

M. Saxlová
Hochfeste Werkstoffe

Acta Universitatis Carolinae. Mathematica et Physica, Vol. 26 (1985), No. 1, 61--73

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/142547>

Terms of use:

© Univerzita Karlova v Praze, 1985

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Hochfeste Werkstoffe

M. SAXLOVÁ

Lehrstuhl für Metallphysik an der Mathematischen-Physikalischen Fakultät
der Karls Universität Prag*)

Eingegangen am 30. November 1984

Es wurde die Gleichgewichtslage einer Gleitversetzung in einem Gleithindernisfeld analysiert, um zu zeigen, daß die Aushärtbarkeit einer Legierung sich mit Regelmäßigkeit ihrer Entmischungsstruktur verbessert. Näherungsausdrücke für die kritische Schubspannung in einem periodischen Spannungsfeld sind angegeben gemeinsam mit ihrem Gültigkeitsbereich. Es wird gezeigt, wie man die größte Streckgrenzezunahme an effektiv aushärtbaren Legierungen mit elastischer Anisotropie und von Null unterschiedlichen Verzerrungsparameter durch geeignete thermomechanische Behandlung erzielen kann.

Na základě rozboru podmínek rovnováhy skluzových dislokací bylo ukázáno, že vytvrzování slitiny se zlepšuje s pravidelností její rozpadové struktury. V práci jsou uvedeny vztahy pro kritické skluzové napětí v periodickém napěťovém poli skluzových překážek, které platí za předpokladu malých amplitud vnitřních skluzových sil. Dále je ukázáno, jaké vhodné termomechanické zpracování vytvrzovatelných slitin je nutno volit, aby se dosáhlo maximálního přírůstku meze kluzu. Přitom efektivně vytvrzovatelné slitiny jsou ty, které jsou elasticky anizotropní a mají nenulový velikostní faktor.

На основе анализа условий равновесия дислокаций скольжения было показано, что прочность сплава растёт с улучшением пространственного распределения структуры. В работе показаны отношения для критического напряжения скольжения в присутствии периодического поля напряжений и при предположении малых амплитуд внутренних сил скольжения. Тоже показано, как сделать термомеханическую обработку чтобы получить максимальную прочность. Для этих дел удобны сплавы которые эластически анизотропные а для которых размерный фактор не равняется нулю.

1. Warmaushärtung der Legierungen

Fast alle in der Technik verwendeten Werkstoffe sind Legierungen. Dementsprechend liegen außerordentlich viele Festigkeitsversuche an technisch interessanten Legierungen vor.

Aushärtbarkeit einer Legierung ist durch die mit fallender Temperatur stark verminderte Löslichkeit gegeben. Als Beispiel hierzu ist die Kupferseite des Cu-Ti

*) 121 16 Praha 2, Ke Karlovu 5, Tschechoslowakei.

Zustandsdiagramms (Abb. 1). Ein Mischkristall, der oberhalb der Löslichkeitskurve homogenisiert wurde, liegt nach dem Abschrecken ins Zweiphasengebiet in instabilem Zustand vor. Der instabile Zustand wird bei Anlassen durch Entmischungsvorgänge beseitigt. Bedeutungsvoll ist, daß dadurch eine ausgeprägte Zunahme der Streckgrenze eintreten kann.

Welcher Art die Entmischungsvorgänge sind, was für eine dadurch hervorgerufene Festigkeitszunahme eintritt, hängt von der Konzentration der Probe und der Anlaßtemperatur ab. Es wurde z. B. die Streckgrenze σ_0 von etwa 600 MPa an den Cu-4Ti Proben*) erreicht, die drei Stunden bei 723 K angelassen worden waren (s. Abb. 1 die thermische Behandlung 1). Bemerkenswert ist auch der schnelle Anstieg

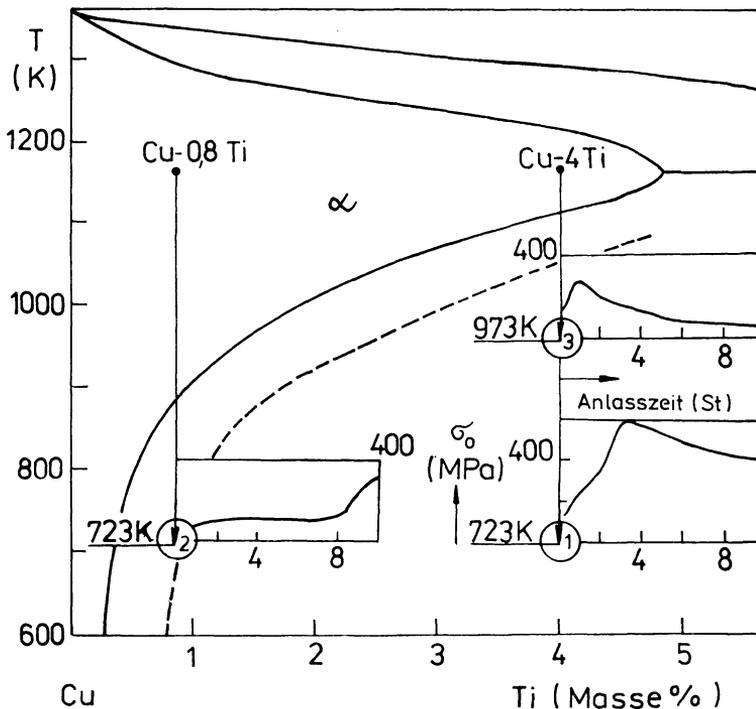


Abb. 1.

der Streckgrenze am Anfang der Auslagerung. Im Vergleich dazu, sind die für die Warmaushärtung erforderlichen Anlaßzeiten an wenig übersättigten Legierungen für die Praxis zu lang und auch die Aushärtung selbst zu klein (wie zeigt auch der Fall 2 in Abb. 1). Werden die Proben bei höheren Temperaturen angelassen, wird keine erhebliche Festigkeitszunahme, sondern mehr Entfestigungen beobachtet (s. die Behandlung 3 in Abb. 1).

*) Die Legierungsgehalte sind in Massenprozenten gegeben. Die experimentellen Aushärtungsbefunde für Cu-4Ti wurden aus [1-4], diejenigen für Cu-2Be aus [5] übernommen.

Die Festigkeitseigenschaften der aushärtbaren Proben (wie z. B. Cu-4Ti nach Anlassen bei 723 K) können weiter verbessert werden durch eine Kombination mit mechanischer Vorbehandlung (s. Tab. 1). Die 90% Dickabnahme der Cu-4Ti Proben

Tab. 1

Cu-4Ti			die erzielte Streckgrenze
Homogenisierung bei 1173 K	Glühung bei 723 K 20 Minuten	Dickabnahme durch Kaltwalzen 90%	→ 600 MPa
			→ 1000 MPa
			→ 1200 MPa
Auslagerung bei 723 K			

durch Walzen hat zur Folge die Aushärtung bis die Streckgrenzhöhe fast 1000 MPa. Es zeigt sich weiter, daß noch größere Festigkeitswerte erhalten werden, wenn die Proben vor der Vorverformung noch kurz geglüht werden. Die dadurch erzielte Streckgrenze 1200 MPa ist mit denjenigen Größen vergleichbar, die an recht guten Stählen gemessen sind.

Es liegt nahe nach Möglichkeiten zu suchen, mechanische Eigenschaften der aushärtbaren Legierungen mit Hilfe einer Kombination von thermischer und mechanischer Behandlung zu verbessern. Es wurden manche hochfesten Werkstoffe untersucht. Dabei zeichnet sich die Kupfer-Beryllium Legierung durch besonderes hohe Festigkeitswerte aus. Um die für die Legierung Cu-4Ti erwähnte Spitzengrenze von 1200 MPa zu erreichen, genügt es die Cu-2Be Proben nur eine Stunde bei 573 K auslagern zu lassen. Durch eine geeignete thermomechanische Behandlung läßt sich eine Aushärtung vom Cu-2Be fast zu 1400 MPa erhöhen. Neben den Cu-Be und Cu-Ti Systemen sind aus der Gruppe der hochfesten Werkstoffe wenigstens die Legierungen Cu-Ni-Sn, Cu-Ni-Cr, Cu-Ni-Fe, Fe-Cr und die aus den Reihen Nimonic und Inconel zu erwähnen.

Zur Zeit bei großem Umfang des über die aushärtbaren Werkstoffe vorliegenden empirischen Materials ist die Theorie nicht in der Lage, alle experimentellen Befunde vollständig zu erklären. Im ersten beschränkt man sich auf ein qualitatives Verständnis der experimentellen Ergebnisse, um typische hochfeste Entmischungsstrukturen charakterisieren zu können. Im folgenden wird es gezeigt, daß, ausgehend aus der allgemeinen Gleichungsform für eine stabile Lage der Gleitversetzung, eine erhebliche Warmaushärtung durch quasiperiodische dichte Raumverteilung kohärenter Ausscheidungsteilchen bedingt sein kann. Auf Grund umfassender Erforschung von experimentellen Befunden werden im weiteren die Umstände, um welche sich solche hochfesten Entmischungsstrukturen gebildet werden, diskutiert. Als der entscheidende Faktor für Ausbau einer effektiv aushärtbaren Entmischungsstruktur zeigt sich neben der elastischen Anisotropie der Verzerrungsparameter, der die Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstante beschreibt.

2. Die kritische Schubspannung

Um die Streckgrenze angelassener Probe zu bestimmen, muß die durch die Entmischung hervorgerufene Erhöhung der kritischen Schubspannung errechnet werden.

Bekanntlich wird die plastische Verformung hauptsächlich durch die Gleitung von Versetzungen verwirklicht. Die kritische Schubspannung τ_0 ist durch diejenige kleinste Größe der äußeren Schubspannung τ bestimmt, unter derer Wirkung sich keine stabile Lage der Gleitversetzung einstellt.

In einer stabilen Lage $y = y(x)$ der Gleitversetzung mit dem Burgersvektor \mathbf{b} , die in der Gleitebene (x, y) vorliegt (Abb. 2), muß in jedem Punkt $[x, y]$ der Versetzung die Gleichung

$$(1) \quad \Gamma(x, y) \kappa(x, y) + f(x, y) + \tau b(x, y) = 0$$

erfüllt werden. Hier ist $\Gamma \approx \mu b^2$ [6] die Linienspannung der Versetzung (μ ist der effektive Schubmodul [7]). Die lokale Krümmung der Versetzung

$$(2) \quad \kappa(x, y) = \frac{d^2 y / dx^2}{(1 + (dy/dx)^2)^{3/2}}$$

stellt sich im Punkt $[x, y]$ nach Gl. (1) ein unter der Wirkung der äußeren Kraft τb und der inneren Gleitkraft f . Auf das Versetzungselement $d\mathbf{l}$ wirkt die positive äußere Kraft $\tau b d\mathbf{l}$ in der Richtung $\phi = \mathbf{n} \times d\mathbf{l}$, wobei $\mathbf{n} = (\mathbf{b} \times d\mathbf{l}) / |\mathbf{b} \times d\mathbf{l}|$ die positive Normale der Gleitebene bezeichnet, und die innere Kraft [6, 8]

$$(3) \quad f d\mathbf{l} = \frac{(\mathbf{b} \times d\mathbf{l})(\mathbf{n} \times d\mathbf{l})}{|\mathbf{n} \times d\mathbf{l}|} = \mathbf{n} \Sigma \mathbf{b} (\mathbf{n} \times d\mathbf{l}).$$

Hier vertritt der Tensor Σ das innere Spannungsfeld des Hindernisspektrums. Es handelt sich um das gesamte Gleithindernisfeld, das durch die übrigen Versetzungen, Fremdatome, Ausscheidungsteilchen und weitere Kristallfehler gebildet wird und auch das Peierlische Potenzial umfaßt. In einer zerfallenden (inhomogenen) Legierung werden die Größen f, μ, b und dadurch auch die Linienspannung Γ vom lokalen Konzentrationsgehalt abhängig.

Bemerkenswert ist, daß eine behindernde gegen die Schubspannung τ wirkende Kraft f nach (3) negativ ist und daß im Einklang mit Gl. (1) Versetzungstücke unter der Wirkung von stark behindernden Wechselwirkungskräften $f < -\tau b$ positive Krümmungen besitzen, was ihren konkaven (rückständigen) Verläufen entspricht (s. Abb. 2 den Punkt B).

Die kritische Schubspannung τ_0 ist gerade größer als jener Wert τ , der eine Gleichgewichtslage der Gleitversetzung nach Gl. (1) bestimmt. Es ist leicht anzusehen, daß eine konkrete Berechnung der kritischen Schubspannung eine recht mühsame Aufgabe ist, die sogar mit Hilfe von Computersimulationen nur auf Grund

stark vereinfachter Modelle gelöst werden kann. Einige qualitative Erkenntnisse sind jedoch schon aus der allgemeinen Gleichungsform zu ersehen. Dies wird im folgenden gedeutet.

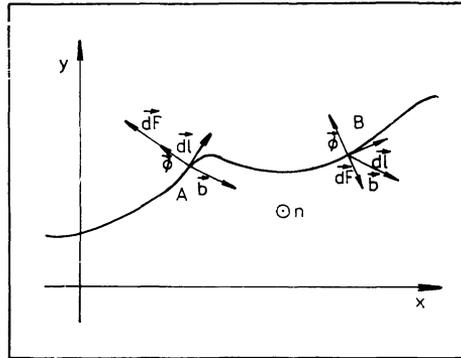


Abb. 2. Für das Versetzungselement $dl = \text{grad } y$ im Punkt A ist $f + \tau b > 0$ und die gesamte Gleitkraft $dF = (f + \tau b) dl$ wirkt in der Richtung ϕ ; infolge (1) ist hier $\kappa < 0$. Im Punkt B dagegen ist $f + \tau b < 0$, was der positiven Krümmung entspricht.

3. Einfluß der Versetzungsflexibilität

Die Gleichgewichtsgleichung (1) zeigt, daß die Flexibilität der Versetzung eine leichtere Überwindung der Gleithindernisse verursacht. Je mehr sich nämlich die Versetzung zwischen benachbarten Hindernissen ausbauchen kann, ohne einige weitere Hindernisse zu spüren, je größer der Wert $|\Gamma\kappa|$ ist, desto kleiner wird zuletzt die kritische Schubspannung im Vergleich zu der maximalen behindernden inneren Spannung $\text{Max}(-f/b)$. Dies wird deutlicher für gröbere Verteilungen von stärkeren Hindernissen. Im Grenzfall tritt der Orowan-Mechanismus ein, bei dem die Hindernisse nicht mehr von der Versetzung geschnitten, sondern vor ihr umgangen werden. Der Orowan-Mechanismus führt bekanntlich zum Abfall der Festigkeit.

Anschaulich, und im Gegenteil zu starken Hindernissen, die effektive Ausbauchungen der Gleitversetzungen ermöglichen, wird eine geradlinige Versetzung die ganze innere Kraft f spüren, weil die Krümmung κ für geradlinige Versetzung gegen Null geht. Es ist zu erwarten, daß ein Gleithindernisspektrum, das nur von fast geradlinigen Versetzungen mit kleinen Krümmungen überwunden werden kann, eine kritische Schubspannung bedingt, die mit der maximalen behindernden entlang der Versetzung gemittelten inneren Spannung vergleichbar ist:

$$(4) \quad \tau_0 \approx \text{Max} \left\{ L^{-1} \int_C (-f(x, y)/b(x, y)) dl \right\}$$

(L ist die Länge der Versetzungskurve C).

4. Effektiv wirkendes Gleithindernisspektrum

Die kritische Schubspannung ist durch die schwächsten Teile der Versetzung in ihrer kritischen (am stärksten behindernden) Lage bestimmt. Aus den vorstehenden Überlegungen kann man einige allgemeingültige Folgerungen ziehen, daß die effektivste Wirkung der Gleithindernisse sich bei fast geradlinigen Verläufen der Gleitversetzungen in ihren kritischen Lagen durchsetzt. Um unerwünschte weitreichende Versetzungsausbauchungen zu vermeiden, müssen erstens die wirkenden Gleithindernisse in einer (quasi)periodischen Raumverteilung geordnet werden. Allerdings liefert die Forderung von kleinen Ausbauchungen der Versetzungen im periodischen Gleithindernisspektrum eine im weiteren verfolgte Begrenzung auf die Amplitude des inneren Spannungsfeldes.

Eine periodische Gleithindernisspektrum bildet ein periodisches Spannungsfeld Σ . Demzufolge ist die Gleitkraft f eine periodische Funktion entlang einer geradlinigen Versetzung. Dadurch wird die Versetzung gewellt und zwar mit der Wellenlänge λ gleich derjenigen des periodischen inneren Feldes in der Richtung der ursprünglich geradlinigen Versetzung (Abb. 3).

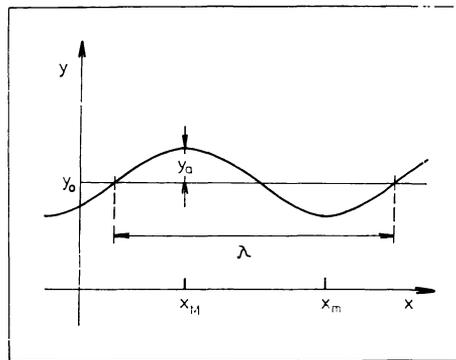


Abb. 3. Ein stabiler Verlauf der Gleitversetzung in einem schwachen periodischen Innerfeld $\Sigma(x + k\lambda) = \Sigma(x)$ unter Bedingung (11).

Eine fast geradlinige entlang der Richtung x gewellte Versetzung, die unter der Wirkung der Spannung τ ihr Gleichgewicht im periodischen Feld Σ einnimmt, wird durch ihren sinusförmigen Verlauf mit einer kleinen Amplitude beschrieben:

$$(5) \quad y(x) = y_0 + y_1 \sin(\beta x) + y_2 \cos(\beta x),$$

wobei die Amplitude $y_a = (y_1 + y_2)^{1/2}$ kleiner als der reciproke Wert des Wellenvektors β sein muß ($\beta = 2\pi/\lambda$);

$$(6) \quad y_a < 1/\beta.$$

Infolge (6) ist die Versetzungsamplitude immer kleiner als eine Halbe ihrer Wellenlänge. Der Orowan-Mechanismus ist für untersuchte fein gewellte Versetzungen jedenfalls ausgeschlossen.

Die Koeffizienten $y_1 = y_1(\tau, \Sigma)$ und $y_2 = y_2(\tau, \Sigma)$ sind durch Gl. (1) bestimmt. Demzufolge bedeutet die Bedingung (6) gewisse Begrenzung für das periodische Feld Σ , das nur fein gewellte Gleitversetzungen moduliert. Zu diesem Zweck ermittelt man das Gleichgewicht der Versetzung (5) in ihren Extrempunkten $y_0 \pm y_a$. Hier ist die Versetzungskrümmung maximal, gleich $\mp \beta^2 y_a$, und die Gleichgewichtsgleichung (1) lautet

$$(7) \quad -\Gamma(x_M, y_0 + y_a) \beta^2 y_a + f(x_M, y_0 + y_a) + \tau b(x_M, y_0 + y_a) = 0 \quad \text{für} \\ y(x_M) = y_0 + y_a, \\ \Gamma(x_m, y_0 - y_a) \beta^2 y_a + f(x_m, y_0 - y_a) + \tau b(x_m, y_0 - y_a) = 0 \quad \text{für} \\ y(x_m) = y_0 - y_a.$$

Um die Anwendung der Bedingung (6) in Gln. (7) zu erleichtern, werden eventuelle Abhängigkeiten des Burgersvektors b und des effektiven Schubmoduls μ vom lokalen Konzentrationsgehalt entlang der fast geradlinigen Versetzung vernachlässigt und in Gl. (7) die dem homogenen Mischkristall mit der nominalen Konzentration C_0 entsprechenden Größen benützt. Wir setzen

$$(8) \quad \Gamma(x_M, y_0 + y_a) \approx \Gamma(x_m, y_0 - y_a) \approx \Gamma(C_0) \equiv \Gamma$$

und

$$b(x_M, y_0 + y_a) \approx b(x_m, y_0 - y_a) \approx b(C_0) \equiv b$$

in Gln. (7) ein, was sofort zur Feststellung führt, daß die Versetzung unter der Wirkung der Kraftextreme maximal gekrümmt wird. Danach ist

$$(9) \quad f(x_M, y_0 + y_a) - f(x_m, y_0 - y_a) = 2f_a$$

mit der Amplitude f_a des periodischen Verlaufes der Gleitkraft f entlang der gewellten Versetzung (5). Mit Hilfe (8) und (9) bekommt man nach Subtraktion von Gln. (7) und der Anwendung (6) die Bedingung für ausreichend schwache periodische Hindernisfelder, die nur mit fast geradlinigen Versetzung (5) überwunden werden und zwar in der übersichtlichen Form:

$$(10) \quad f_a < \Gamma \beta.$$

Die Forderung (10) zeigt sich jedoch für praktische Untersuchungen nicht geeignet. Leichter ist es bestimmt, die Gleitkraft f entlang einer geradlinigen Versetzung, als entlang einer gewellten sinusförmigen Versetzung (5) zu untersuchen, um ihre Amplitude zu bestimmen. Aus physikalischen Gründen ist die Amplitude f_{a0} der Gleitkraft f entlang der geradlinigen Versetzung $y(x) = y_0$ kleiner als die Amplitude f_a entlang der Versetzung (5). Wird die Bedingung (10) sogar für die Amplitude f_{a0} erfüllt, d. h. falls ist

$$(11) \quad f_{a0} < \Gamma \beta,$$

gilt sie automatisch auch für die Amplitude f_a . Dadurch bekommt man die für praktische Anwendungen mehr geeignete Form (11) der Forderung an effektiv verfestigte periodische Hindernisfelder.

In einem periodischen Hindernisfeld nehmen Gleitversetzungen unter der Bedingung (11) periodische Verläufe ein:

$$(12) \quad y(x) = y(x + k\lambda), \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{für } \tau < \tau_0.$$

Die Wellenlänge λ und die kritische Schubspannung τ_0 hängen von der Orientierung (von der Richtung \mathbf{x}) der gewellten Versetzung ab. Für periodische Versetzungsverläufe (12) gilt:

$$(13) \quad \int_0^\lambda \kappa(x, y) (1 + (dy/dx)^2)^{1/2} dx = 0.$$

Nach der Mittlerung von (1) entlang der Versetzung (12) bekommt man für die wirkende Schubspannung τ in der Näherung der konstanten Linienspannung (8) infolge (13) folgende Beziehung:

$$(14) \quad \tau b = \lambda^{-1} \int_0^\lambda -f(x, y) (1 + (dy/dx)^2)^{1/2} dx.$$

Die kritische Schubspannung τ_0 wird dann im Einklang mit der Erwartung (4) durch die Gleichung

$$\tau_0 b = \text{Max} \left\{ \lambda^{-1} \int_0^\lambda -f(x, y) (1 + (dy/dx)^2)^{1/2} dx \right\}$$

gegeben.

Für die erste Abschätzung wird die Integration in (14) entlang der entsprechenden geradlinigen Versetzung $y = y_0$ durchgeführt.

$$(15) \quad \tau b \approx \lambda^{-1} \int_0^\lambda -f(x, y_0) dx.$$

Dies liefert für die kritische Schubspannung τ_0 den Näherungsausdruck

$$(17) \quad \tau_0 b \approx \lambda^{-1} \int_0^\lambda -f(x, y_{0k}) dx$$

mit dem Parameter y_{0k} , der der kritischen Lage der Versetzung entspricht. Er wird infolge der Annäherung (17) wie folgt bestimmt: für $y_0 = y_{0k}$ gilt

$$(18) \quad \frac{d}{dy_0} \int_0^\lambda f(x, y_0) dx = 0 \quad \text{bei} \quad \frac{d^2}{dy_0^2} \int_0^\lambda f(x, y_0) dx > 0.$$

Die Abschätzungen (16) und (17) werden desto besser, je besser die Bedingung (11) für jede unekivalente Lage y_0 der Versetzung mit der Orientierung \mathbf{x} erfüllt wird.

5. Periodische Entmischungsstrukturen

Werden während Auslagerung übersättigter Mischkristalle periodische Konzentrationsmodulationen oder sogar periodische Strukturen kleiner kohärenter Ausscheidungsteilchen entmischt, ist unter der Bedingung (11) der effektivste Verfestigungseinfluß der ausgeschiedenen Struktur zu erwarten. Mit anderen Worten, je regelmäßiger die Raumverteilung kohärenter Teilchen oder Konzentrationschwangungen ist, desto größer wird die kritische Schubspannung für jede Versetzungsorientierung und dadurch auch die Streckgrenze.

Die unmittelbare Ursache für die Ausbildung periodischer Entmischungsstrukturen ist die Bestrebung des Systems seine elastische Energie zu erniedrigen. Theoretische Behandlung dieses Problems hängt davon ab, ob während der Entmischung entweder einphasige Konzentrationsfluktuationen im Mischkristall oder kohärente Ausscheidungen ausgebildet werden.

Kohärenzspannungen einphasiger Konzentrationswellen erniedrigen die Treibkraft der Entmischung und zwar um den Faktor $2\eta^2 Y_{hkl}$ [9]. Hier bedeutet η den Verzerrungsparameter, der die Konzentrationsabhängigkeit der Gitterkonstante a nach der Beziehung

$$(19) \quad \eta = (d \ln a / dC)_{C=C_0}$$

beschreibt. Die Größe Y_{hkl} ist eine von der Wellenrichtung $\langle hkl \rangle$ abhängige Kombination der elastischen Konstanten [9]. Die Entmischung verläuft vorwiegend in den Richtungen mit dem kleinsten Wert Y . Bei kubischen Legierungen mit positiver elastischer Anisotropie (solche sind die meisten untersuchten aushärtbaren Legierungen) gehört der kleinste Wert Y den Matrixrichtungen $\langle 100 \rangle$. Für Mischkristalle mit negativer elastischer Anisotropie werden daneben auch die $\langle 111 \rangle$ Richtungen für das Anwachsen der Konzentrationsfluktuationen günstig. Jedenfalls ist neben der elastischen Anisotropie des Mischkristalls der von Null unterschiedliche Verzerrungsparameter η die notwendige Bedingung für Ausbau einer modulierten periodischen Struktur.

Homophasige Konzentrationsmodulationen im übersättigten Mischkristalls können nur im Anfangsstadium der durch weitreichende Zwischenatomkräfte bedingte spinodale Entmischung gebildet werden. Dabei versteht man unter der Spinodalentmischung die Instabilität des übersättigten Mischkristalls gegenüber kleinen Konzentrationsschwangungen. Die Fluktuationen werden während Entmischung vertieft. Zuletzt werden kohärente Ausscheidungen entmischt. Sei jedoch die Korrelationslänge der Atomwechselwirkung vergleichbar mit der Gitterkonstante, was sich als typisch für aushärtbare Legierungen zeigt, werden Strukturen mit kleinen dichten kohärenten Teilchen schon vom Anfang der sinodalen Entmischung gebildet.

Die Instabilität des übersättigten Mischkristalls (d. h. die spinodale Entmischung) wird durch hinreichende Unterkühlungen erzielt. Im Zustandsdiagramm soll eine, wegen der Atomschwingungen unscharfe Grenze zwischen instabilen und metastabilen

Zuständen auftreten (sogenannte Spinodale – s. z. B. die geschtrichelte Linie in Abb. 1). Im metastabilen Gebiet über der Spinodale fängt die Entmischung durch homogene Ausscheidung an.

Um ihre elastische Wechselwirkungsenergie zu erniedrigen, bemühen sich die kohärenten Teilchen in ein regelmäßiges Raumgitter parallel zu den elastisch weichen Richtungen einzuordnen. Dabei können die elastisch weichen durch die niedrigste (d. h. maximal negative) Wechselwirkungsenergie charakterisierten Richtungen nur in einer elastisch anisotropen Matrix beobachtet werden. Die Treibkraft, die Ausscheidungen einzuordnen, verstärkt sich mit wachsenden Unterschieden in Gitterkonstanten und elastischen Moduln des Ausscheidungsteilchens und der Matrix. Dabei spielt die Verzerrungsfelder um Teilchen eine um viel wichtigere Rolle als die elastische Inhomogenität selbst [10].

Die ausführlichen von Johnson und Lee durchgeführten Rechnungen [11] zeigen, daß Teilchen mit reinen Dilatationverzerrungsfeldern in einem $\langle 100 \rangle$ kubischen Supergitter eingeordnet werden. Für Fällen großer negativer Anisotropie, z. B. für Mo-Legierungen, können daneben auch Einordnungen von Teilchen entlang der $\langle 111 \rangle$ Matrixrichtungen beobachtet werden. Für Teilchen mit tetragonalen Verzerrungen kann jedoch wachsende elastische Inhomogenität auch eine andere Raumverteilung verursachen.

In welcher Masse sich die realen Teilchenverteilungen der idealen periodischen Struktur nähern, wird nicht nur durch die Anlaßdauer geregelt – offensichtlich verbessert sich die Regelmäßigkeit während der Auslagerung – sondern auch durch die vorläufigen Entmischungsvorgänge beeinflusst. Falls kohärente Teilchen als Produkte der spinodalen Entmischung entstehen, wird die Regelmäßigkeit ihrer Raumverteilung schon in früheren Entmischungsstadien wegen ihrer großen Dichte stark ausgeprägt. Im Gegenteil dazu, erfordert der Ausbau einer periodischen Ausscheidungsstruktur im Laufe der homogenen Ausscheidung unvergleichbar längere Anlaßzeiten.

6. Effektiv aushärtbare Legierungen

Nach dem Vorstehenden ist die für effektive Aushärtbarkeit einer Legierung notwendige Ausbildung einer periodischen Entmischungsstruktur durch die Anisotropie des Kohärenzspannungsfeldes bedingt. Da solche Anisotropie mit den elastischen Anisotropie der Matrix direkt verknüpft ist, und vor allem durch Radiendifferenzen gelöster Atome verursacht wird, sind effektiv aushärtbare Legierungen diejenigen elastisch anisotropen Legierungen mit einem von Null unterschiedlichen Verzerrungsparameter η (19). Solche sind u. A. auch alle im Abschnitt 1 erwähnten Systeme.

Vom technischen Standpunkt aus betrachtet ist die thermische Behandlung einer effektiv aushärtbaren Legierung unter der Spinodale besonders günstig. Hier führt nämlich die spinodale Entmischung zur Ausbildung periodischer Entmi-

schungsstrukturen – einfasiger Konzentrationsmodulationen oder kohärenter Ausscheidungsstrukturen – schon vom Anfang der Auslagerung. Die Bedingung (11) ist in allen praktischen Fällen gut erfüllt. Auch wenn durch die spinodale Entmischung Teilchen geschieden werden, wird ihre Größe wegen großer Dichte ausreichend klein, um genug kleine Kraftamplitude f_{a0} zu garantieren. Dadurch ist ein schneller, mehrmals experimentell bestätigter Anstieg der Streckgrenze am Anfang der Auslagerung im spinodalen Regime leicht erklärt. Ein Beispiel hierzu ist der Anfangsverlauf der Aushärtungskurve 1 in Abb. 1.

Bei homogener Ausscheidung wird jedoch ein Anstieg der Streckgrenze bis nach längere Anlaßzeiten sichtbar, da hier zufällige Nukleation den Ausbau einer periodischen Ausscheidungsstruktur stark verhindert (s. in Abb. 1 die Behandlung 2).

In Legierungen mit schwachen Verzerrungen ($0 \neq \eta < 5 \cdot 10^{-4} \text{ At.}\%^{-1}$) führt die kohärente Entmischung direkt zur Ausbildung der Gleichgewichtsphase. Bei übrigen häufigeren Fällen wird jedoch die homogene kohärente Ausscheidung der Gleichgewichtsphase wegen großer Gitterunterschiede stark unterdrückt. Die Ausscheidung der stabilen Phase erfolgt dann diskontinuierlich und führt zur Entfestigung. Die verfestigungsfähigen kohärenten Ausscheidungsteilchen der Übergangsphase besitzen ein unsymmetrisches Verzerrungsfeld mit tetragonaler Symmetrie. Dies hat mehrere wichtigen Folgerungen. Im Vergleich mit einem symmetrischen Verzerrungsfeld ist die Gleitkraft f wesentlich größer besonders für gemischte Versetzungen, was u. A. auch durch die bedeutungsvolle Tatsache bedingt wird, daß hier eine günstige Addierung der elastischen Wechselwirkung und der Wirkung der Antiphasengrenze berechtigt ist [8]. Die zweite bemerkenswerte Folgerung tetragonaler Gitterverzerrung bezieht sich auf die Form und Verteilung der Teilchen. Quadratförmige metastabile Teilchen mit drei $\langle 100 \rangle$ Orientierungsmöglichkeiten werden in einem nicht primitiven kubischen Supergitter verteilt. Im Laufe der Auslagerung wachsten die kohärenten metastabilen Teilchen mit stets mehr ausgeprägter Asymmetrie ihres Spannungsfeldes. Dadurch werden zusätzliche Anstiege der Streckgrenze verursacht.

Das in der Einleitung erwähnte System Cu-Ti ist ein typisches Beispiel einer Legierung mit dem großen Verzerrungsparameter ($\eta_{\text{Cu-Ti}} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ At.}\%^{-1}$). Die zusätzliche Streckgrenzezunahme nach längeren Anlassen im Spinodalgebiet (wie zeigt die Kurve 2 in Abb. 1) deutet an Ausbildung der geordneten metastabilen Phase Cu_4Ti [12, 13]. Die diskontinuierliche Ausscheidung der stabilen Phase in der Form eines lamellaren Gefüge liegt der Überalterung zugrunde (Abb. 1 – Streckgrenzeabfälle in den Aushärtungskurven 1 und 3).

Um höhere Festigkeiten zu erreichen, muß die Ausscheidung der entfestigten stabilen Phase effektiv unterdrückt werden. Das gelang durch kurzes Vorglühen. Die Ausscheidung der Gleichgewichtsphase wird durch das vorläufige Glühen abgeschwächt, weil das übersättigte Mischkristall dabei durch durchlaufende kohärente Entmischung an gelösten Atomen verarmt wurde. Dadurch wird die diskontinuierliche Ausscheidung der weichen Gleichgewichtsphase während nachkommender

Kaltverformung und Auslagerung vermindert, was schließlich zu größeren Aushärtungen führt. Damit ist der Erfolg der thermomechanischen Behandlung, die am Anfang der Arbeit erwähnt wurde, erklärt. Eine weitere Möglichkeit die Ausscheidung der Gleichgewichtsphase zu unterdrücken, bietet geeignete Zulegierung, z. B. von Al in Cu-Ti Legierungen [14].

7. **Schlußfolgerungen**

Aushärtbarkeit einer Legierung wird mit Regelmäßigkeit ihrer Entmischungsstruktur verbessert, falls natürlich der entfestigende Orowan-Mechanismus unterdrückt wird. Die Bedingung dafür ist in der Forderung (11) umfaßt. Entscheidend ist dabei die kritische Lage der Gleitversetzung, die näherungsweise durch Gl. (18) gesucht werden kann.

In einer periodischen Entmischungsstruktur wird die kritische Schubspannung in der Näherung der konstanten Linienspannung durch die Beziehung (15) gegeben; die erste Abschätzung liefert dann die Integration entlang der entsprechenden geradlinigen Versetzung (s. Gl. (17)). Dabei sind die benützten Annäherungen für feinere, d. h. die Bedingung (11) besser erfüllende Strukturen mehr berechtigt.

Die notwendige Bedingung für effektive Aushärtbarkeit einer Legierung ist in ihrer elastischen Anisotropie und einem von Null unterschiedlichen Verzerrungsparameter zu suchen. Elastisch anisotrope Legierungen mit Verzerrungsfeldern bieten eine Gruppe von Materialien, deren mechanischen Eigenschaften durch geeignete thermomechanische Behandlungen effektiv verbessert werden können. Die Möglichkeiten werden erfolgreicher für Legierungen mit größeren Verzerrungsparametern.

Mein herzlicher Dank gilt den Herren Prof. RNDr. P. Lukáč, DrSc. und Prof. RNDr. E. Klier für ihr Interesse am Fortgang der Arbeit, sowie den Herrn Doz. RNDr. P. Kratochvíl, CSc. für anregende Diskussionen.

Literatur

- [1] ZWICKER, U.: Z. Metallk., 53 1962, 709.
- [2] SAITO, K., WATANABE, R.: J. Phys. Soc. Japan, 22 1967, 681.
- [3] BEGER, A. et al.: Neue Hütte, 18 1973, 479.
- [4] SCHATT, W.: Planseeberichte für Pulvermetallurgie, 23 1975, 186.
- [5] TANNER, L. E.: Phil. Mag., 14 1966, 111.
- [6] HIRTH, J. P., LOCKE, J.: Theory of dislocations, McGraw-Hill Book Company, New York, 1968, 102.
- [7] KOCKS, U. F., ARGON, A. S., ASHBY, M. F.: Thermodynamics and kinetics of slip in Progress in materials science (eds. Chalmers, J. W., Christian, J. W., Massalski, T. B.), Pergamon Press, 19 1975, 89.
- [8] SAXLOVÁ, M., BALÍK, J.: Czech. J. Phys. B, 32 1982, 1231.
- [9] HILLIARD, J. E.: Spinodal decomposition in Phase transformation, ASM Publication, 1970.

- [10] ESHELBY, J. D.: Progr. Solid Mech., 2 1961, 89.
- [11] JOHNSON, W. C., LEE, J. K.: Metal. Trans., 10A 1979, 1141.
- [12] SAXLOVÁ, M., BALÍK, J.: Czech. J. Phys. B, 31 1981, 215.
- [13] KRATOCHVÍL, P., SAXLOVÁ, M., PEŠIČKA, J.: Proc. ICSMA 5, (eds. Haasen, P., Gerold, V., Kostorz, G.), Pergamon Press, 1 1979, 687.
- [14] VAIDYANATHAN, T. K., MUKHERJEE, K.: Mat. Sci. Ens., 24 1976, 143.