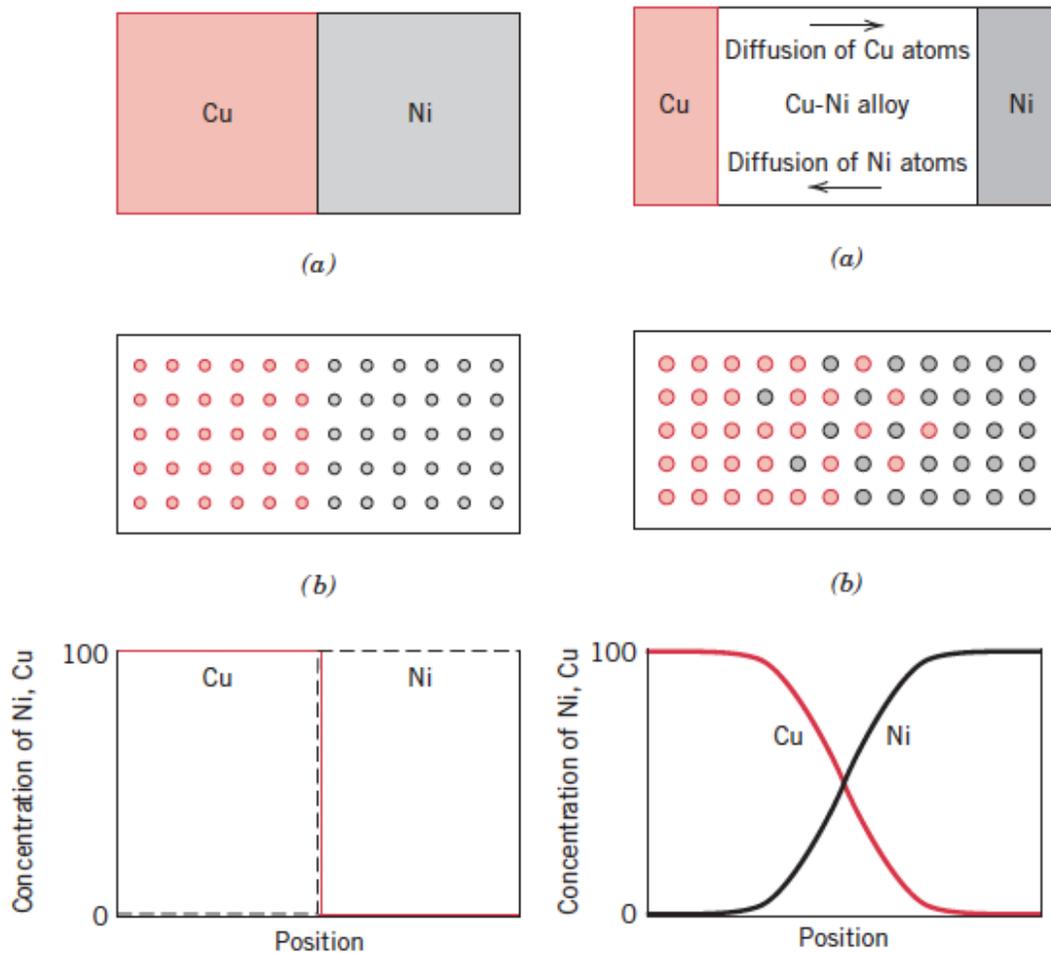
# Mikromechanische Eigenschaften und Diffusionspaare

## Einleitung

Viele Prozesse und Phänomene, die in der Werkstoffwissenschaft wichtig sind (Phasenumwandlungen, Oxidation, Kriechen), werden durch Thermodynamik (welche die Triebkräfte bestimmt) und Kinetik (welche die Raten/Geschwindigkeiten bestimmt) kontrolliert. Die Thermodynamik gibt an, was prinzipiell ablaufen kann, aber die Kinetik bestimmt wie schnell eine Reaktion oder ein Prozess abläuft.

Ein grundlegender geschwindigkeitskontrollierender Prozess ist die Diffusion, welche der Transport von Materie durch die Bewegung von Atomen ist. Diffusion kann in allen drei Aggregatzuständen auftreten, flüssig, fest und gasförmig, aber auch über Grenzen hinweg (z.B. über fest-fest Grenzflächen oder über flüssig-fest Grenzflächen). Hier werden wir uns auf die Diffusion im festen Zustand konzentrieren. Diffusion findet immer in Richtung niedrigerer Gibbscher freier Energien statt, was grundsätzlich bedeutet, dass sich Atome von Bereichen mit hoher Konzentration (chemisches Potential) in Bereiche niedrigerer Konzentration bewegen. Das kann näherungsweise anhand eines einfachen Diffusionspaares verstanden werden, bei dem man zwei ungleiche Stücke Metall mit unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen zusammen bringt, Abb. 1. Anfänglich sind die Cu und Ni Atome durch eine scharfe Grenzfläche in der Mitte getrennt (linke Abb.). Nach einiger Zeit bei erhöhten Temperaturen, wird sich ein Zustand einstellen, der dem in der rechten Abbildung ähnelt - pures Cu und Ni befinden sich an den Enden, und in der Mitte liegt eine Legierungszone vor, in der die Cu Atome in das Ni diffundiert sind und umgekehrt. Als Ergebnis stellt sich ein Konzentrationsgradient in der Mitte der Diffusionszone ein, bei dem die Konzentration

der beiden Elemente sich mit dem Ort verändert. Nach ausreichend langer Zeit, wird die Diffusion den Konzentrationsgradienten verkleinern und das chemische Potential wird überall gleich sein.



**Abb. 1.** Links oben ist schematisch das Cu-Ni Diffusionspaar im Herstellungszustand abgebildet, rechts daneben ist das gleiche Diffusionspaar nach einer Wärmebehandlungen bei hohen Temperaturen gezeigt. Die anfänglich getrennten Cu und Ni Atome mischen sich in der Mitte und bilden eine Legierung (Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

Wie schon erwähnt findet Diffusion aufgrund einer Verringerung der Gibbschen freien Energie ( $G$ ) statt, was wir nun näher untersuchen wollen. Wir nehmen 1 Mol von einer Mischung von Cu und Ni Atomen an. Dann ist  $X_{\text{Cu}}$  der Stoffmengenanteil von Cu Atomen und  $X_{\text{Ni}}$  ist der Stoffmengenanteil an Ni Atomen, womit  $X_{\text{Cu}} + X_{\text{Ni}} = 1$ . Wenn dieser Zustand, der auf der linken Seite von Abb. 1 gezeigt wird, Zustand 1 ist, dann ist die Gibbsche freie Energie dieses Zustands 1:

$$G_1 = X_{\text{Cu}}G_{\text{Cu}} + X_{\text{Ni}}G_{\text{Ni}} \quad (1)$$

Wobei  $G_{\text{Cu}}$  and  $G_{\text{Ni}}$  die molaren freien Energien von Cu und Ni sind (die freie Energie pro Mol).

Nach vollständiger Vermischung von Cu und Ni (nachdem alle Konzentrationsgradienten verschwunden sind), wenn ein finaler Zustand 2 erreicht wird, - ergibt sich dann die Gibbsche freie Energie zu

$$G_2 = G_1 + \Delta G_{\text{mix}} \quad (2)$$

Wobei  $\Delta G_{\text{mix}}$  der Überschuss der freien Energie ist, welche aus der Vermischung resultiert und welche positiv oder negativ sein kann, abhängig davon ob eine Vermischung im Vergleich zu den reinen Elementen energetisch günstig ist oder nicht.

$$\text{Es gilt außerdem } G_1 = H_1 - TS_1 \text{ and } G_2 = H_2 - TS_2 \quad (3)$$

Verbinden wir Gleichung (2) und (3) erhalten wir

$$\Delta G_{\text{mix}} = \Delta H_{\text{mix}} - T\Delta S_{\text{mix}} \quad (4)$$

wobei  $\Delta H_{\text{mix}} = H_2 - H_1$  and  $\Delta S_{\text{mix}} = S_2 - S_1$ .

$\Delta H_{\text{mix}}$  ist die Wärme, die während der Vermischung frei oder benötigt wird (Lösungswärme). Manche Reaktionen sind exotherm (das Stoffgemisch wird warm), während andere endotherm sind.  $\Delta S_{\text{mix}}$  ist der Unterschied der Entropie im vermischten

und unvermischten Zustand. Ideal sind Lösungen, bei denen  $\Delta H_{\text{mix}} = 0$  ist und somit sich in diesem Fall

$$\Delta G_{\text{mix}} = -T\Delta S_{\text{mix}} \quad (5)$$

ergibt.

Eine einfache Art zu verstehen, warum die Diffusion von Cu in Ni und von Ni in Cu stattfindet, ist die Änderung der Entropie als ein Ergebnis der Vermischung ( $\Delta S_{\text{mix}}$ ) zu betrachten. Die Entropie eines makroskopischen Zustands ist gegeben durch  $S = k \ln \Omega$ , wobei  $k$  die Boltzmann-Konstante ist und  $\Omega$  die Anzahl an möglichen Mikrozuständen, die diesen Makrozustand ausbilden können. Allgemein gilt  $S = S_{\text{th}} + S_{\text{conf}}$ . Wenn jedoch kein Volumen oder Wärmetausch stattfindet, ist nur der strukturmäßige Beitrag (zweiter Term) vorhanden, was einen Spezialfall darstellt, den wir nun anschauen werden.

Um die Veränderung in der Entropie zu bewerten, betrachten wir die zwei Zustände, die wir schon zuvor diskutiert haben: alle Atome auf der linken Seite der Grenzfläche sind Cu Atome, alle Atome auf der rechten Seite der Grenzfläche sind Ni Atome. Daher gilt,  $S_1 = k \ln 1 = 0$  und  $\Delta S_{\text{mix}} = S_2 - S_1 = S_2$ . Wenn wir nun annehmen, dass Cu und Ni Atome einen zufälligen Mischkristall nach der Vermischung formen, dann sind alle Konfigurationen gleich wahrscheinlich und es gilt

$$\Omega = \frac{(N_{\text{Cu}} + N_{\text{Ni}})!}{N_{\text{Cu}}! N_{\text{Ni}}!}, \quad (6)$$

wobei  $N_{\text{Cu}}$  und  $N_{\text{Ni}}$  die Anzahl von Cu und Ni Atome sind.

Nehmen wir  $\Delta S_{\text{mix}} = k \ln \Omega$  und ersetzen die Anzahl der Atome in Gleichung (6) mit dem Stoffmengenanteil und verwenden die Stirling's Näherung, so erhält man den folgenden Ausdruck:

$$\Delta S_{\text{mix}} = -R (X_{\text{Cu}} \ln X_{\text{Cu}} + X_{\text{Ni}} \ln X_{\text{Ni}}), \quad (7)$$

wobei  $R$  die Gaskonstante ist.

$X_i$  sind Stoffmengenanteile ( $< 1$ ),  $\ln X_i < 0$ , und  $\Delta S_{\text{mix}} > 0$  (die Entropie steigt während der Vermischung).

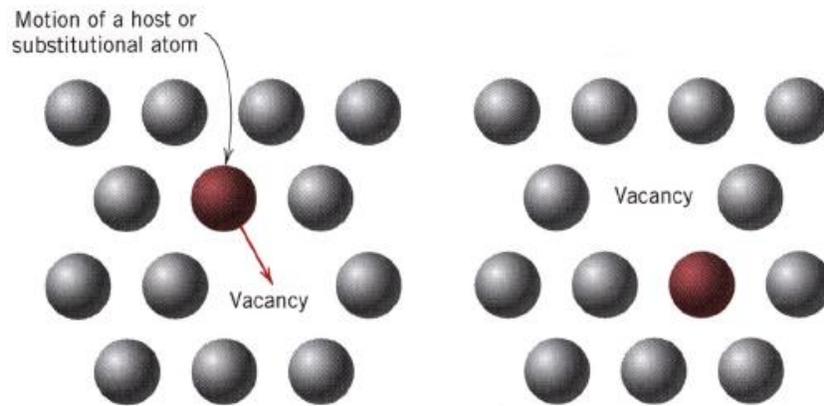
Außerdem erhalten wir aus Gleichung (5)

$$\Delta G_{\text{mix}} = RT (X_{\text{Cu}} \ln X_{\text{Cu}} + X_{\text{Ni}} \ln X_{\text{Ni}}). \quad (8)$$

Aus diesen Ausdrücken können wir sehen, dass die Gibbsche freie Energie sinkt, wenn Cu und Ni Atome sich vermischen ( $\Delta G_{\text{mix}} < 0$  da  $R, T > 0$  und  $X_i, \ln X_i < 0$ ). Mit anderen Worten, Cu und Ni diffundieren ineinander, um die freie Energie zu minimieren. Dieser Prozess wird „Interdiffusion“ oder „Fremddiffusion“ genannt. Die Diffusion stoppt, wenn das chemische Potential aller Atome überall gleich ist und das System im Gleichgewicht ist. In den meisten Fällen, können chemisches Potential und Konzentration gleichwertig verwendet werden (es gibt einige Ausnahmen, z.B. in Systemen die eine Mischungslücke aufweisen, bei denen „Uphill“ Diffusion von Bereichen niedriger Konzentration zu Bereichen hoher Konzentration stattfinden kann). Da in den meisten praktischen Fällen die Diffusion aber zum niedrigeren Konzentrationsgradienten hin stattfindet, und die Konzentration leichter zu messen ist als das chemische Potential, werden wir von nun an nur noch die Konzentration verwenden. Diffusion tritt auch in reinen Metallen auf, in denen nur eine einzige Sorte von Atomen vorhanden ist. Wenn diese Atome ihre Positionen ändern und wandern, heißt das „Selbstdiffusion“.

## **Diffusionsmechanismen**

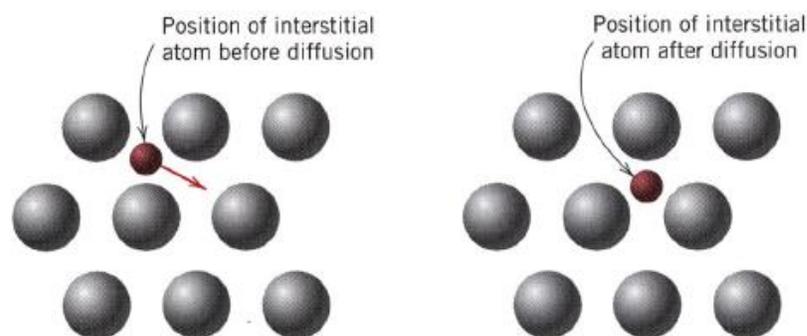
Auf dem atomaren Level tritt die Diffusion auf, wenn ein Atom von seiner aktuellen Position (Gitterplatz) zu einer angrenzenden unbesetzten Position springt (Abb. 2). Dabei muss beachtet werden, dass ein Atom, das in die eine Richtung springt, gleichbedeutend zu einer Leerstelle ist, die in die gegengesetzte Richtung springt. Daher wird dieser Mechanismus üblicherweise als Leerstellendiffusion bezeichnet.



**Abb. 2.** Leerstellendiffusion in Metallen (schematisch). (Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

Um den Sprung zu vollenden, muss das rote Atom genug Energie haben, um die Verbindung mit seinen aktuellen Nachbarn zu durchbrechen (linkes Bild). Es muss auch genug Energie haben um sich durch ein paar graue Atome hindurch zu zwängen und so an seine neue Gitterposition zu gelangen (rechtes Bild). Diese Energie ist thermische Schwingungsenergie. In einem Festkörper schwingen alle Atome kontinuierlich um ihre mittlere Gitterposition mit verschiedenen Frequenzen und Amplituden und daher auch Energien. Daher gibt es eine Verteilung von Energien um einen mittleren Wert. Die mittlere Energie von Atomen hängt von der Temperatur ab ( $\sim 3kT$ ) und steigt mit

ansteigender Temperatur. Bei Raumtemperatur vibrieren Atome mit Frequenzen in der Größenordnung von  $10^{13} \text{ s}^{-1}$  und Amplituden von einigen Picometern. Mit ansteigender Temperatur, steigen die Schwingungsamplituden (die Frequenzen bleiben konstant). Mehr Atome können daher Sprünge machen und die Diffusionsgeschwindigkeiten steigen. Zusätzlich steigt die Leerstellenkonzentration exponentiell mit der Temperatur. Da diese Leerstellen sowohl für Interdiffusion als auch für Selbstdiffusion benötigt werden, steigt mit der Leerstellenkonzentration auch die Diffusionsgeschwindigkeit. Ein anderer allgemeiner Diffusionsmechanismus in Metallen ist verbunden mit der Bewegung von relativ kleinen Atomen (z.B. H, C, N oder O) von einem Zwischengitterplatz zu einem benachbarten Zwischengitterplatz (Abb. 3) und wird als „Zwischengitteratomdiffusion“ oder „interstitielle Diffusion“ bezeichnet. Allgemein findet diese Diffusion schneller statt als die Leerstellendiffusion, weil Zwischengitteratome kleiner als substituierte Atome sind und es mehr unbesetzte Zwischengitterplätze als Leerstellen gibt..



**Abb. 3.** Interstitielle Diffusion in Metallen (schematisch). (Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

## Stationäre Diffusion

Wenn die Konzentration an jedem Punkt in einem Material sich nicht mit der Zeit ändert, ist ein Gleichgewichtszustand erreicht. Ein Beispiel bei dem dieses Szenario auftreten kann, ist ein dünnwandiger Tank, welcher unter Druck stehenden Wasserstoff enthält (oder eine Plastikflasche, die kohlenensäurehaltiges Mineralwasser enthält). Im Innern befindet sich Gas in einer bestimmten Konzentration (abhängig vom inneren Druck), welche in die Containerwände eindringt und nach außen diffundiert. Sobald das Gas die äußere Oberfläche erreicht, verschwindet es in die Umgebung, so dass die Oberflächenkonzentration effektiv gleich null ist. Daher gibt es einen Konzentrationsgradienten vom Inneren (hoch) zum Äußeren (niedrig), der näherungsweise konstant mit der Zeit bleibt (so lange der Innendruck nicht stark abfällt) und das System ist somit im Gleichgewicht.

Da die Diffusion durch Transport von Atomen stattfindet, ist es oft wichtig die Geschwindigkeit des Stofftransports zu kennen oder zu wissen, wie schnell die Diffusion stattfindet.

Diese Geschwindigkeit kann als Stofftransportstrom ( $J$ ) bezeichnet werden, der sich berechnet aus der Masse ( $M$ ), die durch oder senkrecht zu einer Querschnittsfläche ( $A$ ) in einer bestimmten Zeit ( $t$ ) durch das Material diffundiert.

$$J = \frac{M}{At} \quad (9)$$

oder in differentieller Form,

$$J = \frac{1}{A} \frac{dM}{dt} \quad (10)$$

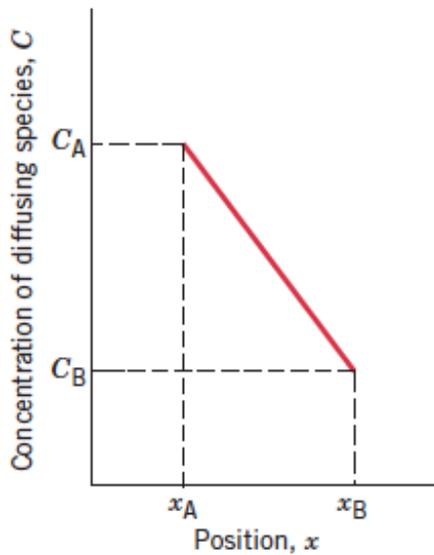
Der Strom kann als Masse pro Flächeneinheit pro Zeit oder Anzahl an Atomen pro Fläche pro Zeit ausgedrückt werden. Eine andere Weise über die Diffusion im

Gleichgewicht nachzudenken, ist dass der Stofftransportstrom sich nicht mit der Zeit ändert. Wenn die Konzentration  $C$  als Funktion der Position ( $x$ ) innerhalb des Festkörpers aufgetragen wird, erhält man ein „Konzentrationsprofil“ dessen Steigung  $dC/dx$  der Konzentrationsgradient ist (Abb.4). Für die Diffusion im Gleichgewicht in  $x$ -Richtung ist es möglich folgenden Ausdruck für den Stofftransportstrom zu schreiben:

$$J = -D \frac{dC}{dx} \quad (11)$$

Dabei ist  $D$  der sogenannte “Diffusionskoeffizient”. Gleichung (11) ist das sogenannte erste Fick’sche Gesetz und das negative Vorzeichen auf der rechten Seite zeigt, dass die Diffusion hin zu niedrigeren Diffusionsgradienten stattfindet (von hoher zu niedriger Konzentration).

$$\text{Konzentrationsgradient} = \frac{\Delta C}{\Delta x} = \frac{C_A - C_B}{x_A - x_B}$$



**Abb. 4.** Beispiel eines linearen Diffusionsprofils während der stationären Diffusion.

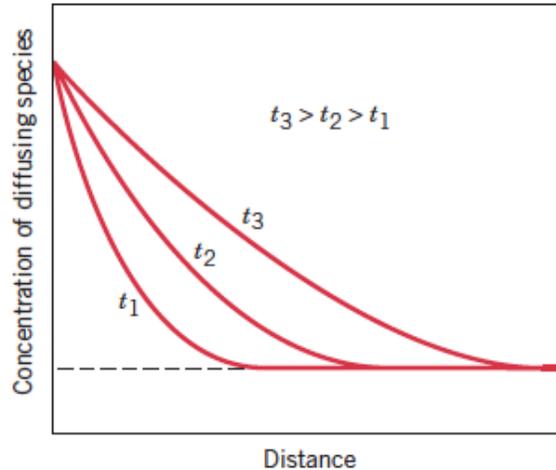
(Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

Anwendung des ersten Fick'schen Gesetzes:

Betrachten wir eine Eisenplatte mit einer bestimmten Kohlenstoffkonzentration an seinen beiden Oberflächen. Nehmen wir an, dass Gleichgewichtsbedingungen herrschen, so ist es möglich den Kohlenstoffstrom durch die Platte zu bestimmen, wenn die Kohlenstoffkonzentrationen an irgendeinem Punkt innerhalb der Platte als Funktion des Abstandes von der Oberfläche bekannt sind. Der Konzentrationsgradient durch die Dicke der Platte ist linear, wie in Abb.4 gezeigt. Daher kann der Stofftransportstrom aus Gleichung (11) bestimmt werden, wenn der Diffusionskoeffizient bei einer bestimmten Temperatur bekannt ist.

### **Nicht-stationäre Diffusion**

In der Realität sind Diffusionsbedingungen in der Regel nicht stationär. D. h, der Konzentrationsgradient ist nicht linear (variiert mit der Distanz oder Position im Material) und ist zudem eine Funktion der Zeit  $t$ , wie in Abb. 5 dargestellt.



**Abb. 5.** Nicht-stationäre Diffusionsprofile (Abstand und Zeit,  $t$ , abhängig). (Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

In solchen Fällen kann das 1. Fick'sche Gesetz (Gleichung 11) nicht genutzt werden, sondern es wird die nachfolgende Differentialgleichung angewendet, die auch bekannt ist als das 2. Fick'sches Gesetz,

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial c}{\partial x} \right), \quad (12)$$

wobei die Gleichung zu folgendem Ausdruck vereinfacht werden kann, wenn  $D$  keine Funktion von  $C$  ist.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \quad (13)$$

Das 2. Fick'sche Gesetz kann für spezifische Fälle (Randbedingungen) gelöst werden, um Werte der Konzentration  $C$  bei gegebenen Werten von Position  $x$  und der Zeit  $t$  zu erhalten. Eine nützliche Lösung ist die für halb infinite Festkörper, deren anfängliche Konzentration bei der Zeit  $t=0$  durchweg  $C_0$  ist. Hiernach wird die Oberflächenkonzentration konstant bei  $C_s$  gehalten und die Diffusion kann auftreten. Als Randbedingungen werden eingesetzt:

Für  $t = 0$ ,  $C = C_0$  bei  $0 \leq x \leq \infty$

Für  $t > 0$ ,  $C = C_s$  bei  $x = 0$ , und  $C = C_0$  at  $x = \infty$

Die entsprechende Lösung der Gleichung (13) für diese Randbedingungen ist

$$\frac{C_x - C_0}{C_s - C_0} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right), \quad (15)$$

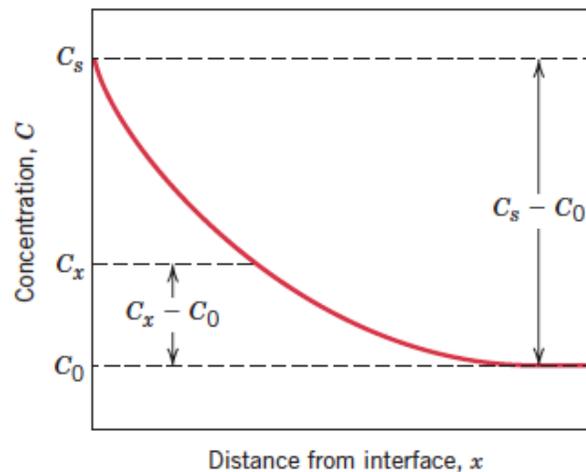
wobei  $C_x$  die Konzentration bei Abstand  $x$  nach der Zeit  $t$  ist. Der Ausdruck  $\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right)$  ist

die Gauß'sche Fehlerfunktion, für die mathematische Tabellen für verschiedene  $z = \frac{x}{2\sqrt{Dt}}$

Werte gegeben sind. Abb. 6 zeigt eine graphische Darstellung des Konzentrationsprofils

zum Zeitpunkt  $t$  unter Anwendung der Konzentrationsparameter, die in Gleichung (15)

angewendet wurden.



**Abb. 6.** Konzentrationsprofil für nicht-stationäre Diffusion unter Anwendung der relevanten Konzentrationsparameter aus Gleichung (15). (Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

Das Verhältnis  $\frac{x}{\sqrt{Dt}}$  ist dimensionslos, d. h.  $\sqrt{Dt}$  kann als "Diffusionsabstand" betrachtet werden. Somit kann bei bekanntem Diffusionskoeffizienten und gegebener Temperatur, wenn man die Zusammensetzung einer Legierung über eine bestimmte Längenskala homogenisieren möchte (beispielsweise über den Abstand des Dendritenarmabstandes im Gusszustand), durch die Festlegung  $x = \sqrt{Dt}$  die Zeit für die Diffusion über die Strecke abgeschätzt werden. Alternativ dazu wird, wenn eine Konzentration  $C_1$  in einer Legierung erreicht werden soll (z.B.  $C_x = C_1$ ), die linke Seite von Gleichung (15) eine Konstante, wodurch die rechte Seite ebenfalls zu einer Konstante, d.h.  $\frac{x}{\sqrt{Dt}} = \textit{konstant}$ , oder  $\frac{x^2}{Dt} = \textit{konstant}$ , wird. Dies ermöglicht es, die für die Diffusion benötigte Zeit bei einer bestimmten Temperatur zu berechnen, wenn die benötigte Zeit bei einer anderen Temperatur bereits bekannt ist:  $(Dt)$  bei  $T_1 = (Dt)$  bei  $T_2$ , da  $Dt = \textit{konstant}$ .

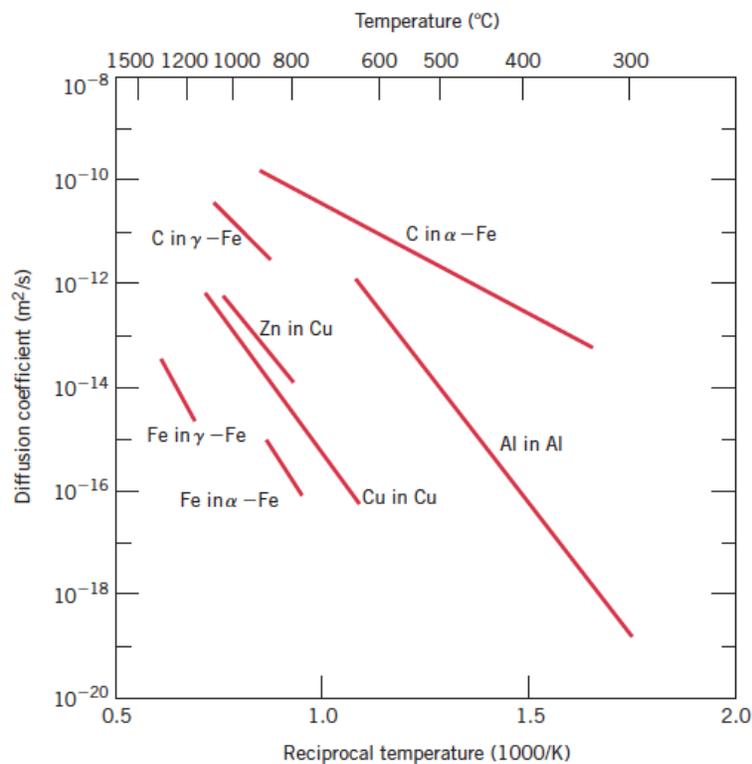
### **Faktoren, die den Diffusionskoeffizienten $D$ beeinflussen**

Die diffundierenden Atome und das Wirtsmaterial beeinflussen zugleich  $D$  und zudem die Diffusionsrate bei einer beliebig gegebenen Temperatur. Kleinere Atome (interstitiell) diffundieren schneller als größere Atome (Substitutionsatome oder Selbstdiffusion). Des Weiteren ist die Diffusion in weniger dicht gepackten Strukturen (kubisch raumzentrierte) schneller als in dicht gepackten Strukturen (kubisch-flächenzentrierten). So ist beispielsweise die Diffusionsrate von C in Fe schneller als die Selbstdiffusionsrate von Fe, und die Diffusion in  $\alpha$ -Fe (BCC) ist schneller als in  $\gamma$ -Fe (FCC) bei gleicher Temperatur. Darüber hinaus ist die Diffusion langsamer, je höher der Schmelzpunkt des Wirtsgitters ist, da die Diffusion ein Aufbrechen von Bindungen und

eine Verzerrung des Gitters bei einem Gitterplatzwechsel erfordert und die Bindungsstärke zum Schmelzpunkt proportional ist. Zu guter Letzt hat die Temperatur einen tiefgreifenden Einfluss auf den Diffusionskoeffizienten

$$D = D_o \exp\left(\frac{-Q_d}{RT}\right), \quad (16)$$

wobei  $D_o$  der temperaturunabhängige Vorfaktor,  $Q_d$  die Aktivierungsenergie der Diffusion,  $R$  die Gaskonstante, und  $T$  die Temperatur ist. Trägt man  $\ln D$  über  $1/T$  auf, ergeben sich Geraden, deren Steigungen  $-Q_d/R$  sind. Beispiele solcher Graphen sind in Abb. 7 dargestellt.



**Abb. 7.**  $\ln D$  über  $1/T$  Graphen. (Aus W. D. Callister, Materials Science and Engineering, An Introduction, Wiley, 2000.)

## Diffusion in Substitutionsmischkristallen

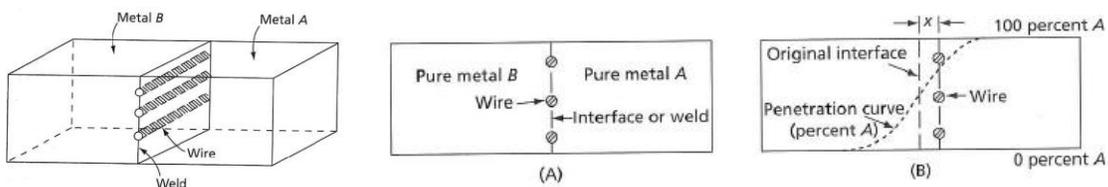
Genau genommen gelten die obigen Beschreibungen nur für interstitielle Diffusion, Selbstdiffusion und schwach legierte Substitutionsmischkristalle. Die Situation wird für stark legierte Substitutionsmischkristalle um ein Vielfaches komplizierter und wird daher im Folgenden diskutiert. In den ersten drei Fällen ist die Wahrscheinlichkeit, einen passenden unbesetzten Nachbarplatz zu finden und einen erfolgreichen Sprung zu diesem benachbarten unbesetzten Platz zu machen, überall etwa gleich groß: Im Fall der Selbstdiffusion sind alle Atome identisch – daher besteht eine gleiche Wahrscheinlichkeit für jedes Atom auf einen benachbarten freien Gitterplatz zu springen. Bei der interstitiellen Diffusion sind in erster Näherung alle benachbarten Zwischengitterplätze, die ein interstitielles Fremdatom umgeben, unbesetzt, so dass die Wahrscheinlichkeit zu einem unbesetztem Zwischengitterplatz zu springen wieder für alle interstitiellen Atome gleich ist. Ähnliche Argumente gelten für schwach legierte Substitutionslegierungen, wo die Nachbarn aller Fremd- und Wirtsatome ungefähr überall gleich sind und damit auch die Wahrscheinlichkeit für Atomsprünge überall gleich groß ist. Für den Fall der Diffusion in Legierungen, die aus vielen Elementen bestehen, ist dies jedoch nicht der Fall. Die Geschwindigkeiten mit der sich die Atome des lösenden Stoffes (A) und des gelösten Stoffes (B) zu freien Gitterplätzen bewegen, ist nicht gleich – jede Atomsorte A und B hat ihr eigenes “intrinsisches“ Diffusionsvermögen ( $D_A$  oder  $D_B$ ). Aufgrund der Tatsache, dass sich A Atome und B Atome mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten durch das selbe Gitter bewegen, aber die gleiche Art von Gitterpositionen einnehmen, wird eine Gitterbewegung eingebracht, durch welche die A und B Atome diffundieren. In Bezug auf das Gitter, sind Stoffströme über eine gegebene Gitterebene bestimmt durch:

$$J_A = -D_A \frac{\partial C_A}{\partial x}$$

$$J_B = -D_B \frac{\partial C_B}{\partial x} \quad (17)$$

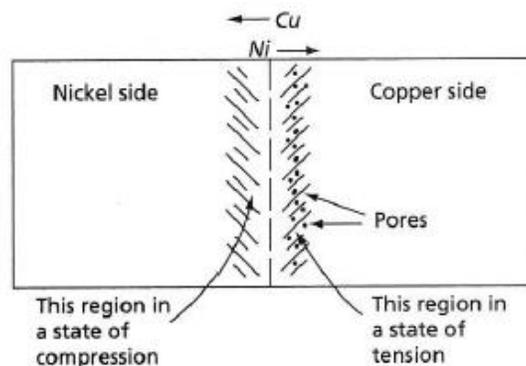
Im Jahr 1947 haben Smigelskas und Kirkendall ein Experiment durchgeführt, bei dem sie Mo-Drähte um ein Stück Messing (Cu-Zn Legierung) gewickelt haben und Cu auf dieses komplette System abgeschieden haben. Mo ist in Bezug auf Messing und Cu inert. Nach dem Glühen hatte sich der Mo Draht nach innen bewegt. Zuerst glaubte man Smigelskas und Kirkendall nicht, aber nachdem auch andere Forscher dazu in der Lage waren, diese Ergebnisse zu reproduzieren, wurde das Phänomen akzeptiert. Heute wird es "Kirkendall Effekt" genannt. Der Ursprung dieses Phänomens liegt in den Zn Atomen, deren Konzentration in Messing höher ist als in reinem Cu, weshalb die Zn Atome nach aussen wandern wollen, während die Cu Atome ins Innere wandern möchten.

Das Diffusionsvermögen von Zn ist höher als das von Cu, so dass die äußere Schicht progressiv dicker wird und dabei die Mo-Drähte nach innen drückt. Abb. 8 zeigt eine schematische Darstellung des Kirkendall Effekts. In dieser Konfiguration bewegen sich die Drähte nach rechts, da  $D_A > D_B$ .



**Abb. 8.** Schematische Darstellung des Kirkendall Diffusionspaares (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, Physical Metallurgy Principles, Cengage Learning, 2010.)

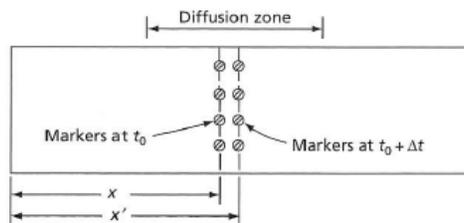
Wenn Experimente wie dieses durchgeführt werden, kann man beobachten, dass der Abstand  $x$ , der durch die Marker bewegt wird und ursprünglich an der Grenzfläche zwischen A und B lag, proportional ist zu der Quadratwurzel der Zeit, bei welcher die Diffusionsglühung durchgeführt wurde (konsistent mit dem zweiten Fick'schen Gesetz). Die einzige Möglichkeit diese Ergebnisse zu erklären ist, dass die A Atome sich schneller von rechts nach links bewegen als die B Atome sich von links nach rechts bewegen. Experimente zeigen generell, dass Elemente mit niedrigerem Schmelzpunkt schneller diffundieren als solche mit höherem Schmelzpunkt (daher, bewegen sich die Zn Atome im Kirkendall Experiment schneller als die Cu Atome, was in einer Bewegung der Mo-Drähte nach innen resultiert). Ebenso ist im Cu-Ni Diffusionspaar aus Abb. 1 der Stofftransportstrom der Cu Atome zur Ni Seite höher als der von Ni zur Cu Seite, da der Schmelzpunkt von Cu niedriger ist als der von Ni. Diese Unausgeglichenheit resultiert in einer Ausbildung von Poren, die so genannte "Kirkendall Porosität", welche durch die Kondensation von Leerstellen auf der Cu Seite des Diffusionspaares entsteht (Abb. 9). Diese Seite hat einen Massenverlust zu verzeichnen, da die Ni Atome die Lücken, die durch die weg gewanderten Cu Atome entstehen, nicht schnell genug auffüllen können.



**Abb. 9.** Schematische Darstellung eines Diffusionspaares mit der Kirkendall Porosität auf der Cu Seite, die aus dem langsameren Diffusionsvermögen von Ni zur Cu Seite hin resultiert. (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, *Physical Metallurgy Principles*, Cengage Learning, 2010.)

Die intrinsischen Diffusionskoeffizienten  $D_A$  und  $D_B$  aus Gleichung (16) sind Funktionen der Zusammensetzung und daher Funktionen des Abstandes innerhalb des Diffusionspaares. Ausdrücke bei denen die Werte dieser Diffusionskoeffizienten experimentell berechnet werden können, werden “Darken’s Gleichungen” genannt und ihre Gültigkeit hängt an bestimmten vereinfachten Annahmen: (a) die gesamte Volumenexpansion/-kontraktion findet während der Diffusion senkrecht zur Grenzfläche im Diffusionspaar statt (was bedeutet dass das Paar sehr groß verglichen mit der Diffusionszone ist, so dass die absolute Anzahl an Atomen  $C_0 = C_A + C_B$  konstant ist, das ist  $\frac{\partial C_A}{\partial x} = -\frac{\partial C_B}{\partial x}$ , (unabhängig von der Zusammensetzung) und (b) die Kirkendall Porosität kann vernachlässigt werden.

Betrachten wir die Bewegung der Marker, die in Abb. 10 gezeigt werden als Funktion der Zeit  $t$  durch einen rechteckigen Querschnitt in dem ihre Positionen zur Zeit  $t_0$  and  $t_0 + \Delta t$  durch  $x$  and  $x'$  gegeben sind



**Abb. 10.** Bewegung der Marker gemessen relativ zu einer festen Referenz außerhalb der Diffusionszone. (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, Physical Metallurgy Principles, Cengage Learning, 2010.)

Die Geschwindigkeit  $v$  der Kirkendall Marker ist gegeben durch

$$v = \frac{x - x'}{dt} \quad (17)$$

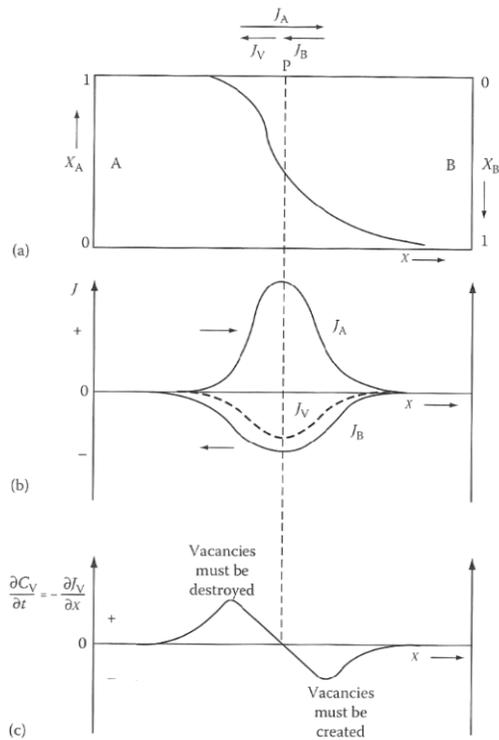
Die Geschwindigkeit entspricht (allerdings in entgegengesetzter Richtung) dem Volumen (oder Stofftransportstrom) der Materie, die sich pro Zeiteinheit an den Markern vorbei bewegt. Da die Diffusion von substitutionellen Atomen die Bewegung von Leerstellen erfordert, ist der nächste Strom von Leerstellen  $J_V$  durch den Unterschied in den Stoffströmen der A und B Atome gegeben:

$$J_V = J_A - J_B \quad (18)$$

Dieser kann auch mit den Diffusionskoeffizienten und dem ersten Fick'schen Gesetz ausgedrückt werden als:

$$J_V = (D_A - D_B) \frac{\partial c_A}{\partial x} \quad (19)$$

Dieser führt zu einer Variation in  $J_V$  über das Diffusionspaar hinweg, wie in Abb.11 gezeigt ist.



**Abb. 11.** Interdiffusion und Leerstellenbewegung durch ein Diffusionspaar. (a)

Zusammensetzungsprofil nach dem Gehen (b) Stofftransportströme der A und B Atome

( $J_A$ ,  $J_B$ ) und Strom der Leerstellen ( $J_V$ ) als eine Funktion der Position  $x$ . (c)

Geschwindigkeit bei der die Leerstellenkonzentration sich ändern würde, wenn

Versetzungsklettern Leerstellen nicht vernichten oder erschaffen würde. (Aus D. A.

Porter, K. E. Easterling, M. Y. Sherif, Phase Transformations in Metals and Alloys, CRC

Press, 2009.)

Um eine konstante Leerstellenkonzentration zu erhalten (nahe der

Gleichgewichtskonzentration), müssen Leerstellen auf der B-Seite gebildet werden und

auf der A-Seite entfernt werden (Abb.11). Die Geschwindigkeiten bei denen diese

Prozesse auftreten  $dC_V/dt = -dJ_V/dx$ , variieren mit der Länge des Diffusionspaares, wie



welcher durch sie hindurch gehen:  $J_V = C_0 v$ .

Kombiniert man dieses mit Gleichung (19) und benutzt den Stoffmengenanteil A ( $X_A = C_A/C_0$ ), erhält man

$$v = (D_A - D_B) \frac{\partial X_A}{\partial x} \quad (20)$$

Daraus können wir nun Fick's zweites Gesetz für Legierungen entwickeln, wenn wir annehmen, dass der gesamte Stofftransportstrom von A Atomen durch eine feste Ebene bezogen auf die Probenoberfläche die Summe des (a) diffundierenden Stofftransportstroms  $J_A = -D_A \frac{\partial C_A}{\partial x}$  (aufgrund der Diffusion relativ zum Gitter) und (b) des Strom  $vC_A$  (aufgrund der Geschwindigkeit des Gitters in welchen die Diffusion stattfindet) ist:

$$J'_A = -D_A \frac{\partial C_A}{\partial x} + vC_A \quad (21)$$

Um die physikalische Bedeutung zu verstehen, betrachten wir die folgende Analogie. Du stehst am Ufer eines fließenden Gewässers in dem bunter Farbstoff ausgelaufen ist. Diese Partikel der Farbe diffundieren durch das Wasser, aber das Wasser selbst bewegt sich auch in Relation zu Dir. Die reine Geschwindigkeit der Farbe ist dann die Summe der Diffusionsbewegung plus des Stroms des Flusses. Der Wasserfluss kann nun abgeschätzt werden indem man inerte Objekte in den Fluss wirft (z.B. ein Stück Holz) und dann deren Geschwindigkeiten misst, ähnlich wie bei den inerten Diffusionsmarkern.

Kombiniert man die Gleichungen (20) und (21) erhalten wir das äquivalente erste Fick'sche Gesetz für einen Strom relativ zu den Probenenden:

$$J'_A = -(X_B D_A - X_A D_B) \frac{\partial C_A}{\partial x} \quad (22)$$

Diese kann vereinfacht werden, wenn man einen "Interdiffusionskoeffizienten"  $\tilde{D}$  definiert

$$\tilde{D} = (X_B D_A + X_A D_B) \quad (23)$$

Diese Gleichungen wurden zuerst von Darken entwickelt, daher werden sie Darken's Gleichungen genannt. Benutzen wir diese Beziehung, ergibt sich das erste Fick'sche Gesetz zu

$$J'_A = -\tilde{D} \frac{\partial C_A}{\partial x}; J'_B = -\tilde{D} \frac{\partial C_B}{\partial x}; \text{ and } J'_B = -J'_A \quad (24)$$

Ebenso kann das zweite Fick'sche Gesetz für Substitutionslegierungen in Form von Interdiffusionskoeffizienten geschrieben werden:

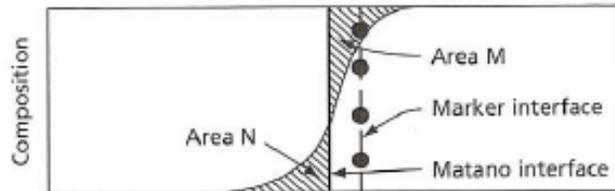
$$\frac{\partial C_A}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \tilde{D} \frac{\partial C_A}{\partial x} \right) \quad (25)$$

Wie vorher schon diskutiert, kann im Fall von interstitieller Diffusion, Selbstdiffusion und bei schwach legierten Zusammensetzungen, Gleichung (25) für spezielle Fälle gelöst werden, bei denen geeignete Randbedingungen gegeben sind, um dann daraus  $C_A$  and  $C_B$  als Funktion des Abstandes  $x$  und der Zeit  $t$  zu erhalten.

### Die Matano Methode

Die Lösung des zweiten Fick'schen Gesetzes, Gleichung (25), ist sehr schwierig, falls  $\tilde{D}$  nicht als unabhängig von der Konzentration angenommen werden kann. Daher entwickelte Matano eine Methode zur graphischen Integration basierend auf der Boltzmannschen Lösung des zweiten Fick'schen Gesetzes, um experimentelle Daten von Diffusionspaaren zu analysieren. Die Methode beinhaltet das Messen der Zusammensetzung entlang des Diffusionspaares, wie schematisch in Abb. 13 gezeigt. Dann wird die Querschnittsfläche bestimmt durch die ein gleicher gesamter Stofftransportstrom der A und B Atome durchgelaufen ist. Dies wird die "Matano Grenzfläche" genannt, die übereinstimmt mit der Linie an der die Flächen M und N aus

Abb. 12 gleich sind (bestimmt durch eine graphische Integration, in Abwesenheit der Porosität, ist dies auch die ursprüngliche Position der Grenzfläche vor der Wanderung der Marker).



**Abb. 13.** Die Matano Grenzfläche (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, Physical Metallurgy Principles, Cengage Learning, 2010.)

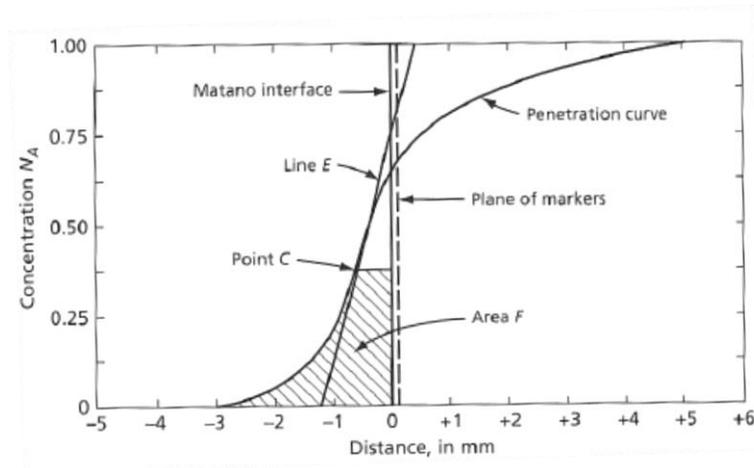
Falls die Matano Grenzfläche als Ursprung der x-Achse gewählt wird, mit Punkten rechts, die positiv sind und Punkten links, die negativ sind, kann die Boltzmann Lösung für das zweite Fick'sche Gesetz geschrieben werden als

$$\tilde{D} = -\frac{1}{2t} \frac{\partial x}{\partial C_A} \int_{C_{A1}}^{C_A} x dC_A \quad (26)$$

wobei  $C_A$  die Konzentration bei dem ein Abstand  $x$  von der Matano Grenzfläche zur Zeit  $t$  ist.

Die Integrationskonstante  $C_{A1}$  ist die Konzentration an einer Seite des Diffusionspaares wo die Zusammensetzung konstant und unbeeinflusst vom Diffusionsprozess bleibt.

Wenn zum Beispiel zwei reine Metalle verbunden werden, dann ist weit weg von der Matano Grenzfläche die Konzentration des einen Elementes null während die des anderen Elementes eins ist. Abb. 14 zeigt wie die Größen in Gleichung (26) graphisch aus dem gemessenen Konzentrationsprofil erhalten werden können.



**Abb. 14.** Hypothetische Diffusionsdaten, welche für die Matano Analyse benutzt werden (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, Physical Metallurgy Principles, Cengage Learning, 2010.)

Falls wir den Diffusionskoeffizienten zum Beispiel bei der Konzentration zugehörig zum Punkt C bestimmen möchten, ist die schraffierte Fläche F in Abb. 14 das Integral in Gleichung (26). Die Steigung der Linie E am Punkt C ist die Ableitung ausserhalb des Integrals und  $t$  ist die Diffusionszeit bei der die Eindringkurve (das Zusammensetzungsprofil) gemessen wurde. Fasst man alle diese Größen zusammen in Gleichung (26) kann man den Interdiffusionskoeffizienten  $\tilde{D}$  erhalten. Um die intrinsischen Diffusionskoeffizienten  $D_A$  und  $D_B$  zu messen, benötigt man auch die Geschwindigkeit  $v$  der Kirkendall Marker, welche mit den Diffusionskoeffizienten und den Konzentrationen zusammen hängen:

$$v = (D_A - D_B) \frac{\partial c_A}{\partial x} \quad (27)$$

Löst man die Gleichungen (27) und (23) gleichzeitig, erhält man die intrinsischen Diffusionskoeffizienten von den Interdiffusionsdaten, die in Abb. 14 geplottet sind.

### **Diffusion auf Pfaden mit hohem Diffusionsvermögen (high-diffusivity paths)**

Im Vergleich zur Diffusion im Innern eines Kristalls ("Bulk" Diffusion), ist die Diffusion in der Regel schneller durch Regionen, in denen die atomare Packungsdichte weniger dicht als ideal ist (z.B. entlang Korngrenzen oder anderen Grenzflächen; und Versetzungskernen, wobei dieses letztere Phänomen als sog. „dislocation "pipe" Diffusion bezeichnet wird), oder in Regionen in denen die Anzahl der Atombindungen geringer ist als ideal (beispielweise entlang freier Oberflächen). Diese Pfade werden oft als sog. „Kurzschlusspfad“ (short circuit path) bezeichnet, analog zu elektrischen Strömen, die den Weg des geringsten Widerstandes nehmen. Während derartige Pfade mit hohem Diffusionsvermögen unter bestimmten Bedingungen in Betracht gezogen werden müssen, sollte man auch bedenken, dass diese in der Regel relative spärlich sind. So ist z.B. das Gesamtvolumen, welches durch Atome an den Korngrenzen besetzt ist, relativ klein, wenn die Korngröße bis auf wenige Nanometer verringert wird. Somit ist auch der Gesamtstrom, der durch solche Pfade mit hohem Diffusionsvermögen passieren kann, relativ gering. Abhängig von der Mikrostruktur und dem zu betrachtenden Phänomen, kann es zusätzlich der Fall sein, dass die Diffusion in einer Art „Serie“ von einem Pfad mit hohem Diffusionsvermögen verbunden mit einem Pfad mit niedrigem Diffusionsvermögen auftritt. In derartigen Fällen wird die Gesamtkinetik von dem Prozess bestimmt, der am langsamsten ist. Wenn der Prozess parallel auftritt, können Pfade mit hohen Diffusionsvermögen wichtiger werden (jedoch mit der früher erwähnten Einschränkung des niedrigen Stromes).

## Diffusion in mehrphasigen binären Systemen

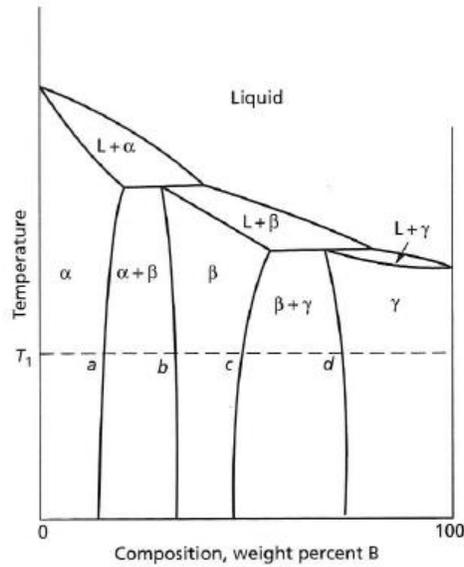
Bisher haben wir Diffusion nur in einphasigen Legierungen diskutiert. Beispielweise ist das Diffusionspaar Cu und Ni aus Abb. 1 über den gesamten Zusammensetzungsbereich (von purem Cu zu purem Ni) vollständig mischbar. Wenn das Diffusionspaar bei erhöhten Temperaturen wärmebehandelt wird, mischen sich die beiden Elemente in der Diffusionszone und formen einen einphasigen Mischkristall. Daher sollten die Zusammensetzungsprofile von Cu und Ni, wie in Abb. 1 rechts unten, gleichmäßig variieren. Diese Zweistoffsysteme sind allerdings Ausnahmen, da die überwiegende Mehrzahl von binären Phasendiagrammen, anstatt einer Mischkristallphase, mehrere Phasen enthalten. Solche Phasendiagramme reichen von relativ einfachen Reaktionen, bestehend aus zwei begrenzenden Mischkristallen mit einer eutektischen Reaktion in der Mitte, bis hin zu den relativ komplexen Reaktionen (peritektisch, eutektisch, eutektoid) sowie zusätzlich einer Vielzahl von Zwischenphasen.

Ein hypothetisches Beispiel eines binären Phasendiagramms (bestehend aus den einzelnen Elementen A und B), in dem es zwei begrenzende Phasen ( $\alpha$  und  $\gamma$ ) und eine Zwischenphase  $\beta$  gibt, ist in Abb. 15 dargestellt. Wenn ein Diffusionspaar durch Verbindung dieser beider Elemente A und B gebildet wird, und bei der Temperatur  $T_1$  gehalten wird, wie in Abb. 15 markiert, bildet sich eine geschichtete Struktur bestehend aus drei Phasen  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\gamma$  in Fig. 16. Wenn die Zusammensetzung dieser geschichteten Struktur als eine Funktion des Abstandes gemessen wird, wird diese wie die in Abb. 16 gezeigten Kurven aussehen – von reinem A auf der linken Seite zu reinem B auf der rechten Seite. Innerhalb jeder Phase ( $\alpha$ ,  $\beta$ , und  $\gamma$ ) ändert sich die Zusammensetzung

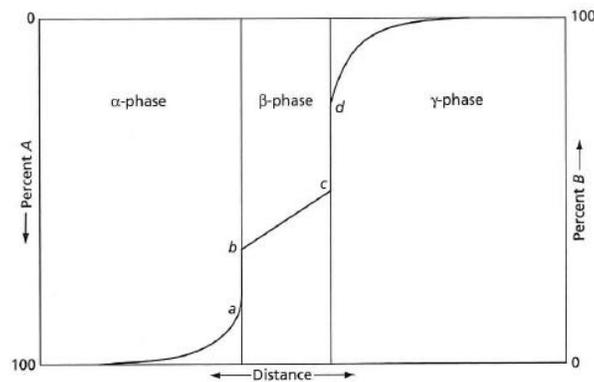
gleichmäßig, wenn auch mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Allerdings gibt es an den Phasengrenzen einen scharfen Sprung in der Zusammensetzung. Beispielsweise steigt die Zusammensetzung im Bereich der Phasengrenze  $\alpha$ - $\beta$  abrupt von „a“ nach „b“ an. Diese Zusammensetzungen sind dieselben, wie diejenigen, die durch die entsprechenden Punkte „a“ und „b“ in dem Phasendiagramm aus Abb. 15, in dem die gestrichelte Linie bei der Temperatur  $T_1$  die  $\alpha$ - $\beta$  Phasengrenze kreuzt. Ebenso gibt es eine Diskontinuität in der Zusammensetzung von „c“ nach „d“ an der  $\beta$ - $\gamma$  Phasengrenze. Da die  $\alpha$ - $\beta$  Phasengrenze sich von der  $\alpha$ -Phasenseite annähert, steigt die Zusammensetzung von reinem A zu der im Punkt „a“ gegebenen Zusammensetzung an. Ähnlich, aber in umgekehrter Richtung, verhält es sich, wenn man sich der  $\gamma$ - $\beta$  Phasengrenze von der  $\gamma$ -Phasenseite nähert (von purem B zum Punkt „d“). Diese Situation gilt solange genügend reines A und reines B im Diffusionspaar übrig sind. (Fragen Sie sich selbst: Was würde passieren, wenn das Diffusionspaar relativ dünn und die Glühdauer lang genug ist, um den Gleichgewichtszustand einzustellen? Hinweis: Überlegen Sie, wie die Anfangsdicke von A und B es beeinflusst, an welcher Stelle vom Phasendiagramm man sich nach einer Gleichgewichtswärmebehandlung wiederfinden würde).

Zusammenfassend stellt ein Diffusionspaar dieses Typs (Abb. 16) ein Schnitt durch das Phasendiagramm (Abb. 15) bei einer gegebenen Temperatur (in diesem Fall  $T_1$ ) dar, bei dem die einzelnen einphasigen Felder als Bereiche mit endlicher Breite, und die zweiphasigen Bereiche als Flächen senkrecht zur Papierebene mit einer Breite von Null in der Papierebene sind. (Fragen Sie sich selbst, warum dies der Fall ist! Hinweis: Damit Diffusion stattfindet, sollte ein Konzentrationsgradient quer durch die Grenzfläche vorhanden sein, andernfalls würde die Diffusion stoppen. Nun sollten die Aktivitäten des

Elements B (oder A in diesem Fall) auf beiden Seiten der Grenzfläche der zwei Phasen im Gleichgewicht gleich sein. (Wenn es also einen Konzentrationsgradient geben muss, was sollte dann mit der Grenzflächendicke geschehen?)

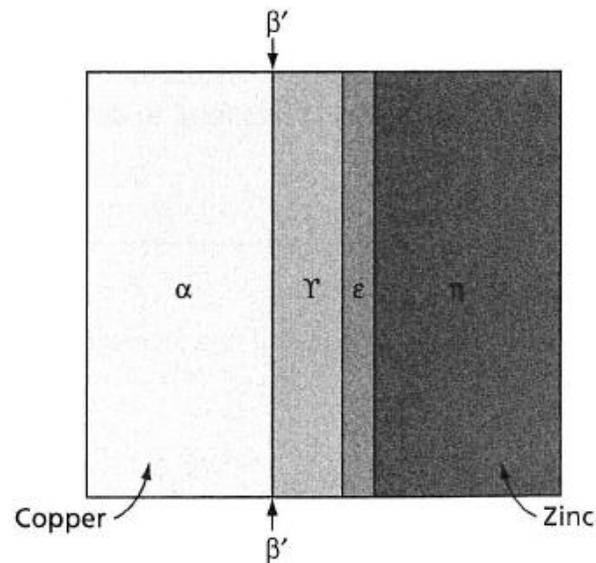


**Abb. 15.** Ein hypothetisches binäres Phasendiagramm bestehend aus zwei Elementen A und B und drei Zwischenphasen  $\alpha$ ,  $\beta$ , und  $\gamma$ . (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, Physical Metallurgy Principles, Cengage Learning, 2010.)



**Abb. 16.** Diffusionspaar, welches durch Verbinden zweier Elemente A und B durch Glühen bei der Temperatur  $T_1$ , wie in Abb. 13 gezeigt, hergestellt wurde. Die drei Phasen  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\gamma$  des Phasendiagramms werden als eine geschichtete Struktur entlang ihrer sich ändernden chemischen Zusammensetzung als Funktion des Weges durch das Diffusionspaar dargestellt. (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, *Physical Metallurgy Principles*, Cengage Learning, 2010.)

Die Breite der einphasigen Bereiche in Abb. 16 ( $\alpha$ ,  $\beta$ , und  $\gamma$ ), abhängig von den relativen Diffusionsvermögen der verschiedenen Bestandselemente, welche wiederum die Geschwindigkeiten der Phasengrenzen zwischen den verschiedenen Phasen bestimmen, können in verschiedenen Systemen stark variieren. Einige der Phasengrenzen können sich schnell bewegen, während andere langsam sind. Als Ergebnis können einige der Phasen, die durch das Phasendiagramm vorhergesagt werden, nicht erscheinen, d. h. sie sind unter normalen Bilderfassungsbedingungen in einem Diffusionspaar nicht sichtbar. Abbildung 17 zeigt ein Beispiel eines Cu-Zn Diffusionspaares, geblüht für kurze Zeit bei 380 °C, in dem die  $\beta'$ -Phase, die im Cu-Zn-Phasendiagramm erscheint, zu dünn ist, um im Diffusionspaar sichtbar zu sein.



**Abb. 17.** Cu-Zn Diffusionspaar, in dem die  $\beta'$ -Phase durch das Phasendiagramm vorausgesagt wird, jedoch im Diffusionspaar nicht sichtbar ist. (Aus R. Abbaschian, L. Abbaschian, and R. E. Reed-Hill, Physical Metallurgy Principles, Cengage Learning, 2010.)

Im Allgemeinen sind die Wachstumsgeschwindigkeiten der beiden Grenzflächen der  $\beta'$ -Phase (oder eine andere betreffende Phase) von einer Reihe an Faktoren, wie der Zusammensetzung der Phasen, die an den Grenzflächen vorhanden sind, genauso wie die Diffusionskoeffizienten  $D$  der verschiedenen Elemente in den verschiedenen Phasen und dem Konzentrationsgradienten an der Grenzfläche, abhängig. Da  $D$  abhängig von der Zusammensetzung ist, ist es generell schwierig das Schichtwachstumsproblem zu lösen. Für unsere Zwecke genügt es zu begreifen, dass bestimmte Wachstumsbedingungen es einer Phase nicht ermöglichen eine ausreichende Dicke zu entwickeln, um sichtbar zu sein, dass einige vorübergehende Phasen bei Annäherung an den Gleichgewichtszustand verschwinden werden, und dass durch eine geeignete Wahl von  $D$  es möglich ist, die

Grenzflächen nach rechts oder links zu verschieben. Mit anderen Worten ist es nicht immer der Fall, wenn Sie ein Experiment durchführen, dass Sie jede der Phasen, die im Phasendiagramm vorhanden sind, beobachten werden.

### **Versuchsbeschreibung**

Im Mittelpunkt des fünften Versuches des Fachlabores steht der Prozess der Diffusion. Zusätzlich zu den Prozessen und Phänomenen, die in der Einleitung diskutiert werden, spielt die Diffusion eine wichtige Rolle in Komponenten für Hochtemperaturanwendungen.

Im ersten Teil des Versuchs wird die Rasterelektronenmikroskopie in Kombination mit EDX Messungen genutzt um die Mikrostruktur eines ausgewählten Diffusionspaares nach dem Diffusionsglühen zu untersuchen. Dabei werden auch Elementverteilungen charakterisiert und ggf. verschiedene Phasenbereiche durch Vergleiche mit Phasendiagrammen aus der Literatur identifiziert.

Im zweiten Teil des Versuchs werden mit Hilfe der Nanoindentation die lokalen mechanischen Eigenschaften des Diffusionspaares ermittelt. Ziel dabei ist es einmal den Studierenden ein grundsätzliches Verständnis von mikromechanischen Messmethoden

und Herausforderungen bei Messungen in dieser Größenskala zu vermitteln, zum anderen aber auch ganz gezielt die erhaltenen mechanischen Daten mit Elementverteilungen, Phasen und Härtungsmechanismen in Verbindung zu bringen.