



Institut für Festkörperforschung

Plastizität dekadonaler Al-Ni-Co-Einquasikristalle

Peter Schall

Plastizität dekadonaler Al-Ni-Co-Einquasikristalle

Peter Schall

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3974
ISSN 0944-2952
Institut für Festkörperforschung Jül-3974
D 82 (Diss., Aachen, RWTH, 2002)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Plastizität dekagonaler Al-Ni-Co-Ein quasikristalle

Dekagonale Quasikristalle besitzen eine quasiperiodische Ordnung in zwei Raumrichtungen und eine periodische Ordnung senkrecht dazu. Viele physikalischen Eigenschaften dieser Materialien besitzen ein anisotropes Verhalten. Mit Hilfe der Bridgman- und Lösungszüchtungsmethode wurden drei verschiedene Modifikationen der dekagonalen Phase im System Al-Ni-Co als Einquasikristalle hergestellt: Quasikristalle einer nickelreichen Zusammensetzung, der sogenannten basic Ni Phase, einer Zusammensetzung von etwa $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und einer kobaltreichen Zusammensetzung, basic Co. An diesen wurden Verformungsexperimente bei Temperaturen von etwa 70 bis 85 % der Schmelztemperatur bei konstanter Dehnungsrate, sowie Spannungsrelaxationen und Temperaturwechsel durchgeführt. Aus den Spannungsrelaxationen wurde die Dehnungsraten- und aus den Temperaturwechseln die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung bestimmt. Das plastische Verhalten zeigt deutliche Anisotropien, die sich für die Modifikationen grundsätzlich unterscheiden. Untersuchungen der Mikrostruktur verformter Proben mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie zeigen, daß die plastische Verformung durch einen Versetzungsmechanismus getragen wird, je nach Orientierung der Probe durch einen reinen Gleit-, einen reinen Kletter- oder einen gemischten Gleit- und Kletterprozeß. Mit Hilfe der Methode der konvergenten Elektronenbeugung wurden die Burgersvektoren der Versetzungen in Betrag und Richtung bestimmt. Es werden drei verschiedene Versetzungstypen, Versetzungen mit periodischem, quasiperiodischem und gemischtem Burgersvektor, beobachtet. Es gelang, diese Burgersvektoren in einem gängigen Strukturmodell zu identifizieren. Die Versetzungen mit periodischem und gemischtem Burgersvektor bilden Versetzungsreaktionen aus, die von grundlegender Bedeutung für das makroskopische Verformungsverhalten sind und mit denen sich das unterschiedliche plastische Verhalten der drei Modifikationen erklären läßt.

Plasticity of decagonal Al-Ni-Co single quasicrystals

Decagonal quasicrystals exhibit quasiperiodic order along two spatial directions and periodic order along the third. Many physical properties of these materials show an anisotropic behaviour. Three different modifications of the decagonal phase in the Al-Ni-Co system were grown as single crystals using the Bridgman and flux growth techniques: quasicrystals of a nickel-rich composition, the so-called basic Ni phase, of a composition of about $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ and of a cobalt-rich composition, so-called basic Co. Plastic deformation experiments at constant strain rate were carried out on these phases at temperatures of about 70 to 85 % of the melting temperature. Stress-relaxation tests and temperature changes were performed during the deformation to study the strain-rate and temperature sensitivity of the flow stress, respectively. Distinct anisotropies are observed in the plastic behaviour, which differ fundamentally for the three modifications. Microstructural investigations of deformed samples by transmission electron microscopy show that plastic deformation is mediated by a dislocation mechanism. Depending on orientation a pure glide, a pure climb or a mixed glide and climb process is observed. Burgers vectors were determined by convergent beam electron diffraction in direction and length. Three different types of dislocations are observed, i.e. dislocations with a periodic, quasiperiodic and a mixed Burgers vector. The Burgers vectors were identified in a current structure model. The dislocations with the periodic and the mixed Burgers vector exhibit reactions which are of fundamental importance for the macroscopic deformation behaviour. In particular, they explain the different plastic behaviours of the three modifications.

Inhalt

EINLEITUNG	1
1. DEKAGONALE QUASIKRISTALLE	5
1.1 INDIZIERUNGSSYSTEME DEKAGONALER QUASIKRISTALLE	7
1.1.1. <i>Sechsdimensionale Indizierung nach Yan et al. (1993)</i>	8
1.1.2. <i>Fünfdimensionale Indizierung nach Steurer (1989)</i>	9
1.2 DAS ZWEIDIMENSIONALE PENROSEMUSTER	10
1.2.1 <i>Fünfdimensionale Beschreibung des Penroseusters</i>	11
1.2.2 <i>Übergang zur vierdimensionalen Beschreibung</i>	12
1.3 DIE DEKAGONALE PHASE IM SYSTEM AL-NI-CO	14
1.3.1 <i>Das Existenzgebiet der dekalagonalen Phase im System Al-Ni-Co</i>	14
1.3.2 <i>Struktur eines dekalagonalen Al-Ni-Co-Quasikristalls</i>	16
1.3.3 <i>Modifikationen der dekalagonalen Phase im System Al-Ni-Co</i>	22
2. KRISTALLZUCHT UND MATERIALCHARAKTERISIERUNG	27
2.1 ZUCHTMETHODEN UND CHARAKTERISIERUNG DES GEZÜCHTETEN MATERIALS	27
2.2 STABILITÄT DER GEZÜCHTETEN PHASEN.....	33
3. UNIAXIALE DRUCKVERSUCHE	37
3.1. EXPERIMENTELLE METHODEN	37
3.1.1. <i>Präparation der Druckproben</i>	37
3.1.2. <i>Verformungsmaschine und Meßprozeduren</i>	38
3.2 ERGEBNISSE	39
3.3 DISKUSSION	48
4. MIKROSTRUKTURELLE UNTERSUCHUNGEN	55
4.1 EXPERIMENTELLE METHODEN	55
4.1.1 <i>Probenpräparation und Transmissionselektronenmikroskope</i>	55
4.1.2 <i>Theoretische Grundlagen und Meßverfahren</i>	56
4.2 VERSETZUNGSTYPEN UND BURGERSVEKTOREN IN DEKAGONALEM AL-NI-CO	67
4.2.1 <i>Experimentelle Bestimmung der Burgersvektoren im Indizierungssystem nach Yan et al. (1993)</i>	67
4.2.2 <i>Übertragung der Burgersvektoren in das fünfdimensionale System nach Steurer (1989) und Diskussion</i>	70
4.2.3 <i>Identifikation der Burgersvektoren in der Struktur</i>	72
4.2.4 <i>Versetzungsreaktionen</i>	75
4.3 MIKROSTRUKTUR VERFORMTER PROBEN.....	79
4.3.1 <i>A₁₁-Orientierung</i>	79
4.3.2 <i>A₄₅-Orientierung</i>	83
4.3.3 <i>A₁-Orientierung</i>	86
4.4 DISKUSSION	89
5. INTERPRETATION	99
5.1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN UND MEßMETHODEN.....	99

5.1.1 Versetzungsgleiten.....	99
5.1.2 Klettern.....	103
5.2 ERGEBNISSE.....	105
5.3 DISKUSSION	107
6. UNTERSUCHUNGEN AN DER BASIC NI-PHASE	113
6.1 VERFORMUNGSEXPERIMENTE BEI 850 °C	113
6.1.1. Ergebnisse der Druckversuche.....	113
6.1.2 Ergebnisse der mikrostrukturellen Untersuchungen	115
6.2 VERFORMUNGSEXPERIMENTE BEI 530 °C	118
6.2.1 Mikrostruktur der A_{II} -Probe.....	119
6.2.2 Mikrostruktur der A_{45} -Probe.....	121
6.3 DISKUSSION	122
ZUSAMMENFASSUNG	127
ANHANG.....	129
A.1 TRANSFORMATION DES VEKTORS $\mathbf{B}^{(2)} = (0,0,-1,-1,1)_{Y_{AN}}$ IN DAS SYSTEM NACH STEURER (1989)	129
A.2 TRANSFORMATION DES VEKTORS $\mathbf{B}^{(5)} = 1/2 (1,1,1,-1,-1)_{Y_{AN}}$ IN DAS SYSTEM NACH STEURER (1989).....	131
LITERATURVERZEICHNIS	133

Einleitung

Die Entdeckung von Kristallen mit „verbotenen“ Rotationssymmetrien im Jahre 1984, Materialien, die den Namen „Quasikristalle“ erhielten, eröffnete einen neuen Zweig im Bereich der Festkörperphysik und der Kristallographie. Die Struktur dieser Materialien zeigt eine neuartige Form langreichweitiger Ordnung, eine aperiodische Ordnung, und ist somit grundsätzlich verschieden von den seither bekannten Ordnungszustände fester Materie, kristallin und amorph. Die aperiodische Ordnung ist verbunden mit dem Auftreten von Rotationssymmetrien, die von der klassischen Kristallographie her verboten sind. Die ursprünglich im Jahre 1984 von Shechtman, Blech, Gratias und Cahn entdeckte quasikristalline Phase zeigt fünfzählige Rotationsachsen, welche eine Anordnung wie bei einem Ikosaeder besitzen. Dieser Quasikristall erhielt den Namen ikosaedrischer Quasikristall. Seither wurden auch Quasikristalle mit acht-, zehn- und zwölfzähligen Rotationsachsen, sogenannte oktagonale, dekadonale und dodekadonale Quasikristalle, gefunden.

Quasikristalline Materialien zeigen eine Reihe außergewöhnlicher physikalischer Eigenschaften. So werden beispielsweise sehr hohe elektrische Widerstände mit negativem Temperaturkoeffizienten gefunden, obwohl die Legierungen meist aus Metallen bestehen, oftmals mit einem hohen Aluminiumanteil. Man findet hohe Wärmekapazitäten, niedrige Wärmeleitfähigkeiten, eine große und ungewöhnliche Temperaturabhängigkeit des Magnetowiderstandes, des Hallkoeffizienten und der thermoelektrischen Kraft. Einige der physikalischen Eigenschaften werden bereits technisch genutzt (Dubois *et al.* 1994).

Die Entdeckung der Quasikristalle führte zu einer bedeutenden Entwicklung in der Festkörperphysik, da grundlegende Konzepte der Beschreibung von Festkörpern, die auf der Annahme der Periodizität beruhen, neu überdacht werden mußten.

Der wichtigste Mechanismus der plastischen Verformung kristalliner Materialien, die plastische Verformung durch Versetzungsbewegung, wurde seither ebenfalls auf der Grundlage der Gitterperiodizität verstanden und diskutiert. Die Formänderung des kristallinen Körpers wird bei diesem Verformungsprozeß erreicht durch die Abgleitung benachbarter Netzebenen gegeneinander. Die Bewegung einer Versetzung, eines eindimensionalen Gitterdefektes, durch das Gitter trägt diese Abgleitung durch sukzessives Aufbrechen von Bindungen vorwärts, was eine energetisch sehr günstige Möglichkeit darstellt, eine Abgleitung zu erzielen. Wird das Gitter dabei um die Länge der Periodizität versetzt, so entsteht entlang der Ebene der Abgleitung kein Fehler. Dieses elegante Prinzip, welches eine Formänderung des Kristalls bewirkt, ohne im Gitter einen Fehler zu hinterlassen, ist nur möglich aufgrund der Translationssymmetrie des Materials.

Bereits frühe Untersuchungen zeigten, daß auch in Quasikristallen eindimensionale Defekte auftreten, die als Versetzungen verstanden werden können (Zhang und Urban 1989, Wollgarten *et al.* 1991). Diese Defekte besitzen jedoch eine zusätzliche, die sogenannte phasonische Komponente, die in der quasiperiodischen Ordnung der Struktur ihre Ursache hat. Eingehende Untersuchungen verformter quasikristalliner Proben haben gezeigt, daß trotz der fehlenden Translationssymmetrie der Struktur auch in diesen Materialien die plastische Verformung durch einen Versetzungsmechanismus getragen wird (Wollgarten *et al.* 1993, Rosenfeld *et al.* 1995, Feuerbacher *et al.* 1997a). Die Abgleitung läßt das quasikristalline Gitter jedoch nicht unverändert, sondern führt aufgrund der Aperiodizität des Materials unweigerlich zur Einführung eines strukturellen Fehlers entlang der Ebene der Abgleitung.

Die plastische Verformung von Quasikristallen ist erst bei höheren Temperaturen möglich. Experimentell findet man, daß das Material bei Raumtemperatur hart und spröde ist. Die Übergangstemperatur liegt bei ikosaedrischen Quasikristallen bei etwa 80 % der Schmelztemperatur. Im Hochtemperaturbereich wird eine ausgeprägte Duktilität beobachtet. Im Gegensatz zur Hochtemperaturverformung vieler Kristalle zeigen Quasikristalle im Hochtemperaturbereich sogar ein Entfestigungsverhalten, d.h. eine Abnahme der wahren Fließspannung mit zunehmender Dehnung bei hohen Dehnungen. Dieses ungewöhnliche Verhalten wurde von Feuerbacher *et al.* (1997a) in einem ClusterreibungsmodeLL interpretiert. Die Versetzungsbewegung in Quasikristallen wird wie diejenige in vielen kristallinen Materialien im Rahmen der Theorie der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung gedeutet (Feuerbacher *et al.* 1995, Messerschmidt *et al.* 1999, 2000).

Dekagonale Quasikristalle besitzen eine quasiperiodische Ordnung in zwei Raumrichtungen und eine periodische Ordnung in der dritten Raumrichtung senkrecht dazu. Sie bieten die außerordentliche Möglichkeit, quasikristalline und kristalline Eigenschaften an ein und demselben Material zu studieren. Viele physikalischen Eigenschaften der dekalagonalen Quasikristalle besitzen ein anisotropes Verhalten. Die elektrische Leitfähigkeit beispielsweise ist deutlich niedriger in quasiperiodischer Richtung und zeigt hier eine Zunahme mit zunehmender Temperatur, während in periodischer Richtung ein metallisches Verhalten, d.h. eine Abnahme der Leitfähigkeit mit der Temperatur beobachtet wird (Martin *et al.* 1991, Market *et al.* 1994, Edagawa *et al.* 1996a). Deutliche Anisotropien wurden auch in der thermischen Leitfähigkeit (Edagawa *et al.* 1996b) und den optischen Eigenschaften (Basov *et al.* 1994) beobachtet. Bei den elastischen Konstanten zeigen sich allerdings nur geringe Anisotropien (Chernikov *et al.* 1998).

Das plastische Verhalten dekalagonaler Quasikristalle ist bislang nur wenig untersucht. Erst seit kurzer Zeit ist es in den Systemen Al-Ni-Co und Al-Cu-Co möglich, die dekalagonale Phase in Form von Einkuasikristallen ausreichender Größe herzustellen. In diesen beiden Systemen existiert die dekalagonale Phase in verschiedenen Modifikationen, die sich durch verschiedene Überstrukturen und verschiedenen Grad an Unordnung unterscheiden (Edagawa *et al.* 1992, Ritsch *et al.* 1995, 1996ab, 1998). In den ersten Untersuchungen zeigen diese Materialien Anisotropien im plastischen Verhalten (Feuerbacher *et al.* 1997b, Edagawa *et al.* 1998, 2000, Yokoyama *et al.* 1999). Die Aussagen sind jedoch bislang sehr widersprüchlich. Insbesondere werden für die Fließspannung deutlich verschiedene Anisotropien beobachtet.

In dieser Arbeit wurden dekalagonale Einkuasikristalle des Systems Al-Ni-Co mit drei verschiedenen Zusammensetzungen untersucht, Quasikristalle mit einer nickelreichen Zusammensetzung, die sogenannte basic Ni-Phase, mit einer kobaltreichen Zusammensetzung, basic Co, und mit einer Zusammensetzung von etwa $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Das plastische Verhalten dieser drei Materialien zeigt ausgeprägte Anisotropien. Die Anisotropien der Materialien sind deutlich verschieden.

Verformte Proben aller drei Kompositionen wurden mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie mikrostrukturell analysiert. Durch die Untersuchung der drei verschiedenen Kompositionen der dekalagonalen Phase war es möglich, die beobachteten Anisotropien zu verstehen und zu einem umfassenden Verständnis zu gelangen.

Im ersten Kapitel wird die Struktur eines dekalagonalen Quasikristalls im System Al-Ni-Co vorgestellt und die in diesem System auftretenden Modifikationen diskutiert. Zur Indizierung der Beugungsbilder dekalagonaler Quasikristalle sind mehrere Indizierungssysteme verbreitet. Es werden zwei grundsätzlich verschiedene Indizierungssysteme vorgestellt, welche beide im weiteren Verlauf der Arbeit benutzt werden. Kapitel 2 beschreibt die Herstellung der in der Arbeit untersuchten dekalagonalen Einkuasikristalle der verschiedenen Kompositionen und ihre Charakterisierung insbesondere mittels der Elektronenbeugung. Es wurde außerdem die Stabilität der gezüchteten Phasen bei Temperaturbehandlungen, die denen während der Verfor-

mungsexperimente entsprechen, untersucht. Es zeigt sich, daß die basic Ni-Phase nur in einem sehr eingeschränkten Temperaturbereich stabil bleibt. Diese Phase wird deshalb in der Arbeit getrennt behandelt.

Die Kapitel 3 bis 5 befassen sich mit der Untersuchung der beiden dekalagonalen Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co. Im dritten Kapitel werden die Ergebnisse der an diesen beiden Phasen durchgeführten Verformungsexperimente vorgestellt und diskutiert. Das vierte Kapitel stellt den Hauptteil der Arbeit dar. Es beinhaltet die mikrostrukturelle Charakterisierung verformter Proben und unverformter Referenzproben der beiden Phasen. Durch eine genaue mikrostrukturelle Analyse, die neben der Bestimmung der Burgersvektoren auch die Bestimmung der Dichte der verschiedenen Versetzungstypen einschließt, war es möglich, die charakteristischen Unterschiede zwischen den verformten Proben der beiden Modifikationen herauszuarbeiten und zu begreifen. Im fünften Kapitel wird das beobachtete plastische Verhalten der beiden Phasen auf der Grundlage der mikrostrukturellen Ergebnisse gedeutet. Hier wird insbesondere auf die unterschiedliche Anisotropie, die im plastischen Verhalten der beiden Phasen beobachtet wird, eingegangen. Kapitel 6 beinhaltet die Untersuchung der basic Ni-Phase. Neben den Verformungsexperimenten bei Temperaturen, bei denen diese Phase stabil bleibt, wurden einige mikrostrukturelle Untersuchungen der verformten Proben durchgeführt.

An dieser Phase, die als die perfekteste der dekalagonalen Phasen im System Al-Ni-Co gilt, konnten die Auslöschungsbedingungen für Versetzungen in Quasikristallen, die bislang nur für ikosaedrische Quasikristalle nachgewiesen wurden, auch für zweidimensionale dekalagonale Quasikristalle experimentell bestätigt werden.

1. Dekagonale Quasikristalle

Kurz nach der Entdeckung ikosaedrischer Quasikristalle im System Al-Mn (Shechtman *et al.* 1984) wurde in derselben Legierung bei nachfolgender Temperaturbehandlung eine Phase beobachtet, deren Beugungsbilder aus Reflexen bestehen, die in 2 Raumrichtungen eine quasiperiodische Anordnung und senkrecht dazu eine periodische Abfolge zeigen (Benderesky *et al.* 1985, Chattopadhyay *et al.* 1985). Die ausgezeichnete periodische Achse des Quasikristalls besitzt eine zehnzählige Rotationssymmetrie, weshalb er als dekagonaler Quasikristall bezeichnet wird. Aufgrund der Verwandtschaft des zehnzähligen Beugungsbildes mit den fünfzähligen Beugungsbildern der ikosaedrischen Phase wurde in den ersten Arbeiten versucht, die beobachtete Reflexanordnung durch Vektoren zu beschreiben, die sich durch leichte Veränderung der Vektoren der ikosaedrischen Symmetrie ergeben (Fung *et al.* 1986a,b, Ho 1986, Koopmanns *et al.* 1987, Thangaraj *et al.* 1987). Nachfolgende Untersuchungen zeigten jedoch, daß sich die Beugungsbilder dieses dekagonalen Quasikristalls geeignet nur mit planaren Systemen, die aus einem Satz von Vektoren in der quasiperiodischen Ebene und einem zusätzlichen Vektor senkrecht dazu bestehen, beschreiben lassen (Fitz Gerald *et al.* 1988a,b, Steurer 1989, Yan *et al.* 1993). Abbildung 1.1 zeigt Elektronenbeugungsbilder eines dekagonalen Al-Ni-Co-Quasikristalls entlang der zehnzähligen und der beiden zweizähligen Achsen.

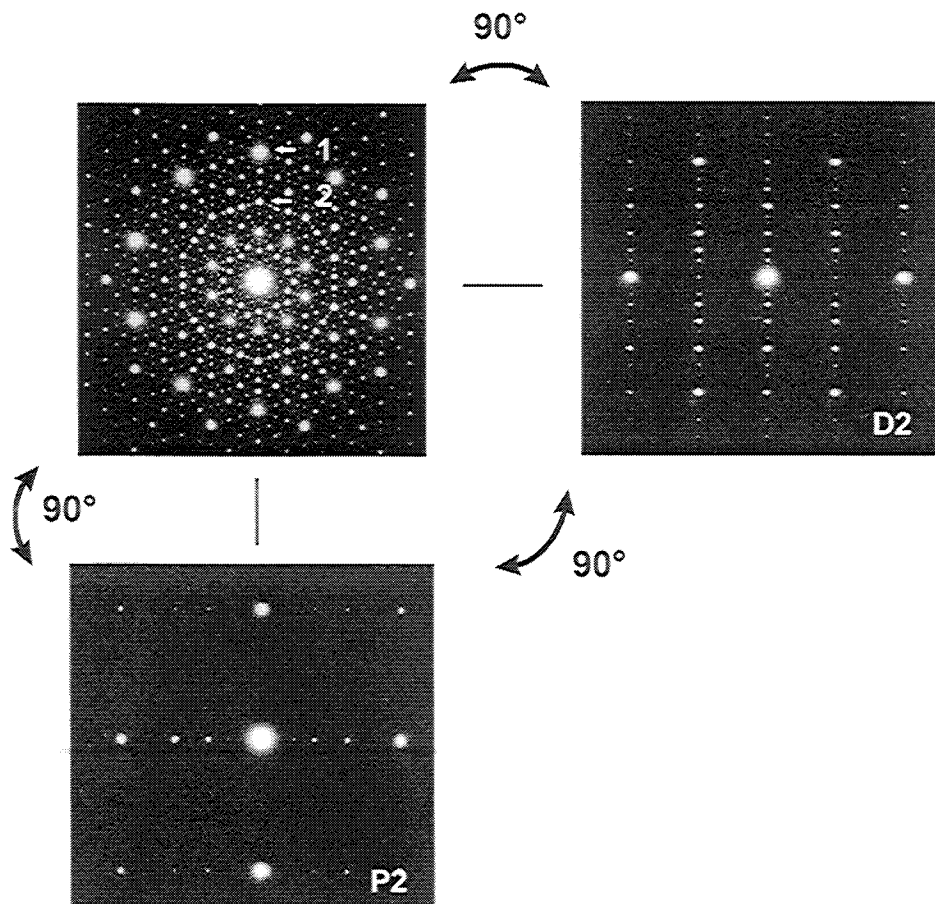


Abb. 1.1: Elektronenbeugungsbilder eines dekagonalen Al-Ni-Co-Quasikristalls entlang der zehnzähligen Achse und der zweizähligen Achsen P2 und D2. Die Pfeile zeigen auf die Reflexe $(0,0,0,0,0,1)_{\text{Yan}}$ (1) und $(0,0,0,1,0)_{\text{Steurer}}$ (2).

Im zehnzähligen Beugungsbild erkennt man eine quasiperiodische Reflexanordnung in einem Muster aus Fünfecken. Es besitzt starke Ähnlichkeit zu Beugungsbildern, die sich aus dem zweidimensionalen Penrosemuster berechnen lassen (Yamamoto und Ishihara 1988). Die zweizähligen Beugungsbilder senkrecht dazu zeigen sowohl eine quasiperiodische als auch eine periodische Reflexabfolge. Die Periodizität der hier gezeigten dekagonalen Phase im System Al-Ni-Co beträgt $4 \text{ \AA}$, während die ursprünglich im Al-Mn beobachtete dekagonale Phase eine Periodizität von $12 \text{ \AA}$ besitzt (Takeuchi und Kimura 1986).

Seit ihrer Entdeckung sind in verschiedenen Legierungssystemen dekagonale Quasikristalle gefunden worden. Sie zeigen Periodizitäten, die immer ein Vielfaches von $4 \text{ \AA}$ sind, was einer Folge von zwei quasiperiodischen Ebenen entspricht (Li und Kuo 1988, He *et al.* 1989). Neben den metastabilen binären Phasen wurden in zahlreichen ternären sowie quaternären Systemen thermodynamisch stabile dekagonale Phasen gefunden. Am bedeutendsten sind die Systeme Al-Ni-Co und Al-Cu-Co, in denen dekagonale Quasikristalle in Form von Einquasikristallen in Kubikzentimetergröße hergestellt werden können (Fisher *et al.* 1999, Sato *et al.* 1998b, Guo *et al.* 1999, Jeong *et al.* 2000, Gille *et al.* 1999, Gräber 2000). Im Gegensatz zu stabilen ikosaedrischen Quasikristallen bildet sich die dekagonale Phase in diesen Systemen in einem weiten Zusammensetzungsbereich. Eine thermodynamisch stabile Variante des dekagonalen Al-Mn Quasikristalls wurde im System Al-Pd-Mn beobachtet (Beeli *et al.* 1991, Hiraga *et al.* 1991b). Dieses System ist das einzig bekannte, in dem gleichzeitig eine stabile dekagonale und ikosaedrische Phase existieren. Zusätzlich wurden in den Systemen Al-Pd-M mit $M = \text{Fe, Ru und Os}$ stabile dekagonale Quasikristalle gefunden. Die Periodizitäten entlang der zehnzähligen Achse betragen $4 \text{ \AA}$ in den Systemen Al-Ni-Co und Al-Cu-Co, $12 \text{ \AA}$ in Al-Pd-Mn und $16 \text{ \AA}$ in den Systemen Al-Pd-M (Steurer 1996). Außerdem wurden dekagonale Quasikristalle in der Klasse Zn-Mg-SE mit $\text{SE} = \text{Y, Dy, Ho, Er, Tm und Lu}$ gefunden (Sato *et al.* 1997, 1998).

Außer den dekagonalen Quasikristallen gibt es auch zweidimensionale Quasikristalle mit acht- und zwölfzähliger Symmetrie, sogenannte oktagonale und dodekagonale Quasikristalle (Wang *et al.* 1987, Krummreich *et al.* 1994). Außerdem wurden eindimensionale Quasikristalle, welche eine quasiperiodische Abfolge von Reflexen entlang einer Achse und eine periodische Reflexanordnung senkrecht dazu zeigen, beobachtet. (He *et al.* 1988, Tsai *et al.* 1992a,b).

Dekagonale Quasikristalle zeigen eine säulenförmige dekaprismatische Wachstumsmorphologie (Abbildung 1.2). In schnell abgekühlten Legierungen, die die dekagonale Phase bilden, beobachtet man dekaprismatische Nadeln, die Verhältnisse ihrer Länge zu ihrer Breite von bis zu 100 zu 1 besitzen (Steurer 1996). Die Wachstumsgeschwindigkeit in periodischer Richtung ist somit um ein Vielfaches höher als diejenige entlang der quasiperiodischen Richtungen. Aufgrund der Ähnlichkeit des zehnzähligen Beugungsbildes mit den aus zweidimensionalen Penrosemustern berechneten Beugungsbildern wurde schon früh vermutet, daß die Struktur dekagonaler Quasikristalle projiziert entlang der zehnzähligen Achse eine Anordnung zeigt, die der eines Penrosemusters entspricht. Dies wurde in Strukturuntersuchungen mittels Röntgenbeugung bestätigt (Steurer 1989, Steurer und Kuo 1990, Steurer *et al.* 1993). Eine wichtige Grundlage zum Verständnis der Struktur dekagonaler Quasikristalle ist daher das zweidimensionale Penrosemuster, welches im zweiten Unterkapitel besprochen und im Rah-

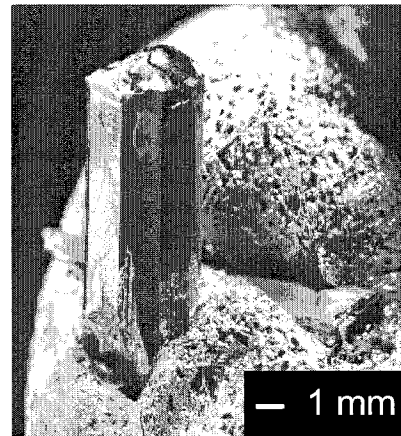


Abb. 1.2: Dekagonaler $\text{Al}_{72,9}\text{Ni}_{10,4}\text{Co}_{16,7}$ -Einquasikristall, hergestellt mit der Lösungszüchtungsmethode

men einer höherdimensionalen Formulierung beschrieben wird. Vorher werden zwei Indizierungssysteme vorgestellt, welche zur Indizierung der Beugungsbilder der dekadagonalen Phase benutzt werden. Im letzten Unterkapitel wird die dekadagonale Phase im System Al-Ni-Co besprochen. In diesem System tritt die dekadagonale Phase in Form einiger Modifikationen auf. Es wird die Struktur eines dekadagonalen Al-Ni-Co Quasikristalls nach einer Strukturanalyse von Steuerer *et al.* (1993) vorgestellt, und es werden die verschiedenen auftretenden Modifikationen diskutiert.

1.1 Indizierungssysteme dekadagonaler Quasikristalle

Die Positionen der Beugungsreflexe in der quasiperiodischen Ebene (Abbildung 1.1) können als Linearkombination von 5 reziproken Basisvektoren beschrieben werden, die auf die Eckpunkte eines Fünfecks zeigen (Vektoren e_2^* bis e_6^* in Abbildung 1.3). Senkrecht zur quasiperiodischen Ebene in periodischer Richtung wird ein weiterer Basisvektor e_1^* benötigt. Die Summe der fünf Basisvektoren in der quasiperiodischen Ebene ist Null. Es sind also nur vier der fünf Vektoren rational linear unabhängig, einer der fünf Vektoren in der Ebene kann bei der Indizierung weggelassen werden. Man kann daher in einem fünf- oder sechsdimensionalen System indizieren. Ein beliebiger reziproker Gittervektor werde im sechsdimensionalen System beschrieben durch

$$g = H_1 e_1^* + \sum_{i=2}^6 H_i e_i^* \equiv (H_1, \dots, H_6)_{6D} \quad (1.1a)$$

und im fünfdimensionalen System durch

$$g = h_1 e_1^* + \sum_{i=3}^6 h_i e_i^* \equiv (h_1, h_3, \dots, h_6)_{5D} \quad (1.1b)$$

Hier wurde der Vektor e_2^* bei der Indizierung weggelassen. Die sechsdimensionale Indizierung ist nicht eindeutig. Da die Summe der Vektoren e_2^* bis e_6^* Null ist, beschreibt das Tupel $(H_1, H_2 + k, \dots, H_6 + k)_{6D}$, $k \in \mathbb{Z}$, denselben reziproken Gittervektor. Von allen möglichen Darstellungen wird im allgemeinen die einfachste gewählt. Von der sechsdimensionalen Darstellung gelangt man unmittelbar zur fünfdimensionalen durch die Wahl $k = -H_2$:

$$\begin{aligned} g &= (H_1, \dots, H_6)_{6D} = (H_1, 0, H_3 - H_2, \dots, H_6 - H_2)_{6D} \\ &= (H_1, H_3 - H_2, \dots, H_6 - H_2)_{5D} \end{aligned} \quad (1.2a)$$

Die Indizes der fünfdimensionalen Beschreibung ergeben sich also unmittelbar aus denen der sechsdimensionalen durch

$$h_1 = H_1 \text{ und } h_i = H_i - H_2, \quad i=3, \dots, 6. \quad (1.2b)$$

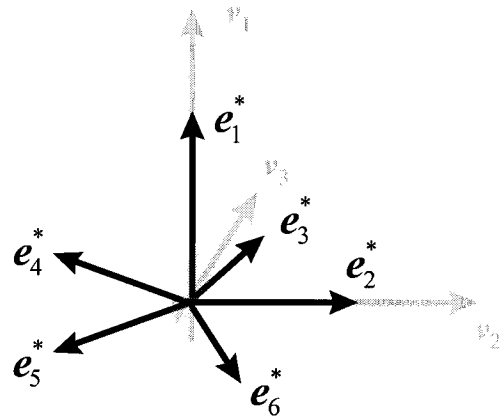


Abb. 1.3: Projektionen der sechsdimensionalen reziproken Basisvektoren nach Yan et al. (1993) in den physikalischen Raum.

In beiden Systemen besteht außerdem die Möglichkeit der Inflation oder Deflation der Basisvektoren in der quasiperiodischen Ebene. Bei einer Inflation werden die reziproken Basisvektoren in der quasiperiodischen Ebene um den Faktor τ , der Zahl des Goldenen Schnitts, gestreckt, was im Fall der sechsdimensionalen Indizierung durch die Ersetzung

$$\mathbf{e}_2^* \rightarrow \mathbf{e}_2'^* = -(\mathbf{e}_4^* + \mathbf{e}_5^*), \quad \mathbf{e}_3^* \rightarrow \mathbf{e}_3'^* = -(\mathbf{e}_5^* + \mathbf{e}_6^*), \quad \text{u.s.w.} \quad (1.3)$$

erfolgt. In Matrixschreibweise lautet der Übergang auf die neue Basis

$$\mathbf{e}_i'^* = \sum_{j=1}^6 \mathbf{M}_{ij} \mathbf{e}_j^* \quad (1.4a)$$

mit der Inflationsmatrix

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & -1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.4b)$$

wobei sich die Indizes transformieren nach

$$H_i' = \sum_{j=1}^6 \tilde{\mathbf{M}}^{-1}_{ij} H_j \quad (1.5a)$$

mit der inversen und transponierten Matrix

$$\tilde{\mathbf{M}}^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 0 & -1 & -1 & 1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.5b)$$

(Yan *et al.* 1993). Im folgenden wird das sechsdimensionale Indizierungssystem nach Yan *et al.* (1993) und das fünfdimensionale System nach Steurer (1989), die beide in der vorliegenden Arbeit benutzt werden, vorgestellt.

1.1.1. Sechsdimensionale Indizierung nach Yan *et al.* (1993)

Die Punkte eines dekagonalen Quasigitters können aus einem sechsdimensionalen periodischen Hypergitter abgeleitet werden. Der sechsdimensionale Hyperraum wird aufgespannt durch die Unterräume $V^{\parallel}$, den dreidimensionalen physikalischen oder parallelen Raum und $V^{\perp}$, den dreidimensionalen orthogonalen Raum. Die Punkte des dekagonalen Quasigitters ergeben sich als Projektionen der Punkte des periodischen Hypergitters in den physikalischen Raum. Dem sechsdimensionalen Hypergitter ist ein sechsdimensionales reziprokes Hypergitter zugeordnet. Seien $\mathbf{d}_i$ und $\mathbf{d}_i^*$, $i = 1, \dots, 6$, die Basisvektoren des sechsdimensionalen di-

rekten und reziproken Gitters, so gilt $\mathbf{d}_i \mathbf{d}_j^* = \delta_{ij}$. Die Basisvektoren $\mathbf{e}_i^*$ der Abbildung 1.3 stellen die Projektionen der Basisvektoren $\mathbf{d}_i^*$ des sechsdimensionalen reziproken Hypergitters in den physikalischen Raum dar. Ihre Darstellung bezüglich des kartesischen Koordinatensystems $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3$ ist

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1^* &= c^* (1, 0, 0) \\ \mathbf{e}_{i+2}^* &= A^* \sqrt{\frac{2}{5}} \left(0; \cos\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{2\pi i}{5}\right) \right), \quad i=0, \dots, 4 \end{aligned} \quad (1.6)$$

mit den reziproken Gitterkonstanten c^* und $\sqrt{2/5} A^*$ in periodischer und quasiperiodischer Richtung. Wird der orthogonale Raum durch die Basisvektoren $\mathbf{v}_4, \mathbf{v}_5, \mathbf{v}_6$ aufgespannt, die dort ebenfalls zu einem kartesischen Koordinatensystem gehören, so ist die Darstellung der sechsdimensionalen reziproken Basisvektoren in der Basis $\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_6$

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_1^* &= c^* (1, 0, 0, 0, 0, 0) \text{ und} \\ \mathbf{d}_{i+2}^* &= A^* \sqrt{\frac{2}{5}} \left(0, \cos\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \cos\left(\frac{4\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{4\pi i}{5}\right), \sqrt{\frac{1}{2}} \right), \quad i = 0, \dots, 4. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Die Basisvektoren des sechsdimensionalen direkten Gitters lauten

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_1 &= c (1, 0, 0, 0, 0, 0) \text{ und} \\ \mathbf{d}_{i+2} &= A \sqrt{\frac{2}{5}} \left(0, \cos\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \cos\left(\frac{4\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{4\pi i}{5}\right), \sqrt{\frac{1}{2}} \right), \quad i = 0, \dots, 4 \end{aligned} \quad (1.8)$$

mit den Gitterkonstanten $c = 1/c^*$ und $a = A\sqrt{2/5}$, wobei $A = 1/A^*$ ist. Die reziproken Gitterkonstanten lassen sich aus Beugungsbildern bestimmen. Dabei besteht in quasiperiodischer Richtung aufgrund der Möglichkeit der Inflation (Gl. 1.4 und 1.5) eine gewisse Freiheit in der Wahl der Quasigitterkonstanten. Für die Indizierung der Beugungsbilder eines dekagonalen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ -Quasikristalls weisen Yan *et al.* (1993) dem Reflex 1 der Abbildung 1.1 die Indizes $(0, 0, 0, 0, 0, 1)$ zu und erhalten durch Ausmessen der Reflexabstände die Gitterkonstanten $a = 0,98$ und $c = 4,0$ Å. Die quasiperiodische Gitterkonstante ist bedeutend kürzer als typische interatomare Abstände. Aufgrund dieser Tatsache und aufgrund der fehlenden Eindeutigkeit der sechsdimensionalen Indizierung ist das Indizierungssystem nach Yan *et al.* (1993) nicht gut geeignet zur Beschreibung der atomaren Struktur eines realen dekagonalen Quasikristalls. Es wurde jedoch erfolgreich zur Simulation von Bildern sogenannter HOLZ- und ZOLZ-Linien (s. Kapitel 4) der dekagonalen Phase angewandt (Yan *et al.* 1992). In dieser Arbeit wird bei der Angabe von Indizes, die sich auf das vorgestellte Indizierungssystem nach Yan *et al.* (1993) beziehen, der Index "Yan" nachgestellt, z.B. $\mathbf{g}_x = (2, 0, -1, 1, 0, 0)_{\text{Yan}}$

1.1.2. Fünfdimensionale Indizierung nach Steurer (1989)

Im Indizierungssystem nach Steurer (1989) wird das dekagonale Quasigitter aus einem fünfdimensionalen Hypergitter abgeleitet. Der orthogonale Raum ist in dieser Beschreibung zweidimensional. Der physikalische und der orthogonale Raum werden durch die Basisvektoren $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3$ und $\mathbf{v}_4', \mathbf{v}_5'$ aufgespannt, die wie im sechsdimensionalen Indizierungssystem jeweils zu kartesischen Koordinatensystemen in den beiden Unterräumen gehören. Die Darstellung der Basisvektoren des fünfdimensionalen reziproken Gitters bezüglich dieser Basis ist

$$\mathbf{d}_i^* = a^* \left(\cos\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{2\pi i}{5}\right), 0, \cos\left(\frac{6\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{6\pi i}{5}\right) \right), \quad i = 1, \dots, 4$$

$$\mathbf{d}_5^* = a_5^* (0,0,1,0,0) \quad (1.9)$$

und des direkten Gitters

$$\mathbf{d}_i = \frac{2}{5} a \left(\cos\left(\frac{2\pi i}{5}\right) - 1, \sin\left(\frac{2\pi i}{5}\right), 0, \cos\left(\frac{6\pi i}{5}\right) - 1, \sin\left(\frac{6\pi i}{5}\right) \right), \quad i = 1, \dots, 4$$

$$\mathbf{d}_5 = a_5 (0,0,1,0,0), \quad (1.10)$$

wobei $a = 1/a^*$ und $a_5 = 1/a_5^*$ sind. Man beachte, daß in diesem Fall die periodische Richtung entlang $\mathbf{v}_3$ gewählt wird. Die Projektionen $\mathbf{a}_i^*$ der Basisvektoren des reziproken Hypergitters $\mathbf{d}_i^*$, $i = 1, \dots, 5$, in den physikalischen Raum sind in Abbildung 1.4 dargestellt. Der Vektor $\mathbf{a}_5^*$ liegt in periodischer Richtung und die Vektoren $\mathbf{a}_1^*$ bis $\mathbf{a}_4^*$ spannen die quasiperiodische Ebene auf. Die Indizierung der Beugungsbilder ist so gewählt, daß der Reflex 2 aus Abbildung 1.1 die Indizes $(0,0,0,1,0)$ erhält. Die reziproken Basisvektoren der Indizierung nach Steurer (1989) sind somit um den Faktor τ kürzer als diejenigen der Indizierung nach Yan *et al.* (1993). Aus den Daten der Röntgenbeugung an einem dekadagonalen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ -Einquasikristall erhalten die Autoren die Werte $a = 3,794$ und $c = 4,0807 \text{ \AA}$. Die quasiperiodische Gitterkonstante $2/5 a = 1,5176 \text{ \AA}$ ist etwa um den Faktor τ größer als bei Yan *et al.* (1993). Die atomaren Strukturmodelle der dekadagonalen Phasen in den Systemen Al-Mn (Steurer 1989), Al-Cu-Co (Steurer und Kuo 1990) und Al-Ni-Co (Steurer *et al.* 1993) basieren auf dem hier vorgestellten fünfdimensionalen Indizierungssystem. Bei der Angabe von Indizes, die sich auf das Indizierungssystem nach Steurer *et al.* (1989) beziehen, wird in dieser Arbeit der Index "Steurer" nachgestellt, z.B. $\mathbf{g}_x = (1,1,2,1,2)_{\text{Steurer}}$.

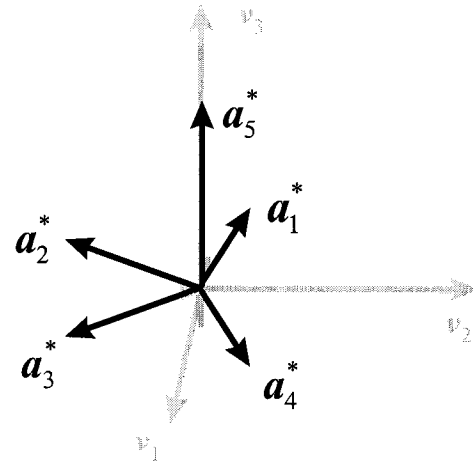


Abb. 1.4: Projektionen der fünfdimensionalen reziproken Basisvektoren nach Steurer (1989) in den physikalischen Raum.

1.2 Das zweidimensionale Penrosemuster

Das zweidimensionale Penrosemuster stellt eine Möglichkeit dar, die Ebene aperiodisch unter Benutzung zweier Bausteine lückenlos zu füllen (Penrose 1974). Abbildung 1.5 a) zeigt einen Ausschnitt aus dem ursprünglich von Penrose vorgeschlagenen Muster. Neben diesem gibt es eine unendliche Anzahl weiterer Muster aus denselben Bausteinen, die zu diesem lokal nicht isomorph sind (Socolar *et al.* 1986, Levine und Steinhardt 1986). Die verschiedenen verallgemeinerten Penrosemuster können charakterisiert werden durch das Auftreten von Eckpunkten mit zehnzähliger Symmetrie (Ishihara und Yamamoto 1988). Das ursprüngliche Penrosemuster besitzt keinen solchen Eckpunkt (Abbildung 1.5 a), während diese in den verallgemeinerten Penrosemustern vorkommen. In Abbildung 1.5 b) ist ein und in Abbildung 1.5 c) sind drei Eckpunkte dieses Typs zu finden. Zur Konstruktion des Penrosemusters gibt es verschiedene Methoden (Janot 1992). In einer höherdimensionalen Beschreibung (de Bruin 1981, Kramer und Neri 1984, Duneau und Katz 1985) wird das Penrosemuster aus einem fünfdimensionalen (Henley 1986) oder vierdimensionalen (Janssen 1986) periodischen Hyperraum abgeleitet. In den folgenden Abschnitten werden die beiden Beschreibungen vorgestellt und ein Übergang zwischen beiden, der die Äquivalenz der Beschreibungen zeigt (Ishihara und

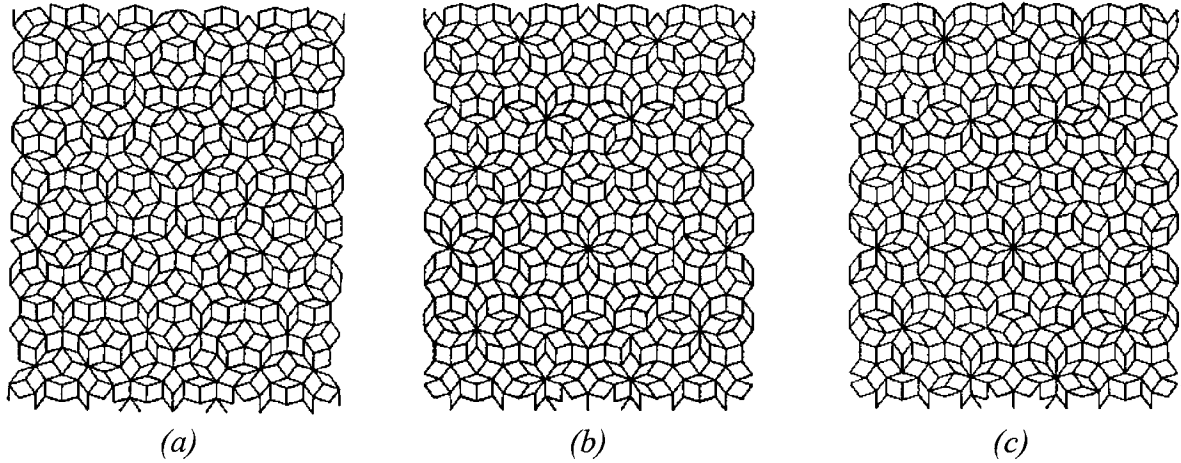


Abb. 1.5: Das zweidimensionale Penrosemuster (a) und die verallgemeinerten Penrosemuster zu $\gamma=1/4$ (b) und $\gamma=0$ (c).

Yamamoto 1988), dargestellt. Auf die vierdimensionale Beschreibung wird bei der Behandlung der Struktur eines dekagonalen Al-Ni-Co Quasikristalls in Kapitel 1.3.2 zurückgegriffen, da die fünfdimensionalen Strukturmodelle auf der vierdimensionalen Beschreibung des Penroseusters beruhen.

1.2.1 Fünfdimensionale Beschreibung des Penroseusters

Das zweidimensionale Penrosemuster kann als Schnitt eines fünfdimensionalen periodischen Gitters mit dem zweidimensionalen physikalischen Raum erhalten werden. Die beiden Unterräume, der physikalische und der dreidimensionale orthogonale Raum werden durch die Basisvektoren w_1, w_2 und $w_3, \dots, w_5$ aufgespannt, die dort zu kartesischen Koordinatensystemen gehören (Yamamoto und Ishihara 1988). Die Projektionen der fünfdimensionalen Basisvektoren b_i , $i = 1, \dots, 5$, in den physikalischen und orthogonalen Raum sind gegeben durch p_i und q_i , wobei

$$p_i = \sqrt{\frac{2}{5}} \left(\cos\left(\frac{2\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{2\pi i}{5}\right) \right) \text{ und} \quad (1.11a)$$

$$q_i = \sqrt{\frac{2}{5}} \left(\cos\left(\frac{4\pi i}{5}\right), \sin\left(\frac{4\pi i}{5}\right), \sqrt{\frac{1}{2}} \right) \quad (1.11b)$$

Die Vektoren b_i entsprechen den sechsdimensionalen Basisvektoren d_2 bis d_6 aus Gleichung 1.8, sind jedoch anders numeriert, um im folgenden eine möglichst einfache Darstel-

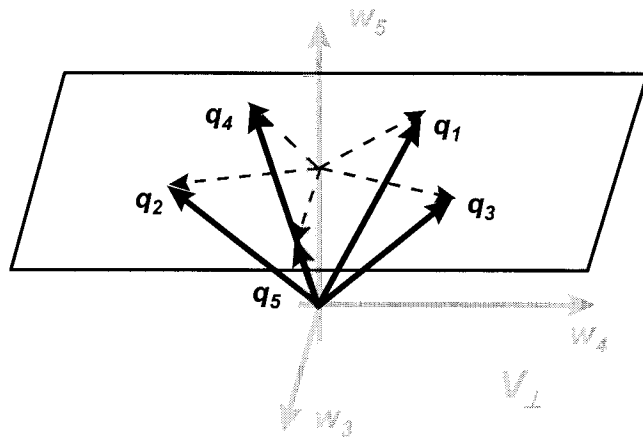


Abb. 1.6: Projektionen der fünfdimensionalen Basisvektoren zur Erzeugung des zweidimensionalen Penroseusters in den senkrechten Raum $V_{\perp}$.

lung zu ermöglichen. Die Projektionen auf den orthogonalen Raum, q_i , sind in Abbildung 1.6 dargestellt. Der senkrechte Raum ist entlang der w_5 -Richtung periodisch. Die in den senkrechten Raum projizierten Gitterpunkte des fünfdimensionalen Hypergitters liegen auf Ebenen senkrecht zu w_5 mit einem Ebenenabstand $1/\sqrt{5}$. Die Hypergitterpunkte $(m_1, \dots, m_5)$ werden mit den atomaren Hyperflächen

$$\Omega = \left\{ \sum_{i=1}^5 \lambda_i q_i \mid 0 < \lambda_i < 1 \right\} \quad (1.12)$$

dekoriert. Diese besitzen die Form rhombischer Ikosaeder im senkrechten Raum (Abbildung 1.7). Ein Schnitt des fünfdimensionalen Hypergitters mit dem senkrechten Raum liefert die Vertices des Penroseusters aus Abbildung 1.5 a). Die verallgemeinerten Penrosemuster erhält man durch eine Verschiebung des rhombischen Ikosaeders um γ_i entlang der q_i im senkrechten Raum, beschrieben durch

$$\Omega' = \left\{ \sum_{i=1}^5 \lambda_i q_i \mid -\frac{1}{2} < \lambda_i - \gamma_i < \frac{1}{2} \right\} \quad \text{mit} \quad 0 < \gamma_i < \frac{1}{2} . \quad (1.13)$$

Die atomaren Hyperflächen Ω des ursprünglichen Penroseusters erhält man durch die Wahl $\gamma_i = 1/2$. Die Verschiebungskomponente des rhombischen Ikosaeders entlang w_5 , $(1/\sqrt{5}) \sum \gamma_i$, führt zu einem Muster aus einer anderen lokalen Isomorphieklasse. Die Muster können deshalb durch den Parameter $\gamma \equiv \sum \gamma_i$ klassifiziert werden. Die Abbildungen 1.5 b) und c) zeigen verallgemeinerte Penrosemuster für $\gamma = 1/4$ und $\gamma = 0$ (Ishihara und Yamamoto 1988). Eine detaillierte Gegenüberstellung verallgemeinerter Penrosemuster zu verschiedenen γ -Werten findet der Leser bei Pavlovitch und Kléman (1987).

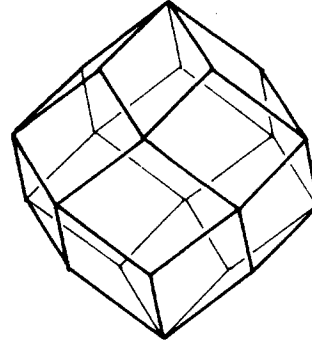


Abb. 1.7: Gestalt der atomaren Hyperfläche zur Erzeugung des zweidimensionalen Penroseusters im dreidimensionalen senkrechten Raum : rhombisches Ikosaeder.

1.2.2 Übergang zur vierdimensionalen Beschreibung

Ausgehend von der fünfdimensionalen Beschreibung des Penroseusters gelangt man zur vierdimensionalen Beschreibung durch Übergang zu neuen Basisvektoren b_i' im fünfdimensionalen Hyperraum,

$$\begin{aligned} b_i &\rightarrow b_i' = b_i - b_5, \quad i = 1, \dots, 4 \\ b_5 &\rightarrow b_5' = \sum_{i=1}^5 b_i, \end{aligned} \quad (1.14)$$

in Matrixschreibweise

$$b_i' = \sum_{j=1}^5 S_{ij} b_j \quad (1.15a)$$

mit der Matrix

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.15b)$$

Die Koordinaten transformieren sich gemäß

$$m_i' = \sum_{j=1}^5 \tilde{\mathbf{S}}^{-1}_{ij} m_j \quad (1.16a)$$

mit der inversen transponierten Matrix

$$\tilde{\mathbf{S}}^{-1} = \frac{1}{5} \begin{pmatrix} 4 & -1 & -1 & -1 & -1 \\ -1 & 4 & -1 & -1 & -1 \\ -1 & -1 & 4 & -1 & -1 \\ -1 & -1 & -1 & 4 & -1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.16b)$$

Die Transformation ist so gewählt, daß die Projektion $\mathbf{q}_5'$ des neuen Basisvektors $\mathbf{b}_5'$ in den orthogonalen Raum parallel zur periodischen Richtung $\mathbf{w}_5$ liegt. Die Projektionen $\mathbf{q}_i'$ der übrigen Basisvektoren $\mathbf{b}_i'$ liegen senkrecht zur periodischen Richtung. Die Determinante der Matrix $\mathbf{S}$ besitzt den Wert 5. Durch die Transformation wird folglich eine fünffach größere Elementarzelle im fünfdimensionalen Hyperraum eingeführt. Das ursprünglich durch die alte Basis aufgespannte Gitter erhält man aus dem Gitter der neuen Basis durch die fünf Translationen $\nu/5 (1,1,1,1,1)'$, $\nu = 0, \dots, 4$, wobei der Strich die Koordinaten bezüglich der neuen Basis $\mathbf{b}_i'$ bedeutet. Betrachtet man nun eine vierdimensionale Hyperebene im fünfdimensionalen Hyperraum senkrecht zu $\mathbf{w}_5$, so schneidet die atomare Hyperfläche aus Abbildung 1.7 je nach der Translationsklasse des zugehörigen Gitterpunktes diese Ebene in verschiedener Höhe, was zu verschiedenen Schnittfiguren im zweidimensionalen orthogonalen Unterraum der vierdimensionalen Hyperebene führt. Die Schnittfiguren befinden sich zentriert um die Positionen $\nu/5 (1,1,1,1,1)'$ der vierdimensionalen Hyperebene. Wählt man beispielsweise die Hyperebene bei $\mathbf{b}_5' = 0$ und die atomaren Hyperflächen entsprechend zu (1.12), so erhält man als Schnittfiguren Fünfecke verschiedener Größe und Orientierung (Abbildung 1.8). Für

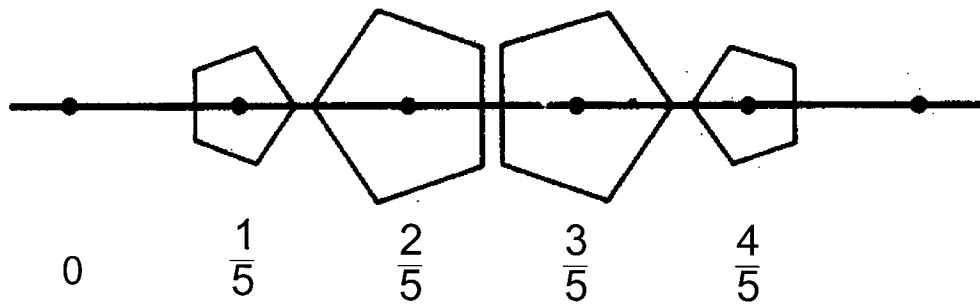


Abb. 1.8: Schematische Darstellung eines Schnittes entlang der Raumdiagonale $(1,1,1,1,1)'$ durch den vierdimensionalen Raum. Die Ausdehnung der fünfeckigen Hyperflächen ist entlang des zweidimensionalen orthogonalen Raums.

$\nu = 0$ ist das Fünfeck zu einem Punkt entartet. Das zweidimensionale Penrosemuster erhält man somit als Schnitt aus einem vierdimensionalen Raum mit fünffacher Überstruktur, bei dem die Raumdiagonale auf Fünftelpositionen mit den Fünfecken aus Abbildung 1.8 dekoriert ist (Janssen 1986). Im allgemeinen Fall der atomaren Hyperflächen nach (1.13) sind die Schnitte des rhombischen Ikosaeders mit der vierdimensionalen Hyperebene Zehnecke mit zwei verschiedenen Seitenlängen (Pavlovitch und Kléman 1987). Durch Dekoration der Raumdiagonalen des vierdimensionalen Hyperraums mit diesen Zehnecken läßt sich entsprechend jedes verallgemeinerte Penrosemuster aus dem vierdimensionalen Raum ableiten.

Auf der Grundlage des hier beschriebenen Übergangs von der fünf- zur vierdimensionalen Beschreibung des Penrosemusters läßt sich die in Kapitel 1.1 beschriebene Umrechnung zwischen sechs- und fünfdimensionaler Indizierung des dekadagonalen Quasikristalls verstehen. Die reziproken Basisvektoren $\mathbf{b}_i^*$ transformieren sich nach (1.16) mit der Matrix $\tilde{\mathbf{S}}^{-1}$ und die reziproken Indizes $(k_1, \dots, k_5)$ nach (1.15) mit der Matrix $\mathbf{S}$, also

$$\begin{aligned} k_i &\rightarrow k_i - k_5 \text{ und} \\ k_5 &\rightarrow \sum_{i=1}^5 k_i. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Da in der vierdimensionalen Beschreibung der fünfte Index wegfällt, entspricht dies gerade der Umrechnung der Indizes H_i , $i = 3, \dots, 6$ nach (1.2b). Die Transformation der Indizes des direkten Raumes, m_i , ist in einem Fall besonders einfach. Für

$$m_1, m_2, m_3, m_4 \text{ beliebig und } m_5 = -(m_1 + m_2 + m_3 + m_4) \quad (1.18a)$$

ergibt die Transformation nach (1.16)

$$(m_1', \dots, m_5') = (m_1, m_2, m_3, m_4, 0). \quad (1.18b)$$

Alle Punkte, welche die Bedingung (1.18a) erfüllen, liegen in derselben vierdimensionalen Hyperebene durch $m_5' = 0$. In diesem Fall stimmen die Indizes der vierdimensionalen Beschreibung mit denen der fünfdimensionalen Beschreibung überein. Dieser Fall wird bei der Umrechnung der Burgersvektoren vom sechs- zum fünfdimensionalen Indizierungssystem (Kapitel 4) wichtig sein.

1.3 Die dekadagonale Phase im System Al-Ni-Co

1.3.1 Das Existenzgebiet der dekadagonalen Phase im System Al-Ni-Co

Das Phasendiagramm im aluminiumreichen Teil des Systems Al-Ni-Co wurde bereits lange vor der Entdeckung der dekadagonalen Quasikristalle untersucht (Raynor und Pfeil 1947). Eine metastabile dekadagonale Phase wurde zunächst im binären System Al-Co entdeckt (Dong *et al.* 1987). Kurze Zeit später wurden stabile dekadagonale Phasen in den ternären Systemen Al-Cu-Co (He *et al.* 1988, Tsai *et al.* 1989) und Al-Ni-Co (Tsai *et al.* 1989) in der Nähe der Kompositionen $\text{Al}_{65}\text{Cu}_{15}\text{Co}_{20}$ und $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ gefunden. Erste detaillierte Untersuchungen der Phasen im System Al-Ni-Co in der Nähe der dekadagonalen Phase wurden von Kek (1991) unternommen. Eingehende Untersuchungen über Phasen und Phasengleichgewichte in diesem Teilsystem (Gödecke und Ellner 1996, 1997, Gödecke 1997, Gödecke *et al.* 1997, 1998, Scheffer *et al.* 1998, Lück *et al.* 1998) und in den binären Systemen Al-Ni und Al-Co (Gödecke und Ellner 1996, Gödecke 1997) folgten und führten zu einer grundsätzlichen Überarbeitung des

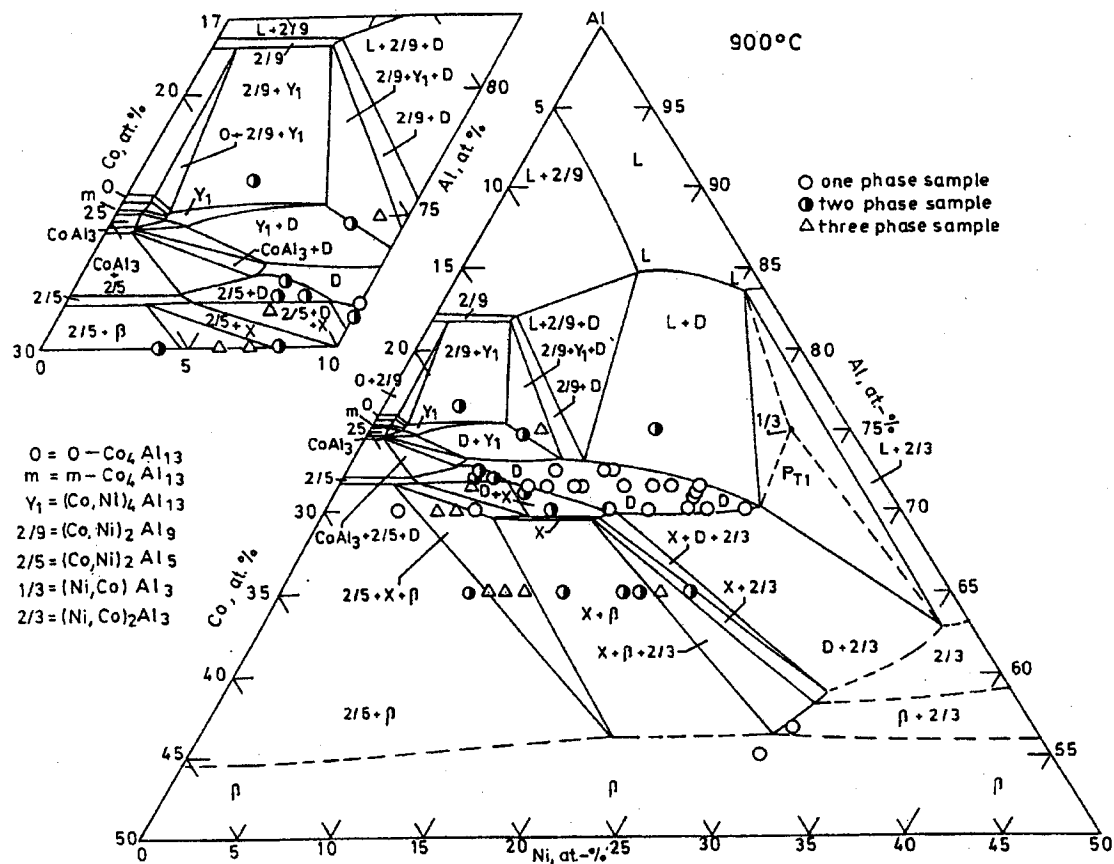


Abb. 1.9: Isothermer Schnitt durch den aluminiumreichen Teil des ternären Phasendiagramms Al-Ni-Co bei 900 °C (nach Gödecke et al. 1998).

Phasendiagramms. Abbildung 1.9 zeigt einen isothermen Schnitt durch das ternäre Phasendiagramm im aluminiumreichen Teil bei 900 °C (Gödecke *et al.* 1998). Das Existenzgebiet der dekagonalen Phase, D, und das Zweiphasengebiet von Schmelze und dekagonaler Phase, L+D, sind im mittleren Bereich des Diagramms eingezeichnet. Der Schnitt bei 900 °C entspricht der maximalen Ausdehnung der dekagonalen Phase. Das Phasengebiet erstreckt sich in einem weiten Bereich von der kobaltreichen zur nickelreichen Seite bei nahezu konstantem Aluminiumanteil und ist enger begrenzt bezüglich der Aluminiumkonzentration. Innerhalb des D-Phasengebietes existiert die dekagonale Phase je nach Komposition und Temperatur in Form verschiedener Modifikationen (siehe Abbildung 1.18 in Kapitel 1.3.3). Auf die Unterschiede zwischen den Modifikationen und die Untereinteilung des D-Phasengebietes in die Existenzgebiete der einzelnen Modifikationen wird in Kapitel 1.3.3 eingegangen. Hier soll zunächst das Gebiet der dekagonalen Phase als homogen angenommen werden. Aus Abbildung 1.18 ist zu erkennen, wie die Ausdehnung des dekagonalen Phasengebietes mit abnehmender Temperatur kleiner wird. Ferner ist insbesondere aus *in situ*-Beobachtungen während Temperaturbehandlungen bekannt, daß die strukturelle Qualität der dekagonalen Phase mit sinkender Temperatur abnimmt. Nahezu perfekte dekagonale Phasen, die bei höherer Temperatur beobachtet werden, gehen bei niedrigerer Temperatur in weniger geordnete Strukturen über (Fettweis *et al.* 1995, Baumgarten *et al.* 1997). Dieses Phänomen wird auch bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Referenzproben, die auf verschiedenen Temperaturen wärmebehandelt wurden, festgestellt.

Neben dem Existenzgebiet der dekadonalen Phase der Abbildung 1.9 befindet sich das Einphasengebiet der ternären X-Phase bei leicht geringerer Aluminiumkonzentration und die Einphasengebiete der binären Phasen $(\text{Co,Ni})_2\text{Al}_5$, $(\text{Co,Ni})_4\text{Al}_{13}$, $(\text{Co,Ni})_2\text{Al}_9$, $(\text{Ni, Co})\text{Al}_3$,

(Ni, Co)₂Al₃ und das Gebiet der β -Phase Al(Co,Ni). Die binären Phasen stellen Ausweitungen der entsprechenden binären Verbindungen Co₂Al₅, Co₄Al₁₃, Co₂Al₉, NiAl₃ und Ni₂Al₃ in den ternären Raum hinein dar. Bei Raumtemperatur werden im abgebildeten Teil des Phasendiagramms insgesamt elf binäre und eine weitere ternäre Phase Y₂ (Co₂NiAl₉) beobachtet (Gödecke *et al.* 1998). Die dekagonale Phase ist die einzige ternäre Phase, die direkt aus der Schmelze gebildet wird. Einige der binären Phasen besitzen der dekagonalen Phase verwandte Strukturen und werden deshalb als Approximanten der dekagonalen Phase bezeichnet. Als Beispiel einer bekannten Approximantenstruktur sei die monokline Phase Al₁₃Co₄ (Hudd und Taylor 1962) erwähnt. Sie besitzt dieselbe kleinste Struktureinheit (ein Streifen aus Fünfecken und Rechtecken, siehe Kapitel 1.3.2) wie die dekagonale Phase.

Extrapoliert man den Verlauf des dekagonalen Phasengebietes hin zu den Randsystemen Al-Co und Al-Ni, so erhält man Schnitte bei etwa Al₇₄Co₂₆ und Al₆₉Co₃₁. In schnell abgekühlten Legierungen dieser Zusammensetzungen werden tatsächlich dekagonale Phase beobachtet (Menon *et al.* 1989, Kek 1991, Ma und Kuo 1995). Diese zeigen Beugungsbilder, die den Beugungsbildern der ternären dekagonalen Phasen im kobalt- bzw. nickelreichen Bereich sehr ähnlich sind (Tsai *et al.* 1995, Grushko *et al.* 1996). Sie sind jedoch metastabil und wandeln sich bei einer Temperaturbehandlung in kristalline Phasen um (Grushko *et al.* 1997). Eine Extrapolation des Phasengebietes der dekagonalen Phase im System Al-Cu-Co, die der dekagonalen Phase im Al-Ni-Co verwandt ist (Steurer 1993), schneidet die Al-Co-Achse etwa bei derselben Zusammensetzung. Die dekagonalen Phasen der beiden Systeme können so als ternäre Ausweitungen der metastabilen dekagonalen Phase des Systems Al-Co verstanden werden (Grushko und Urban 1994). Das Hinzufügen des dritten Elementes stabilisiert die dekagonale Phase. Dabei können im Falle von Al-Ni-Co Nickelatome, die den Kobaltatomen elektronisch sehr ähnlich sind, Kobaltatome ersetzen, wohingegen angenommen wird, daß im Al-Cu-Co die elektronisch verschiedeneren Kupferatome sowohl Aluminium- als auch Kobaltatome ersetzen. Das führt zu einer Ausdehnung des Phasengebietes der dekagonalen Phase in diagonalen Richtung im System Al-Cu-Co im Gegensatz zum System Al-Ni-Co. Die Ausdehnung des dekagonalen Phasengebietes kann im Rahmen der Hume-Rothery-Regeln verstanden werden. Nach Grushko und Urban (1994) ist entlang der Phasengebiete die Anzahl der Valenzelektronen pro Atom, e/a , der beiden dekagonalen Phasen in den Systemen Al-Ni-Co und Al-Cu-Co jeweils nahezu konstant. Dieses Verhältnis stellt nach Hume Rothery (1926) bei vielen intermetallischen Verbindungen einen wichtigen Parameter dar, nach dem bevorzugt bestimmte Gitterstrukturen angenommen werden. Es wurde erfolgreich zur Beschreibung ikosaedrischer Phasen in den Systemen Al-Cu-M mit M=Fe, Ru, Os, Al-Pd-M mit M=Mn, Re und der Zn-Mg-Al Klasse angewandt. Hier zeigten sich Verhältnisse e/a von etwa 1,75 für die verschiedenen ikosaedrischen Phasen der Systeme Al-Cu-M und Al-Pd-M und Werte von 2,1 bis 2,2 für die ikosaedrischen Phasen der Zn-Mg-Al-Klasse. Das e/a -Verhältnis der dekagonalen Phasen im Al-Ni-Co und Al-Cu-Co besitzt einen gemeinsamen oberen Wert von etwa 1,86 und ist in etwa konstant entlang der Phasengebiete. Die Konstanz des e/a -Verhältnisses läßt im Falle von Al-Ni-Co die leichte Abnahme der Aluminiumkonzentration mit zunehmendem Nickelanteil (s. Abbildung 1.9) verstehen, da Nickel eine höhere Valenz als Kobalt besitzt.

1.3.2 Struktur eines dekagonalen Al-Ni-Co-Quasikristalls

Aufgrund der Ähnlichkeit der zehnzähligen Beugungsbilder dekagonaler Quasikristalle mit den aus zweidimensionalen Penrosemustern berechneten Beugungsbildern wurde in den ersten Strukturmodellen dekagonaler Quasikristalle der Systeme Al-Mn und Al-Fe (Yamamoto und Ishihara 1988) angenommen, daß die quasiperiodischen Ebenen Untergitter der Vertizes

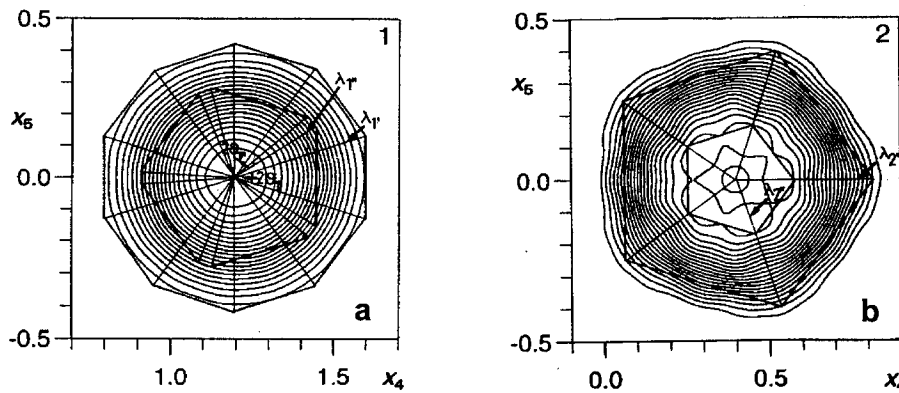


Abb. 1.10: Form der atomaren Hyperflächen $1'$ und $1''$ (a) und $2'$ und $2''$ (b) im senkrechten Raum. Die Radien der Zehnecke λ_i und die Winkel ϑ_i werden bei der Strukturanalyse bestimmt.

des Penroseusters bilden und die projizierte Struktur vollständig die Anordnung eines Penroseusters zeigt. Dies wurde in Strukturanalysen, die mittels Röntgenbeugung an Einquasikristallen der Systeme Al-Mn (Steurer und Meyer 1989, Steurer 1989), Al-Cu-Co (Steurer und Kuo 1990) und Al-Ni-Co (Yamamoto *et al.* 1990, Steurer *et al.* 1993) durchgeführt wurden, bestätigt. Eingehende Untersuchungen der atomaren Struktur wurden auch mit hochauflösender Elektronenmikroskopie durchgeführt (Al-Ni-Co: Hiraga *et al.* 1991, Hiraga *et al.* 1994, Hiraga *et al.* 2000, Yan und Pennycook 2000, Hiraga *et al.* 2001a, Al-Ni-Ru: Ohsuna *et al.* 2000, Sun und Hiraga 2000, 2001, Al-Cu-Rh: Hiraga *et al.* 2001b). Aufgrund der Periodizität des dekagonalen Quasikristalls entlang der zehnzähligen Achse sind Hochauflösungsaufnahmen leichter zu interpretieren als beispielsweise im Falle ikosaedrischer Quasikristalle. So werden auch im Rahmen der elektronenmikroskopischen Untersuchungen Strukturmodelle für verschiedene dekagonale Quasikristalle vorgeschlagen.

In diesem Abschnitt wird die Struktur eines dekagonalen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ -Quasikristalls, wie sie sich nach Steurer *et al.* (1993) bei einer höherdimensionalen Strukturanalyse mit Röntgenbeugung ergibt, besprochen werden. Die Ergebnisse werden anschließend mit einer elektronenmikroskopischen Untersuchung nach Hiraga *et al.* (1991) verglichen. Die Koordinatenangaben beziehen sich auf die in Kapitel 1.1.2 eingeführte Basis $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \mathbf{v}_4', \mathbf{v}_5'$, die im physikalischen und orthogonalen Unterraum zu kartesischen Koordinatensystemen gehört. Die fünfdimensionale Beschreibung des dekagonalen Quasikristalls entspricht der vierdimensio-

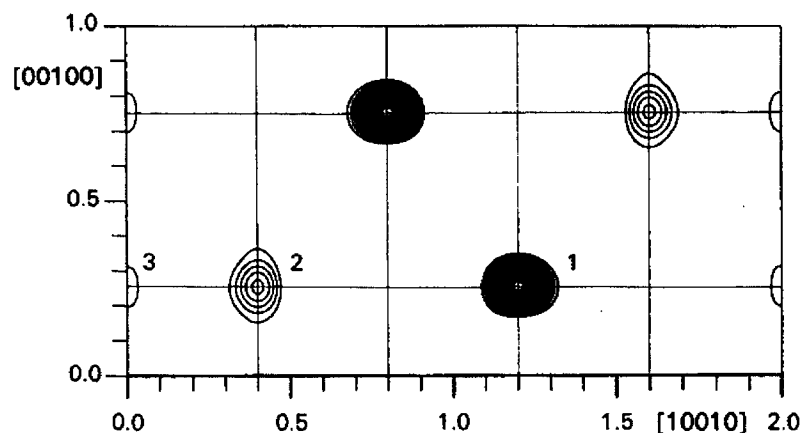


Abb. 1.11: Position der atomaren Hyperflächen 1, 2 und 3 in einem $[10110]$ -Schnitt durch die fünfdimensionale Einheitszelle.

nalen Beschreibung des Penroseusters. Im vergangenen Kapitel wurde gezeigt, daß sich das zweidimensionale Penrosemuster mit atomaren Hyperflächen in Form verschiedener Fünfecke im orthogonalen Raum beschreiben läßt. Zur Erzeugung verallgemeinerter Penrosemuster werden die Fünfecke ersetzt durch unregelmäßige Zehnecke. Die Form und Größe eines solchen Zehnecks an der Position k in der fünfdimensionalen Elementarzelle wird mit den Variablen θ_k und λ_k parametrisiert (s. Abbildung 1.10). Die höherdimensionale Strukturanalyse besteht in der Bestimmung der Position der atomaren Hyperflächen in der fünfdimensionalen Einheitszelle, ihrer Größe und Form, ihrer chemischen Besetzung und der Bestimmung sogenannter Temperaturfaktoren, auf die in der nachfolgenden Betrachtung jedoch nicht eingegangen wird. Da in Untersuchungen mit Röntgenbeugung die elektronisch sehr ähnlichen Elemente Nickel und Kobalt kaum unterscheidbar sind, wird hier nur nach Aluminium- und Übergangsmetallatomen (Nickel oder Kobalt) unterschieden. Die Röntgenbeugungsbilder der untersuchten dekagonalen Phase zeigen neben scharfen Braggreflexen auf Ebenen senkrecht zur periodischen Achse im Abstand von etwa $(4 \text{ \AA})^{-1}$ auch Schichten diffuser Streuung direkt auf sowie in halbem Abstand zwischen den Ebenen aus Braggreflexen (Frey und Steurer 1993). Die durchgeführte Strukturanalyse berücksichtigt wie üblich nur die Beugungsintensitäten in den Braggreflexen und läßt die diffuse Streuung außer acht. Man erhält auf diese Weise eine mittlere quasiperiodische Struktur. Lokal kann die reale Atomanordnung von dieser mittleren Struktur mehr oder weniger abweichen. Die Stärke der diffusen Streuung kann als Maß für die Abweichung der realen Struktur von der mittleren quasiperiodischen angesehen werden.

Abbildung 1.11 zeigt die Positionen der atomaren Hyperflächen in einem Schnitt durch den fünfdimensionalen Hyperraum parallel zur periodischen Richtung $[0,0,1,0,0]$. Eine Ebene des dekagonalen Quasikristalls wird mit atomaren Hyperflächen an drei verschiedenen Positionen im fünfdimensionalen Raum beschrieben. Diese liegen im vierdimensionalen Unterraum senkrecht zur periodischen Richtung entlang der Raumdiagonalen $[1,1,0,1,1]$, genauso wie die atomaren Hyperflächen bei der vierdimensionalen Beschreibung des Penroseusters. Es zeigt sich, daß die atomaren Hyperflächen auf den Positionen 1 und 2 in die Teilflächen $1'$, $1''$ und

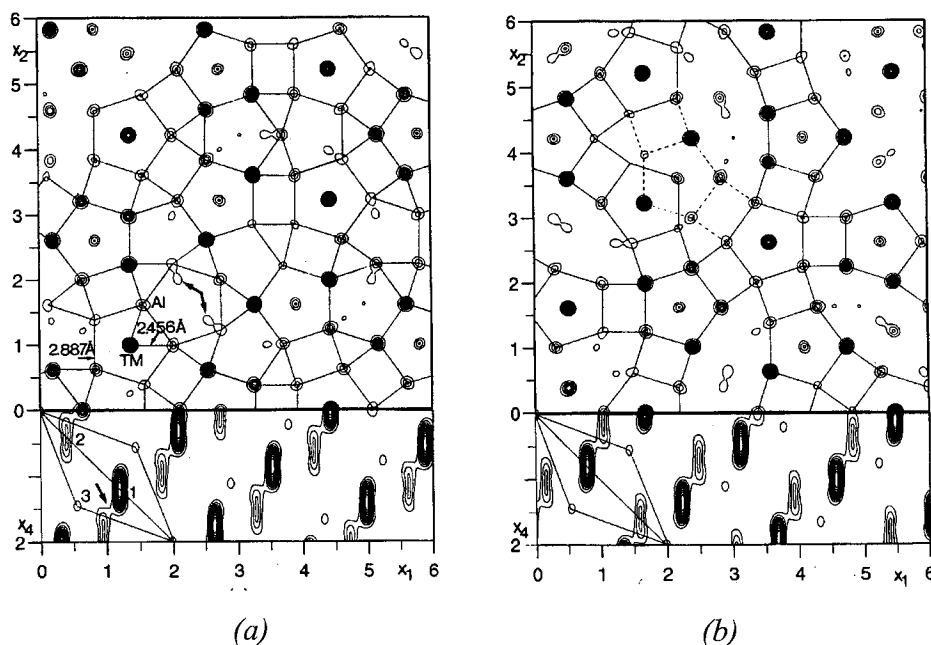


Abb. 1.12: Schnitt durch die Struktur im physikalischen Raum senkrecht zur periodischen Achse bei $x_3 = 1/4$ (a) und $x_3 = 3/4$ (b). Die $[1,0,0,1,0]$ -Schnitte machen die Verbindung zur fünfdimensionalen Beschreibung deutlich (nach Steurer et al. 1993).

Parameter	Hyperatom 1'	Hyperatom 1''	Hyperatom 2'	Hyperatom 2''	Hyperatom 3
x_k	2/5	2/5	4/5	4/5	0
p_k	1/2	1	1	1	1/2
p_{Al}	0,94(10)	0	1	1	0
$p_{Ni/Co}$	0,06	1	0	0	1
λ_k	-0,42(1)	-0,29(2)	0,412(3)	0,18(3)	0,067(5)
θ_k	0,27(4)	0,07(9)	0	0	0

Tab. 1.1: Einige Parameter des Strukturmodells nach Steurer et al. (1993).

x_k : Koordinate im Hyperraum, p_k : totale Besetzungswahrscheinlichkeit, p_{Al} und $p_{Ni/Co}$ partielle Besetzungswahrscheinlichkeit mit Al oder Ni/Co, λ_k : Radius der atomaren Hyperflächen (Zehnecke) in Bruchteilen der Quasigitterkonstanten a , θ_k Winkel der Zehnecke in Radian.

2', 2'' zerlegt werden müssen. Die Größe und Form dieser Hyperflächen im orthogonalen Raum ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Die chemische Besetzung der Hyperflächen kann Tabelle 1.1 entnommen werden. Abbildung 1.12 zeigt Schnitte durch die Struktur im physikalischen Raum parallel zu den quasiperiodischen Ebenen bei $x_3 = 1/4$ und $x_3 = 3/4$. Zusätzlich sind in jedem Fall [1,0,0,1,0]-Schnitte angegeben, welche die Verbindung zur fünfdimensionalen Beschreibung deutlich machen. Die Begrenzung der fünfdimensionalen Einheitszelle ist ebenfalls eingezeichnet. Entlang der Raumdiagonalen der Einheitszelle liegen die Hyperflächen auf Fünftelpositionen. Die beiden gezeigten quasiperiodischen Ebenen sind symmetrisch äquivalent. Die Ebene bei $x_3 = 3/4$ geht aus der bei $x_3 = 1/4$ durch eine Drehung um 36° und eine Verschiebung um $1/2$ entlang x_3 hervor. Die dreidimensionale dekagonale Struktur ergibt sich durch abwechselnde Stapelung der beiden Ebenen.

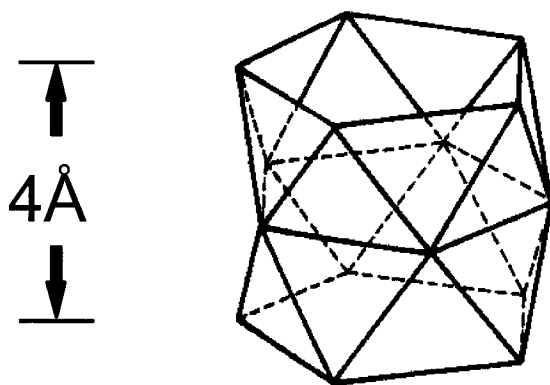


Abb. 1.13: Kleinstes Strukturelement des dekagonalen Al-Ni-Co-Quasikristalls: pentagonaler antiprismatischer Kanal (nach Steurer et al. 1993).

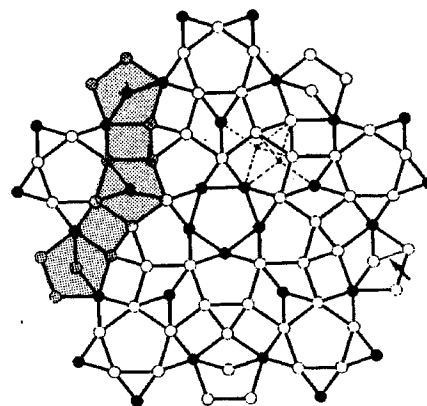


Abb. 1.14: Schnitt durch einen kolumnaren Cluster senkrecht zur periodischen Achse. Gefüllte Kreise stellen Kobalt- oder Nickelatome dar, offene Kreise Aluminiumatome. Ein bedeutendes Strukturmotiv, ein Streifen aus Fünfecken und Rechtecken, ist hervorgehoben.

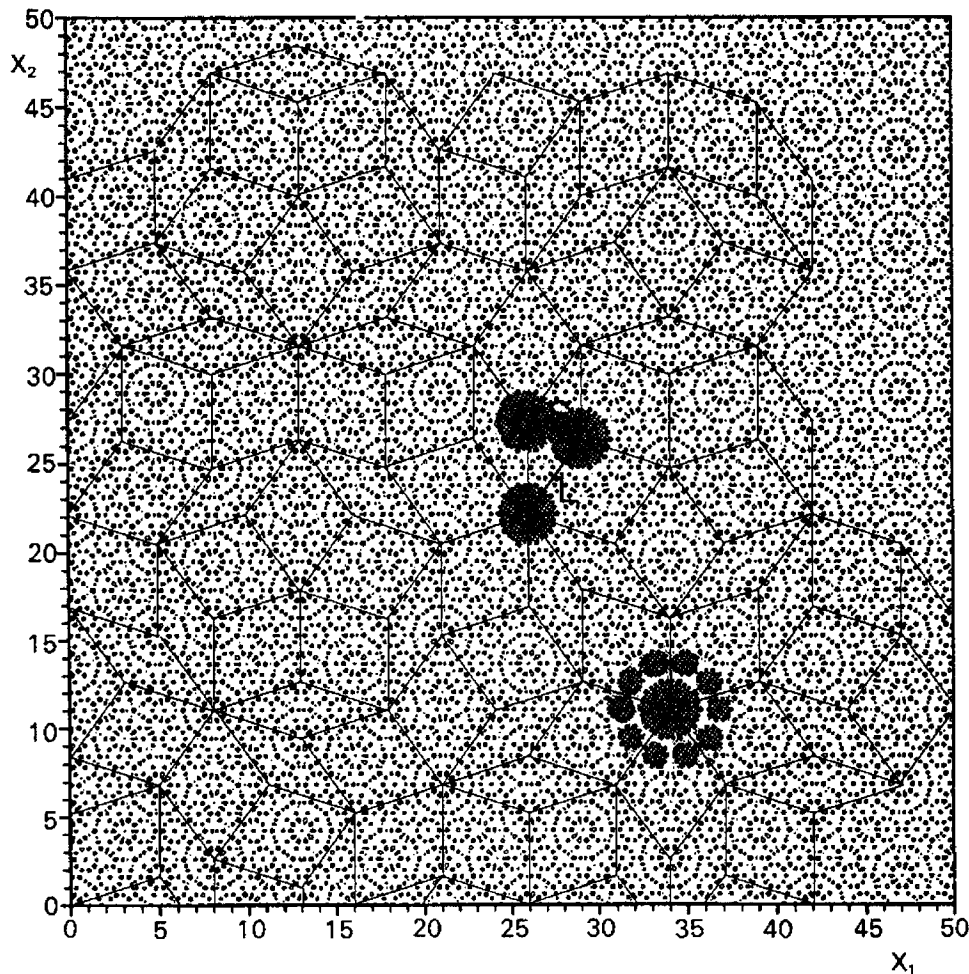
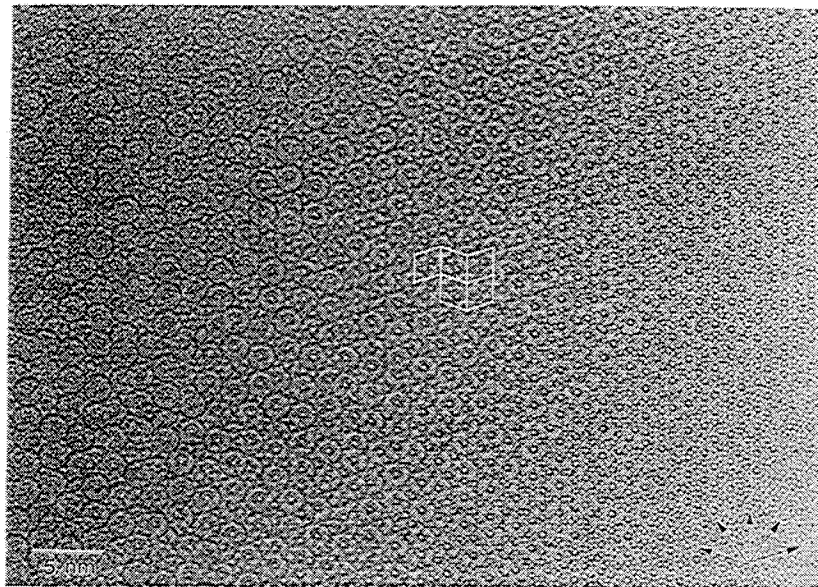
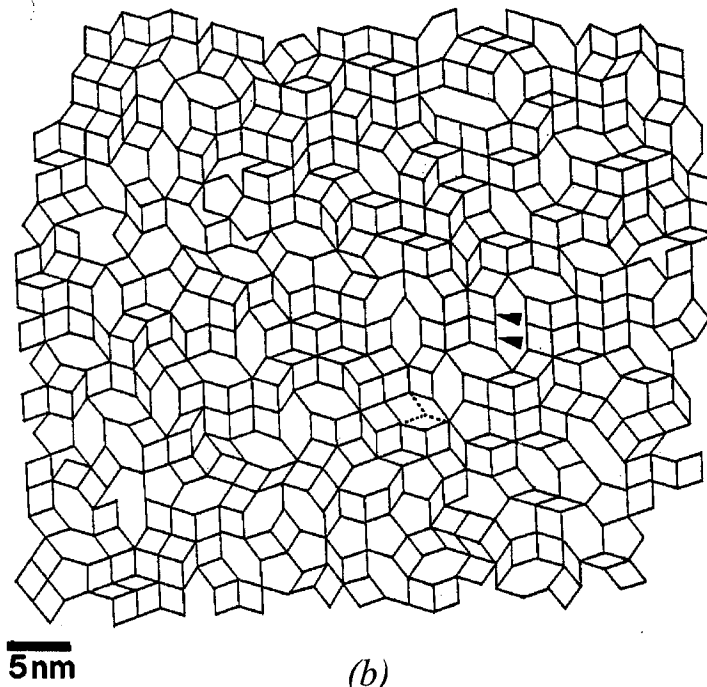


Abb. 1.15: $190 \times 190 \text{ \AA}^2$ Ausschnitt aus der Struktur des dekadagonalen Quasikristalls, projiziert entlang der periodischen Achse. Ein vollständiger Cluster bestehend aus einer zentralen Säule und zehn umgebenden antiprismatischen Kanälen ist hervorgehoben. Die Clustermittelpunkte sind auf einem rhombischen Penrosemuster angeordnet (nach Steurer et al 1993).

Die Struktur einer quasiperiodischen Ebene zeigt eine abwechselnde Anordnung von Fünfecken und Rechtecken als kleinste Einheit. Diese Einheit wird auch in verschiedenen Approximantenphasen, insbesondere dem monoklinen $\text{Al}_{13}\text{Co}_4$ gefunden. Ein Fünfeck einer Ebene liegt um 36° gedreht gegenüber dem nächsten der darüber- oder darunterliegenden Ebene und bildet in der dreidimensionalen Struktur einen pentagonalen antiprismatischen Kanal (Abbildung 1.13). Die interatomaren Abstände betragen $2,456 \text{ \AA}$ (Radius des Fünfecks) und $2,887 \text{ \AA}$ (Kantenlänge des Fünfecks) in der Ebene und $2,543 \text{ \AA}$ zwischen nächsten Atomen benachbarter Ebenen. Die pentagonalen antiprismatischen Kanäle setzen sich zu größeren Einheiten, den sogenannten kolumnaren Clustern zusammen. Diese stellen die Grundeinheit des Materials dar. Abbildung 1.14 zeigt einen Schnitt durch einen kolumnaren Cluster senkrecht zur periodischen Achse. Abbildung 1.15 zeigt einen größeren Ausschnitt aus der Struktur, projiziert entlang der periodischen Achse. Ein kolumnarer Cluster, bestehend aus einer zentralen Säule umgeben von 10 antiprismatischen Kanälen ist grau unterlegt eingezeichnet. Die Packung der Cluster ist quasiperiodisch und kann durch ein rhombisches Penrosemuster beschrieben werden. Die Mittelpunkte der Cluster befinden sich auf den Vertices und auf der Diagonale des dicken Rhombus. Die Abbildung zeigt große Ähnlichkeit mit elektronenmikroskopischen Hochauflösungsaufnahmen (Hiraga et al. 1991, 1994, Ritsch et al.



(a)



(b)

Abb. 1.16: Elektronenmikroskopische Hochauflösungsaufnahme eines dekagonalen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ -Quasikristalls parallel zur zehnzähligen Achse (a) und zugehöriges Muster, gebildet durch die Clustermittelpunkte (b) (nach Hiraga et al. 1991)

1995, 1996, Ritsch 1996). Abbildung 1.16 zeigt einen Ausschnitt aus einer Hochauflösungsaufnahme eines dekagonalen Quasikristalls der nominell gleichen Komposition und schematisch das zugehörige Muster, welches die Clustermittelpunkte bilden (Hiraga et al. 1991). Das Muster besteht aus den beiden Rauten des Penroseusters und aus größeren Defekteinheiten. Die Anordnung der Rauten ist jedoch gegenüber der des Penroseusters gestört, an vielen Stellen zeigen sich kleine Bereiche periodischer Anordnung (Pfeilspitzen in Abbildung 1.16 b).

1.3.3 Modifikationen der dekagonalen Phase im System Al-Ni-Co

Die dekagonale Phase im System Al-Ni-Co tritt in ihrem Existenzgebiet in einigen Modifikationen auf. Diese sind in metallographischen Untersuchungen lichtmikroskopisch nicht immer zu unterscheiden und wurden erst bei der Charakterisierung mit Elektronenbeugung (Edagawa *et al.* 1992) und hochauflösender Elektronenmikroskopie (Hiraga *et al.* 1991) evident. Die verschiedenen Modifikationen können nach folgenden Punkten klassifiziert werden (Ritsch *et al.* 1998):

- a) Komposition und thermische Behandlung
- b) Beugungsbilder entlang der zehnzähligen Symmetrieachse
(Überstrukturreflexe und Anzahl schwächerer Beugungsreflexe)
- c) Beugungsbilder entlang der zweizähligen Symmetrierichtungen
(Existenz und Ausprägung von Schichten diffuser Streuung)
- d) Symmetrie und Ausrichtung der Cluster
(zehnzählig- oder fünfzählig-symmetrische Cluster, antiparallele oder parallele Ausrichtung benachbarter fünfzähliger Cluster)
- e) Muster, nach dem die Cluster angeordnet sind
- f) Ordnungszustand (chemische oder strukturelle Ordnung bevorzugt)

Abbildung 1.17 zeigt elektronenmikroskopische Beugungsbilder der verschiedenen Modifikationen der dekagonalen Phase in zehnzähliger Symmetrierichtung. Die Abkürzungen für die Modifikationen wurden von Ritsch (1996) eingeführt. Abbildung 1.18 zeigt einen Schnitt entlang der maximalen Ausdehnung des Phasengebietes der dekagonalen Phase, in dem die Existenzgebiete der Modifikationen eingezeichnet sind. Es werden drei Überstrukturen beobachtet: die Typ I-Überstruktur, deren Überstrukturreflexe erstmals von Edagawa *et al.* (1992) charakterisiert und nach S1- und S2-Reflexen klassifiziert wurden, die Hochtemperaturmodi-

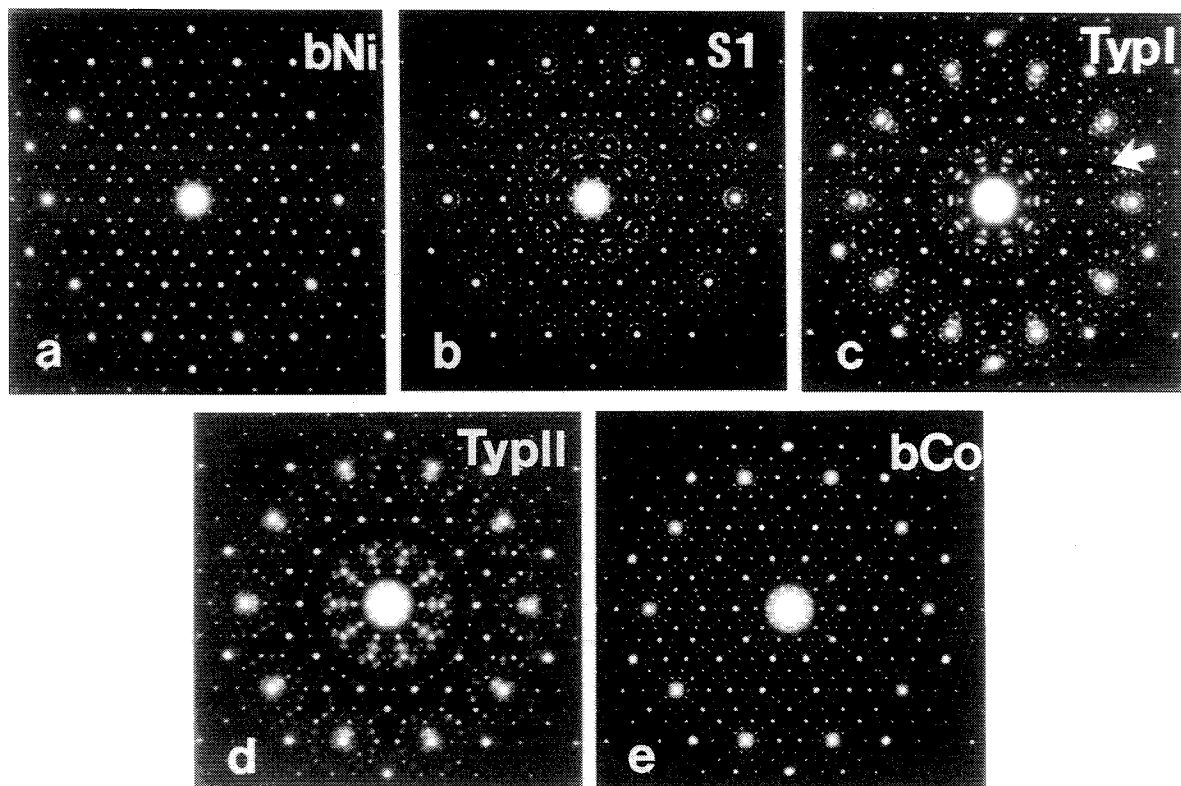


Abb. 1.17: Elektronenbeugungsbilder der Modifikationen der dekagonalen Phase im System Al-Ni-Co parallel zur zehnzähligen Achse (Erklärungen im Text).

fikation S1, welche nur die S1-Reflexe zeigt (Edagawa *et al.* 1994) und die Typ II-Überstruktur (Ritsch *et al.* 1995). Dekagonale Basisstrukturen, welche keine Überstrukturen zeigen, existieren als nickel- (basic Ni) und kobaltreiche (basic Co) Variante. Zusätzlich zu den Modifikationen der dekagonalen Phase wurde ein eindimensional periodischer Quasikristall mit fünfzähliger Symmetrie, 5f, und seine Hochtemperaturmodifikation, 5f_{HT}, beobachtet (Ritsch *et al.* 1996b). In jüngster Zeit wurde auch von einem eindimensionalen Quasikristall, der bei Temperaturen oberhalb von 900 °C in einem Kompositionsbereich zwischen etwa 71 und 71,5 % Aluminium und 18 und 22 % Kobalt stabil ist, berichtet (Ritsch *et al.* 2000). Da die beiden letzten Varianten enge strukturelle Verwandtschaft mit der dekagonalen Phase zeigen, werden sie üblicherweise in das Phasengebiet der dekagonalen Phase mit einbezogen.

Die Einteilung in die Existenzgebiete der Modifikationen wurde durch Proben der entsprechenden Komposition, die von der entsprechenden Temperatur abgeschreckt und mittels hochauflösender Elektronenmikroskopie und Feinbereichselektronenbeugung untersucht wurden, vorgenommen. Die Existenzgebiete sind in Abbildung 1.18 durch dicke gepunktete Linien getrennt. Das bedeutet, daß Proben, die aus dem Bereich unmittelbar in der Nähe der Grenze stammen, einen Übergangszustand zeigen, der sich im Vorhandensein von Beugungsreflexen beider beteiligten Modifikationen äußert. Mindestens eine Sorte der beiden charakteristischen Reflexe erscheint diffus oder sehr schwach. Im allgemeinen kann nicht entschieden

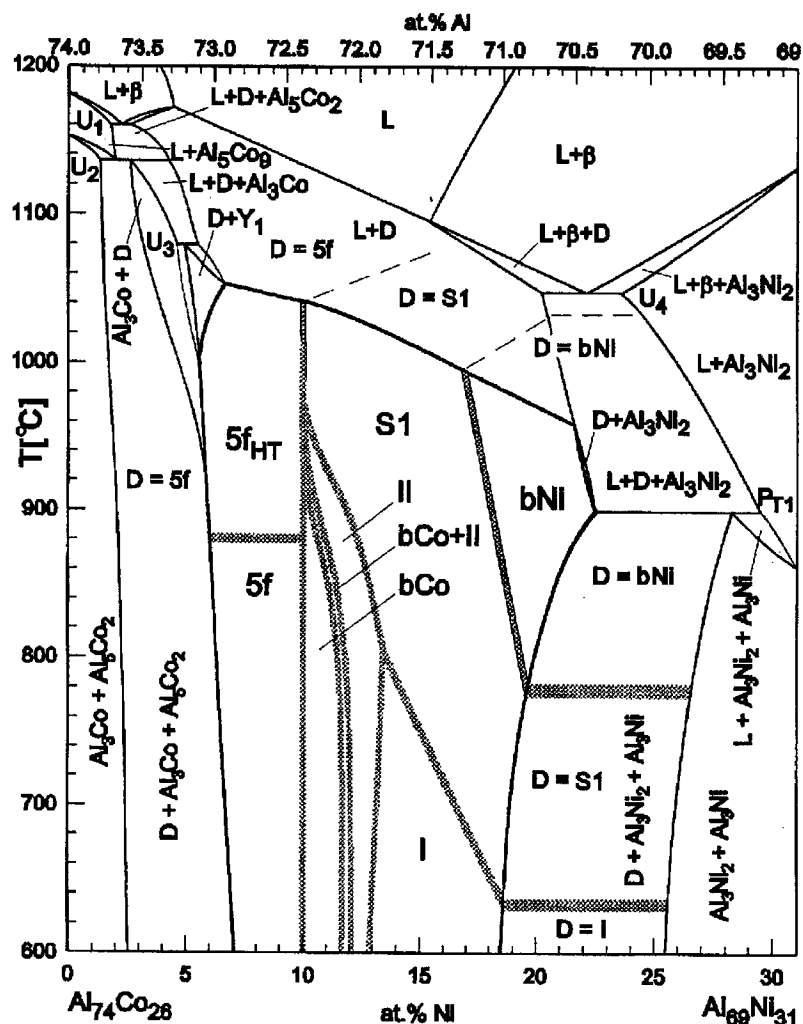


Abb. 1.18: Temperatur-Konzentrations-Schnitt durch das Phasendiagramm Al-Ni-Co entlang der maximalen Ausdehnung der dekagonalen Phase (nach Ritsch *et al.* 1998).

werden, ob die Umwandlung lokal erfolgt oder unter Ausbildung von Domänen. Beim Übergang zwischen basic Ni und S1 wird gestützt durch Untersuchungen mit hochauflösender Elektronenmikroskopie angenommen, daß der Übergang lokal erfolgt (Ritsch *et al.* 1998). Dies ist von Bedeutung bei den Untersuchungen zur Stabilität der basic Ni-Phase (s. Kapitel 2).

Die in Abbildung 1.18 gezeigte Unterteilung in die Existenzgebiete stimmt weitgehend überein mit einer dilatometrischen Analyse, welche die Übergänge zwischen Phasen bei Variation der Temperatur durch die Messung der Änderung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten bestimmt (Lück *et al.* 1998). Eine deutliche Abweichung ergibt sich jedoch für den Übergang zwischen S1 und basic Ni. In den Untersuchungen zeigt sich, daß bei hohen Temperaturen die basic Ni-Phase und nicht die S1-Phase im Gleichgewicht mit der Schmelze steht. Die basic Ni-Phase ist jedoch in einem bestimmten Kompositionsbereich nicht auf Raumtemperatur abschreckbar (Scheffer 2001). Dieser Unterschied zum Phasendiagramm in Abbildung 1.18 ist von großer Bedeutung für die Zucht von Einquasikristallen der basic Ni-Modifikation (s. Kapitel 2).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Verformungsexperimente an den Modifikationen Typ I- und S1-Überstruktur, der basic Co- und der basic Ni-Phase, durchgeführt. Leider existieren bis zum jetzigen Zeitpunkt noch keine expliziten atomaren Strukturmodelle für diese Modifikationen. Einige strukturelle Eigenschaften, auf die im folgenden eingegangen wird, sind jedoch aus elektronenmikroskopischen Untersuchungen bekannt.

Unter den Modifikationen können nach Ritsch *et al.* (1998) zwei Gruppen unterschieden werden. Die erste Gruppe besteht aus der basic Ni-Phase alleine, welche einer idealen quasikristallinen Struktur sehr nahe ist (Ritsch *et al.* 1996a). Das zehnzählige Beugungsbild dieser Phase zeigt eine sehr große Anzahl an Fundamentalreflexen, die sich exakt auf Positionen dekadonaler Symmetrie befinden, und fast keine diffuse Streuung. Die zweizähligen Beugungsbilder (s. Abbildung 2.9 in Kapitel 2) zeigen keine Schichten diffuser Streuung in halbem Abstand zwischen den Braggreflexen. Die Periodizität der Phase beträgt etwa 4,1 Å. Im P2-Beugungsbild beobachtet man zusätzlich eine Auslöschung der Braggreflexe mit ungeradem Index in periodischer Richtung, $h_5 = 2n + 1$, $n \in \mathbb{Z}$, in der Notation nach Steurer (1989). Die Auslöschung der Reflexe läßt sich durch zusätzliche Symmetrieeigenschaften, der Existenz einer 10_5 -Schraubenachse, begleitet von einer c-Gleitebene erklären (Steurer *et al.* 1993). In elektronenmikroskopischen Hochauflösungsaufnahmen, aufgenommen parallel zur periodischen Achse, zeigen die atomaren Cluster einen zehnzählig symmetrischen Kontrast. Bei allen anderen Modifikationen zeigen die Cluster eine fünfzählige Symmetrie. Dies wird erklärt mit einer partiellen chemischen Unordnung der Atome in den Clustern der basic Ni-Phase. Die Clusterzentren befinden sich auf den Eckpunkten eines Musters, welches eine Variante des pentagonalen Penroseusters darstellt, einem quasiperiodischen Muster aus Fünfecken und Rauten. Dieses Muster hat die Eigenschaft, daß es bei einer Inflation um τ in sich selbst übergeht. Das aus Hochauflösungsaufnahmen gewonnene Muster besitzt nur kleine Abweichungen vom idealen pentagonalen Penrosemuster, was ebenfalls den hohen Ordnungszustand der basic Ni-Phase zeigt (Ritsch *et al.* 1996a). Wie aus Abbildung 1.18 ersichtlich existiert die basic Ni-Phase jedoch nur als Hochtemperaturphase in einem begrenzten Temperaturbereich von etwa 83 % der Schmelztemperatur bis zum Schmelzpunkt. Das schränkt ihren Einsatz in Hochtemperaturverformungsexperimenten, die gewöhnlich in einem weiteren Temperaturbereich durchgeführt werden, stark ein. In dieser Arbeit ist deshalb der basic Ni-Phase ein eigenes Kapitel gewidmet.

Die zweite Gruppe enthält alle anderen Modifikationen der dekadonalen Phase. Sie zeigen einen geringeren Grad an struktureller, jedoch einen höheren Grad an chemischer Ordnung. Die zehnzähligen Beugungsbilder zeigen ein hohes Maß an diffuser Streuung. Die zweizähligen Beugungsbilder zeigen Schichten diffuser Streuung in halbem Abstand zwischen den

Ebenen der Braggreflexe, die bei der basic Co-Modifikation in schärfere Reflexe übergehen. Ritsch *et al.* (1995) schlagen ein Modell vor, nach dem die Aluminium- und Übergangsmetallatome sich auf verschiedenen quasiperiodischen Ebenen anordnen. Dies führt zu einer Verdopplung der Periode auf etwa 8,2 Å. Neuere Untersuchungen zur diffusen Streuung durch Frey *et al.* (2000) sprechen jedoch gegen diese Interpretation. Diese Autoren schlagen ein Clustermodell vor, in dem einige Aluminiumatome auf Zwischenebenenplätzen sitzen und zusammen mit den Aluminiumatomen in den quasiperiodischen Ebenen eine Ikosaederanordnung bilden. Die Verdopplung der Periode beruht lediglich auf einer alternierenden Auslenkung der Aluminiumatome aus den Zwischenebenenplätzen in periodischer Richtung, verbunden mit einer seitlichen Verschiebung einiger Übergangsmetallatome in den quasiperiodischen Ebenen.

Die diffuse Streuung ist ausschließlich beschränkt auf Ebenen senkrecht zur zehnzähligen Achse. Parallel zur zehnzähligen Achse ist die diffuse Streuintensität eng begrenzt (Frey und Steurer 1993, Frey *et al.* 2000). Dies gilt sowohl für die diffuse Streuung auf der Ebene der Braggreflexe als auch auf den Ebenen im halben Abstand dazwischen. Daraus folgt, daß die Struktur in Richtung parallel zur zehnzähligen Achse langreichweitig korreliert ist, wohingegen die Korrelation in quasiperiodischer Richtung auf kürzere Distanzen begrenzt ist.

Im zehnzähligen Beugungsbild der Typ I-Überstrukturphase (Abbildung 1.17 c) beobachtet man neben einigen Fundamentalreflexen auch Überstrukturreflexe, deren Positionen sich nach Edagawa *et al.* (1992) mit 1/5-Indizes beschreiben lassen. Ein charakteristischer Überstrukturreflex befindet sich beispielsweise in der Mitte des Fünfecks, das aus starken Reflexen gebildet wird (Pfeil in Abbildung 1.17). Die 1/5-Indizes entsprechen einer fünffachen Überstruktur im fünfdimensionalen Raum. Die entsprechenden fünf Gruppen aus Reflexen lassen sich in Fundamentalreflexe und Überstrukturreflexe des Typs S1 und S2 gliedern. Elektronenmikroskopische Hochauflösungsaufnahmen zeigen Cluster, die auf einem Muster bestehend aus den beiden Rhomben des Penroseusters angeordnet sind (siehe Abbildung 1.16). Die Anordnung weicht jedoch stark von der eines idealen Penroseusters ab. Die fünfzählig symmetrischen Cluster besitzen zwei mögliche Ausrichtungen, die sich um eine Drehung um 180° um ihre Längsachse unterscheiden. Die Anordnung der Cluster bezüglich der beiden möglichen Ausrichtungen ist geordnet: benachbarte Cluster besitzen entgegengesetzte Orientierung. Nach Hiraga *et al.* (2001a) führt eine Clusteranordnung dieser Art zu einem Beugungsbild, welches die beobachteten Überstrukturreflexe zeigt, während eine zufällige Anordnung der Cluster ein Beugungsbild besitzt, welches nur aus Fundamentalreflexen besteht.

Hradil *et al.* (1999) schlagen, gestützt durch Messungen der diffusen Streuung in Röntgenbeugungsexperimenten, eine andere Interpretation der Überstrukturreflexe vor. Sie beschreiben die Positionen der Überstrukturreflexe mit einem Satz aus Basisvektoren, deren Länge 1/8 der Länge der ursprünglichen reziproken Basisvektoren nach Steurer *et al.* (1993) beträgt (Frey und Hradil 1996), und die gegenüber diesen um einen Winkel von 18° gedreht sind. Sie interpretieren diese als periodische Modulation des Penroseusters auf atomarer Skala mit einer Modulationslänge von 32 Å. Tatsächlich zeigen Hochauflösungsaufnahmen Bereiche mit periodischen Anordnungen, s. Abbildung 1.16. Man beachte, daß dieser Deutung keine Überstruktur im höherdimensionalen Raum zugrunde liegt.

Die Indizierung der Überstrukturreflexe nach Edagawa *et al.* (1992) erweist sich jedoch als sinnvoll zur Beschreibung des Übergangs von der Typ I- zur S1-Überstrukturphase. Edagawa *et al.* (1994) beobachten in einer dekagonalen Phase der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{17}\text{Co}_{13}$ bei Temperaturen oberhalb von 850 °C ein komplettes Verschwinden der S2-Reflexe, während die S1-Reflexe etwa 40 % ihrer Intensität behalten. Ein Beispiel des zehnzähligen Beugungsbildes der S1-Überstruktur zeigt Abbildung 1.17 b. Wie bei der Typ I-Überstruktur sind auch bei der S1-Überstruktur die Cluster in entgegengesetzter Orientierung angeordnet, allerdings nicht in

einem Muster aus Rhomben, sondern in einem Muster, welches ein fehlerhaftes pentagonales Penrosemuster darstellt (Hiraga *et al.* 2000, Ritsch 1996).

Das zehnzählige Beugungsbild der basic Co-Phase (Abbildung 1.17 e) zeigt nur Fundamentalreflexe. Trotzdem ist diese Phase eher den Überstrukturmodifikationen zuzuordnen als der basic Ni-Phase. Das Beugungsbild zeigt nur vergleichsweise wenige schwache Reflexe und mehr diffuse Streuung als die basic Ni-Phase. Die Positionen der schwächeren Reflexe weichen leicht von der idealer dekagonaler Symmetrie ab. Die Verschiebung der Reflexe sowie auch der Grad an diffuser Streuung nehmen mit zunehmendem Kobaltanteil und abnehmender Temperatur zu. In elektronenmikroskopischen Hochauflösungsaufnahmen beobachtet man fünfzählig symmetrische Cluster, die bezüglich ihrer Ausrichtung ungeordnet sind und ein Muster aus Rhomben, Fünfecken und größeren Einheiten bilden. Bei höherem Kobaltanteil zeigen sich nanometergroße Domänen mit paralleler Orientierung der Cluster. Die Domänengröße wächst mit zunehmendem Kobaltanteil, was schließlich zum eindimensional periodischen fünfzählig symmetrischen Quasikristall $5f$ und $5f_{HT}$ führt.

2. Kristallzucht und Materialcharakterisierung

Die Verformungsexperimente der vorliegenden Arbeit wurden an einquasikristallinen Proben des Systems Al-Ni-Co durchgeführt. In diesem System können dekadagonale Quasikristalle direkt aus der Schmelze gezogen werden (Sato *et al.* 1998, Fujiwara 1998, Gödecke 1997). Dabei handelt es sich wie auch bei der Zucht der bekannten ikosaedrischen Quasikristalle um eine inkongruente Erstarrung, also eine Erstarrung, bei der der Quasikristall eine andere Zusammensetzung besitzt als die Schmelze (Guo *et al.* 1999). Dies erschwert die Einquasikristallzucht, da sich während des Zuchtvorgangs die Zusammensetzung der Schmelze ändert.

In dieser Arbeit wurden drei verschiedene dekadagonale Phasen des Systems Al-Ni-Co untersucht, Quasikristalle der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, der basic Co- und der basic Ni-Modifikation. Diese Phasen wurden als Einquasikristalle einer Größe von etwa $0,5$ bis 2 cm^3 gezüchtet. Die Zucht der basic Ni-Phase gelang erstmals im Zusammenhang mit dieser Arbeit. Sie zeichnet sich durch eine besonders hohe strukturelle Ordnung aus. Die basic Ni-Phase ist allerdings nur in einem sehr engen Temperaturbereich unterhalb der Schmelztemperatur stabil, woraus sich nur ein sehr begrenzter Einsatz für Hochtemperaturverformungsexperimente ergibt. Im ersten Unterkapitel werden die zur Herstellung der Quasikristalle verwendeten Zuchtmethoden und die Charakterisierung des gezüchteten Materials vorgestellt. Im zweiten Abschnitt wird die Stabilität der Phasen bei verschiedenen Temperaturen im Hinblick auf den Einsatz des Materials in Hochtemperaturverformungsexperimenten untersucht.

2.1 Zuchtmethoden und Charakterisierung des gezüchteten Materials

Bei der Zucht der dekadagonalen Quasikristalle der Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, basic Co und basic Ni kamen zwei verschiedene Zuchtmethoden zur Anwendung. Quasikristalle der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ wurden nach der Bridgmanmethode gezüchtet, und die Modifikationen basic Co und basic Ni nach der Lösungszüchtungsmethode (Fisher *et al.* 1999) hergestellt. Die Zusammensetzungen der Schmelze zur Herstellung der drei Modifikationen sind Tabelle 2.1 zu entnehmen. Bei der Bridgmanmethode befindet sich die Schmelze in einem Spitztiegel, der in einem Rohrfen langsam abgesenkt wird (s. Abbildung 2.1). Beim Absenken verläßt der Tiegel die heiße Zone des Ofens, wobei die Erstarrung stattfindet. Die Tiegelspitze verläßt den heißen Ofenbereich als erstes, so daß die Erstarrung dort beginnt. Die Temperatur im Zentrum des Ofens beträgt

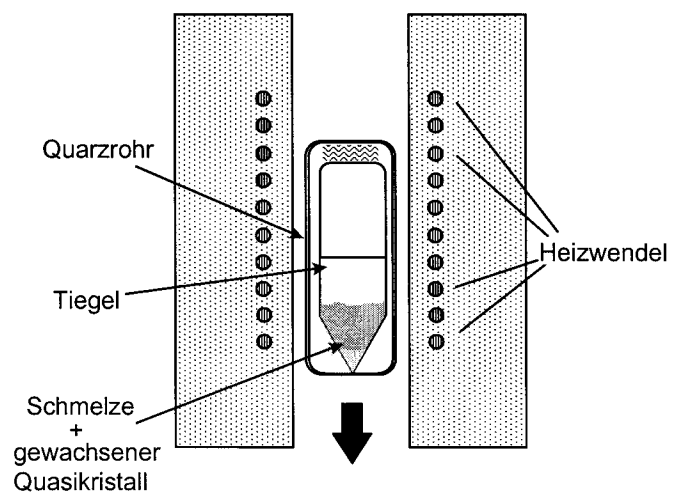


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Quasikristallzucht nach der Bridgmanmethode. Der Spitztiegel wird bei der Zucht langsam aus der heißen Ofenzone abgesenkt.

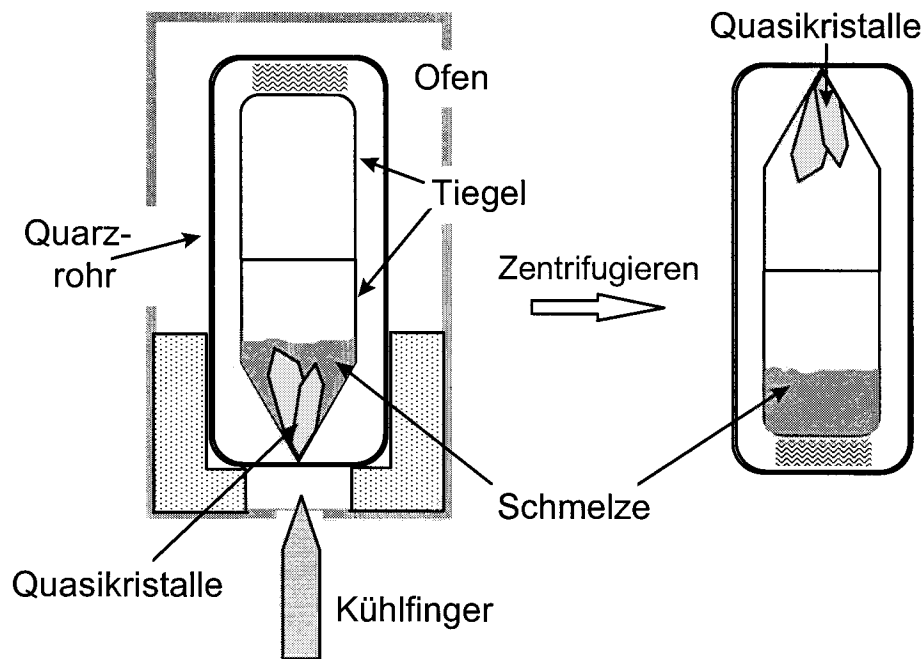


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Quasikristallzucht nach der Lösungszüchtungsmethode. Die Schmelze wird durch Umstülpen des Tiegels und Zentrifugieren von den gewachsenen Quasikristallen getrennt.

etwa 1200 °C. Bei einer konstanten Absenkrate von etwa 1 mm/h erstarrt die dekadonale Phase als Einquasikristall. So wurden Einquasikristalle mit einer Größe von bis zu 2 cm³ hergestellt.

Bei der Einquasikristallzucht nach der Lösungszüchtungsmethode befindet sich der Tiegel mit der Schmelze im Ofen an einer festen Position, während die Ofentemperatur langsam abgesenkt wird. Das Wachstum des Kristalls beginnt an der Tiegelwand. Ist die Temperaturverteilung des Ofens so gestaltet, daß die Temperatur unten am Ofenboden niedriger ist als oben, beginnt das Kristallwachstum am Tiegelboden. Das Ergebnis der Kristallzucht kann noch verbessert werden, wenn ein Spitztiegel benutzt wird, dessen Spitze auf einen kalten Punkt im Ofen zeigt. Dieser wird durch einen Kühlfinger, der von unten in den Ofen geschoben wird, realisiert (s. Abbildung 2.2). Nach der Entnahme aus dem Ofen wird der Tiegel umgestülpt, um die Quasikristalle von der Schmelze zu trennen. In unseren Zuchtversuchen wurde der Tiegel zusätzlich mit einer Schleuder zentrifugiert, um eine möglichst gute Trennung zwischen den gewachsenen Quasikristallen und der Schmelze zu erreichen. Bei der Lösungszüchtungsmethode wächst der Quasikristall in die Schmelze hinein. Bei einer typischen Ab-

nominationelle Bezeichnung	"Al ₇₀ Ni ₁₅ Co ₁₅ "	"basic Co"	"basic Ni (1)"	"basic Ni (2)"
Zusammensetzung der Schmelze	Al _{77,0} Ni _{12,5} Co _{10,5}	Al _{77,0} Ni _{10,5} Co _{12,5}	Al _{79,7} Ni _{16,0} Co _{4,3}	Al _{78,0} Ni _{17,0} Co _{5,0}
Zusammensetzung des Kristalls	Al _{70,2} Ni _{15,1} Co _{14,7}	Al _{72,9} Ni _{10,4} Co _{16,7}	Al _{70,2} Ni _{21,0} Co _{8,8}	Al _{70,6} Ni _{20,8} Co _{8,6}
Schmelzpunkt (nach der DTA)	1111 °C	1130 °C	-	1070 °C

Tab. 2.1: Modifikationen der dekadonalen Phase, die als Einquasikristalle hergestellt wurden.

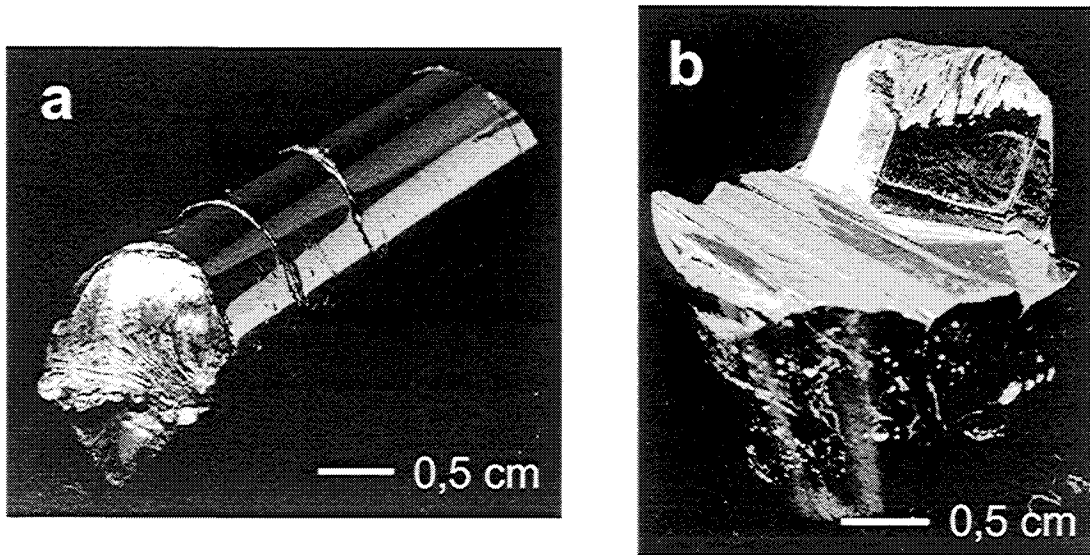


Abb. 2.3: Ergebnis eines Zuchtversuchs nach der Bridgman- (a) und nach der Lösungszüchtungsmethode (b).

kühlrate von $0,6^\circ/\text{h}$ dauert ein Zuchtvorgang etwa eine Woche. Der gezüchtete Quasikristall besitzt eine hohe strukturelle Qualität. Abbildung 2.3 zeigt die Ergebnisse eines Zuchtversuchs nach der Bridgman- und nach der Lösungszüchtungsmethode. An der Bruchfläche des Quasikristalls in Abbildung 2.3 a) ist zu erkennen, daß es sich um einen Einquasikristall handelt. Das Ergebnis des Lösungszüchtungsversuchs der Abbildung 2.3 b) zeigt mehrere Einquasikristalle, die sich an ihren Facettenflächen erkennen lassen. Die Komposition des Quasikristalls wurde durch Atomemissionsspektroskopie mit induktiv gekoppeltem Argonplasma bestimmt. Die Ergebnisse sind Tabelle 2.1 zu entnehmen. Im Fall der basic Ni-Phase wurden zwei unterschiedliche Schmelzenzusammensetzungen verwendet, die zu leicht unterschiedlichen Zusammensetzungen des gezüchteten Quasikristalls führten. Die Ergebnisse dieser beiden Zuchtversuche fallen unterschiedlich aus: Der Lösungszüchtungsversuch (2) zeigt ein ähnliches Ergebnis wie Abbildung 2.3 b), während der Zuchtversuch (1) nur einen kleineren gewachsenen Quasikristall ergab, der unter einer anderen erstarrten Phase verborgen war.

Zur Veranschaulichung der Zuchtversuche der drei dekalagonalen Phasen sind die jeweiligen Zusammensetzungen der Schmelze und der gewachsenen Kristalle in das Schmelzflächendiagramm von Al-Ni-Co nach Gödecke *et al.* (1997) eingetragen (s. Abbildung 2.4). Innerhalb der mit D bezeichneten Fläche kristallisiert primär die dekalagonale Phase. Die dünnen Linien kennzeichnen Schmelzpunktisothermen. In das Diagramm sind außerdem die Existenzgebiete der Modifikationen der dekalagonalen Phase nach Ritsch (1996) eingezeichnet. Bei Temperaturen unterhalb der Temperatur des hier gezeigten Schnittes bei 900°C entsteht aus der S1-Phase in einem Teil des Kompositionsbereiches die Typ I Überstrukturphase. Jeder Pfeil stellt die Zucht einer der vier Phasen dar und zeigt von der Komposition der Schmelze zur Komposition des Kristalls. Man erkennt, daß die Zuchtversuche der basic Ni-Phase nicht stark voneinander abweichen. Im Falle der basic Co-Modifikation besitzt der Kristall etwa denselben Nickelanteil wie die Schmelze, etwa 10,5 %. Das gibt die Möglichkeit, in einem Temperatur-Konzentrationschnitt bei konstantem Nickelanteil durch das ternäre Phasendiagramm die Zucht der basic Co-Phase genauer zu studieren.

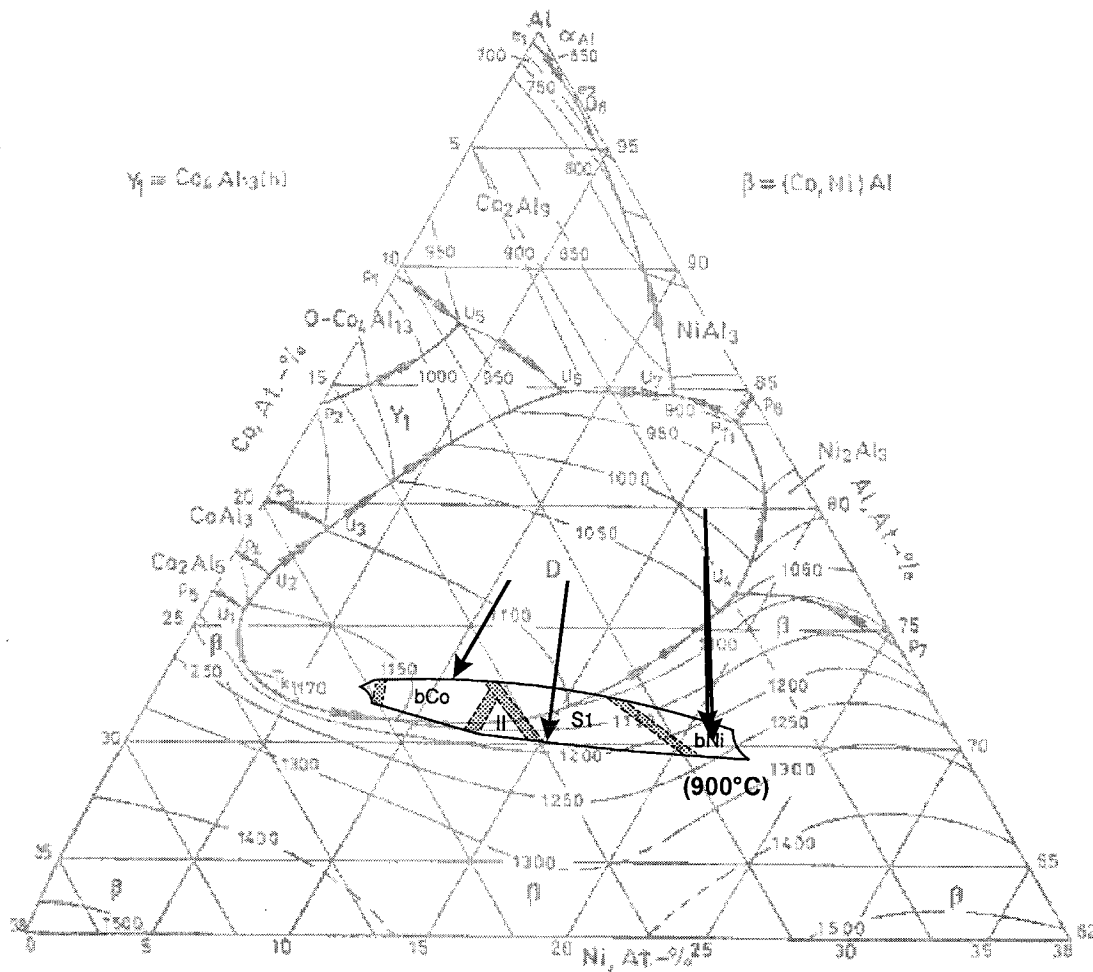


Abb. 2.4: Schmelzflächendiagramm des Systems Al-Ni-Co im aluminiumreichen Gebiet nach Gödecke et al. (1997) und Existenzgebiete der Modifikationen bei 900 °C nach Ritsch (1996). Die Züchtungen der Modifikationen sind durch Pfeile dargestellt (Erklärungen im Text).

Ein Schnitt durch das Phasendiagramm bei 10 % Nickel wurde von Scheffer *et al.* (1998) veröffentlicht und ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Das Existenzgebiet der dekadagonalen Phase D befindet sich im mittleren Bereich des Diagramms und das Zweiphasengebiet von dekadagonaler Phase und Schmelze bei höherem Aluminiumanteil. Zur Zucht der basic Co-Modifikation wird die Schmelze mit einer Zusammensetzung von $\text{Al}_{77}\text{Ni}_{10,5}\text{Co}_{12,5}$ angesetzt. Diese Zusammensetzung sowie die gemessene Kristallkomposition sind im Diagramm durch vertikale gepunktete Linien bei 77 sowie 72,9 % Aluminium dargestellt. Abbildung 2.6 a) zeigt das bei der Zucht der basic Co-Phase verwendete Temperaturprogramm. Die Schmelze wird zunächst bei einer Temperatur von 1200 °C im Ofen homogenisiert. Anschließend wird die Temperatur mit einer Rate von 10 °C pro Stunde auf 1100 °C gesenkt. Nachfolgend wird im Temperaturbereich von 1100 bis 1010 °C die Temperatur sehr langsam, mit einer Rate von 0,6 °C pro Stunde, abgesenkt. In diesem Temperaturbereich findet die Keimbildung und das Wachstum der dekadagonalen Quasikristalle statt. Er ist in Abbildung 2.5 mit einem Balken bei der Schmelzenzusammensetzung dargestellt. In einer Serie von Züchtungsversuchen, die bis zu verschiedenen Temperaturen im Bereich von 1100 bis 1050 °C durchgeführt wurden, wurde beobachtet, daß das Wachstum des Quasikristalls ab etwa 1080 °C einsetzt, in sehr guter Übereinstimmung mit der Lage der Liquiduslinie in Abbildung 2.5. Ab dieser Temperatur wächst der Quasikristall im Gleichgewicht mit der Schmelze. Dabei ändert sich die Zusam-

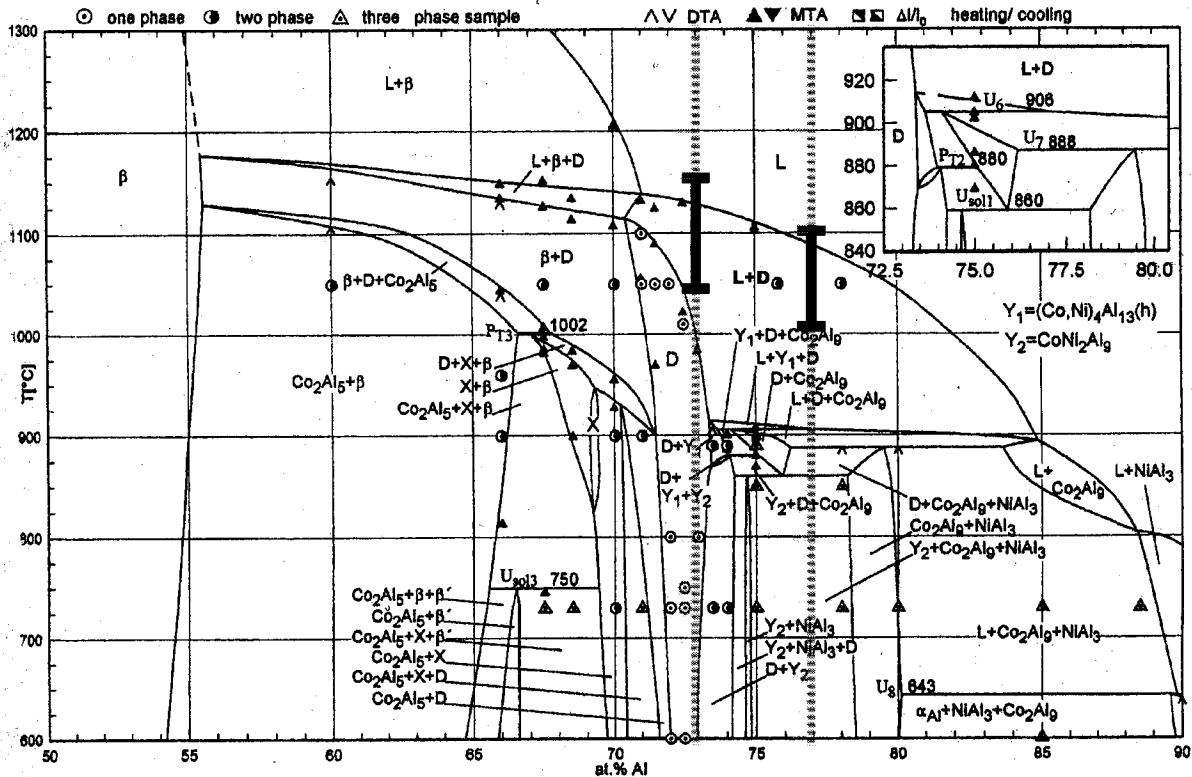


Abb. 2.5: Temperatur-Konzentrationsschnitt durch das ternäre Phasendiagramm Al-Ni-Co bei einem konstanten Nickelanteil von 10 % (nach Scheffer et al 1998). Die vertikalen Linien kennzeichnen etwa die Zusammensetzung des Kristalls und der Schmelze bei der Zucht der basic Co-Phase.

mentsetzung der Schmelze und des Quasikristalls entsprechend dem Verlauf der Liquidus- und Soliduslinie. Bei der Endtemperatur von 1010 °C wird der Tiegel dem Ofen entnommen und die Restschmelze und die gewachsenen Kristalle werden durch Schleudern des Tiegels voneinander getrennt. Nach Abbildung 2.5 ist der Aluminiumanteil des Kristalls bei dieser Temperatur etwa 73 %, was mit der gemessenen Zusammensetzung sehr gut übereinstimmt. Das Verhältnis von Restschmelze zu gewachsenem Kristall ist gegeben durch das Verhältnis der Abstände zwischen der Schmelzenzusammensetzung und der Soliduslinie und der Schmelzenzusammensetzung und der Liquiduslinie bei 1010 °C und beträgt nach Abbildung 2.5 etwa 1 : 1,1. In den Zuchtversuchen wurden die erstarrte Restschmelze und die gewachsenen Kristalle in etwa gleichem Verhältnis beobachtet.

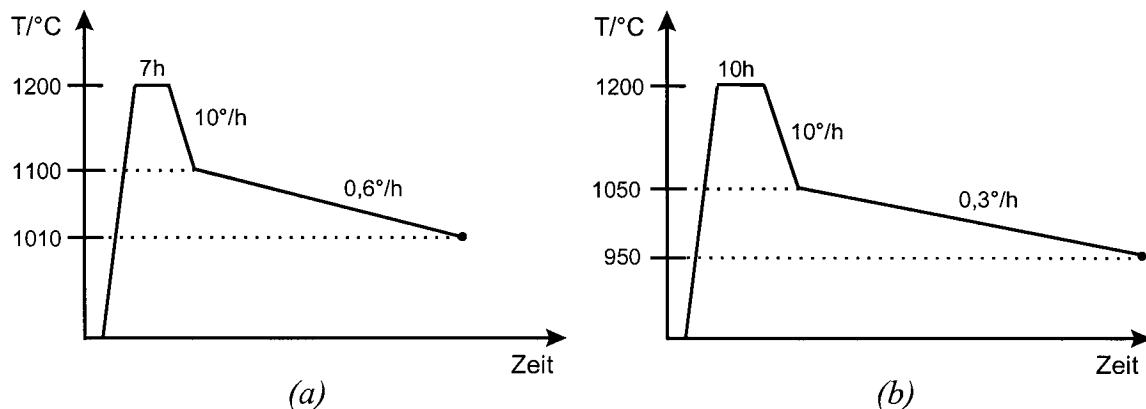


Abb. 2.6: Temperaturprogramm bei der Zucht der basic Co- (a) und der basic Ni-Modifikation (b) nach der Lösungszüchtungsmethode.

Zur Herstellung von Einkrystallen der basic Ni-Phase wurde das Temperaturprogramm verwendet, welches in Abbildung 2.6 b) dargestellt ist. Aus Abbildung 2.4 ist zu entnehmen, daß der Schmelzpunkt dieses Materials niedriger ist als derjenige der basic Co-Phase. Die Temperaturen des Bereiches, wo das Wachstum stattfindet, wurden um 50 bzw. 60 °C niedriger gewählt als bei der basic Co-Phase.

Das gezüchtete Material wurde mit metallographischen Methoden, der Rasterelektronenmikroskopie, der Lichtmikroskopie mit polarisiertem Licht, der Röntgenbeugung nach dem Laue-Verfahren, der Röntgenpulverdiffraktometrie, der differentialthermischen Analyse und der Elektronenmikroskopie charakterisiert. Abbildung 2.7 zeigt Elektronenbeugungsbilder des

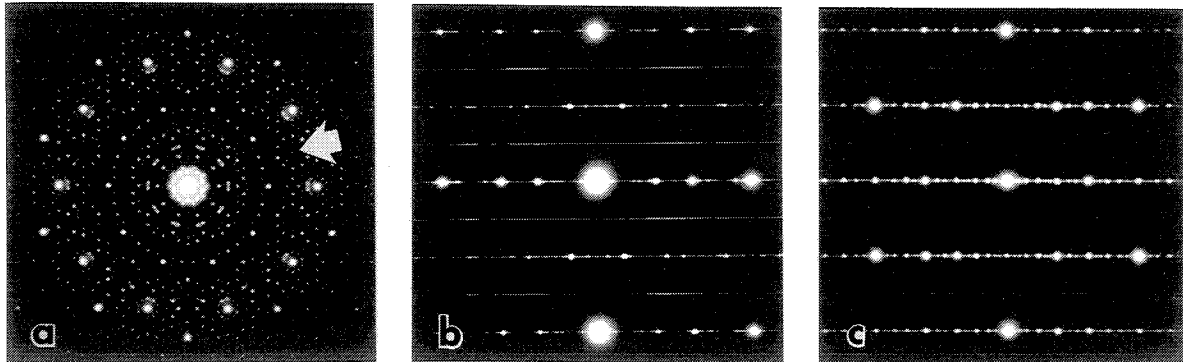


Abb. 2.7: Elektronenbeugungsbilder des Einkrystalls der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ entlang der zehnzähligen (a), und der zweizähligen P2- (b) und D2-Achse (c).

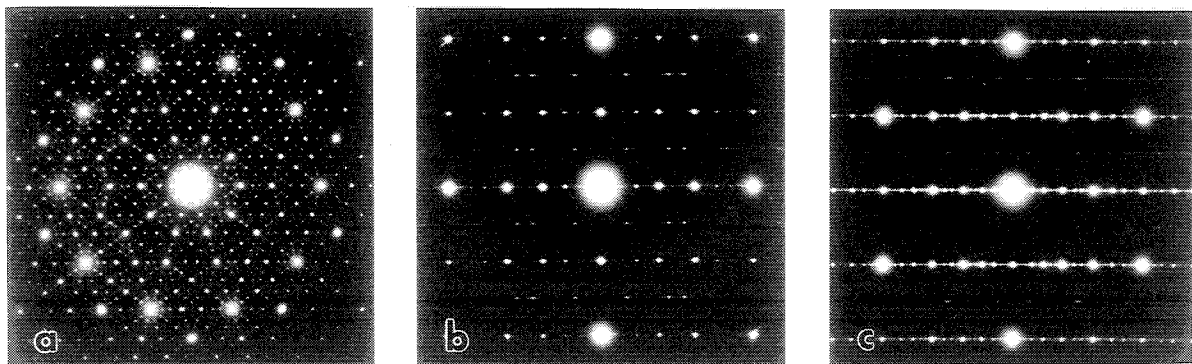


Abb. 2.8: Elektronenbeugungsbilder des Einkrystalls der basic Co-Modifikation entlang der zehnzähligen (a), und der zweizähligen P2- (b) und D2-Achse (c).

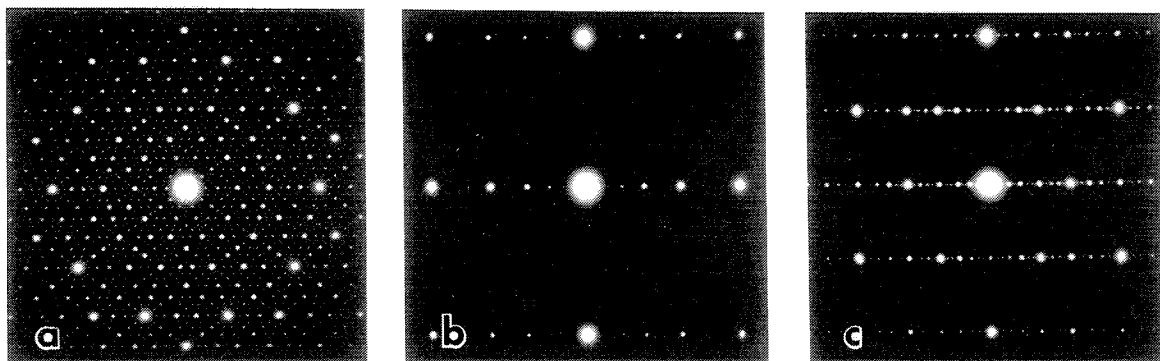


Abb. 2.9: Elektronenbeugungsbilder des Einkrystalls der basic Ni-Phase der Lösungszüchtung (1) (s. Tabelle 2.1) entlang der zehnzähligen (a), und der zweizähligen P2- (b) und D2-Achse (c). Das Material wurde im Anschluß an den Zuchtvorgang bei 900 °C für 23 Stunden wärmebehandelt.

Einquasikristalls der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. An dem Beugungsbild parallel zur zehnzähligen Achse ist zu erkennen, daß es sich um die Typ I-Überstrukturmodifikation der dekalagonalen Phase handelt. Der Pfeil zeigt auf den für diese Überstruktur charakteristischen Reflex. Abbildung 2.8 zeigt Elektronenbeugungsbilder eines Einquasikristalls der basic Co-Phase. Die Beugungsbilder zeigen vergleichsweise wenig diffuse Streuung (Grushko 1998) und Reflexpositionen mit nur sehr geringer Abweichung von den Positionen idealer dekalagonaler Symmetrie (Döblinger 2000). In den Elektronenbeugungsbildern der gezüchteten basic Ni-Einquasikristalle beobachtet man neben den Fundamentalreflexen der basic Ni-Phase auch diffuse Reflexe der S1-Phase. Nach einer Wärmebehandlung bei 900 °C für 23 Stunden zeigt das Material der Lösungszüchtung (1) ausschließlich Fundamentalreflexe ohne diffuse Streuung, während beim Material der Lösungszüchtung (2) noch schwache Restintensitäten diffuser Streuung zu erkennen sind. Abbildung 2.9 zeigt Elektronenbeugungsbilder des wärmebehandelten basic Ni-Kristalls der Lösungszüchtung (1). Das Beugungsbild parallel zur zehnzähligen Achse zeigt eine Fülle von Reflexen mit schwächerer Intensität. Die Beugungsbilder senkrecht zur zehnzähligen Achse zeigen insbesondere die Abwesenheit der diffusen Schichten in halbem Abstand zwischen den Schichten aus Bragg-Reflexen. Das Beugungsbild entlang der P2-Achse zeigt zusätzlich die Abwesenheit der Reflexe mit ungeradem Index in periodischer Richtung, s. Kapitel 1.3.3.

Die Schmelzpunkte der Quasikristalle der verschiedenen Modifikationen wurden mittels der differentialthermischen Analyse (DTA) bestimmt. Dazu wurde das Material mit einer Rate von 20 °C pro Minute aufgeheizt und Temperaturabweichungen, die beim Schmelzen des Materials auftreten, gemessen. Die Messungen an Kristallen der basic Co-Modifikation können mit dem Phasendiagramm der Abbildung 2.5 verglichen werden. Für diese Modifikation zeigte die DTA das Auftreten einer Schmelzwärme in einem Temperaturbereich von etwa 1050 bis 1160 °C. Dieser Temperaturbereich ist in Abbildung 2.5 durch einen vertikalen Balken bei der Kristallkomposition eingezeichnet. Es zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung mit dem Diagramm. Die Abweichung zu höheren Temperaturen läßt sich durch das dynamische Meßprinzip der DTA erklären. Während des Aufheizvorgangs kann das Schmelzen des Materials verzögert einsetzen, die gemessenen Temperaturwerte können deshalb etwas höher sein als bei einer Messung im Gleichgewicht. Die Aufheizrate von 20 °C pro Minute stellt eine für die Probengröße übliche Rate dar. Die Temperatur des Schmelzpunktes wurde nach üblichen Gesichtspunkten aus der Kurve der DTA bestimmt. Sie beträgt im Falle des basic Co-Materials 1130 °C und stimmt sehr gut mit der Liquidustemperatur für die gemessene Kristallkomposition überein. Die Schmelzpunkte der anderen Modifikationen können Tabelle 2.1 entnommen werden.

2.2 Stabilität der gezüchteten Phasen

Die hergestellten Einquasikristalle sollen in Hochtemperaturverformungsexperimenten bei Temperaturen in einem weiten Bereich verformt werden. Aus Kapitel 1.3.3 ist bekannt, daß es je nach Temperatur Übergänge zwischen verschiedenen Modifikationen geben kann. Deshalb soll zunächst untersucht werden, inwieweit die gezüchteten Phasen bei hohen Temperaturen stabil sind.

Abbildung 2.10 zeigt Elektronenbeugungsbilder der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ parallel zur zehnzähligen Achse nach einer Wärmebehandlung bei 760 und 790 °C für sechs Stunden. Diese Zeit entspricht etwa der Dauer eines Verformungsexperimentes. Nach der Wärmebehandlung bei 760 °C zeigt das Material wie das unbehandelte Material Reflexe, welche für die Typ I Überstrukturphase charakteristisch sind. Das Beugungsbild des bei 790 °C wärmebehandelten

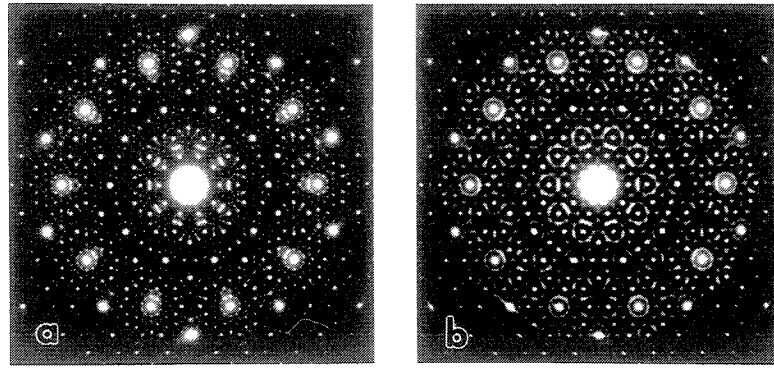


Abb. 2.10: Elektronenbeugungsbilder des Einkristalls der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ nach einer Wärmebehandlung bei 760 (a) und 790 °C (b) für sechs Stunden.

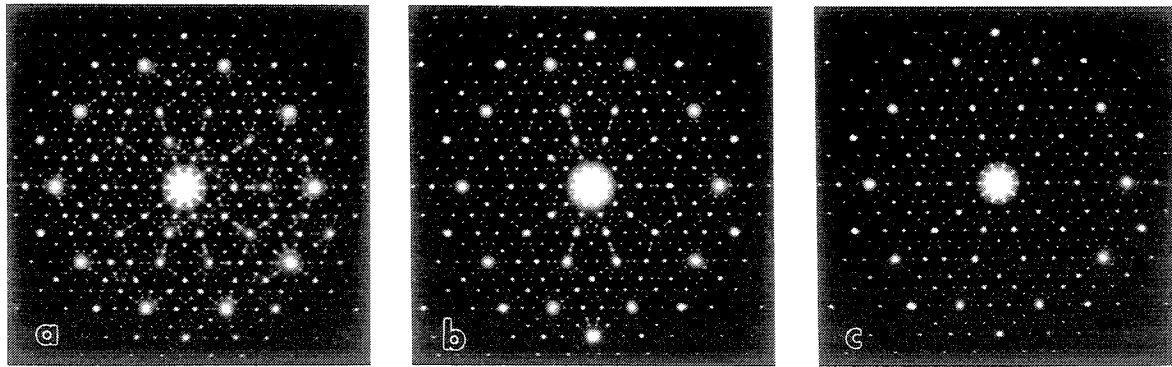


Abb. 2.11: Elektronenbeugungsbilder des Einkristalls der basic Co-Modifikation nach einer Wärmebehandlung bei 830 (a), 860 (b) und 900 °C (c) für fünf Stunden.

Materials läßt eine Reflexanordnung erkennen, die für die S1-Überstrukturphase typisch ist. Bei einer Temperatur zwischen 760 und 790 °C findet also ein Übergang von der Typ I- zur S1-Überstrukturphase statt. Nach dem Temperatur-Konzentrationschnitt durch das Phasendiagramm (Abbildung 1.18) findet der Übergang bei der Komposition $\text{Al}_{71,5}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{13,5}$, also einer Zusammensetzung mit gleichem Nickelanteil wie in der vorliegenden Phase, bei etwa 750 °C statt. Der in der Abbildung dargestellte Schnitt entlang der maximalen Ausdehnung des dekalagonalen Phasengebietes enthält nicht die Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, weshalb sich die Übergangstemperatur der hier untersuchten Phase aus diesem Diagramm nicht ermitteln läßt. Die Temperatur von 750 °C liegt jedoch sehr nah bei den Temperaturen der vorliegenden Untersuchung. Es zeigt sich, daß Verformungsexperimente, welche an Proben der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ durchgeführt wurden, keinen charakteristischen Unterschied zwischen Temperaturen unterhalb und oberhalb der Übergangstemperatur erkennen lassen (s. Kapitel 3). Bei der Diskussion des plastischen Verhaltens wird deshalb keine Unterteilung in die zwei Temperaturbereiche vorgenommen.

Abbildung 2.11 zeigt Elektronenbeugungsbilder der basic Co-Phase parallel zur zehnzähligen Achse nach einer Wärmebehandlung bei 830, 860 und 900 °C für fünf Stunden. Die Beugungsbilder besitzen alle dieselbe charakteristische Reflexanordnung wie das entsprechende Beugungsbild des unbehandelten Materials. Mit abnehmender Temperatur ist jedoch eine Zunahme der diffusen Streuung zu erkennen. Intensitätsstärkere Beugungsreflexe werden breiter und intensitätsschwächere Reflexe verschwinden. Die aus schwächeren Reflexen gebildeten Fünfecke sind bei niedrigerer Temperatur zunehmend verzerrt. Die basic Co-Phase bleibt somit bei den drei Temperaturen stabil, jedoch nimmt der Ordnungsgrad dieser Phase mit abnehmender Temperatur ab.

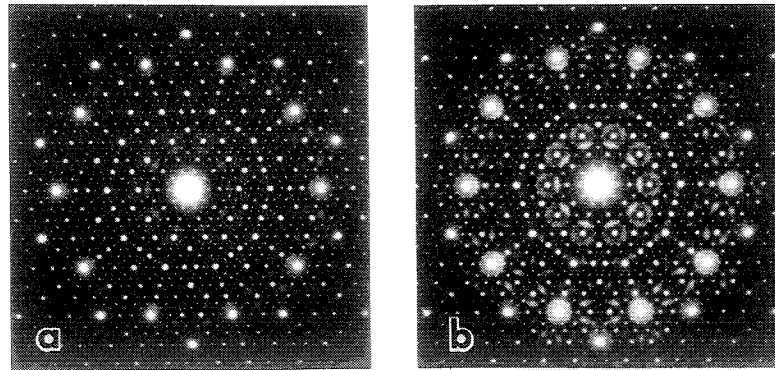


Abb. 2.12: Elektronenbeugungsbilder des Einkristalls der basic Ni-Phase der Lösungszüchtung (2) nach einer Wärmebehandlung bei 900 °C (a) und nach einer zusätzlichen Wärmebehandlung bei 840 °C (b) für sechs Stunden.

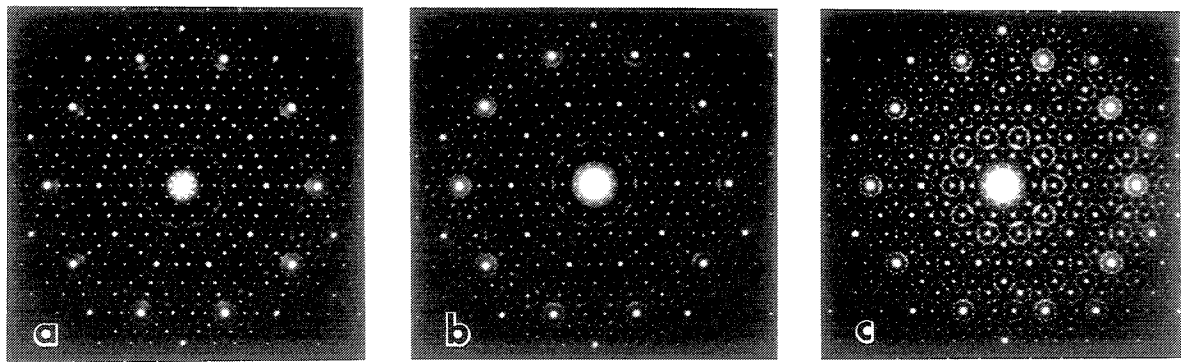


Abb. 2.13: Elektronenbeugungsbilder des Einkristalls der basic Ni-Phase aus Abbildung 2.12 (a) nach einer zusätzlichen Wärmebehandlung bei 450 (a), 530 (b) und 650 °C (c) für drei Stunden.

Bei der basic Ni-Phase wurden zwei Temperaturbereiche untersucht: ein Bereich sehr hoher Temperaturen knapp unterhalb der Schmelztemperatur, wo die basic Ni-Phase die thermodynamisch stabile Phase ist und ein Bereich sehr viel tieferer Temperaturen, in dem die S1-Phase stabil ist, der Übergang jedoch sehr langsam abläuft. Abbildung 2.12 zeigt Elektronenbeugungsbilder der basic Ni-Einkristalle der Lösungszüchtung (2) nach der Wärmebehandlung bei 900 °C und nach einer zusätzlichen Wärmebehandlung bei 840 °C für sechs Stunden. Im Beugungsbild des letztgenannten Materials treten schwache diffuse Reflexe der S1-Überstrukturphase auf. Bei 840 °C hat also bereits eine graduelle Umwandlung in die S1-Phase begonnen, wobei jedoch die charakteristischen Reflexe der basic Ni-Phase überwiegen. An den basic Ni Einkristallen wurden unter anderem Verformungsexperimente bei 850 °C durchgeführt (s. Kapitel 6). Das entsprechende Beugungsbild des bei dieser Temperatur verformten Materials sieht dem Beugungsbild der Abbildung 2.12 b) sehr ähnlich. Die Intensität der diffusen S1-Reflexe ist leicht geringer.

In einer zweiten Untersuchungsreihe wurde das basic Ni-Material der Lösungszüchtung (2) nach der Wärmebehandlung auf 900 °C für weitere drei Stunden auf 450, 530 und 650 °C wärmebehandelt. Eine Zeitspanne von drei Stunden entspricht der Dauer eines kurzen Verformungsexperimentes. Abbildung 2.13 zeigt die Elektronenbeugungsbilder des wärmebehandelten Materials parallel zur zehnzähligen Achse. Wie das Beugungsbild der Abbildung 2.13 c) zeigt, hat sich das Material bei der Wärmebehandlung bei 650 °C vollständig in die S1-Überstrukturphase umgewandelt. Das Beugungsbild des bei 450 °C behandelten Materials zeigt gegenüber dem Beugungsbild des Ausgangsmaterials (s. Abbildung 2.12 a) keine wesentliche Veränderung. Nach der Wärmebehandlung bei 530 °C ist im Beugungsbild das Auf-

treten sehr schwacher diffuser Reflexe der S1-Phase zu beobachten. Bei dieser Temperatur wurden ebenfalls Verformungsexperimente des basic Ni-Materials durchgeführt. Im Bereich zwischen etwa 530 und 850 °C ist die basic Ni-Phase nicht in den üblichen Verformungsexperimenten verformbar, da sie sich in diesem Temperaturbereich während des Experimentes ganz oder teilweise in die S1-Überstrukturphase umwandelt.

3. Uniaxiale Druckversuche

Dieses Kapitel beinhaltet die Untersuchung des makroskopischen Verformungsverhaltens dekadonaler Quasikristalle. Diese sind ähnlich wie ikosaedrische Quasikristalle bei Raumtemperatur spröde und zeigen ein ausgeprägt duktiles Verhalten nur bei höheren Temperaturen. Es wurde das plastische Verhalten zweier verschiedener Modifikationen der dekadonalen Phase im System Al-Ni-Co, der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co untersucht. Dazu wurden an beiden Modifikationen uniaxiale Druckversuche bei konstanter Dehnungsrate in einem Temperaturbereich von 70 bis 83 % der Schmelztemperatur durchgeführt.

Aufgrund der hohen Anisotropie der Struktur dekadonaler Quasikristalle ist zu erwarten, daß das plastische Verhalten dieses Materials anisotrope Eigenschaften zeigt. Zur Untersuchung der Anisotropie wurden Verformungsproben in drei verschiedenen Orientierungen, mit der Druckrichtung parallel, unter 45° und senkrecht zur zehnzähligen Achse des dekadonalen Quasikristalls präpariert. Die Fließspannung zeigt ein anisotropes Verhalten, das sich für beide Modifikationen grundsätzlich unterscheidet. Eine Deutung dieses Verhaltens, gestützt auf die Ergebnisse mikrostruktureller Untersuchungen, findet der Leser in Kapitel 5.

3.1. Experimentelle Methoden

3.1.1. Präparation der Druckproben

Aus den gezüchteten Einquasikristallen wurden Quader mit einer Querschnittsfläche von etwa $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ und einer Länge von etwa 4 mm in drei verschiedenen Orientierungen geschnitten: mit der Längsachse parallel zur zehnzähligen Symmetrierichtung, um 45° gekippt in Richtung der P2-Achse und senkrecht zur zehnzähligen Richtung parallel zur P2-Achse (Abbildung 3.1). Die Richtung der Probenlängsachse entspricht der Druckrichtung. In jedem Fall sind zwei gegenüberliegende Seitenflächen senkrecht zu einer D2-Richtung orientiert.

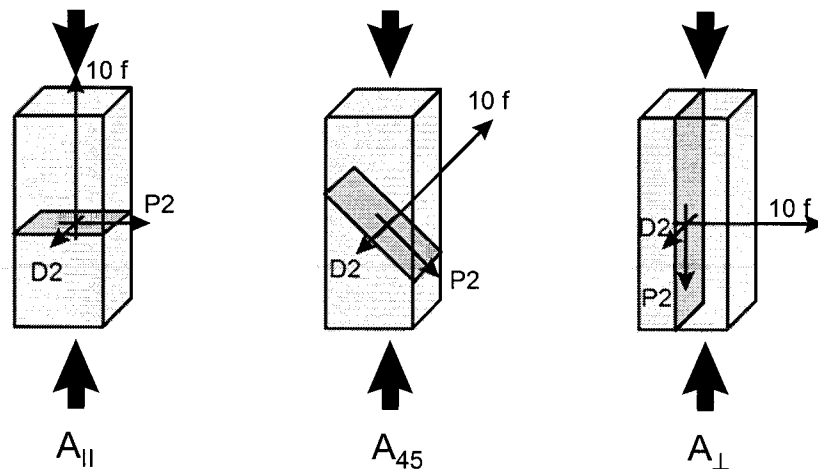


Abb. 3.1: Orientierungen der Verformungsproben $A_{||}$, A_{45} und $A_{\perp}$

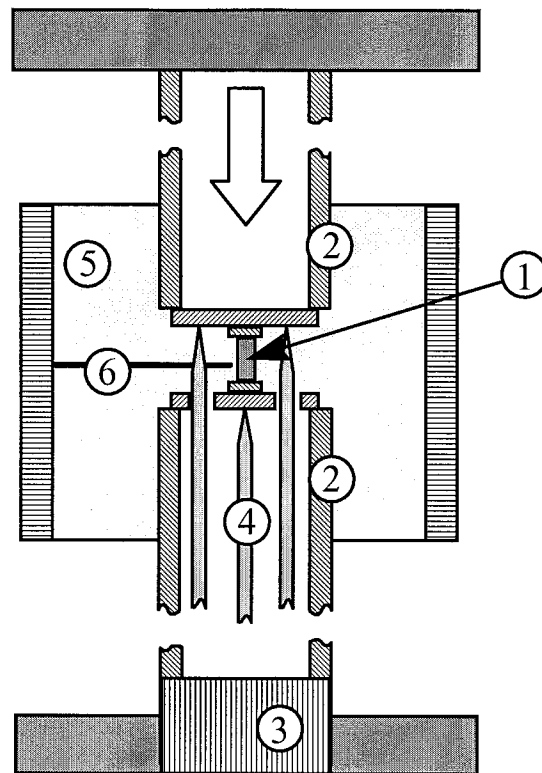


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des zentralen Teils der Verformungsmaschine Zwick Z050, Erläuterungen im Text.

Die Einkraskristalle der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ stammen ausschließlich aus Bridgman-Züchtungen. Für die Druckproben der basic Co-Modifikation wurden hauptsächlich Einkraskristalle verwendet, die mit der Lösungszüchtungsmethode hergestellt worden waren. Zusätzlich wurden auch zwei Proben eines Bridgman-Einkraskristalls dieser Modifikation präpariert, um zu untersuchen, ob das Verformungsverhalten des Quasikristalls von der verwendeten Züchtungsmethode beeinflusst wird. Die Verformungsexperimente an diesen Proben werden gesondert aufgeführt.

Die Seitenflächen der Druckproben wurden zunächst geschliffen und dann poliert, um eine Rißentwicklung an Kratzern zu vermeiden. Besondere Sorgfalt wurde auf die Präparation der Stirnflächen verwendet. Diese wurden nach dem Schleifen auf Schleifpapier abschließend auf einer Glasplatte unter Verwendung von Diamantpaste geschliffen, um möglichst ebene Flächen zu erhalten. Es wurde besonders darauf geachtet, daß die Stirnflächen möglichst planparallel zueinander sind.

3.1.2. Verformungsmaschine und Meßprozeduren

Die Druckversuche wurden in einer kommerziellen Universalprüfmaschine Zwick Z050 durchgeführt. Abbildung 3.2 zeigt den zentralen Teil der Maschine in schematischer Darstellung. Die Probe (1) befindet sich zwischen zwei Siliziumkarbidstempeln, die über Aluminiumoxidgestänge (2) oben mit dem beweglichen Querhaupt und unten fest mit dem Rahmen verbunden sind. Die Last wird mit einer zwischen dem Gestänge und dem unteren Querbalken angebrachten Lastmeßdose (3) gemessen. Die Dehnungsmessung erfolgt mit einem differentiellen induktiven Wegaufnehmer, der über Aluminiumoxidstifte (4) die Längenänderung der Probe direkt als Differenz zwischen oberem und unterem Druckstempel mißt. Der gesamte

Probenbereich der Maschine befindet sich in einem Rohrofen. Die Temperatur wird in unmittelbarer Nähe der Probe mit einem Thermoelement (6) gemessen. Alle Verformungsexperimente werden an Luft durchgeführt.

Durch die Verwendung der Meßgrößen Dehnungsrate, Last oder Dehnung als Regelgrößen kann die Maschine mittels eines geschlossenen Regelkreises in den Betriebsmoden für eine Verformung mit konstanter Dehnungsrate, unter konstanter Last und bei konstanter Dehnung gefahren werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Verformungsexperimente bei einer konstanten Dehnungsrate von 10^{-5} s^{-1} mit Spannungsrelaxationen und Temperaturwechseln durchgeführt. Außerdem wurden in zwei Verformungsexperimenten Dehnungsratenwechsel auf $2 \cdot 10^{-5}$ und $5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ ausgeführt. Aus diesen sowie aus den Spannungsrelaxationen läßt sich die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung und aus den Temperaturwechseln ihre Temperaturabhängigkeit bestimmen. Bei einem Spannungsrelaxationsexperiment wird die Probe, die zunächst mit konstanter Dehnungsrate verformt wurde, bei einer konstanten Dehnung festgehalten. Verformt sich die Probe weiter plastisch, beobachtet man einen Abfall der Spannung mit der Zeit. Während der Spannungsrelaxation gilt $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{\text{plast}} + \dot{\varepsilon}_{\text{elast}} = 0$, wobei ε die Gesamtdehnung und $\varepsilon_{\text{plast}}$ und $\varepsilon_{\text{elast}}$ deren plastischer und elastischer Anteil sind. Für den elastischen Anteil gilt nach dem Hookeschen Gesetz $\varepsilon_{\text{elast}} \propto \sigma$. Daraus folgt $\dot{\varepsilon}_{\text{plast}} \propto -\dot{\sigma}$ und $\Delta \ln(\dot{\varepsilon}_{\text{plast}}) = \Delta \ln(-\dot{\sigma})$. Die Relaxationskurven werden in einem halblogarithmischen Diagramm als $\ln(-\dot{\sigma})$ über σ aufgetragen. Die experimentelle Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung,

$$r_{\text{ex}} = \frac{\Delta \sigma}{\Delta \ln \dot{\varepsilon}} = \frac{\Delta \sigma}{\Delta \ln(-\dot{\sigma})}, \quad (3.1)$$

ergibt sich somit in diesem Diagramm aus der inversen Steigung. Bei einem Dehnungsratenwechsel von der Dehnungsrate $\dot{\varepsilon}_1$ auf $\dot{\varepsilon}_2$ ergibt sich die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung direkt aus der beobachteten Spannungsdifferenz $\Delta \sigma_{12} = \sigma_2 - \sigma_1$ nach $r_{\text{ex}} = \Delta \sigma_{12} / \ln(\dot{\varepsilon}_2 / \dot{\varepsilon}_1)$.

Zur Durchführung der Temperaturwechsel wurde die Probe zunächst entlastet, da die Probe und das Gestänge der Maschine aufgrund der thermischen Ausdehnung bei einer Temperaturänderung eine Längenänderung erfahren. Dann wurde die Temperatur um 10°C geändert und nach einer Wartezeit von etwa 30 min, die das System benötigt, um wieder in thermisches Gleichgewicht zu gelangen, weiter verformt. Die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung $(\Delta \sigma / \Delta T)|_{\varepsilon}$ ergibt sich aus der Differenz der Fließspannung $\Delta \sigma$ vor und nach dem Temperaturwechsel und der Temperaturdifferenz ΔT .

3.2 Ergebnisse

Abbildung 3.3 a) zeigt Spannungs-Dehnungskurven der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ bei 790°C in den drei Orientierungen $A_{\parallel}$, A_{45} und $A_{\perp}$. Bei jeder Verformung wurde der folgende Testzyklus durchgeführt:

- eine Spannungsrelaxation an der unteren Streckgrenze
- Entlastung der Probe und Temperaturwechsel um 10°C
- Wiederbelastung der Probe und eine weitere Spannungsrelaxation bei der neuen Temperatur

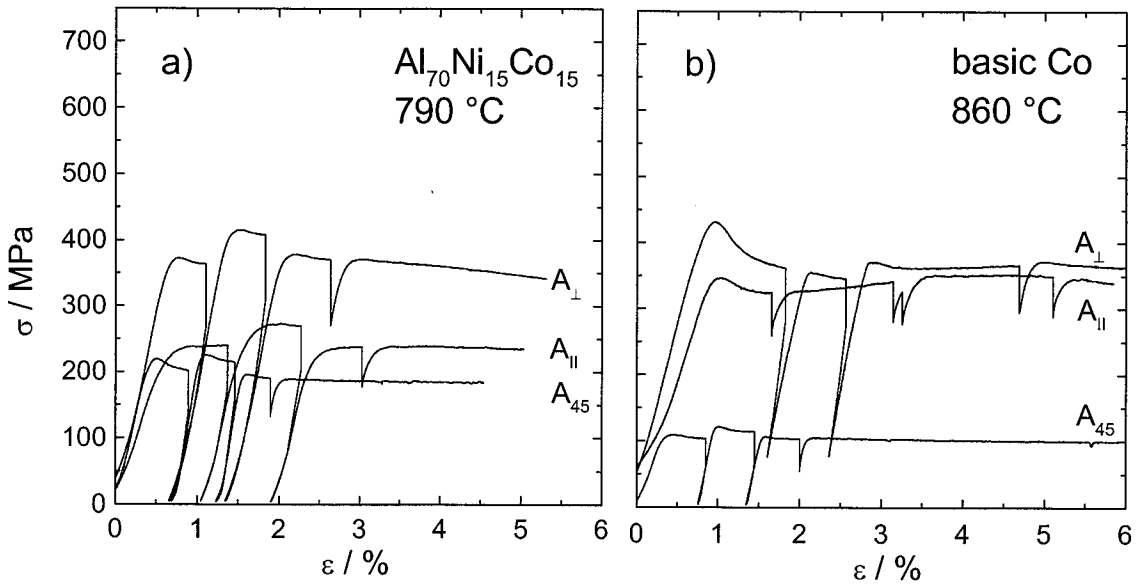


Abb. 3.3: Spannungs-Dehnungskurven der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ bei 790 °C (a) und der basic Co-Phase bei 860 °C (b) in den Orientierungen $A_{||}$, A_{45} und $A_{\perp}$.

d) Temperaturwechsel zurück zur ursprünglichen Temperatur und eine dritte Relaxation

Die Spannungs-Dehnungskurven der verschiedenen Orientierungen weisen charakteristische Unterschiede auf. Die Verformungen der $A_{||}$ - und A_{45} -Orientierung zeigen Fließspannungen vergleichbarer Größe. Die $A_{\perp}$ -Orientierung zeigt eine wesentlich größere Fließspannung als die Orientierungen $A_{||}$ und A_{45} , etwa doppelt so groß wie in der A_{45} -Orientierung. Die Fließspannung in der $A_{||}$ -Orientierung ist bei dieser Temperatur etwas größer als in der Orientierung A_{45} . Die Spannung bleibt bei diesen beiden Orientierungen etwa konstant nach der zweiten Wiederbelastung und zeigt in der $A_{\perp}$ -Orientierung eine leichte Abnahme mit zunehmender Dehnung.

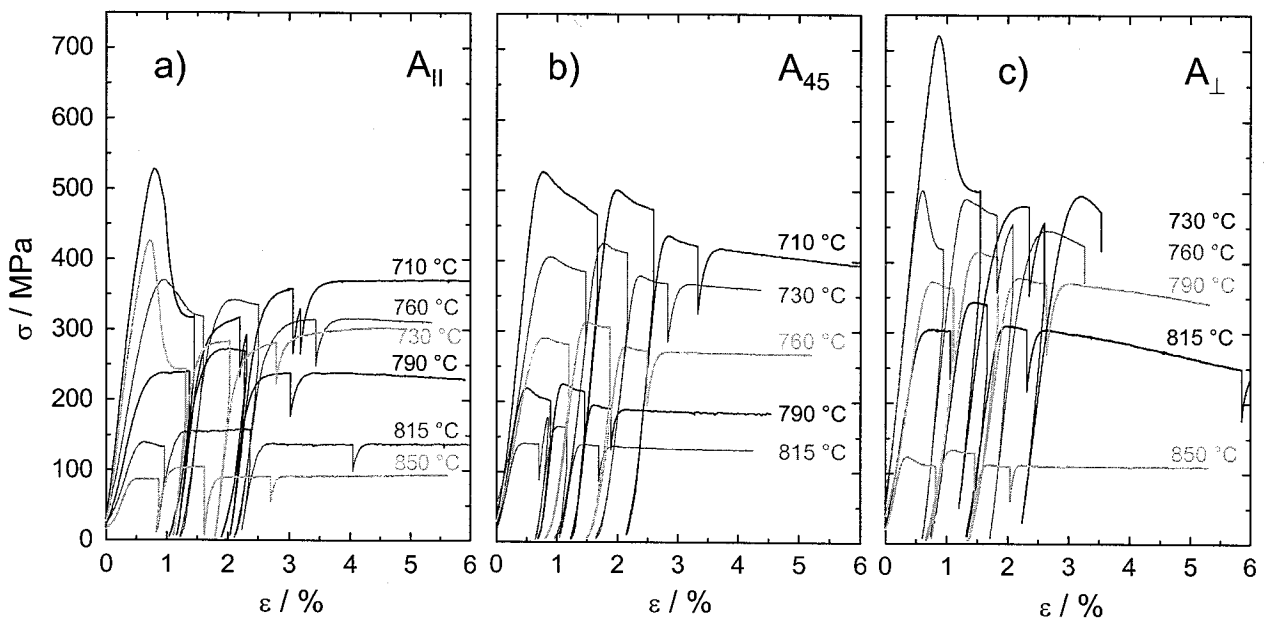


Abb. 3.4: Spannungs-Dehnungskurven der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ in der $A_{||}$ (a), A_{45} (b) und $A_{\perp}$ -Orientierung (c).

Eine Übersicht über alle durchgeführten Verformungsexperimente der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ in den drei Orientierungen zeigt Abbildung 3.4. In den meisten Verformungsexperimenten wurde derselbe Testzyklus angewandt wie bei den Verformungen in Abbildung 3.3. In einigen Fällen wurden Relaxationen wiederholt durchgeführt, wie beispielsweise in der Verformungskurve der $A_{\parallel}$ -Orientierung bei 710°C zu sehen ist. Als Gemeinsamkeit zeigen alle drei Orientierungen ein Streckgrenzenphänomen, wobei die Spannungsdifferenz zwischen oberer und unterer Streckgrenze mit steigender Temperatur abnimmt. Die Spannungsüberhöhung ist besonders ausgeprägt bei den tieferen Temperaturen in der $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$ -Orientierung. Die Verformungskurven der A_{45} -Orientierung zeigen bei Temperaturen oberhalb von 710°C einen Bereich konstanter Fließspannung nach dem zweiten Temperaturwechsel. In der $A_{\parallel}$ -Orientierung ist in diesem Bereich bei manchen Temperaturen eine leichte Abweichung vom konstanten Spannungsverlauf, das heißt eine leichte Spannungszunahme, gefolgt von einer leichten Spannungsabnahme, zu erkennen. In der $A_{\perp}$ -Orientierung beobachtet man bei den Temperaturen 790 und 815°C eine deutliche Abnahme der Fließspannung mit zunehmender Dehnung und bei 850°C ebenfalls einen Bereich konstanter Fließspannung. Die Verformungen bei 730 und 760°C wurden vorzeitig abgebrochen, da die Fließspannung stark abfiel. Die ausgebauten Proben wurden unter dem Lichtmikroskop untersucht. In beiden Proben wurden Risse beobachtet. Bei allen anderen Proben der Verformungen aus Abbildung 3.4 wurden keine Risse beobachtet. Sie waren nach der Verformung gerade und nicht gekrümmt, was zeigt, daß sie tatsächlich eine uniaxiale plastische Verformung erfahren haben.

In Abbildung 3.7 a) ist die Abhängigkeit der Fließspannung der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ von der Temperatur bei einer Dehnung von 4% dargestellt. Die Fließspannung zeigt eine Abnahme mit steigender Temperatur. Die gestrichelt eingezeichnete Gerade besitzt eine Steigung von -3 MPaK^{-1} . Sie gibt etwa den mittleren Verlauf der Meßwerte wieder. Eine Abweichung von diesem Verlauf findet sich bei Temperaturen zwischen 710 und 745°C in der $A_{\parallel}$ -Orientierung. Hier wird ein anomales Verhalten mit einem lokalen Minimum der Fließspannung bei 730°C beobachtet. Im Temperaturbereich von 710 bis 760°C nimmt die Fließspannung in dieser Orientierung um lediglich 58 MPa ab, im Vergleich mit einer Spannungsabnahme von 147 MPa in der A_{45} -Orientierung.

Abbildung 3.3 b) zeigt Spannungs-Dehnungskurven der basic Co-Modifikation bei 860°C . Es ist eine deutliche Anisotropie in der Fließspannung zu erkennen. In der A_{45} -Orientierung

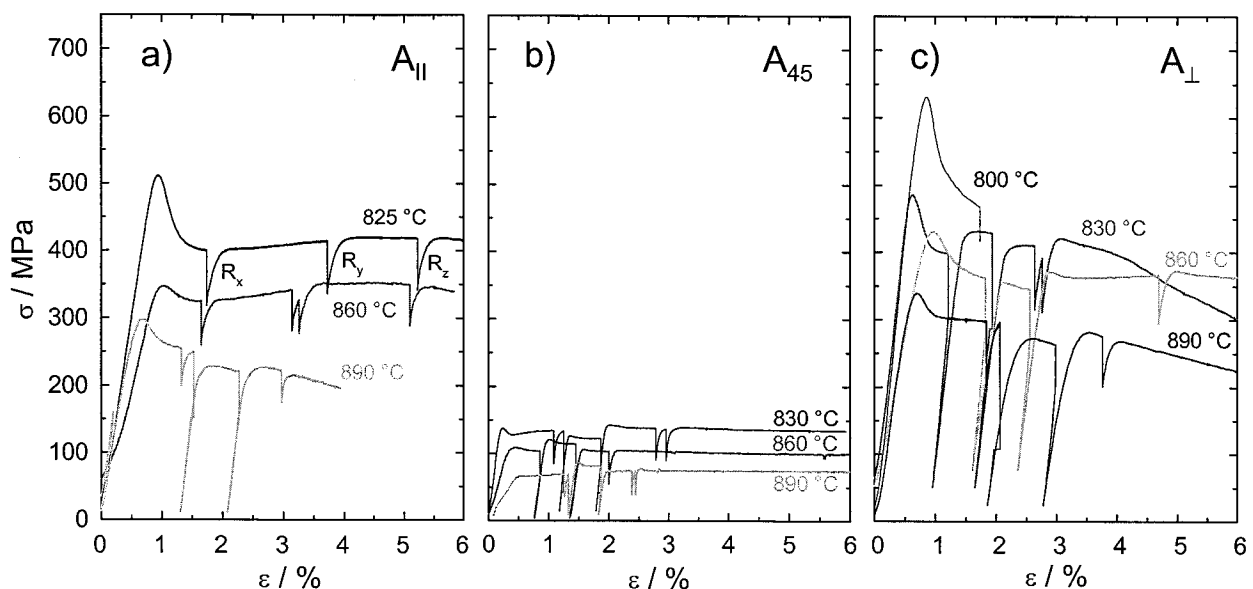


Abb. 3.5: Spannungs-Dehnungskurven der basic Co-Phase in der $A_{\parallel}$ (a), A_{45} (b) und $A_{\perp}$ -Orientierung (c).

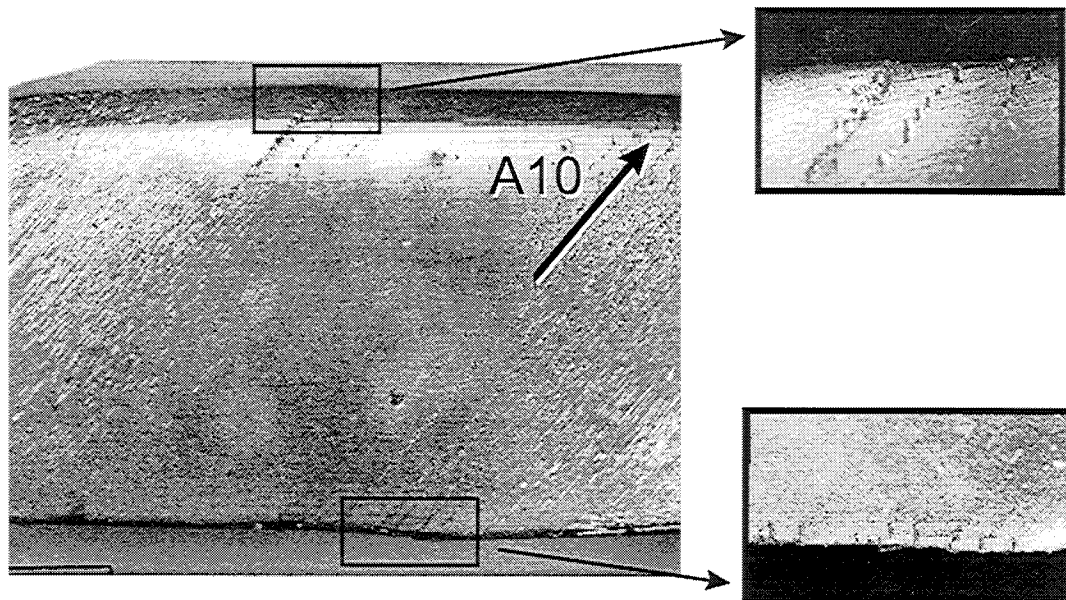


Abb. 3.6: Verformte A_{45} -Probe der basic Co-Modifikation. Es sind Gleitspuren parallel zur zehnzähligen Achse und Gleitstufen zu erkennen.

beträgt die Fließspannung nur etwa ein Drittel des Wertes der $A_{||}$ - und $A_{\perp}$ -Orientierung. Die Spannungen in letzteren Orientierungen sind etwa so groß wie diejenige der $A_{\perp}$ -Orientierung der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$, obwohl die Temperatur deutlich höher ist. Die Fließspannung der A_{45} -Orientierung bleibt nach dem zweiten Temperaturwechsel konstant, während die $A_{||}$ -Orientierung einen leichten Anstieg der Fließspannung bis etwa 4,5 % zeigt. Dieses Verhalten in den beiden Orientierungen wird auch bei anderen Temperaturen beobachtet.

Abbildung 3.5 zeigt Spannungs-Dehnungskurven der basic Co-Phase bei verschiedenen Temperaturen in den Orientierungen $A_{||}$, A_{45} und $A_{\perp}$. Die starke Anisotropie der Fließspannung ist bei allen Temperaturen deutlich zu erkennen. Die Verformung in der $A_{||}$ -Orientierung bei 825 °C zeigt einen Spannungsverlauf wie diejenige bei 860 °C mit einem leichten Spannungsanstieg bis etwa 4,5 %. In der A_{45} -Orientierung wird auch bei 830 und 890 °C eine konstante Fließspannung in einem weiten Dehnungsbereich beobachtet. In der $A_{\perp}$ -Orientierung nimmt die Fließspannung in den Verformungen bei 830 und 890 °C deutlich ab. Die Druckproben dieser beiden Verformungen stehen am Ende des Verformungsexperimentes nicht mehr parallel, sondern geneigt zur Druckachse in der Verformungsmaschine und zeigen eine leicht gekrümmte Form. Alle anderen Proben haben wie die Proben der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ ihre Form behalten. Eine Besonderheit zeigt sich bei den Proben der A_{45} -Orientierung. Sie zeigen Gleitspuren, die unter 45° zur Druckachse verlaufen (Abbildung 3.6). Die Gleitspuren liegen parallel zur zehnzähligen Achse. Bei starker Vergrößerung sind an der Oberfläche entsprechende Gleitstufen erkennbar. In allen anderen Fällen, insbesondere auch bei den A_{45} -Proben der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$, wurden keine Gleitspuren beobachtet.

Abbildung 3.7 b) zeigt die Fließspannung der basic Co-Phase in den Orientierungen $A_{||}$, A_{45} und $A_{\perp}$ bei einer Dehnung von 4 % in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Fließspannung nimmt in allen drei Orientierungen mit steigender Temperatur ab. Sie besitzt in der A_{45} -Orientierung etwa ein Drittel des Wertes der $A_{||}$ - und $A_{\perp}$ -Orientierung.

Abbildung 3.8 zeigt Spannungs-Dehnungskurven des Bridgman-Einquasikristalls der basic Co-Modifikation bei 890 °C in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$. In diesen Verformungsexperimenten wurden neben den Temperaturwechseln auf 900 °C in der $A_{\perp}$ - und auf 880 °C in der A_{45} -Orientierung eine Reihe wiederholter Relaxationen und auch Dehnungsratenwechsel

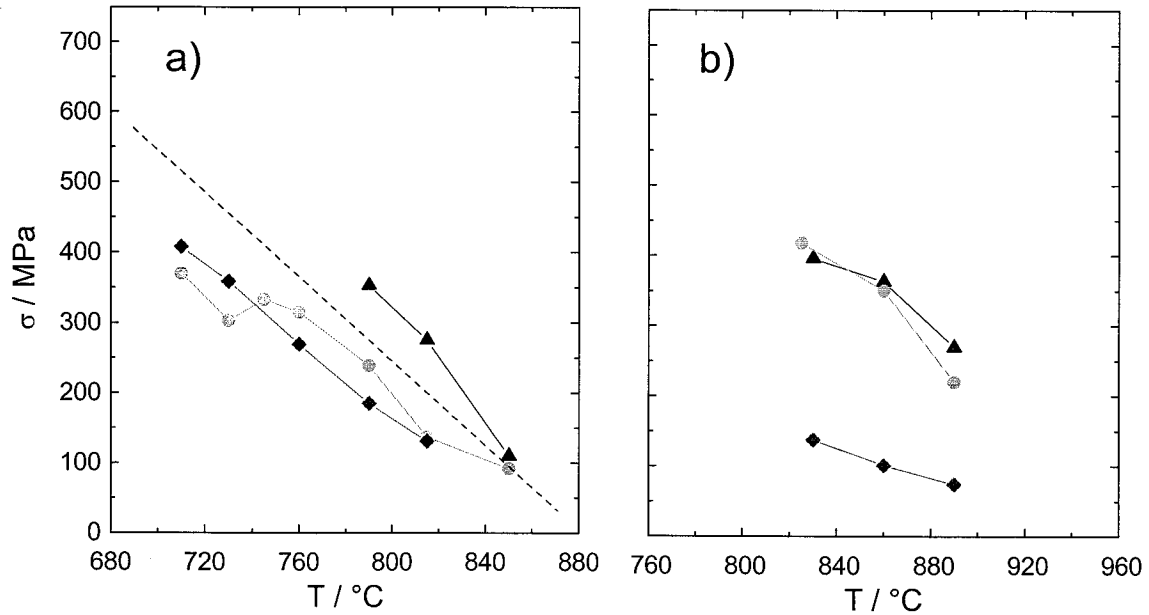


Abb. 3.7: Fließspannungen bei einer Dehnung von 4 % der Modifikationen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ (a) und basic Co (b) in den Orientierungen $A_{||}$ (●), A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲). Die gestrichelt eingezeichnete Gerade besitzt eine Steigung von -3 MPaK^{-1} .

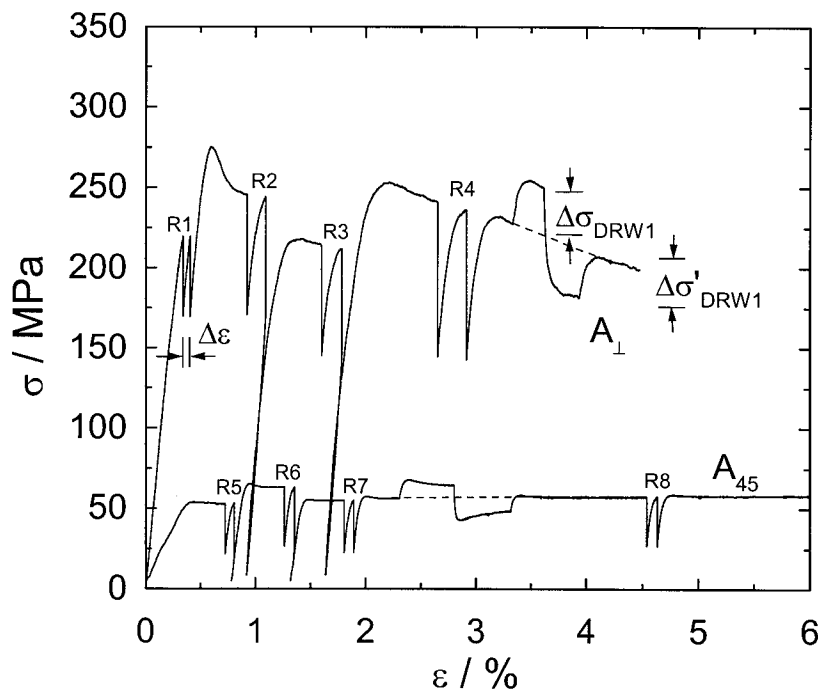


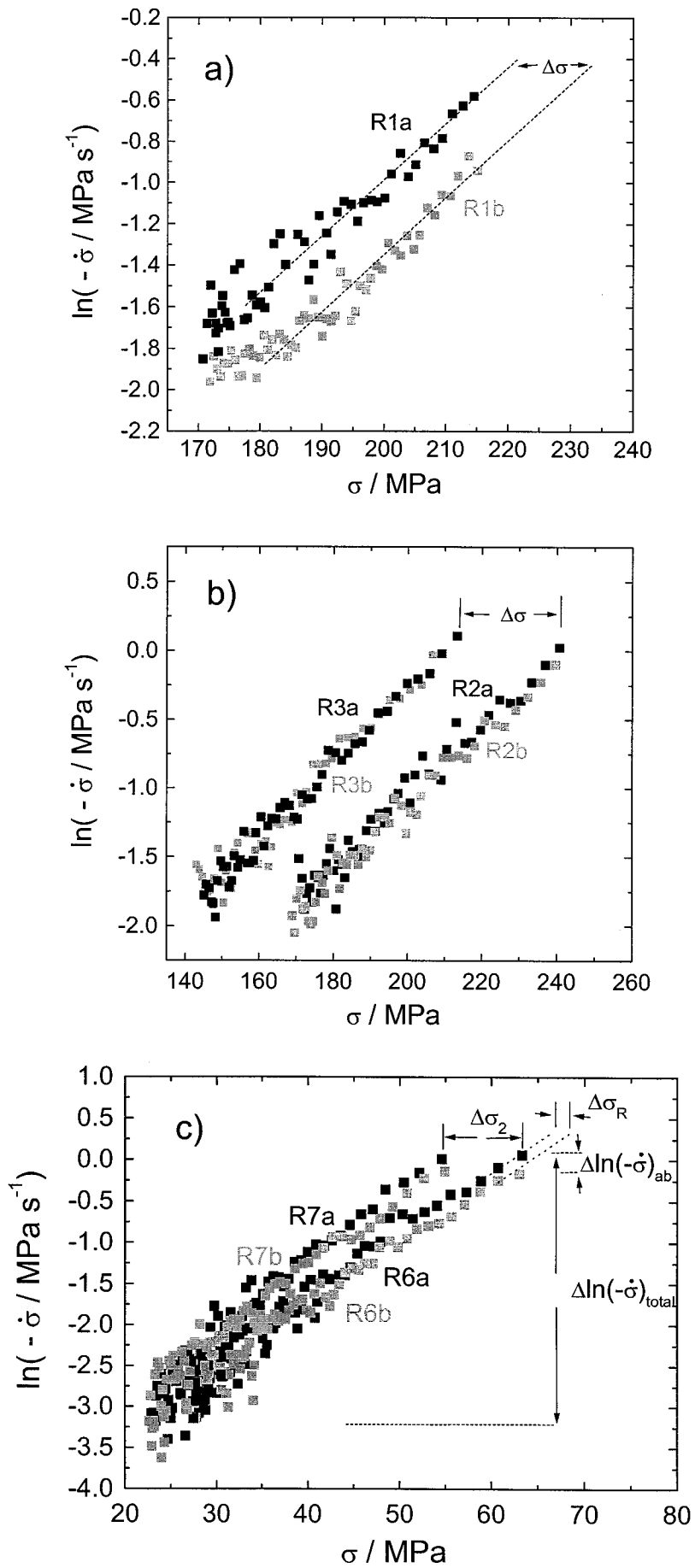
Abb. 3.8: Spannungs-Dehnungskurven des Bridgman-Einquasikristalls der basic Co-Modifikation in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$. Die Verformungen beinhalten eine Reihe von Relaxationsexperimenten ($R_1, \dots, R_8$) und einen Dehnungsratenwechsel (DRW).

durchgeführt. Der Verlauf der Spannungs-Dehnungskurve läßt sich gemäß der gestrichelt eingezeichneten Linie über die Relaxationen und Dehnungsratenwechsel hinweg extrapolieren. Sowohl der Verlauf als auch die Größe der Fließspannung ist sehr ähnlich derjenigen der entsprechenden Verformungskurven aus Abbildung 3.5. Die Fließspannung bei 4 % beträgt 215 MPa in der $A_{\perp}$ und 57 MPa in der A_{45} -Orientierung und ist somit in beiden Fällen um etwa 20 % geringer als bei den Proben des lösungsgezüchteten Materials.

Abbildung 3.9 zeigt die Ergebnisse einiger Spannungsrelaxationen in der Darstellung $\ln(-\dot{\sigma})$ über σ . Die Zahlen der Relaxationen entsprechen der Nummerierung in Abbildung 3.8, und die Buchstaben a und b bedeuten erste und wiederholte Relaxation. Die Relaxationen R_x , R_y und R_z der Abbildung 3.9 d) stammen aus der Verformung bei 825 °C in der $A_{||}$ -Orientierung des lösungsgezüchteten Materials. Jede Relaxation beginnt beim höchsten Spannungswert und der höchsten Dehnungsrate (rechts oben im Diagramm) und fällt mit abnehmender Spannung zu kleineren Dehnungsraten hin (links unten im Diagramm) ab.

Abbildung 3.9 a) zeigt die Relaxationen vor der oberen Streckgrenze der $A_{\perp}$ Verformung der Abbildung 3.8. Die wiederholte Relaxation ist gegenüber der ersten parallel zur Spannungsachse zu größeren Spannungen hin verschoben. Dies kann als eine Verfestigung des Materials im Bereich vor der oberen Streckgrenze interpretiert werden. Der Verfestigungsparameter ist gegeben durch $\theta = \Delta\sigma / \Delta\varepsilon$, wobei $\Delta\sigma$ die eingezeichnete Spannungsdifferenz und $\Delta\varepsilon$ das Dehnungsintervall zwischen erster und wiederholter Relaxation ist (s. Abbildung 3.8). In diesem Fall ergibt sich $\theta = 18 \text{ GPa}$. Abbildung 3.9 b) zeigt die Relaxationen an der unteren Streckgrenze derselben Verformung bei 890 °C (R2a und b) und nach dem Temperaturwechsel bei 900 °C (R3a und b). Die Relaxationskurven R3a und b sind aufgrund der höheren Temperatur zu niedrigerer Spannung verschoben. Die Spannungsdifferenz beträgt etwa 29 MPa. Zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung wurden ebenso die Spannungswerte der Relaxation R4, die in Abbildung 3.9 b) nicht dargestellt ist, berücksichtigt. Die mittlere Spannungsdifferenz beträgt 30 MPa, woraus sich eine Temperaturabhängigkeit von $-3,0 \text{ MPaK}^{-1}$ ergibt. Dieser Wert wird der mittleren Temperatur $\bar{T} = \sqrt{T_{R2,R4} T_{R3}} = 895 \text{ °C}$ zugeordnet. Die Kurven der ersten und wiederholten Relaxation liegen in beiden Fällen aufeinander und weichen nicht wesentlich voneinander ab. Dieses Verhalten wurde auch bei allen anderen Relaxationen in der $A_{\perp}$ -Orientierung beobachtet, die an der unteren Streckgrenze oder im Bereich konstanter Fließspannung ausgeführt wurden. Zur Bestimmung der experimentellen Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung r_{ex} legt man eine Ausgleichsgerade durch die Punkte zu Beginn der Relaxation. r_{ex} ist dann gegeben durch die inverse Steigung dieser Geraden. In den beiden Fällen der Abbildung 3.9 b) ergibt sich $r_{\text{ex}} = 39 \text{ MPa}$ bei 890 °C und 38 MPa bei 900 °C. Der Wert bei 890 °C lässt sich vergleichen mit dem Wert, der sich aus dem durchgeführten Dehnungsratenwechsel bestimmen lässt. Die Dehnungsrate wurde dabei um einen Faktor 2 zunächst erhöht und dann erniedrigt. Die Differenz der Spannung $\Delta\sigma_{\text{DRW1}}$ und $\Delta\sigma'_{\text{DRW1}}$ zur extrapolierten Spannung bei der ursprünglichen Dehnungsrate (s. Abbildung 3.8) beträgt in beiden Fällen etwa 29 MPa. Daraus ergibt sich nach $r_{\text{ex}} = \Delta\sigma_{\text{DRW1}} / \ln 2$ für die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung ein Wert von etwa 42 MPa. Der Wert stimmt gut mit den aus den Relaxationen gewonnenen Werten überein.

Abbildung 3.9 c) zeigt Relaxationen der A_{45} -Orientierung bei 890 und 880 °C. Die Relaxationskurven bei 880 °C (R6a und b) sind gegenüber denen bei 890 °C (R7a und b) zu höheren Spannungen verschoben. Die Spannungsverschiebung sowie die absoluten Spannungswerte der Relaxation sind in dieser Orientierung wesentlich geringer als in der $A_{\perp}$ -Orientierung. Zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung wird wieder der aus den Spannungsdifferenzen zwischen den Relaxationen R6 und R5 und R6 und R7 gemittelte Wert benutzt. Es ergibt sich $(\Delta\sigma_2 / \Delta T)|_{\dot{\varepsilon}} = -0,9 \text{ MPa}$. Zusätzlich zur Spannungsverschiebung zwischen den Relaxationen R6 und R7 zeigen die wiederholten Relaxationen in beiden Fällen eine leichte Abweichung zu niedrigeren Dehnungsraten bei gleicher Spannung zu Beginn der Relaxation. Die Änderung der Relaxationsrate ist in Abbildung 3.9 c) mit $\Delta\ln(-\dot{\sigma})|_{\text{ab}}$ bezeichnet. Dieser Änderung entspricht eine Spannungsdifferenz bei gleicher Dehnungsrate, die



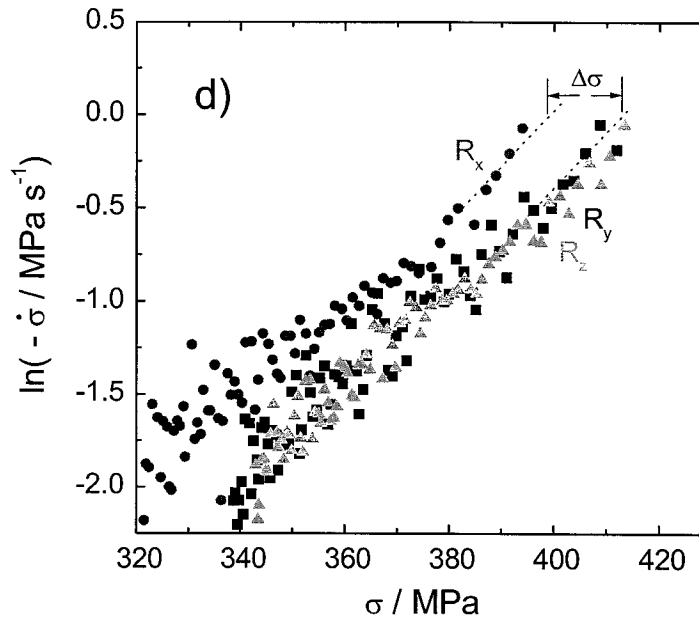


Abb. 3.9: Ergebnisse einiger Spannungsrelaxationen: Relaxationen vor der oberen Streckgrenze (a) und an der unteren Streckgrenze (b) bei 890 und 900 °C der $A_{\perp}$ -Verformung aus Abbildung 3.8, Relaxationen der A_{45} -Verformung aus Abbildung 3.8 bei 890 und 880 °C (c) und Relaxationen der $A_{\parallel}$ -Verformung bei 825 °C aus Abbildung 3.5 (d).

in der Abbildung mit $\Delta\sigma_R$ bezeichnet ist. In der Spannungs-Dehnungskurve der Abbildung 3.8 wird beim Wiederbelasten nach den Relaxationen R_7 sowie nach dem ersten Temperaturwechsel eine leichte Spannungsüberhöhung beobachtet. Dieses Phänomen zeigt sich ebenso bei den Dehnungsratenwechseln. Aus der Relaxation ergeben sich für die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung die Werte $r_{ex} = 12,9$ und $13,9$ MPa bei 890 bzw. 880 °C. Bei den Dehnungsratenwechseln wurde wie bei der $A_{\perp}$ -Verformung die Dehnungsrate um einen Faktor 2 zu einem höheren und niedrigeren Wert geändert.

Abbildung 3.10 zeigt die Dehnungsratenwechsel der A_{45} -Verformung in einem vergrößerten Ausschnitt. Der Wechsel auf die neue Dehnungsrate fand bei etwa 2,3 und 2,8 % statt. Nach dem Wechsel nähert sich die Spannung nach Ausbildung einer Streckgrenze den neuen Spannungswerten σ_2 und $\sigma_{1/2}$ an. Bei der Auswertung eines Dehnungsratenwechsels mit einem solchen Spannungsverlauf wird gewöhnlich der Verlauf der Fließspannung wie eingezeichnet extrapoliert und die Spannungsdifferenz aus dem Schnittpunkt der Extrapolationen bestimmt (Neuhäuser 2000). Mit den Werten $\Delta\sigma_{DRW2} = 12,6$ MPa und $\Delta\sigma'_{DRW2} = 15,0$ MPa ergeben sich für die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung die Werte 18,2 und 21,6 MPa. Diese fallen gegenüber dem Wert der Relaxationen sehr groß aus. Benutzt man die Spannungsdifferenzen zwischen σ_2 bzw. $\sigma_{1/2}$ und der extrapolierten Spannung der Spannungs-Dehnungskurve bei 10^{-5} s^{-1} , so ergeben sich Werte von 11,0 und 13,4 MPa. Der Mittelwert dieser beiden, 12,2 MPa stimmt sehr gut mit dem aus der Relaxation gewonnen Wert überein.

Abbildung 3.9 d) zeigt die Ergebnisse der Relaxationsexperimente, die während der Verformung in der $A_{\parallel}$ -Orientierung bei 825 °C an der unteren Streckgrenze und bei Dehnungen von etwa 3,5 und 5 % durchgeführt wurden (s. Abbildung 3.5 a). Die Kurven der Relaxationen R_y und R_z sind gegenüber der Kurve R_x um etwa 16 MPa zu höheren Spannungen verschoben. Die Werte der Relaxationen R_y und R_z fallen zusammen. Die Spannungsdifferenz entspricht dem Spannungsanstieg in der Spannungs-Dehnungskurve im Bereich zwischen R_x und R_y .

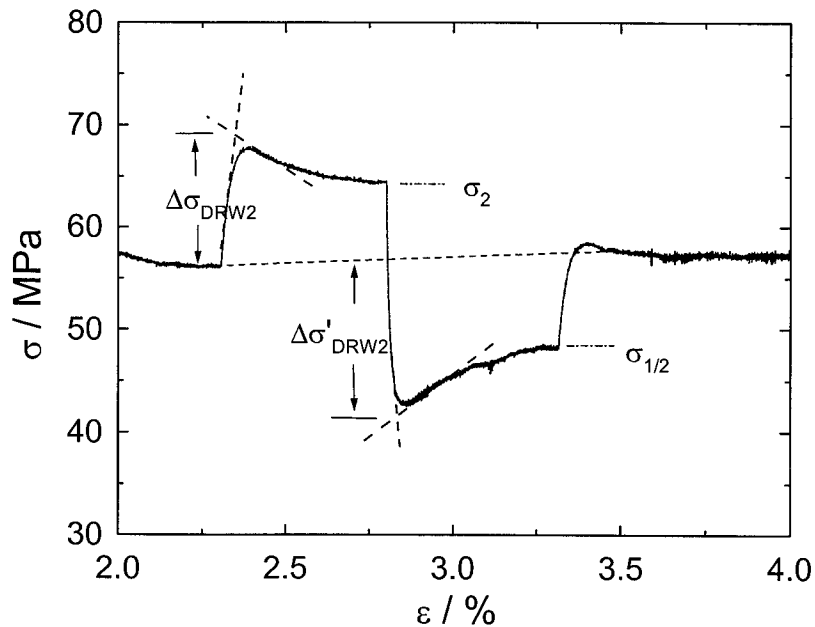


Abb. 3.10: Dehnungsratenwechsel der A_{45} -Verformung. $\Delta\sigma_{DRW2}$ und $\Delta\sigma'_{DRW2}$ bezeichnen die extrapolierten Spannungen.

Dieser leichte Spannungsanstieg im Bereich nach der unteren Streckgrenze bis zu einer Dehnung von etwa 4% wird als Verfestigung des Materials interpretiert. Der Härtungsparameter in diesem Bereich beträgt etwa $\theta = 0,8$ GPa. Aus der Relaxation R_x an der unteren Streckgrenze ergibt sich eine Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung von $r_{ex} = 37$ MPa. Die Relaxationen R_x , R_y und R_z zeigen gegenüber den Relaxationen der Abbildungen 3.9 a) bis c) eine leichte inverse Krümmung. Diese Tendenz ist bei der Relaxation R_x am stärksten ausgeprägt. In den $A_{||}$ -Verformungen bei 860 und 890 °C folgen die wiederholten Relaxationen wie im Fall der $A_{\perp}$ -Orientierung jeweils dem Verlauf der ersten Relaxation und zeigen keine Abweichung davon.

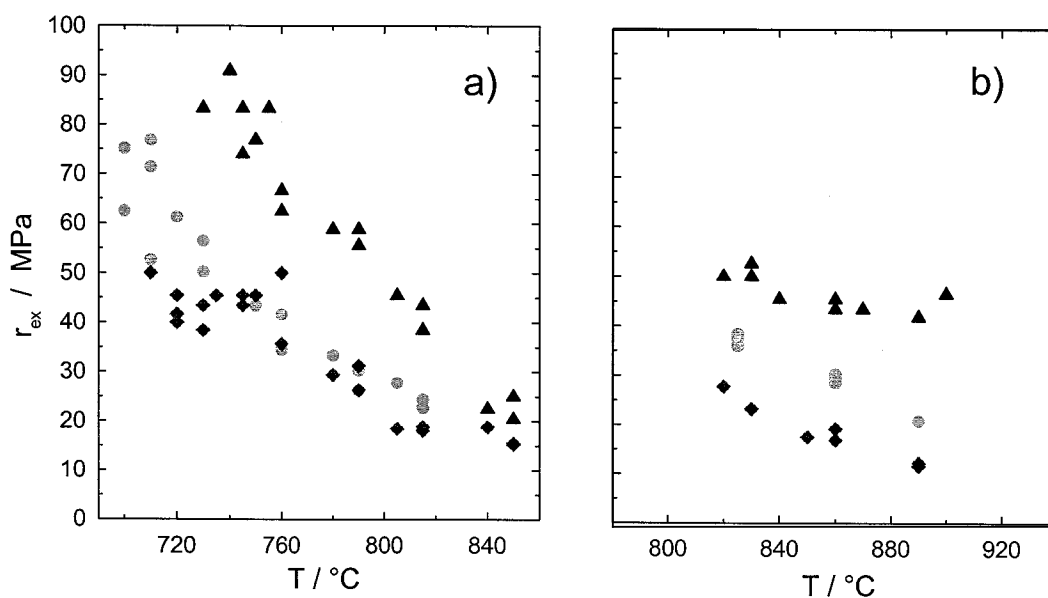


Abb. 3.11: Experimentelle Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung der Modifikationen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ (a) und basic Co (b) in den Orientierungen $A_{||}$ (●), A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲).

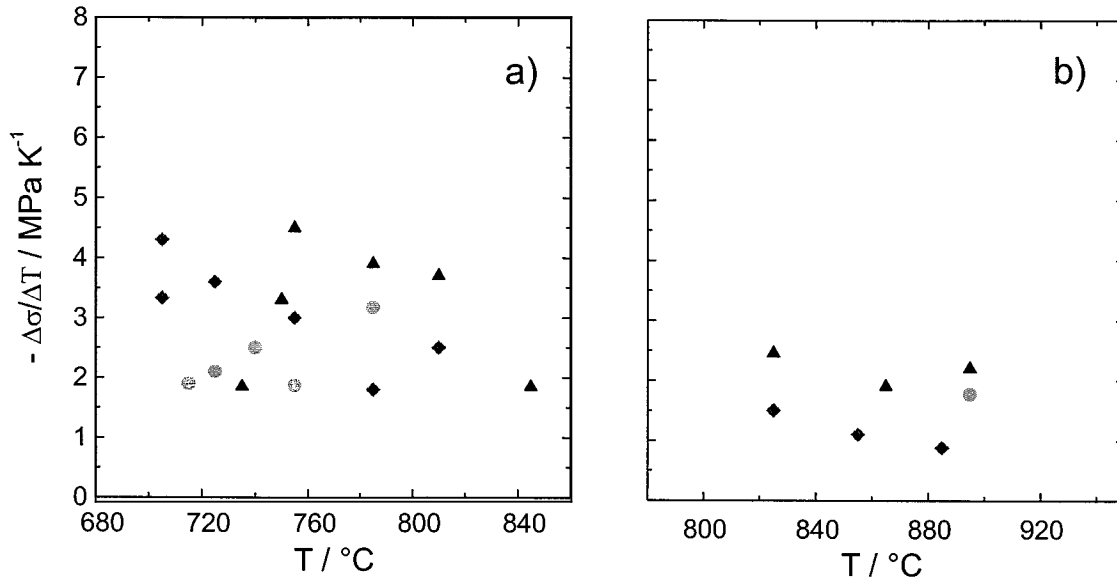


Abb. 3.12: Temperaturabhängigkeit der Fließspannung der Modifikationen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ (a) und basic Co (b) in den Orientierungen $A_{||}$ (●), A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲).

Eine Darstellung aller gemessenen Werte der Dehnungsratenabhängigkeit r_{ex} in Abhängigkeit von der Temperatur zeigt Abbildung 3.11 für die beiden Modifikationen. Die Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ zeigt etwa gleiche Werte für die $A_{||}$ und A_{45} -Orientierung und deutlich höhere Werte für die $A_{\perp}$ -Orientierung. Bei der basic Co-Modifikation unterscheiden sich die Werte für r_{ex} für alle drei Orientierungen. Die $A_{\perp}$ -Orientierung zeigt wie auch bei der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ die größten Werte.

In den hier gezeigten Temperaturbereichen besitzt die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung für die beiden Modifikationen Werte derselben Größenordnung. In beiden Fällen nimmt sie mit der Temperatur ab. Die Abnahme mit der Temperatur ist bei der basic Co-Modifikation geringer als bei der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Abbildung 3.12 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung $(\Delta\sigma / \Delta T)|_{\dot{\epsilon}}$ beider Modifikationen. Die Werte der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ zeigen eine starke Streuung, die keine eindeutige Abhängigkeit von der Temperatur erkennen lassen. Die Werte der basic Co-Phase deuten auf eine Abnahme der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung mit der Temperatur hin. Die Werte der A_{45} -Orientierung sind etwas niedriger als die Werte der $A_{||}$ - und $A_{\perp}$ -Orientierung.

3.3 Diskussion

Dekagonale Quasikristalle zeigen wie ikosaedrische Quasikristalle bei hohen Temperaturen eine ausgeprägte Duktilität und sind spröde bei Temperaturen in einem niedrigeren Temperaturbereich. In den durchgeführten Verformungsexperimenten ließen sich beide untersuchten Modifikationen oberhalb einer bestimmten Temperatur, die von der Orientierung und der Modifikation abhängt, bei konstanter Dehnungsrate 10^{-5}s^{-1} in einem weiten Dehnungsbereich plastisch verformen. In den Proben, die bei niedrigeren Temperaturen verformt wurden, wurden Risse beobachtet. Die Übergangstemperatur ist für beide Modifikationen in allen Orien-

tierungen deutlich niedriger als diejenige ikosaedrischer Quasikristalle. Die Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ ist bei der Dehnungsrate 10^{-5} s^{-1} in der $A_{\parallel}$ und A_{45} -Orientierung bei Temperaturen oberhalb von etwa 700°C und in der $A_{\perp}$ -Orientierung oberhalb von etwa 760°C plastisch verformbar. Diese Temperaturen entsprechen homologen Temperaturen, d.h. absoluten Temperaturen im Verhältnis zur absoluten Schmelztemperatur, von $T_H = 0,7$ bzw. $0,75$. Proben der basic Co-Phase in der $A_{\parallel}$ - und $A_{\perp}$ -Orientierung zeigen eine plastische Verformbarkeit bei Temperaturen oberhalb von 800°C ($T_H = 0,76$). Ikosaedrische Quasikristalle der Systeme Al-Pd-Mn und Zn-Mg-Dy sind bei der Dehnungsrate von 10^{-5} s^{-1} bei Temperaturen oberhalb von etwa $T_H = 0,82$ plastisch verformbar (Feuerbacher *et al.* 1997a, Heggen *et al.* 2000). Bei ikosaedrischem Al-Pd-Mn wurde durch Relaxationen im Bereich vor der oberen Streckgrenze gezeigt, daß auch bei Temperaturen deutlich unterhalb dieser Übergangstemperatur eine plastische Verformung des Materials stattfindet (Geyer *et al.* 2000). Die Autoren beobachten in diesem Temperaturbereich im Anfangsstadium der Verformung eine starke Härtung des Materials, die mit einem starken Spannungsanstieg verbunden ist und bei Spannungen von etwa 1 GPa zum Bruch führt. Eine entsprechende plastische Verformbarkeit bei Temperaturen unterhalb des Hochtemperaturbereichs zeigen auch dekadonale Quasikristalle. Dies wird bei den Untersuchungen der basic Ni-Phase im sechsten Kapitel vorgestellt.

Die Untersuchungen im vorliegenden Kapitel befassen sich ausschließlich mit den plastischen Eigenschaften der dekadonalen Phase im Hochtemperaturbereich. Die Spannungs-Dehnungskurven ikosaedrischer Quasikristalle in diesem Temperaturbereich sind geprägt durch das Auftreten einer oberen und unteren Streckgrenze und einen nachfolgenden Dehnungsbereich, in dem die Fließspannung ein Plateauverhalten zeigt. Bei höheren Dehnungen wird eine kontinuierliche Abnahme der Fließspannung mit der Dehnung beobachtet (Feuerbacher 1996, Feuerbacher *et al.* 1997a). In einem mittleren Dehnungsbereich nach Erreichen der unteren Streckgrenze wird je nach Dehnungsrate und Temperatur eine leichte Zunahme, eine leichte Abnahme oder eine konstante Fließspannung beobachtet (Heggen *et al.* 2001).

Die Spannungs-Dehnungskurven dekadonaler Al-Ni-Co-Quasikristalle der beiden untersuchten Modifikationen zeigen ebenfalls einen Streckgrenzeneffekt und einen Dehnungsbereich, in dem je nach Orientierung ein unterschiedlicher Spannungsverlauf beobachtet wird. In der A_{45} -Orientierung zeigen beide Modifikationen bei allen Temperaturen eine nahezu konstante Fließspannung in einem weiten Dehnungsbereich. Die Änderung der Fließspannung in diesem Bereich beträgt maximal 3 %. In der $A_{\perp}$ -Orientierung wird in vielen Fällen eine starke Spannungsabnahme im Bereich nach der unteren Streckgrenze beobachtet. Diese ist jedoch auf eine Abweichung von der uniaxialen Verformung zurückzuführen. In der $A_{\perp}$ -Orientierung versucht das Material, sich in die weiche A_{45} -Orientierung zu drehen. Eine anfängliche Ungenauigkeit in der Orientierung der Verformungsprobe führt dann zu einer S-förmigen Biegung der Probe während der Verformung. Die Orientierung der Verformungsprobe war mit der zur Verfügung stehenden Laueapparatur mit einer maximalen Abweichung von etwa 2° möglich. Die Spannungs-Dehnungskurven der $A_{\parallel}$ -Orientierung der basic Co-Modifikation bei 825 und 860°C zeigen ausgehend von der unteren Streckgrenze zunächst einen weiteren Spannungsanstieg bis etwa 4,5 % und dann einen Spannungsabfall. Bei der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ ist diese Form des Spannungsverlaufs nicht bei allen Temperaturen so deutlich ausgeprägt. In der Verformung der basic Co-Phase bei 825°C wurde im Bereich des Spannungsanstiegs ein Verfestigungsparameter von 0,8 GPa bestimmt.

Zwar zeigen die beiden Modifikationen Gemeinsamkeiten im Verlauf der Fließspannung, jedoch ist die Größe der Fließspannung und insbesondere ihre Abhängigkeit von der Orientierung für beide Modifikationen verschieden. Die basic Co-Phase zeigt in der A_{45} -Orientierung eine außergewöhnlich niedrige Fließspannung, die nur etwa ein Drittel der Fließspannung der $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$ -Orientierung beträgt. Bei der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ ist die Fließspannung in dieser

Orientierung etwa halb so groß wie in der $A_{\perp}$ -Orientierung. Die Fließspannung in der $A_{\parallel}$ -Orientierung ist nur leicht größer als in der A_{45} -Orientierung.

Für einen Vergleich der Fließspannungen zwischen beiden Modifikationen werden Spannungs-Dehnungskurven der drei Orientierungen bei derselben homologen Temperatur betrachtet. Die homologen Temperaturbereiche, bei denen die beiden Modifikationen plastische Verformbarkeit mit Fließspannungen im Bereich von etwa 70 bis 600 MPa zeigen, sind etwas verschieden. Ein Vergleich bei gleicher homologer Temperatur kann jedoch durchgeführt werden zwischen den Verformungen der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ bei 815 °C und denen der basic Co-Phase bei 830 °C. Beide Temperaturen entsprechen der homologen Temperatur von $T_H = 0,79$. In der $A_{\parallel}$ -Orientierung der basic Co-Modifikation steht keine Spannungs-Dehnungskurve bei 830 °C zur Verfügung. Hier wird stattdessen die Verformung bei 825 °C betrachtet. Die Fließspannung der A_{45} -Orientierung der basic Co-Phase ist etwa von derselben Größe wie die Fließspannungen der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ in den Orientierungen $A_{\parallel}$ und A_{45} . Die Orientierungen $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$ der basic Co-Phase zeigen Fließspannungen, die etwa den dreifachen Wert besitzen. Diese sind auch größer als die Fließspannung der $A_{\perp}$ -Orientierung der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, die etwa den doppelten Wert der A_{45} -Orientierung der basic Co-Phase besitzt. Die Spannungs-Dehnungskurven des Bridgman-Kristalls der basic Co-Phase (Abbildung 3.8) zeigen etwa dieselbe Fließspannung wie die Proben des lösungsgezüchteten Materials (Abbildung 3.5). Das zeigt, daß die beobachtete Größe und Anisotropie der Fließspannung von Proben der Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co nicht durch die Zuchtmethode bedingt sind, sondern echte modifikationstypische Eigenschaften sind.

Die Werte der maximalen Fließspannung der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ stimmen mit den Werten überein, die von Feuerbacher *et al.* (1997b) in Verformungsexperimenten an dekadagonalen Quasikristallen der Zusammensetzung $\text{Al}_{71,7}\text{Ni}_{13,4}\text{Co}_{12,9}$ beobachtet wurden. Die Verformungsexperimente wurden ebenfalls bei konstanter Dehnungsrate 10^{-5}s^{-1} durchgeführt. Das einquasikristalline Material, das mittels der Czochralski-Züchtungsmethode hergestellt wurde, zeigt Elektronenbeugungsbilder, welche die charakteristischen Merkmale der Typ I-Überstruktur besitzen. Die Autoren beobachteten maximale Fließspannungen von 130 MPa bei 815 °C und 200 MPa bei 780 °C in der $A_{\parallel}$ -Orientierung und etwas kleinere Werte in der A_{45} -Orientierung in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit. Der Verlauf der Fließspannung der A_{45} -Orientierung unterscheidet sich jedoch von dem hier beobachteten Verlauf. Die Spannungs-Dehnungskurven zeigen in dieser Orientierung eine kontinuierliche Abnahme der Fließspannung mit der Dehnung nach der oberen Streckgrenze, während in der vorliegenden Untersuchung bei allen Temperaturen eine konstante Fließspannung in diesem Temperaturbereich beobachtet wird.

Yokoyama *et al.* (1999) führten Kriechexperimente an dekadagonalen Al-Ni-Co Quasikristallen der Komposition $\text{Al}_{72}\text{Ni}_{12}\text{Co}_{16}$ in den Orientierungen $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$ durch. Die Kriechkurven zeigen eine etwa konstante Kriechrate mit der Zeit. Die Kriechrate in der $A_{\perp}$ -Orientierung ist kleiner als in der $A_{\parallel}$ -Orientierung, bei 834 °C etwa halb so groß. Diese Anisotropie entspricht qualitativ dem anisotropen Verhalten der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ der vorliegenden Untersuchungen bei konstanter Dehnungsrate.

Edagawa *et al.* (1998) beobachteten in Verformungsexperimenten an dekadagonalen Al-Cu-Co Einquasikristallen eine Anisotropie in der Größe der Fließspannung, die weder derjenigen der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ noch derjenigen der basic Co-Phase entspricht. Hier zeigt die $A_{\parallel}$ -Orientierung Fließspannungen, die wesentlich größer sind als in der $A_{\perp}$ - und A_{45} -Orientierung. Bei 760 °C werden beispielsweise maximale Fließspannungen von 200 MPa in der $A_{\parallel}$ -Orientierung und etwa 50 MPa in den Orientierungen $A_{\perp}$ und A_{45} gefunden. Die Verformungsexperimente wurden bei einer konstanter Dehnungsrate von $3 \cdot 10^{-4}\text{s}^{-1}$ durchgeführt. Zum Vergleich dieser Werte mit denen der vorliegenden Untersuchung wird die bei der

hier benutzten Dehnungsrate 10^{-5} s^{-1} gemessene Fließspannung unter Benutzung der Gleichung 3.1 auf diejenige bei der höheren Dehnungsrate $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ umgerechnet. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich r_{ex} mit der Spannung in diesem Bereich nicht ändert, was eine Näherung darstellt. Bei 760°C zeigt die Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ maximale Fließspannungen von etwa 350 MPa in der $A_{\parallel}$ -Orientierung und 300 MPa in der A_{45} -Orientierung. Mit einem mittleren Wert von etwa $r_{\text{ex}} = 45$ MPa bei dieser Temperatur ergibt sich eine Spannungsdifferenz von etwa 150 MPa aufgrund der verschiedenen Dehnungsraten. Die Spannung bei der höheren Dehnungsrate $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ beträgt also etwa 500 MPa in der $A_{\parallel}$ und 450 MPa in der A_{45} -Orientierung und ist höher in der $A_{\perp}$ -Orientierung. Diese Werte sind deutlich höher als diejenigen, die von Edagawa *et al.* (1998) beobachtet wurden.

Edagawa *et al.* (2000) führten bei derselben Dehnungsrate Verformungsexperimente an dekadagonalen $\text{Al}_{72}\text{Ni}_{12}\text{Co}_{16}$ -Quasikristallen durch. Sie beobachten bei 770°C , was etwa derselben homologen Temperatur entspricht wie die 760°C des untersuchten Materials der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, maximale Fließspannungen im Bereich von etwa 400 bis 600 MPa. Die Größenordnung der Spannungen stimmt mit den Werten der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ in der $A_{\parallel}$ - und A_{45} -Orientierung, 500 und 450 MPa, überein. Die Orientierungsabhängigkeit der Fließspannung unterscheidet sich jedoch von derjenigen der vorliegenden Untersuchung. Die Autoren beobachten die kleinste Spannung von etwa 400 MPa bei dieser Temperatur in der $A_{\perp}$ -Orientierung und Spannungen zwischen etwa 500 MPa und 600 MPa in den Orientierungen $A_{\parallel}$ und A_{45} . Die Autoren geben keine Hinweise darauf, von welcher Modifikation der dekadagonalen Phase das untersuchte Material ist. Aus der Komposition $\text{Al}_{72}\text{Ni}_{12}\text{Co}_{16}$ kann durch Vergleich mit Abb 1.18 geschlossen werden, daß es sich bei dem untersuchten Material möglicherweise um die Typ II Überstruktur handelt. Die maximale Fließspannung zeigt im untersuchten Temperaturbereich eine etwa lineare Abnahme mit der Temperatur. Die Temperaturabhängigkeit beträgt etwa -4 MPaK^{-1} . Die Fließspannung der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ bei einer Dehnung von 4 % zeigt in der vorliegenden Untersuchung eine mittlere Temperaturabhängigkeit von etwa -3 MPaK^{-1} (gestrichelten Linie in Abbildung 3.7). Die Temperaturabhängigkeit der maximalen Fließspannung fällt jedoch etwas größer aus, da die Spannungsüberhöhung an der oberen Streckgrenze im Verhältnis zur Fließspannung mit steigender Temperatur ebenfalls abnimmt.

Der aus der mittleren Steigung in Abbildung 3.7 bestimmte mittlere Wert von -3 MPaK^{-1} paßt gut zu den Werten der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung aus Abbildung 3.12, die aus den Temperaturwechselversuchen bestimmt wurden. Geyer *et al.* (2000) finden in Verformungsexperimenten an ikosaedrischen Quasikristallen für die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung im untersuchten Temperaturbereich Werte im Bereich von $-1,5$ bis -7 MPaK^{-1} . Die Werte zeigen eine ähnlich große Streuung wie in Abbildung 3.12, lassen jedoch eine tendenzielle Abnahme mit steigender Temperatur erkennen.

Die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung von ikosaedrischem Al-Pd-Mn wurde von Geyer *et al.* (2000) aus Relaxationsexperimenten und Dehnungsratenwechseln bestimmt. Insbesondere wurden in dieser Arbeit wiederholte Relaxationen durchgeführt. Diese zeigen insbesondere bei höheren Temperaturen eine deutliche Abweichung vom Verlauf der ersten Relaxation. Die Werte der wiederholten Relaxation sind zu Beginn der Relaxation zu niedrigeren Dehnungsraten verschoben. Jede weitere Relaxation, die im Anschluß an die wiederholte Relaxation durchgeführt wird, fällt mit der ersten wiederholten Relaxation zusammen. Nach der Wiederbelastung wird das Auftreten einer oberen Streckgrenze beobachtet. Die Autoren erklären dieses Verhalten mit einer Erholung der Struktur der Verformungsprobe während der Relaxation. Die Erholung der Struktur geschieht ebenso bei Temperaturwechseln, solange die Probe im entlasteten Zustand ist oder beim Wechsel auf eine niedrigere Deh-

nungsrate. Beim Wiederbelasten kommt es erneut zu einem Streckgrenzenphänomen, bei dem sich die Struktur wieder neu aufbaut. Bei der kurzen Wiederbelastung vor der wiederholten Relaxation hat sich hingegen die Struktur noch nicht vollständig wieder aufgebaut, so daß die Dehnungsrate bei derselben Spannung geringer ausfällt. Die Kurve der wiederholten Relaxation ist also zu Beginn der Relaxation zu niedrigeren Dehnungsraten verschoben. Die Abweichung der wiederholten Relaxation von der ersten nimmt mit steigender Temperatur zu. Als Maß für die Größe der Erholung führen Geyer *et al.* (2000) den Parameter C_R ein, der die Differenz zwischen der Relaxationsrate der ersten und der wiederholten Relaxation $\Delta \ln(-\dot{\sigma})|_{ab}$ im Verhältnis zur gesamten Änderung der Relaxationsrate während der ersten Relaxation $\Delta \ln(-\dot{\sigma})|_{total}$ angibt,

$$C_R = \frac{\Delta \ln(-\dot{\sigma})|_{ab}}{\Delta \ln(-\dot{\sigma})|_{total}}. \quad (3.2)$$

Aus Abbildung 3.9 c) ergibt sich für die A_{45} -Orientierung der basic Co-Phase bei 880 °C der Wert $C_R \approx 0,06$. Dieser Wert wird in ikosaedrischem Al-Pd-Mn bei etwa 700 °C beobachtet, was einer Temperatur am unteren Rand des duktilen Bereichs entspricht. In der $A_{\perp}$ - sowie auch in der $A_{\parallel}$ -Orientierung wird keine Abweichung der wiederholten Relaxation von der ersten beobachtet. Dies zeigt, daß in dekadonalem Al-Ni-Co die Erholung der Struktur während eines Relaxationsexperimentes deutlich geringer ist als in ikosaedrischem Al-Pd-Mn. Die Änderung der Struktur während der Relaxation führt zu einem Fehler bei der Bestimmung der thermodynamischen Aktivierungsparameter (Messerschmidt *et al.* 2000). Dieser Fehler fällt folglich bei dekadonalem Al-Ni-Co aufgrund der geringeren Erholung der Struktur bei der Relaxation wesentlich geringer aus als bei ikosaedrischem Al-Pd-Mn.

Der Spannungsverlauf zwischen den Dehnungswerten 2,8 und 3,3 % in Abbildung 3.10 zeigt, daß beim Wechsel auf eine niedrigere Dehnungsrate in der A_{45} -Orientierung ebenfalls eine graduelle Erholung der Struktur stattfindet. Die Spannung nähert sich nach dem zweiten Dehnungsratenwechsel einem neuen Gleichgewichtswert $\sigma_{1/2}$ an. Beim Wechsel auf eine höhere Dehnungsrate (erster Dehnungsratenwechsel) wird ein entsprechender Spannungsverlauf mit einer Annäherung der Spannung an den Wert σ_2 beobachtet. Dabei paßt sich die Struktur der neuen Dehnungsrate $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ an. Die Spannungsabnahme nach der oberen Streckgrenze beträgt etwa 3 MPa. Diese stimmt etwa überein mit der extrapolierten Spannungsdifferenz $\Delta \sigma_R$ zwischen der ersten und wiederholten Relaxation (s. Abbildung 3.9 c).

Die Relaxationen, die in der $A_{\parallel}$ -Orientierung durchgeführt wurden (s. Abbildung 3.9 d) zeigen eine leichte inverse Krümmung. Diese ist bei der Relaxation R_x am stärksten ausgeprägt. Geyer *et al.* (2000) beobachten in den Relaxationen an ikosaedrischen Quasikristallen ebenfalls inverse Krümmungen der Relaxationskurven, wenn die Relaxationen im Bereich starker Verfestigung durchgeführt werden. In der vorliegenden Untersuchung setzt etwa ab der Relaxation R_x ebenfalls eine Verfestigung ein, die Spannung steigt bis etwa zu den Relaxationen R_y und R_z an. Die hier beobachtete inverse Krümmung ist jedoch im Vergleich zu derjenigen bei Geyer *et al.* (2000) sehr klein und nur tendenziell zu erkennen, da in dem hier betrachteten Dehnungsbereich nur eine vergleichsweise kleine Verfestigung stattfindet.

Für die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung finden Geyer *et al.* (2000) für ikosaedrisches Al-Pd-Mn bei derselben Fließspannung größere Werte als in der vorliegenden Untersuchung dekadonaler Al-Ni-Co-Quasikristalle. Zum Vergleich seien die Werte bei der Temperatur 730 °C betrachtet, bei der die Fließspannung von ikosaedrischem Al-Pd-Mn und der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ in der $A_{\parallel}$ und A_{45} -Orientierung ähnliche Werte in einem Bereich von etwa 300 bis 400 MPa besitzt. Die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung zeigt bei dieser Temperatur Werte im Bereich von 80 bis 100 MPa für ikosaedrisches Al-Pd-Mn und

Werte von 40 bis 57 MPa für die Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ in den Orientierungen der $A_{\parallel}$ und A_{45} (s. Abbildung 3.11 a). Die $A_{\perp}$ -Orientierung zeigt Fließspannungen im selben Bereich von 300 bis 400 MPa bei Temperaturen zwischen etwa 790 und 815 °C. Die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung besitzt in diesem Temperaturbereich Werte von etwa 40 bis 50 MPa, also ähnliche Werte wie in der $A_{\parallel}$ und A_{45} -Orientierung bei derselben Spannung. Auch die übrigen Werte der Dehnungsratenabhängigkeit der $A_{\perp}$ -Orientierung stimmen mit denen der $A_{\parallel}$ und A_{45} -Orientierung bei gleicher Spannung überein. Bei einer Auftragung der Werte der Dehnungsratenabhängigkeit der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ über der Spannung statt über der Temperatur fallen folglich die Werte der drei Orientierungen zusammen.

Die basic Co-Phase zeigt eine Fließspannung von etwa 350 MPa bei 860 °C in den beiden Orientierungen $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$. Die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung beträgt bei dieser Temperatur etwa 30 MPa in der $A_{\parallel}$ und 45 MPa in der $A_{\perp}$ -Orientierung. Aufgrund der wesentlich kleineren Fließspannung in der A_{45} -Orientierung kann für diese Orientierung kein Vergleich der Dehnungsratenabhängigkeit bei gleicher Spannung mit den beiden anderen Orientierungen durchgeführt werden. Die Fließspannungen der Orientierungen $A_{\parallel}$ und $A_{\perp}$ sind auch bei den anderen Temperaturen sehr ähnlich (s. Abbildung 3.7 b), die Dehnungsratenabhängigkeit ist jedoch bei gleicher Temperatur verschieden (Abbildung 3.11 b). Bei einer Auftragung der Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung der basic Co-Phase über der Spannung fallen die Werte der beiden Orientierungen also nicht zusammen, im Unterschied zur Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$.

Feuerbacher *et al.* (1997b) finden bei der Verformung des Czochralski-Einquasikristalls, der dieselben Beugungsbilder zeigt wie die Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, für die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung Werte im Bereich von 2,3 MPa bei einer Fließspannung von 20 MPa bis 34 MPa bei 200 MPa Fließspannung. Der Wert bei 200 MPa wurde bei 780 °C sowohl in der $A_{\parallel}$ als auch in der A_{45} -Orientierung gemessen. Er stimmt gut mit den Werten der Abbildung 3.11 a) überein.

Für die mittels der Bridgmanmethode hergestellten Proben der basic Co-Phase wurden aus den Relaxationen bei 890 °C für die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung Werte von 39 MPa in der $A_{\perp}$ - und 12,9 MPa in der A_{45} -Orientierung bestimmt. Diese stimmen gut mit den Werten des lösungsgezüchteten Materials überein. Aus den am Bridgman-Material durchgeführten Dehnungsratenwechseln ergibt sich ein Wert von $r_{\text{ex}} = 42$ MPa in der $A_{\perp}$ -Orientierung und ein mittlerer Wert von 19,8 bzw. 12,2 MPa in der A_{45} -Orientierung, je nachdem, ob die Spannungsdifferenz zur extrapolierten Spannung oder zum Gleichgewichtswert der Spannung bei der neuen Dehnungsrate zur Berechnung verwendet wird. Der Wert der $A_{\perp}$ -Orientierung und derjenige der A_{45} -Orientierung, der sich aus der Differenz zum Gleichgewichtswert der Spannung ergibt, stimmen gut mit den Werten aus den Relaxationen überein.

4. Mikrostrukturelle Untersuchungen

In diesem Kapitel wird die mikrostrukturelle Charakterisierung von verformten Proben und Referenzproben der dekalagonalen Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie vorgestellt. Es zeigt sich, daß in diesen Phasen wie auch in ikosaedrischen Quasikristallen die plastische Verformung durch einen Versetzungsmechanismus getragen wird. Allerdings werden in dekalagonalen Quasikristallen im Vergleich zu ikosaedrischen Quasikristallen Versetzungen mit deutlich weniger verschiedenen Burgersvektoren und Linienrichtungen beobachtet. Zur Untersuchung, welcher der beobachteten Versetzungstypen in den verschiedenen Orientierungen die Verformung trägt, wurden für jeden Versetzungstyp getrennt die Dichte der Versetzungen in verformten Proben bestimmt und mit den Versetzungsdichten in den Referenzproben verglichen. Während in den Hochtemperaturverformungen von ikosaedrischen Quasikristallen zumeist Versetzungen mit sowohl Gleit- als auch Kletterkomponenten beobachtet werden (Heggen 2000, Lange 2001), findet die plastische Verformung in dekalagonalen Quasikristallen der untersuchten Phasen je nach Orientierung durch einen reinen Gleitmechanismus, durch Versetzungsbewegung mit Gleit- und Kletterkomponente oder durch einen reinen Klettermechanismus statt. Ein solcher reiner Klettermechanismus wird auch bei hexagonalen Kristallen beobachtet, die wie dekalagonale Quasikristalle ebenfalls eine ausgezeichnete Achse besitzen.

Nach einer kurzen Einführung in einige Grundlagen über Versetzungen und die zu ihrer Untersuchung verwendeten transmissionselektronenmikroskopischen Techniken werden zunächst die experimentell beobachteten Versetzungstypen anhand von Beispielen studiert. Außerdem wird eine Versetzungsreaktion, die bei der plastischen Verformung eine wichtige Rolle spielt, analysiert. Im Anschluß werden typische Versetzungsanordnungen in den verformten Proben der verschiedenen Orientierungen betrachtet und die Ergebnisse der Versetzungsdichtebestimmung vorgestellt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen stellen den Ausgangspunkt für eine tiefere Diskussion des beobachteten plastischen Verhaltens auf dem Hintergrund der Theorie der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung und einer Klettertheorie dar, welche Inhalt des nächsten Kapitels ist.

4.1 Experimentelle Methoden

4.1.1 Probenpräparation und Transmissionselektronenmikroskope

Aus den verformten Proben wurden mit einer Fadensäge Scheiben in unterschiedlicher Richtung zur Druckachse geschnitten, die für die Untersuchung im Transmissionselektronenmikroskop präpariert wurden. Zur Dünnung der Proben wurde das Verfahren des elektrochemischen Ätzens mit dem Gerät TENUPOLE der Firma STRUERS angewandt. Als Ätzmittel wurde eine Mischung aus Salpetersäure (HNO_3) und Methanol im Verhältnis 1:2 bei einer Temperatur von -42°C verwendet. Die Scheiben des verformten Materials wurden zunächst auf eine Dicke von etwa $80\text{ }\mu\text{m}$ geschliffen. Eine Seite der Probe wurde zusätzlich poliert. Die geschliffene Probe wurde mit der polierten Seite nach unten auf einen Messingring mit einem Innendurchmesser von 1 mm geklebt, der zum Einbau in den Probenhalter des Elektronenmi-

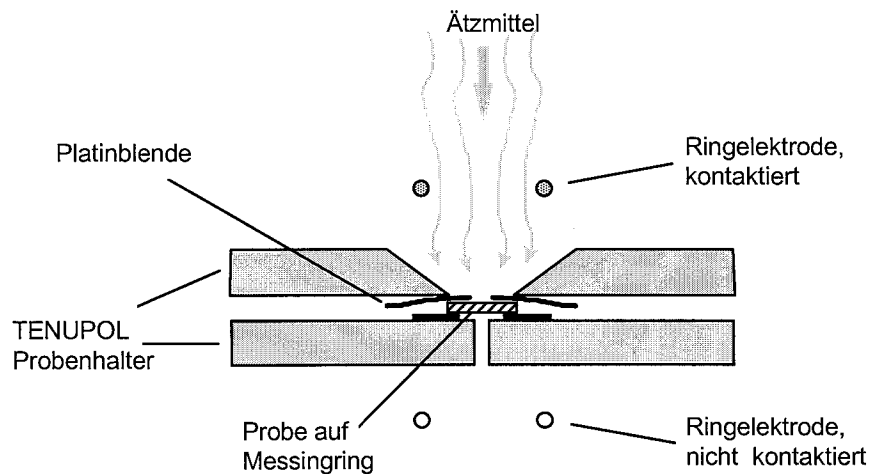


Abb. 4.1: Elektronenmikroskopische Probe bei der Dünnung im TENUPO-L-Probierhalter. Die Platinblende deckt den Messingring ab, damit dieser vom Ätzmittel nicht erreicht wird.

kroskops vorgesehen ist. Die Probe mit dem Ring wurde unter Verwendung einer Platinblende so in den Probenhalter des TENUPO-L-Gerätes eingebaut, daß der aufgeklebte Messingring entgegen der Richtung der Ätzmitteldüse zeigt (s. Abbildung 4.1). Der Durchmesser der Platinblende ist so klein gewählt, daß die Blende mit der Probe abschließt, und der Ätzmittelfluß den Messingring nicht erreichen kann. Von den beiden Elektroden auf beiden Seiten des Probenhalters wurde nur die Elektrode zwischen der Ätzmitteldüse und dem Probenhalter kontaktiert, um ein Anätzen des Messingrings möglichst zu vermeiden. Die elektrochemische Dünnung wurde mit einer Spannung von 16 V bei einer Stromstärke von etwa 100 mA und einer Einstellung für die Fließgeschwindigkeit des Ätzmittels (flow rate) von etwa 3 Skalenteilen vorgenommen.

Die auf diese Weise präparierten Proben besitzen große durchstrahlbare Bereiche. Bei zu geringen Dicken der Probe im durchstrahlbaren Bereich kommt es zu starken Biegungen der Probenfolie, was die Untersuchung im Transmissionselektronenmikroskop erheblich erschwert.

Die mikrostrukturellen Untersuchungen wurden in den Geräten 2000 EX und 4000 FX der Firma JEOL bei einer Beschleunigungsspannung von 200 kV durchgeführt. Es wurden die Betriebsmoden der Hell- und Dunkelfeldabbildung und der Elektronenbeugung benutzt. Bei dem Modell 4000 FX ist zusätzlich die Verwendung eines konvergenten Elektronenstrahls möglich, der es erlaubt, die Methode der konvergenten Elektronenbeugung zur Untersuchung der Verzerrungsfelder von Versetzungen anzuwenden.

4.1.2 Theoretische Grundlagen und Meßverfahren

Versetzungen

Versetzungen stellen eindimensionale Gitterbaufehler dar. Sie lassen sich im kristallinen Gitter am einfachsten durch den sogenannten Volterra-Prozeß konstruieren (Abbildung 4.2). Aus dem idealen Gitter (Abbildung 4.2 a) wird eine atomare Halbebene entfernt (Abbildung 4.2 b). Anschließend führt man das Gitter wieder zusammen und läßt es elastisch relaxieren (Abbildung 4.2 c). Am Ende der verbleibenden Halbebene ist ein linienartiger Defekt entstanden.

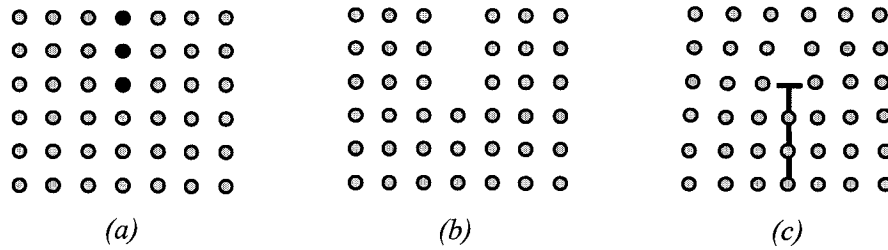


Abb. 4.2: Volterra-Konstruktion einer Stufenversetzung in einem Kristall.

den. In größerer Entfernung von diesem Defekt ist das Gitter unverändert. In der Nähe des Versetzungsdefektes jedoch ist das Gitter relaxiert, was in einem Verzerrungsfeld $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ um den Versetzungskern herum resultiert. Das Verzerrungsfeld $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ beschreibt die Verschiebung $\mathbf{u}$ eines jeden Gitterpunktes aus seiner Position $\mathbf{r}$ im ungestörten Gitter. Die Position im gestörten Gitter, $\mathbf{r}'$, ergibt sich dann gemäß

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{u}(\mathbf{r}). \quad (4.1)$$

Die Linienrichtung der Versetzung ist definiert als diejenige Richtung, entlang derer sich das Verzerrungsfeld nicht ändert. Das Verzerrungsfeld der Versetzung wird charakterisiert durch den Burgersvektor $\mathbf{b}$ (Burgers 1940), der durch das Integral

$$\mathbf{b} = \oint_C d\mathbf{u} \quad (4.2)$$

auf einem geschlossenen Umlauf C um den Versetzungskern definiert ist. In elastisch isotropen Materialien liegt die Hauptkomponente des Verzerrungsfeldes parallel zum Burgersvektor. In Abbildung 4.2 liegt der Burgersvektor der Versetzung senkrecht zur Linienrichtung. Es handelt sich somit um eine Stufenversetzung. Versetzungen, bei denen der Burgersvektor parallel zur Linienrichtung ist, werden als Schraubenversetzungen bezeichnet. Für ein tiefergehendes Verständnis von Versetzungen und ihren Eigenschaften sei der Leser auf die einschlägige Literatur verwiesen (z.B. Hull und Bacon 1984).

Im Fall der Quasikristalle wird die Volterra-Konstruktion der Versetzung im periodischen Hypergitter durchgeführt (Kléman 1988). Das Verzerrungsfeld ist dann ebenfalls im höherdimensionalen Raum definiert. Es besitzt Komponenten im physikalischen und senkrechten Raum,

$$\mathbf{U}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\parallel}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}_{\perp}(\mathbf{r}), \quad (4.3)$$

die als Phonon- bzw. Phasonkomponente des Verzerrungsfeldes bezeichnet werden. Der Burgersvektor der Versetzung ist analog zu (4.2) als

$$\mathbf{B} = \oint_C d\mathbf{U} \quad (4.4)$$

definiert. Er besitzt ebenfalls Komponenten im physikalischen und senkrechten Raum:

$$\mathbf{B} = \mathbf{b}_{\parallel} + \mathbf{b}_{\perp}. \quad (4.5)$$

In dekalonen Quasikristallen besitzt der Burgersvektor je nach der Dimension des verwendeten Indizierungssystems eine fünf- oder sechsdimensionale Darstellung. In dieser Arbeit werden die experimentell bestimmten Burgersvektoren in beiden Indizierungssystemen angegeben.

Plastische Verformung durch Versetzungsbewegung

Versetzungen stellen bei der Verformung kristalliner Materialien vielfach Träger der plastischen Verformung dar. Sie bewegen sich unter dem Einfluß einer äußeren Kraft und bewirken so eine Formänderung des Materials. Dies sei im folgenden genauer betrachtet.

In den meisten Fällen wird die plastische Verformung eines Werkstoffes durch das Verschieben zweier benachbarter Netzebenen gegeneinander bewirkt. Diese Verschiebung geschieht nicht durch eine gleichzeitige starre Bewegung aller Atome einer Netzebene, sondern durch die Bewegung von Versetzungen, welche die Abgleitung der Netzebene vorwärtstragen. Hat sich eine Versetzung vollständig durch den Kristall bewegt, so sind die beiden Netzebenen um den Betrag des Burgersvektors der Versetzung gegeneinander versetzt. Der Burgersvektor, eingeführt zur Beschreibung des Verzerrungsfeldes der Versetzung, besitzt in diesem Zusammenhang die Funktion eines elementaren Gleitschrittes. Die Bewegung der Versetzung wird durch eine äußere Spannung hervorgerufen, die mit einer Kraft $\mathbf{K}$ auf die Versetzung senkrecht zu der Versetzungslinie wirkt,

$$\mathbf{K} = (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{b}) \times \mathbf{l} \quad (4.6)$$

(Peach-Köhler-Kraft). Hierbei bezeichnen $\mathbf{b}$ den Burgersvektor und $\mathbf{l}$ die Linienrichtung der Versetzung und $\boldsymbol{\sigma}$ das Spannungsfeld am Ort der Versetzung. Bei der Abgleitung bewegt sich die Versetzung in der Ebene, die durch die Linienrichtung und den Burgersvektor aufgespannt wird. Diese wird als Gleitebene bezeichnet. Die Normale $\mathbf{n}$ der Gleitebene ist folglich durch

$$\mathbf{n} = \mathbf{l} \times \mathbf{b} \quad (4.7)$$

gegeben. Diese definiert zusammen mit der Gleitrichtung der Versetzung das sogenannte Gleitsystem. Durch die Angabe des Gleitsystems ist der Beitrag einer gleitenden Versetzung zur Formänderung des Materials vollständig bestimmt. Für jedes Gleitsystem läßt sich der sogenannte Schmidfaktor m_s angeben, der das Verhältnis der in der Gleitebene an der Versetzung angreifenden Schubspannung τ zur äußeren Spannung σ angibt,

$$\tau = m_s \sigma. \quad (4.8)$$

Der Schmidfaktor ist durch die Lage der Gleitebenennormale und der Gleitrichtung bezüglich der Richtung der äußeren Kraft gegeben und beträgt

$$m_s = \cos \phi \cos \lambda, \quad (4.9)$$

wobei ϕ und λ die Winkel zwischen der Druckrichtung und der Richtung der Gleitebenennormale bzw. zwischen der Druckrichtung und der Gleitrichtung bezeichnen (s. Abbildung 4.3 a). Die Bewegung von Versetzungen eines Gleitsystems entlang ihrer Gleitebene führt zu einer plastischen Verformung der Probe mit einer Dehnungsrate

$$\dot{\epsilon}_{\text{plast}} = m_s \rho b v, \quad (4.10)$$

wobei ρ die Dichte der mobilen Versetzungen, b der Betrag des Burgersvektors und v ihre

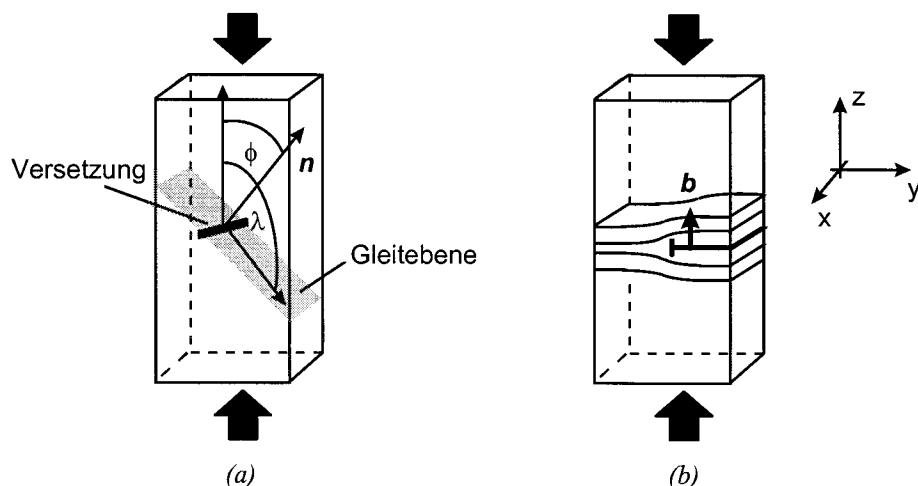


Abb. 4.3: Plastische Verformung durch einen Gleit- (a) und einen Kletterprozeß (b).
 (a) Die Versetzung bewegt sich entlang der Gleitebene in Pfeilrichtung.
 (b) Die Versetzung bewegt sich senkrecht zu ihrem Burgersvektor in positive y -Richtung.

mittlere Geschwindigkeit bedeuten. Diese als Orowan-Gleichung bezeichnete Gleichung stellt die Beziehung zwischen einer der wichtigsten makroskopischen Meßgrößen, der plastischen Dehnungsrate $\dot{\epsilon}_{\text{plast}}$, und den mikroskopischen Größen ρ und v dar.

Im allgemeinen Fall wird die Verformung durch mehrere Gleitsysteme getragen. Bezeichnet v_i die mittlere Geschwindigkeit der Versetzungen des Gleitsystems i , b_i den Betrag ihres Burgersvektors, ρ_i die Dichte dieser Versetzungen und $m_s^{(i)}$ den Schmidfaktor des Gleitsystems, so beträgt die plastische Dehnungsrate insgesamt

$$\dot{\epsilon}_{\text{plast}} = \sum_i m_s^{(i)} \rho_i b_i v_i, \quad (4.11)$$

wobei die Summe über alle Gleitsysteme zu nehmen ist. Zur Vereinfachung wird allerdings auch in diesem Fall häufig die Gleichung (4.10) benutzt. Die Werte für m_s , v und b sind dann als Mittelwerte über alle Gleitsysteme zu verstehen und ρ ist die gesamte mobile Versetzungsdichte.

Neben der Verformung durch Abgleitung gibt es noch eine weitere Möglichkeit, die plastische Verformung durch eine Versetzungsbewegung zu tragen. Dabei bewegt sich die Versetzung nicht parallel zu ihrem Burgersvektor, sondern senkrecht dazu. Diese als Klettern bezeichnete Versetzungsbewegung kann sehr effektiv zur Verformung beitragen, wenn der Burgersvektor der Versetzung parallel zur Druckrichtung liegt (s. Abbildung 4.3 b). Die Versetzungslinie liegt in der Abbildung senkrecht zur Zeichenebene. Auf diese Versetzung wirkt nach (4.6) eine Kraft in y -Richtung, wenn man annimmt, daß am Ort der Versetzung nur eine Normalspannung in z -Richtung wirkt. Diese Kraft versucht, die Versetzung parallel zur y -Richtung, also senkrecht zu ihrem Burgersvektor hinauszubewegen, wodurch sich die Probe verkürzt. Die Kletterbewegung einer Versetzung ist allerdings im Gegensatz zum Gleiten ein nichtkonservativer Prozeß, der mit atomarer Diffusion verbunden ist. Leerstellen bewegen sich auf die Versetzung zu und lagern sich an der Versetzungslinie an, wodurch sich die Versetzungslinie in der Abbildung in positive y -Richtung verschiebt. Die Kletterbewegung von Versetzungen mit Burgersvektoren wie in Abbildung 4.3 b) führt zu einer plastischen Verformung mit der Dehnungsrate

$$\dot{\epsilon}_{\text{plast}} = \rho b v_K, \quad (4.12)$$

wenn v_K die Klettergeschwindigkeit bezeichnet (Poirier 1985). Diese Gleichung ist völlig analog zu Gleichung (4.10). Allerdings liegt der Burgersvektor in Druckrichtung, weshalb hier kein Schmidfaktor auftritt.

Abbildung von Versetzungen und Bestimmung der Richtung von Burgersvektoren

Zur Abbildung der Versetzungen in Quasikristallen im Elektronenmikroskop wird wie bei kristallinen Materialien die Elektronenbeugung ausgenutzt. Im Bereich des Verzerrungsfeldes der Versetzung ist lokal die Beugungsbedingung geändert, was die Möglichkeit gibt, die Versetzung durch einen Beugungscontrast abzubilden. Dazu wird die Probe im Elektronenmikroskop so orientiert, daß neben dem durchgehenden Strahl im wesentlichen nur ein abgebeugter Strahl im Elektronenbeugungsbild sichtbar ist. In dieser als Zweistrahlfall bezeichneten Orientierung ist die Bragg-Bedingung für die Beugung der Elektronen für nur einen reziproken Gittervektor erfüllt. Durch Setzen der Objektivenblende läßt sich einer der beiden Strahlen, der durchgehende oder der abgebeugte, zur Abbildung der Probe selektieren. Wählt man den durchgehenden Strahl, so sieht man den durchstrahlten Probenbereich in einem Hellfeldcontrast, wird der abgebeugte Strahl gewählt, spricht man von einem Dunkelfeldcontrast. Im Hellfeldbild erscheinen Probenbereiche, in denen die Bragg-Bedingung exakt erfüllt ist, als

dunkel, da die entsprechende Intensität ausgeblendet wird. Ist die Bragg-Bedingung im Verzerrungsfeld einer Versetzung exakt erfüllt, im umgebenden, ungestörten Probenbereich jedoch nicht, so erscheint die Versetzungslinie im Hellfeldbild als dunkle Linie auf hellem Grund. In der entsprechenden Dunkelfeldabbildung erscheint die Versetzungslinie als helle Linie auf dunklem Grund. In der Zweistrahlfall-Orientierung lassen sich also Versetzungen und Versetzungsanordnungen abbilden. Bezeichnet $\mathbf{k}_0$ den Wellenvektor des einfallenden Elektronenstrahls, $\mathbf{k}$ den des ausfallenden Strahls und $\mathbf{g}$ den zur Abbildung benutzten reziproken Gittervektor, so ist die Abweichung von der exakten Bragg-Bedingung gegeben durch

$$\mathbf{s} = (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) - \mathbf{g}. \quad (4.13)$$

Diese wird als Anregungsfehler bezeichnet. Bei großem Anregungsfehler ist nur in unmittelbarer Nähe des Versetzungskerns, dort wo die Netzebenen stark verkippt sind, die Bragg-Bedingung erfüllt. Der Versetzungscontrast ist dann bei der Abbildung eng begrenzt. Dies wird bei der sogenannten *weak beam*-Abbildung ausgenutzt, bei der die Versetzung im Dunkelfeldmodus mit einem sehr hohen Anregungsfehler abgebildet wird. Diese Technik kann zur Untersuchung benutzt werden, ob eine Versetzung gegebenenfalls in zwei Partialversetzungen mit kleiner Aufspaltungsweite aufgespalten ist.

Zur Untersuchung der Richtung des Verzerrungsfeldes wird die Versetzung mit verschiedenen reziproken Gittervektoren im Zweistrahlfall abgebildet. Bei bestimmten reziproken Gittervektoren wird dabei eine Auslöschung des Versetzungscontrastes beobachtet. In einem solchen Fall prägt das Verzerrungsfeld der Versetzung den Elektronenwellen im Vergleich zum ungestörten Bereich keine zusätzliche Phasenverschiebung auf. Bei Kristallen kann daraus sofort geschlossen werden, daß der zur Abbildung benutzte reziproke Gittervektor $\mathbf{g}$ zum Vektor des Verzerrungsfeldes $\mathbf{u}$ orthogonal ist, d.h. es gilt

$$\mathbf{g} \mathbf{u} = 0. \quad (4.14)$$

Wenn das Verzerrungsfeld parallel zum Burgersvektor der Versetzung liegt, folgt

$$\mathbf{g} \mathbf{b} = 0. \quad (4.15)$$

Durch die Ermittlung von mindestens zwei reziproken Gittervektoren $\mathbf{g}$, für die der Versetzungscontrast ausgelöscht ist, ist die Richtung des Burgersvektors eindeutig bestimmt. Sie ist gegeben durch das Kreuzprodukt dieser beiden reziproken Gittervektoren.

Bei Quasikristallen folgt aus der Auslöschung des Versetzungscontrastes, daß die höherdimensionalen Vektoren zueinander orthogonal sind,

$$\mathbf{G} \mathbf{U} = 0 \quad (4.16a)$$

(Wollgarten *et al.* 1991). Diese Gleichung läßt sich umschreiben zu

$$\mathbf{g}_{\parallel} \mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{g}_{\perp} \mathbf{u}_{\perp} = 0, \quad (4.16b)$$

wobei die Vektoren $\mathbf{g}_{\parallel}$ und $\mathbf{u}_{\parallel}$ die Phononanteile und $\mathbf{g}_{\perp}$ und $\mathbf{u}_{\perp}$ die Phasonanteile der höherdimensionalen Vektoren $\mathbf{G}$ und $\mathbf{U}$ darstellen. Die Gleichung wird einerseits erfüllt, wenn beide Summanden einzeln verschwinden, d.h. für $\mathbf{g}_{\parallel} \mathbf{u}_{\parallel} = \mathbf{g}_{\perp} \mathbf{u}_{\perp} = 0$. In diesem Fall, der als starke Auslöschungsbedingung (*strong extinction condition*, SEC) bezeichnet wird, beobachtet man Auslöschung für alle Reflexe der systematischen Reihe. Dieser Fall entspricht der Auslöschung bei kristallinen Materialien. Zusätzlich kann bei Quasikristallen auch bei $\mathbf{g}_{\parallel} \mathbf{u}_{\parallel} \neq 0$ der Versetzungscontrast ausgelöscht sein, wenn die Phononkomponente durch die Phasonkomponente kompensiert wird, wenn also gilt $\mathbf{g}_{\parallel} \mathbf{u}_{\parallel} = -\mathbf{g}_{\perp} \mathbf{u}_{\perp}$. In diesem als schwache Auslöschungsbedingung (*weak extinction condition*, WEC) bezeichneten Fall führt nur ein Reflex der systematischen Reihe zu einer Kontrastauslöschung.

Auch bei Quasikristallen gelten die Gleichungen (4.16) ebenso für den Burgersvektor $\mathbf{B}$ und die Komponenten $\mathbf{b}_{\parallel}$ und $\mathbf{b}_{\perp}$, wenn das Verzerrungsfeld $\mathbf{U}$ durch den Burgersvektor charakterisiert werden kann. Findet man zwei SEC und eine WEC, so läßt sich die Richtung des Burgersvektors im höherdimensionalen Raum bestimmen. Die vorgestellte Beugungstheorie für Quasikristalle (Wollgarten *et al.* 1991) wurde in ikosaedrischen Quasikristallen erfolgreich

bei der experimentellen Bestimmung von Burgersvektoren angewandt. Ihre Anwendung auf zweidimensionale Quasikristalle wurde von Wittmann *et al.* (1995) diskutiert. Gleichung (4.16b) läßt sich in diesem Fall schreiben als

$$\mathbf{g}_{\parallel}\mathbf{u}_{\parallel} + \mathbf{g}_{\perp}\mathbf{u}_{\perp} + \mathbf{g}_p\mathbf{u}_p = 0, \quad (4.17)$$

wobei der Index p die Komponente der Vektoren in periodischer Richtung und die Indizes $\parallel$ und $\perp$ die Komponenten des quasiperiodischen Anteils im physikalischen und orthogonalen Raum bezeichnen. Die Komponenten $\mathbf{g}_{\parallel}\mathbf{u}_{\parallel}$ und $\mathbf{g}_p\mathbf{u}_p$ lassen sich zusammenfassen und stellen in der Summe den Anteil des Skalarproduktes im physikalischen Raum dar.

Der experimentelle Nachweis der Anwendung der Beugungstheorie auf zweidimensionale Quasikristalle steht bislang noch aus. Er wird in Kapitel 6 in den Untersuchungen der basic Ni-Phase gegeben. Bei den beiden Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co tritt das Problem auf, daß die Abbildung im Hell- und Dunkelfeldmodus sehr schlecht ist und einen störenden Untergrund zeigt, wenn ein Reflex mit quasiperiodischer Komponente verwendet wird. Dieses schlechte Abbildungsverhalten ist beispielsweise in den Abbildungen 4.7 b), d) und f) zu erkennen, wo ein quasiperiodischer Reflex zur Abbildung benutzt wird. Es ist eine Folge der strukturellen Unordnung dieser Phasen und der damit verbundenen diffusen Streuung. Bei der basic Ni-Phase, welche eine nahezu perfekte dekadagonale Phase darstellt, bei der keine diffuse Streuung beobachtet wird, tritt dieses Problem nicht auf. Hier zeigen Abbildungen mit einem quasiperiodischen Reflex wie auch mit einem periodischen Reflex ein einwandfreies Abbildungsverhalten, wie beispielsweise die perfekten ikosaedrischen Quasikristalle der Systeme Al-Pd-Mn oder Zn-Mg-Dy.

Bei der Bestimmung der Burgersvektoren durch Kontrastauslöschungsexperimente tritt in dekadagonalen Quasikristallen ein zusätzliches Problem auf. Die Auslöschung des Versetzungskontrastes ist möglicherweise nicht vollständig, da aufgrund der Anisotropie der Struktur dekadagonaler Quasikristalle der Vektor des Verzerrungsfeldes nicht immer parallel zum Burgersvektor verläuft. Dieses Problem und das schlechte Abbildungsverhalten machen die Bestimmung des Burgersvektors durch Kontrastauslöschungsuntersuchungen in Proben der Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co in der Praxis unmöglich. Die Burgersvektoren wurden in diesen Proben mit Hilfe der Methode der konvergenten Elektronenbeugung bestimmt, welche im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Diese besitzt gegenüber der Kontrastauslöschungsmethode außerdem den Vorteil, daß mit ihr nicht nur die Richtung, sondern auch der Betrag des Burgersvektors bestimmt werden kann. In Proben der basic Ni-Phase hingegen konnte aufgrund des einwandfreien Abbildungsverhaltens dieser Phase die Methode der Kontrastauslöschung mit Erfolg angewendet werden. Es wurden SEC- und WEC-Auslöschungen beobachtet, woraus sich die Richtung des Burgersvektors im höherdimensionalen Raum bestimmen ließ (s. Kapitel 6).

Die Methode der konvergenten Elektronenbeugung

Bei der konvergenten Elektronenbeugung (*convergent beam electron diffraction*, CBED) wird die Probe nicht mit einer einzigen ebenen Welle mit Wellenvektor $\mathbf{k}_0$, sondern mit einem Strahlenbündel aus ebenen Wellen mit Wellenvektoren $\mathbf{k}'$, die in einem Winkelbereich α liegen, beleuchtet. Ist für einen dieser Strahlen die Bragg-Bedingung erfüllt, so wird er gebeugt und die entsprechende Intensität fehlt im durchgehenden Strahl. Die Verhältnisse sind in Abbildung 4.4 in einem zweidimensionalen Schnitt durch den reziproken Raum dargestellt. Von den im Winkelbereich α einfallenden Strahlen sind nur die Ewaldkugeln der beiden äußeren Strahlen und des mittleren gestrichelt eingezeichneten Strahls dargestellt. Die gestrichelt eingezeichnete Ewaldkugel schneidet den reziproken Gitterpunkt zum Vektor $\mathbf{g}_{hkl}$ der nullten Lauezone (*zero order Laue zone*, ZOLZ). Der zugehörige gestrichelt eingezeichnete

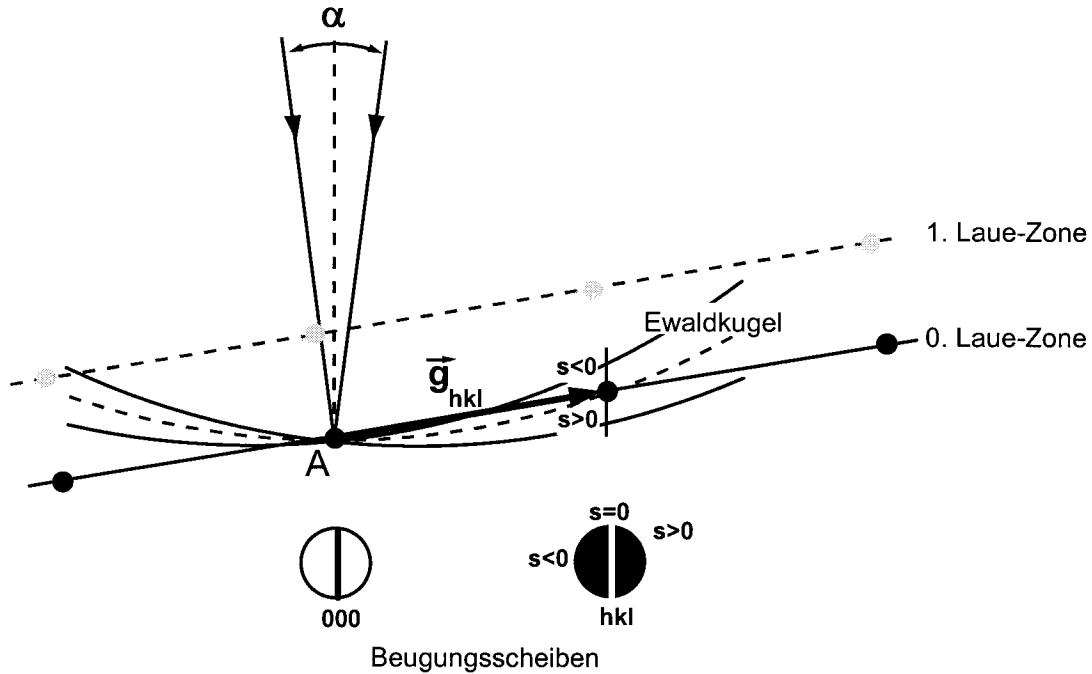


Abb. 4.4: Ewaldkonstruktion bei der konvergenten Elektronenbeugung.

Strahl erfüllt also die Bragg-Bedingung und wird gebeugt. Bei einer dreidimensionalen Betrachtung des Problems erfüllen alle einfallenden Strahlen des Strahlenkegels, die unter demselben Winkel zu den Gitterebenen einfallen wie der eingezeichnete Strahl, ebenfalls die Bragg-Bedingung. Diese Strahlen fehlen im durchgehenden Strahlenbündel, was zu einer dunklen Linie in der Scheibe 000 führt. In der zum reziproken Gittervektor $\mathbf{g}_{hkl}$ gehörenden Beugungsscheibe beobachtet man eine helle Linie an derjenigen Stelle, die dem Anregungsfehler $s=0$ entspricht. Schnitte der Ewaldkugel mit höheren reziproken Gitterebenen, sogenannte höhere Laue Zonen (*higher order Laue zones*, HOLZ) führen zu Linien, die man als HOLZ-Linien bezeichnet.

Die Methode der konvergenten Elektronenbeugung lässt sich teilweise mit kleinen Modifikationen auf verschiedene Problemstellungen anwenden. Eine Übersicht über die verschiedenen Möglichkeiten findet der Leser bei Tanaka *et al.* (1988a,b). Mit Hilfe der sogenannten *defocused* CBED-Methode lassen sich Verzerrungsfelder in kristallinen Materialien untersuchen (Tanaka *et al.* 1980, Carpenter und Spence 1982). Bei dieser Modifikation liegt der Fokus des Strahlenbündels (*crossover*) nicht in der Probenebene, sondern darunter oder darüber (s. Abbildung 4.5). Dadurch ist eine bestimmte Strahlrichtung des einfallenden Strahlenbündels mit einem bestimmten Punkt des durchstrahlten Probenbereichs verknüpft. Liegt im durchstrahlten Probenbereich eine Versetzung, so ändert sich aufgrund des Verzerrungsfeldes der Versetzung die Bragg-Bedingung in diesem Bereich von Punkt zu Punkt. Der Anregungsfehler des gestörten Gitters s' ist gegeben durch

$$s' = s + \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}), \quad (4.18)$$

wobei s der Anregungsfehler des ungestörten Gitters und $\mathbf{g}$ der zur betrachteten Beugungsscheibe gehörige reziproke Gittervektor ist. $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ ist der Vektor des Verzerrungsfeldes im Punkt $\mathbf{r}$ der Probe, durch den der zum Anregungsfehler s gehörende Strahl verläuft. Die Änderung der Beugungsbedingungen im Verzerrungsfeld einer Versetzung führt zu einer Aufspaltung der ZOLZ- oder HOLZ-Linien, wenn die Bedingung $\mathbf{g} \cdot \mathbf{b} \neq 0$ erfüllt ist (Carpenter und Spence 1982). In der 000- und hkl -Scheibe der Abbildung 4.5 ist eine zweifache Aufspaltung dargestellt. Cherns und Preston (1986) zeigten, daß die Zahl n der Aufspaltungen über

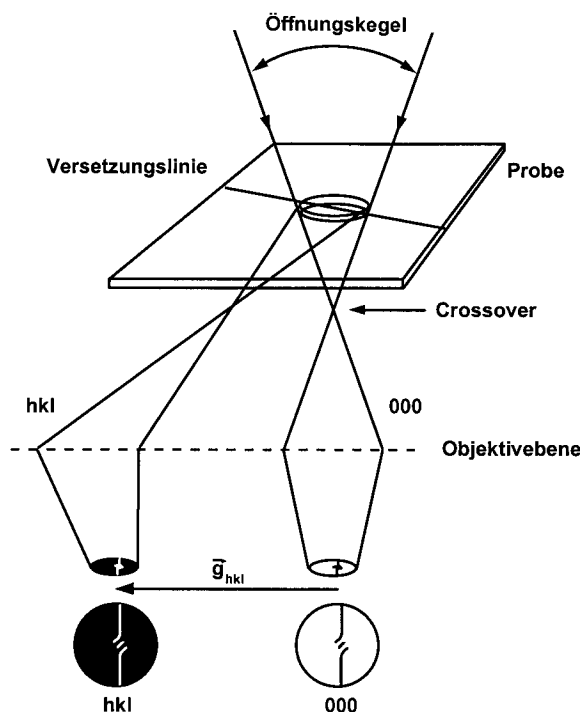


Abb. 4.5: Strahlengang in der Geometrie der defocused CBED.

$$|\mathbf{g} \mathbf{b}| = n \quad (4.19)$$

mit dem reziproken Gittervektor und dem Burgersvektor der Versetzung verknüpft ist. Eine dynamische Theorie der Elektronenbeugung für Quasikristalle (Wang und Chen 1987) führt zu der verallgemeinerten Cherns-Preston-Regel

$$|\mathbf{G} \mathbf{B}| = n \quad (4.20)$$

für Versetzungen in Quasikristallen. Für das Vorzeichen von n gilt folgende Regel: Sei $\mathbf{u}$ die Richtung der Versetzungslinie und $\mathbf{c}$ der Vektor, der von der Probe zum *crossover* des Strahlenbündels zeigt, so ist n positiv, wenn die ZOLZ- bzw. HOLZ-Linie aus der Richtung von $\mathbf{u} \times \mathbf{c}$ gesehen in Richtung des abgelenkten Strahls verläuft und negativ, wenn sie vom abgelenkten Strahl weg verläuft. Eine ausführliche Darstellung der Anwendung der *defocused* CBED-Methode auf die Untersuchung von Verzerrungsfeldern in Quasikristallen findet der Leser bei Wang (2000).

Zur Bestimmung des Burgersvektors müssen für mehrere linear unabhängige reziproke Gittervektoren $\mathbf{G}_i$ die Zahl der Linienaufspaltungen n_i gezählt werden. Der Burgersvektor ergibt sich dann durch Lösen des Gleichungssystems

$$\mathbf{G}_i \mathbf{B} = n_i. \quad (4.21)$$

Im sechsdimensionalen Indizierungssystem werden sechs, im fünfdimensionalen System fünf linear unabhängige Bedingungen dieser Art benötigt. In der Praxis wurden meistens deutlich mehr Bedingungen ermittelt, um die Richtigkeit der Ergebnisse durch Aufnahme redundanter Information zu prüfen. Die CBED-Methode besitzt damit den Vorteil, daß sie sichere und eindeutige Ergebnisse liefert. Sie ist jedoch nur auf ausgewählte Versetzungen anwendbar. Diese müssen sich in einem Bereich mittlerer Probendicke befinden, da sonst keine ZOLZ- oder HOLZ-Linien beobachtbar sind. Es darf außerdem keine zweite Versetzung in unmittelbarer Nähe der zu untersuchenden Versetzung liegen, da dies durch die Überlagerung der Verzerrungsfelder zu nicht eindeutigen Ergebnissen führt. Hingegen stellen Stapelfehler, die sich an die zu untersuchende Versetzung anschließen, in den meisten Fällen kein Problem dar. Die Stapelfehler führen zu einer Aufweitung der ZOLZ- oder HOLZ-Linien (Tanaka *et al.*

1988a,b, Wang und Wen 1989), die in den meisten Fällen von der durch die Versetzung hervorgerufene Aufspaltung unterschieden werden kann.

Bestimmung der Versetzungsdichte

Die Versetzungsdichte ρ ist definiert als das Verhältnis der gesamten Linienlänge l aller Versetzungen in einer Probe zum Volumen V der Probe,

$$\rho = \frac{l}{V}. \quad (4.22)$$

Sie stellt einen bedeutenden mikrostrukturellen Parameter bei der plastischen Verformung durch einen Versetzungsmechanismus dar. Die Versetzungsdichte läßt sich näherungsweise aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen bestimmen. Allerdings tritt bei dieser Methode ein prinzipielles Problem auf, da aus elektronenmikroskopischen Aufnahmen nur der projizierte Verlauf der Versetzungslinien bekannt ist und die wahre Linienlänge unbekannt bleibt. Darüberhinaus ist das Ausmessen der projizierten Länge im elektronenmikroskopischen Negativ sehr mühsam, da viele Aufnahmen ausgewertet werden müssen, um den statistischen Fehler bei der Versetzungsdichtebestimmung möglichst gering zu halten. In zwei Spezialfällen ist die Bestimmung der Versetzungsdichte jedoch besonders einfach: Entweder wenn nur eine Versetzungslinienrichtung auftritt oder wenn so viele verschiedene Linienrichtungen mit etwa gleicher Häufigkeit vorkommen, daß eine isotrope Verteilung der Versetzungslinien angenommen werden kann. In beiden Fällen läßt sich die Versetzungsdichte dann durch Auszählen der Durchstoßpunkte der Versetzungslinien mit den Probenoberflächen (Durchstoßpunktmethode) oder durch Auszählen der Schnittpunkte mit einer in das elektronenmikroskopische Negativ gelegten Linie bestimmen. Bei etwa isotroper Verteilung der Versetzungslinien ergibt die Durchstoßpunktmethode

$$\rho = \frac{N_D}{A} \quad (4.23)$$

(Ham und Sharpe 1961), wobei N_D die Anzahl der Durchstoßpunkte mit beiden Probenoberflächen und A die Fläche des betrachteten Probenbereichs bezeichnet. Die Schnittpunktmethode besitzt den Nachteil, daß zusätzlich die Dicke der elektronenmikroskopischen Probe im betrachteten Bereich bekannt sein muß. Ist N_s die Anzahl der Schnittpunkte der Versetzungen mit einer Zähllinie im Negativ, L die dieser Linie entsprechende Länge in der Mikroskoprobe und t die Probendicke, so gilt

$$\rho = 2 \frac{N_s}{L t} \quad (4.24)$$

(Ham 1961). Statt einer Linie wird häufig ein beliebiger Linienzug verwendet. L ist dann die gesamte Länge des Linienzuges.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten dekalagonalen Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co wurden Versetzungen mit zwei Sorten von Linienrichtungen beobachtet: Versetzungen mit Linienrichtung parallel zur zehnzähligen Achse und solche mit Linienrichtung senkrecht oder nahezu senkrecht dazu. Letzte liegen parallel oder nahezu parallel zu den D2-Richtungen. In beiden Fällen ist die Bestimmung der Versetzungsdichte einfach: im ersten Fall, da nur eine Linienrichtung vorkommt und im zweiten Fall, da die Verteilung der Versetzungslinien in der Ebene senkrecht zur zehnzähligen Achse aufgrund der hohen Symmetrie in dieser Ebene als isotrop angenommen werden kann. Zur Bestimmung der Versetzungsdichte wurden unabhängig von der Orientierung der Druckprobe elektronenmikroskopische Proben präpariert, die um 45° zur zehnzähligen Achse in Richtung der P2-Achse geneigt sind. Die Proben wurden im Elektronenmikroskop um 45° zum Elektronenstrahl gekippt und in Richtung der P2-Achse betrachtet. Hier läßt sich sowohl ein quasiperiodischer als auch ein periodischer Reflex anre-

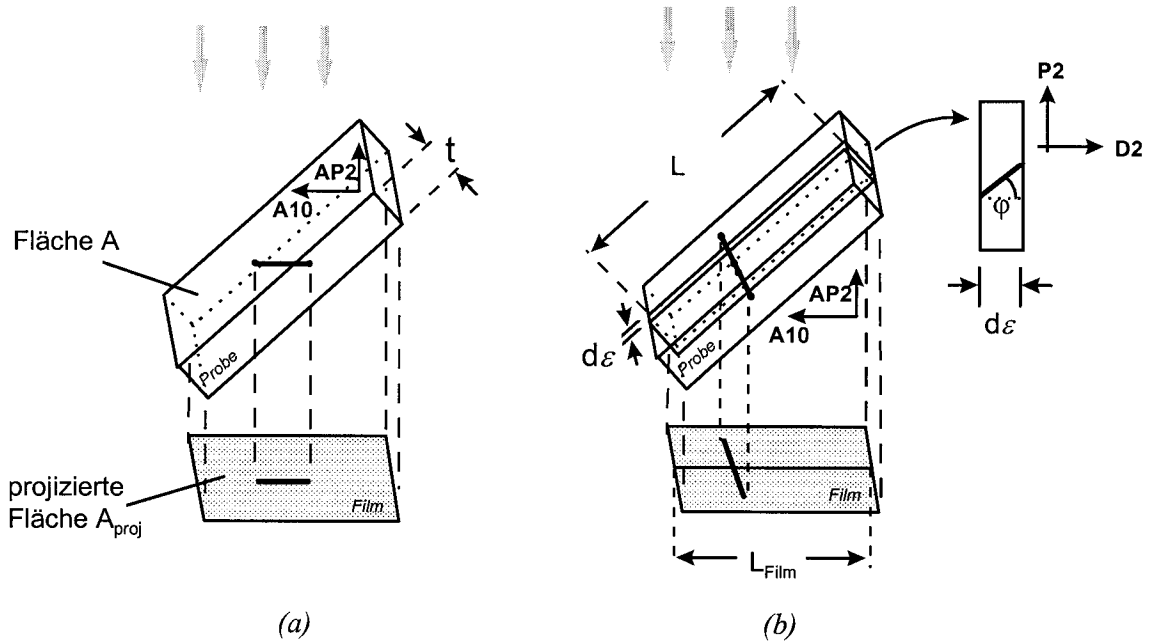


Abb. 4.6: Zur Bestimmung der Dichte von Versetzungen mit Linienrichtung parallel (a) und senkrecht (b) zur zehnzähligen Achse: Lage der Mikroskopprobe, der Versetzungslinie und des Films zueinander.

gen. So war es möglich, durch das beobachtete Kontrastverhalten der Versetzungen die verschiedenen auftretenden Burgersvektortypen der Versetzungen zu unterscheiden und die Versetzungsdichten für jeden Versetzungstyp getrennt zu bestimmen.

Abbildung 4.6 a) zeigt die Anordnung mit einer Versetzung mit Linienrichtung parallel zur zehnzähligen Achse in der Probe schematisch. Das Versetzungssegment liegt unter einem Winkel von 45° in der Folie und wird in dieser Probenorientierung in seiner ganzen Länge projiziert. Bei mehreren Versetzungen in der Probe erhält man aus der Anzahl der Durchstoßpunkte N_D mit der Probenober- oder Unterseite die Anzahl der Versetzungssegmente zu $N_D/2$. Jedes Segment in der Folie besitzt die Länge $t\sqrt{2}$, wenn t die Foliendicke bezeichnet. Die gesamte Linienlänge der Versetzungen im betrachteten Probenbereich beträgt dann $N_D t / \sqrt{2}$. Für die Versetzungsdichte ergibt sich somit

$$\rho = \frac{N_D}{A\sqrt{2}}, \quad (4.25)$$

wobei A die Fläche des betrachteten Probenbereichs bezeichnet. Die projizierte Fläche A_{proj} , welche bis auf den Vergrößerungsfaktor der Abbildung der Fläche des Films entspricht, steht mit der Fläche A in dem Zusammenhang $A_{\text{proj}} = A / \sqrt{2}$. Es ergibt sich

$$\rho = \frac{N_D}{2A_{\text{Film}}} V^2, \quad (4.26)$$

wenn A_{Film} die belichtete Fläche des Films und V der Vergrößerungsfaktor ist.

Die Dichte der Versetzungen mit Linienrichtung senkrecht zur zehnzähligen Achse wurde mittels der Schnittpunktmethode bestimmt. Abbildung 4.6 b) zeigt dieselbe Anordnung mit einer Versetzung mit Linienrichtung senkrecht zur zehnzähligen Achse entlang einer D2-Richtung. Die Versetzungslinie schließt mit der Folienebene den Winkel $\varphi = 0^\circ, 36^\circ, 72^\circ, \dots$, also $\varphi_j = 2\pi j / 10$ mit $j = 0, \dots, 9$ ein. Da unter diesen Winkeln Linienrichtungen vorkommen, bei der die Versetzung parallel zur Folie in der Probe liegt ($\varphi = 0$ und 180°), ist die Durchstoßpunktmethode hier nicht zur Bestimmung der Versetzungsdichte geeignet. Die Ver-

setzungsichte wird deshalb in diesem Fall mit der Schnittpunktmethode ermittelt. Die Linie, die zum Zählen der Schnittpunkte in die Filmebene gelegt wird, ist ebenfalls in Abbildung 4.6 b eingezeichnet. Ihr entspricht im untersuchten Probenbereich ein infinitesimaler Probenausschnitt der Dicke $d\varepsilon$, der rechts in einer Seitenansicht einschließlich des ausgeschnittenen Versetzungssegmentes dargestellt ist. Die Länge dieses Segmentes ist $l_j = d\varepsilon / |\cos\varphi_j|$. Befinden sich N_j dieser Versetzungssegmente im infinitesimalen Volumen, so beträgt die gesamte Linienlänge von Versetzungen des Typs j $N_j d\varepsilon / |\cos\varphi_j|$. Von der Gesamtanzahl der Versetzungssegmente liege der Bruchteil γ_j im Winkel φ_j zur Probe, $N_j = \gamma_j \cdot N$. Dann beträgt die gesamte Länge aller Versetzungssegmente

$$N \sum_{j=0}^9 \gamma_j d\varepsilon / |\cos\varphi_j|. \quad (4.27)$$

Sind die zehn Linienrichtungen gleich häufig vertreten, so gilt $\gamma_j = 1/10$ für alle j . Die Anzahl N der Versetzungssegmente im infinitesimalen Volumen entspricht der Anzahl der Schnittpunkte N_s mit der Zähllinie. Für die Versetzungsichte im infinitesimalen Volumen der Größe $d\varepsilon L t$ ergibt sich dann insgesamt

$$\rho = \frac{N_s}{L t} \left(\frac{1}{10} \sum_{j=0}^9 \frac{1}{|\cos\varphi_j|} \right). \quad (4.28)$$

Der Term in Klammern besitzt den Wert 1,98885... . Die Abweichung zu Gleichung (4.24), die unter der Annahme einer idealen isotropen Verteilung der Versetzungen abgeleitet wurde, ist somit vernachlässigbar. Die Projektion der Länge L des untersuchten Probenbereichs auf die Abbildungsebene besitzt den Wert $L/\sqrt{2}$. Die Länge der Zähllinie im elektronenmikroskopischen Film L_{Film} steht dann mit L in dem Zusammenhang $L_{\text{Film}} = V \cdot L / \sqrt{2}$, wobei V wie zuvor die Vergrößerung der Abbildung ist. Somit ergibt sich für die Versetzungsichte insgesamt

$$\rho = \sqrt{2} \frac{N_s}{L_{\text{Film}} t} V. \quad (4.29)$$

Ist die Annahme einer isotropen Verteilung der Versetzungslinien nicht erfüllt, so läßt sich Gleichung (4.27) anwenden, wenn die Häufigkeit γ_j der verschiedenen Linienrichtungen abgeschätzt werden kann. Wie sich zeigen wird, ist dies bei den Proben der A_{45} -Orientierung der Fall, wo durch die Wirkung der äußeren Spannung die Gleichverteilung der Versetzungslinien aufgehoben ist. In diesem Fall liegen die Versetzungslinien bevorzugt parallel in der Mikroskopprobe ($\varphi=0$). Aus den elektronenmikroskopischen Aufnahmen wird abgeschätzt, daß etwa 80 % der betrachteten Versetzungslinien parallel zur Probe liegen und der Rest alle anderen Linienrichtungen mit gleicher Wahrscheinlichkeit annimmt. Die Summe (4.27) besitzt dann einen Wert von etwa 1,1.

Die Probendicke wurde durch Ausmessen der projizierten Länge der Versetzungssegmente mit zehnzähliger Linienrichtung bestimmt. Da diese Versetzungssegmente unter einem Winkel von 45° in der Probe liegen (s. Abbildung 4.6 a), ergibt sich für die Probendicke

$$t = L_{\text{Segment}} / V \sqrt{2}, \quad (4.30)$$

wenn L_{Segment} die Länge des Versetzungssegmentes in der Filmebene und V die Vergrößerung der Abbildung ist.

Zur Bestimmung der Versetzungsichte wurden etwa 15 bis 20 Probenstellen mit einer Probenorientierung wie in Abbildung 4.6 aufgenommen und wie beschrieben ausgewertet. Die Vergrößerung der Aufnahme betrug bei kleinen Versetzungsichten 15000 und bei größeren Dichten 40000.

4.2 Versetzungstypen und Burgersvektoren in dekadonalem Al-Ni-Co

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Versetzungen mit drei verschiedenen Burgersvektortypen beobachtet: Versetzungen mit Burgersvektoren in periodischer Richtung, in quasiperiodischer Richtung und mit einer periodischen und quasiperiodischen Komponente. Sie werden in dieser Arbeit als periodische, quasiperiodische bzw. gemischte Versetzungen bezeichnet. Sie können durch ihr Kontrastauslöschungsverhalten bei Verwendung eines periodischen und quasiperiodischen Reflexes unterschieden werden. Allerdings kann die genaue Richtung des Burgersvektors der quasiperiodischen und gemischten Versetzung nicht aus dem Kontrastauslöschungsverhalten ermittelt werden, da die Abbildung mit nicht-periodischen Reflexen zu keinen eindeutigen Auslöschungen führt. Burgersvektoren wurden deshalb in diesem Fall mit der CBED-Methode bestimmt. Die ermittelten Burgersvektoren entsprechen fundamentalen interatomaren Vektoren in der dekadonalen Struktur. In verformten Proben wurden Versetzungsanordnungen beobachtet, die von Versetzungsreaktionen herrühren. Diese konnten ebenfalls mit Hilfe der CBED-Methode vollständig bestimmt werden. Die Ergebnisse der Untersuchungen einschließlich eines Modells der Versetzungsreaktion werden im Kapitel 4.2.4 vorgestellt.

4.2.1 Experimentelle Bestimmung der Burgersvektoren im Indizierungssystem nach Yan *et al.* (1993)

Abbildung 4.7 zeigt Hellfeldaufnahmen von Versetzungen mit verschiedenen Burgersvektoren, abgebildet mit einem periodischen (linke Spalte) und einem quasiperiodischen Reflex (rechte Spalte). Die Versetzung der Abbildung 4.7 a) und b) ist sichtbar bei Verwendung eines periodischen Reflexes und ausgelöscht, wenn quasiperiodische Reflexe zur Abbildung benutzt werden. Es handelt sich um eine periodische Versetzung. Dieser Versetzungstyp wird wie in der Abbildung gezeigt mit Linienrichtungen parallel und senkrecht oder nahezu senkrecht zur zehnzähligen Achse beobachtet. Abbildung 4.8 a) zeigt eine CBED-Aufnahme dieser Versetzung. Die Linie zum periodischen Reflex $g_{4p} = (4,0,0,0,0)_{\text{Yan}}$ spaltet vierfach auf, woraus direkt geschlossen werden kann, daß der Burgersvektor die Länge einer ganzen Gitterperiodizität besitzt, d.h. etwa 4 Å beträgt. Die Auswertung aller aufgenommenen CBED-Bilder ergibt den Burgersvektor $\mathbf{B}^{(1)} = - (1,0,0,0,0)_{\text{Yan}}$.

Die Versetzung der Abbildungen 4.7 c) und d) ist sichtbar bei einem quasiperiodischen Reflex und ausgelöscht, wenn ein periodischer Reflex verwendet wird. Es handelt sich also um eine Versetzung mit quasiperiodischem Burgersvektor. Die Linienrichtung ist ebenfalls parallel zur zehnzähligen Achse. Allerdings liegt die Versetzung in diesem Fall in einer Probe, die in einem Winkel von 45° zur zehnzähligen Achse geschnitten ist. Deshalb ist in der Abbildung nur ein kurzes Segment zu sehen. Abbildung 4.8 b) zeigt eine CBED-Aufnahme der Versetzung. Die Linie zum Reflex g_8 ist einfach aufgespalten, während bei den Linien zu den Reflexen g_{18} , g_{11} und g_{14} keine Aufspaltung beobachtet wird. Die Ergebnisse aller aufgenommenen CBED-Bilder zeigt Tabelle 4.1. Es ergibt sich der Burgersvektor

$$\mathbf{B}^{(2)} = (0,0,-1,-1,1)_{\text{Yan}} \quad (4.31)$$

Er besitzt eine Länge von etwa 2,9 Å im physikalischen Raum. Neben diesem und den dazu

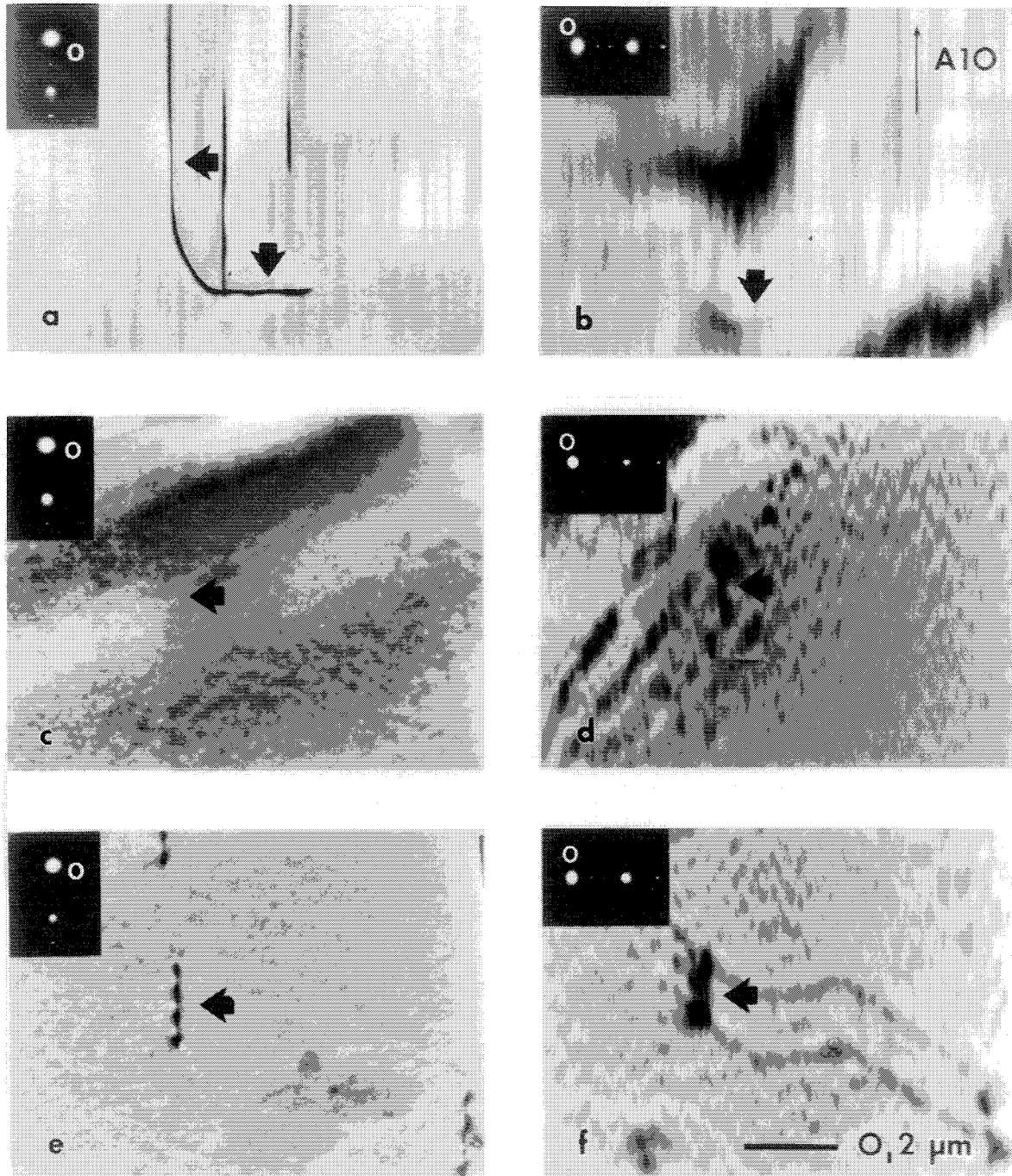


Abb. 4.7: Hellfeldaufnahmen von Versetzungen mit periodischem (a,b), quasiperiodischem (c,d) und gemischtem Burgersvektor (e,f) bei der Abbildung mit einem periodischen (linke Spalte) und quasiperiodischen Reflex (rechte Spalte).

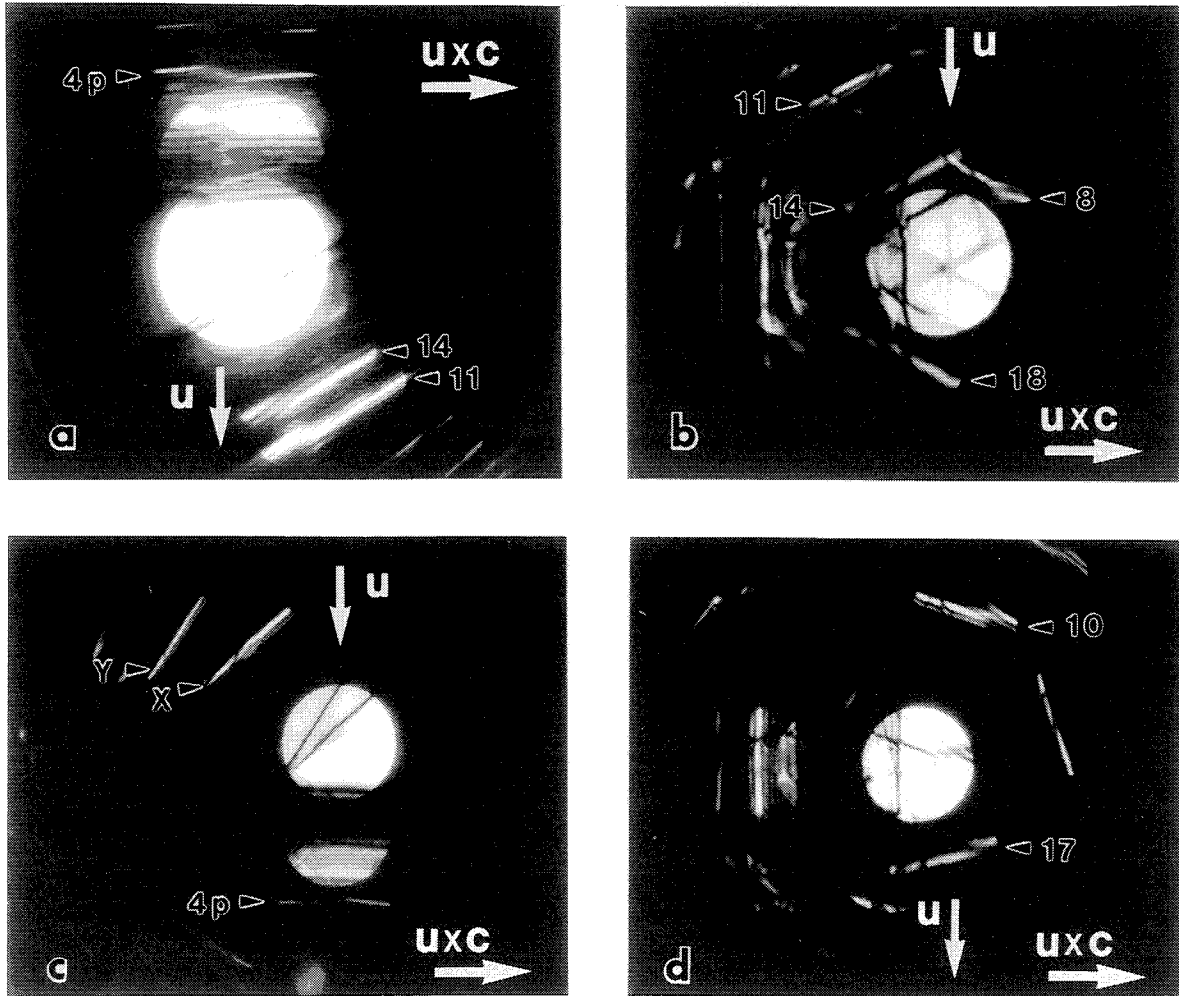


Abb. 4.8: CBED-Aufnahmen der periodischen (a), quasiperiodischen (b) und gemischten Versetzung (c,d) aus Abbildung 4.7. Die HOLZ-Linien sind mit Zahlen bzw. Buchstaben bezeichnet, die Indizierung der zugehörigen reziproken Gittervektoren ist den Tabellen 4.1 und 4.2 zu entnehmen. Die Linienrichtung u der Versetzungen und die Richtung des Kreuzproduktes uxc ist mit Pfeilen eingezeichnet.

G	6D Indizes	5D Indizes	$GB^{(2)}$
g_8	(3,0,0,0,-1,0)	(0,-1,-1,-1,3)	-1
g_{18}	(2,0,0,-1,0,-1)	(0,0,-1,0,2)	0
g_{11}	(3,-1,0,0,0,0)	(0,1,1,0,3)	0
g_{14}	(2,0,-1,0,0,-1)	(1,1,1,1,2)	0
g_7	(3,0,0,1,0,0)	(1,1,1,0,3)	-1
g_{10}	(3,0,1,0,0,0)	(0,0,-1,-1,3)	-1
g_9	(3,0,0,0,0,-1)	(1,1,0,0,3)	-1

Tab. 4.1: CBED-Untersuchung der quasiperiodischen Versetzung mit dem Burgersvektor $B^{(2)}$. Die Indizes der reziproken Gittervektoren $G=g_i$ sowie die Werte des Skalarproduktes $GB^{(2)}$ sind angegeben.

G	6D Indizes	$GB^{(5)}$
g_x	(2,0,-1,1,0,0)	0
g_y	(2,-1,0,0,1,0)	0
g_{4p}	(4,0,0,0,0,0)	2
g_{10}	(3,0,1,0,0,0)	2
g_{17}	(2,0,1,0,1,0)	1
g_8	(3,0,0,0,-1,0)	2
g_{11}	(3,-1,0,0,0,0)	1
g_9	(3,0,0,0,0,-1)	1

Tab. 4.2: CBED-Untersuchung der gemischten Versetzung mit dem Burgersvektor $B^{(5)}$.

symmetrisch äquivalenten Burgersvektoren werden in den beiden untersuchten dekalagonalen Phasen auch quasiperiodische Versetzungen mit dem Burgersvektor

$$\mathbf{B}^{(3)} = (0, 1, -1, -2, 0, 2)_{\text{Yan}} \quad (4.32)$$

und symmetrisch äquivalenten Burgersvektoren beobachtet. Der Betrag dieses Burgersvektors im physikalischen Raum ist um den Faktor τ größer als derjenige des Burgersvektors $\mathbf{B}^{(2)}$. In der basic Ni-Phase wird ein weiterer quasiperiodischer Burgersvektor, $\mathbf{B}^{(4)}$, beobachtet, dessen Komponente im physikalischen Raum um den Faktor τ kürzer ist als diejenige von $\mathbf{B}^{(2)}$ (s. Kapitel 6). Dieser Burgersvektor wird in den beiden Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co nicht beobachtet.

Die Versetzung der Abbildungen 4.7 e) und f) ist sowohl bei einem periodischen als auch bei einem quasiperiodischen Reflex sichtbar. Der Burgersvektor besitzt somit Komponenten in periodischer und quasiperiodischer Richtung. Abbildung 4.8 c) und d) zeigt CBED-Aufnahmen dieser Versetzung. Die Linie zum periodischen Reflex $\mathbf{g}_{4p} = (4, 0, 0, 0, 0, 0)_{\text{Yan}}$ (Abbildung 4.8 c) ist zweifach aufgespalten, während die Linien zu den reziproken Gittervektoren $\mathbf{g}_x$ und $\mathbf{g}_y$ keine Aufspaltung zeigen. Die Linie zum Reflex $\mathbf{g}_{10}$ ist zweifach und diejenige zum Reflex $\mathbf{g}_{17}$ einfach aufgespalten (Abbildung 4.8 d). Aus der zweifachen Aufspaltung der Linie zu $\mathbf{g}_{4p}$ folgt sofort, daß die Komponente des Burgersvektors in periodischer Richtung eine halbe Gitterperiodizität beträgt, was einem Abstand zwischen benachbarten quasiperiodischen Ebenen entspricht. Aus allen beobachteten Aufspaltungen (s. Tabelle 4.2) ergibt sich insgesamt der Burgersvektor

$$\mathbf{B}^{(5)} = \frac{1}{2} (1, 1, 1, -1, -1, 1)_{\text{Yan}}. \quad (4.33)$$

Seine Komponente im physikalischen Raum besitzt einen Betrag von etwa 2,5 Å.

4.2.2 Übertragung der Burgersvektoren in das fünfdimensionale System nach Steurer (1989) und Diskussion

Zur Übertragung des periodischen Burgersvektors vom System nach Yan *et al.* (1993) ins System nach Steurer *et al.* (1989) wird der periodische Index lediglich mit den quasiperiodischen Indizes vertauscht, $\mathbf{B}^{(1)} = -(0, 0, 0, 0, 1)_{\text{Steurer}}$. Bei der Übertragung der Vektoren $\mathbf{B}^{(2)}$, $\mathbf{B}^{(3)}$ und $\mathbf{B}^{(5)}$ in die fünfdimensionale Darstellung werden die fünf quasiperiodischen Indizes der sechsdimensionalen Darstellung in vier quasiperiodische Indizes des fünfdimensionalen Systems transformiert, während die periodische Komponente des Vektors gleich bleibt. Die Transformation der quasiperiodischen Komponente des Vektors entspricht dem in Kapitel 1.2.2 beschriebenen Übergang von der fünf- zur sechsdimensionalen Beschreibung des Penroseusters. Zur Transformation eines fünfdimensionalen Vektors ins vierdimensionale System wurden im fünfdimensionalen Raum neue Basisvektoren eingeführt. Die Indizes bezüglich des neuen Basisvektorsystems wurden mit $m'_1, \dots, m'_5$ bezeichnet, die des alten Basissystems mit $m_1, \dots, m_5$. Es zeigte sich, daß die Transformation in einem Fall besonders einfach ist, nämlich wenn die Indizes bezüglich des alten Systems, $m_1, \dots, m_5$, die Bedingung (1.18 a) erfüllen. Alle diese fünfdimensionalen Vektoren liegen in derselben vierdimensionalen Hyperebene senkrecht zur periodischen Richtung des orthogonalen Raums. In diesem Fall können vier der fünf Indizes einfach übernommen werden, während sich der fünfte Index im transformierten System zu Null ergibt (Gleichung 1.18 b). Diese vier Indizes stellen die Koordinaten in der vierdimensionalen Beschreibung dar.

Die beiden Burgersvektoren $\mathbf{B}^{(2)}$ und $\mathbf{B}^{(3)}$ liegen in der quasiperiodischen Ebene. Ihre quasiperiodischen Indizes B_i , $i = 2, \dots, 6$ erfüllen die Bedingung

$$\sum_{i=2}^6 B_i = 0, \quad (4.34)$$

welche der Bedingung (1.18 a) entspricht. Die beiden Burgersvektoren liegen also ebenfalls in der betrachteten vierdimensionalen Hyperebene und bei der Transformation der Burgersvektoren vom sechs- zum fünfdimensionalen System können vier der fünf Indizes, in diesem Fall $B_3, \dots, B_6$, einfach übernommen werden. Allerdings wird die Umrechnung der Indizes vom System nach Yan *et al.* (1993) ins System nach Steurer *et al.* (1989) aufgrund der unterschiedlichen Quasigitterkonstanten und der verschiedenen Lage der Basisvektoren der beiden Systeme (s. Kap 1.1) erschwert. Sie ist in Anhang A.1 dargestellt. Es ergeben sich die Darstellungen $\mathbf{B}^{(2)} = (-1, 0, 0, 1, 0)_{\text{Steurer}}$ und $\mathbf{B}^{(3)} = (-1, -1, 0, 1, 0)_{\text{Steurer}}$. Das Verhältnis der Komponente im orthogonalen Raum zur Komponente im physikalischen Raum, der sogenannte *strain accommodation parameter* ζ , beträgt τ^{-1} für den Burgersvektor $\mathbf{B}^{(2)}$ und τ^{-3} für $\mathbf{B}^{(3)}$. Die beiden fünfdimensionalen Vektoren stimmen überein mit den Vektoren, die sich durch Lösen des Gleichungssystems $\mathbf{G}_i \mathbf{B} = n_i$ mit den reziproken Gittervektoren in der fünfdimensionalen Darstellung ergeben.

Bei der Bestimmung des gemischten Burgersvektors $\mathbf{B}^{(5)}$ in der fünfdimensionalen Darstellung tritt ein Problem auf. Die fünf quasiperiodischen Indizes dieses Burgersvektors erfüllen nicht die Bedingung (4.34), die quasiperiodische Komponente des Vektors liegt also nicht in derselben vierdimensionalen Hyperebene im fünfdimensionalen Raum wie die beiden quasiperiodischen Burgersvektoren. Unter Ausnutzung der Freiheit in der sechsdimensionalen Formulierung kann jedoch aus dem angegebenen Vektor ein Vektor konstruiert werden, der dieselbe Komponente im physikalischen Raum besitzt und Bedingung (4.34) erfüllt. Die Umrechnung des Vektors ist in Anhang A.2 dargestellt. Sie entspricht der Projektion der quasiperiodischen Komponente des Vektors in die betrachtete Hyperebene. Dabei ändert sich lediglich die Komponente des Vektors entlang der periodischen Richtung im orthogonalen Raum.

Es ergibt sich der Vektor $\mathbf{B}^{(5)'} = 1/5 (-1, -1, -1, -1, 5/2)_{\text{Steurer}}$. Die Skalarprodukte dieses Vektors mit den reziproken Gittervektoren in der fünfdimensionalen Darstellung sind in Tabelle 4.3 dargestellt. Sie zeigen Abweichungen von den Werten der Tabelle 4.2 von $1/10$ und $1/5$. Diese minimalen Abweichungen sind in CBED-Aufnahmen nicht erkennbar. Tanaka *et al.* (1988b) simulierten CBED-Bilder von Partialversetzungen in Kristallen, d.h. Versetzungen mit Burgersvektoren, deren Länge ein Bruchteil der Periodizitätslänge beträgt. Die CBED-Bilder zu einer nicht ganzzahligen Aufspaltung unterscheiden sich von denen zur nächsten ganzzahligen Aufspaltung nur durch eine leichte Intensitätsverschiebung in den ZOLZ-Linien. Bereits ab einer Abweichung von $1/3$ sind die Bilder kaum noch von denen mit der benachbarten ganzzahligen Aufspaltung zu unterscheiden. Es ist also prinzipiell unmöglich, die in Tabelle 4.3 aufgelisteten Werte des Skalarproduktes $\mathbf{GB}^{(5)'}$ aus den CBED-Aufnahmen zu bestimmen. Statt dieser Werte wurden aus den Aufnahmen die benachbarten ganzzahligen Werte ermittelt. Aufgrund des zusätzlichen Freiheitsgrades in der

$\mathbf{G}$	5D Indizes	$\mathbf{GB}^{(5)'}$
$\mathbf{g}_x$	(1,1,2,1,2)	0
$\mathbf{g}_y$	(0,2,2,1,2)	0
$\mathbf{g}_{4p}$	(0,0,0,0,4)	2
$\mathbf{g}_{10}$	(0,0,-1,-1,3)	1,9
$\mathbf{g}_{17}$	(0,1,0,0,2)	0,8
$\mathbf{g}_8$	(0,-1,-1,-1,3)	2,1
$\mathbf{g}_{11}$	(0,1,1,0,3)	1,1
$\mathbf{g}_9$	(1,1,0,0,3)	1,1

Tab. 4.3: Skalarprodukte $\mathbf{GB}^{(5)'}$ mit den reziproken Gittervektoren in der fünfdimensionalen Darstellung.

sechsdimensionalen Formulierung war es dennoch möglich, zu konsistenten Ergebnissen zu gelangen und so den Burgersvektor zu bestimmen.

4.2.3 Identifikation der Burgersvektoren in der Struktur

In diesem Kapitel wird eine Verbindung hergestellt zwischen den in 4.2.1 experimentell bestimmten Burgersvektoren und der Struktur des dekadagonalen Quasikristalls. Die ermittelten Burgersvektoren sollten Vektoren darstellen, die im atomaren Gitter typischen interatomaren Vektoren entsprechen. Die Beschreibung erfolgt im Rahmen des Strukturmodells nach Steurer *et al.* (1993), welches in Kapitel 1.3.2 vorgestellt wurde. Das Modell beschreibt die fundamentale Struktur eines Quasikristalls der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Die Identifikation der Burgersvektoren wird auf eine sehr anschauliche Weise im physikalischen Raum durchgeführt: Innerhalb der quasiperiodischen Ebene des Quasikristalls wird ein Basisvektorsystem eingeführt, welches sich auf interatomare Abstände innerhalb dieser Ebene bezieht (s. Abbildung 4.9 a und b). Aus Gründen der Anschaulichkeit wird ein System mit sechs Basisvektoren gewählt. Die Basisvektoren besitzen die Länge $2,456 \text{ \AA}$ im physikalischen Raum, sind also um den Faktor τ länger als die Basisvektoren des Systems nach Steurer (1989) und um den Faktor τ^2 länger als diejenigen des Systems nach Yan *et al.* (1993). Die Indizes der experimentell ermittelten Burgersvektoren bezüglich der neuen Basis erhält man also aus den Indizes der Notation nach Yan *et al.* (1993) durch zweifache Anwendung der Inflationsmatrix (1.5 b). Für die beiden quasiperiodischen Burgersvektoren ergibt sich

$$\mathbf{B}^{(2)} = (0, 0, 0, -1, 1, 0)''_{\text{Yan}} \quad (4.35)$$

und

$$\mathbf{B}^{(3)} = (0, 0, 0, -1, 0, 1)''_{\text{Yan}}, \quad (4.36)$$

wobei der Doppelstrich deutlich macht, daß sich die Indizes auf die bezüglich des Systems nach Yan *et al.* (1993) τ^2 -fach inflationierte Basis bezieht. Die Projektionen dieser Vektoren in den physikalischen Raum, $\mathbf{b}_{\parallel}^{(2)}$ und $\mathbf{b}_{\parallel}^{(3)}$, sind in Abbildung 4.9 a) und b) eingezeichnet. Sie

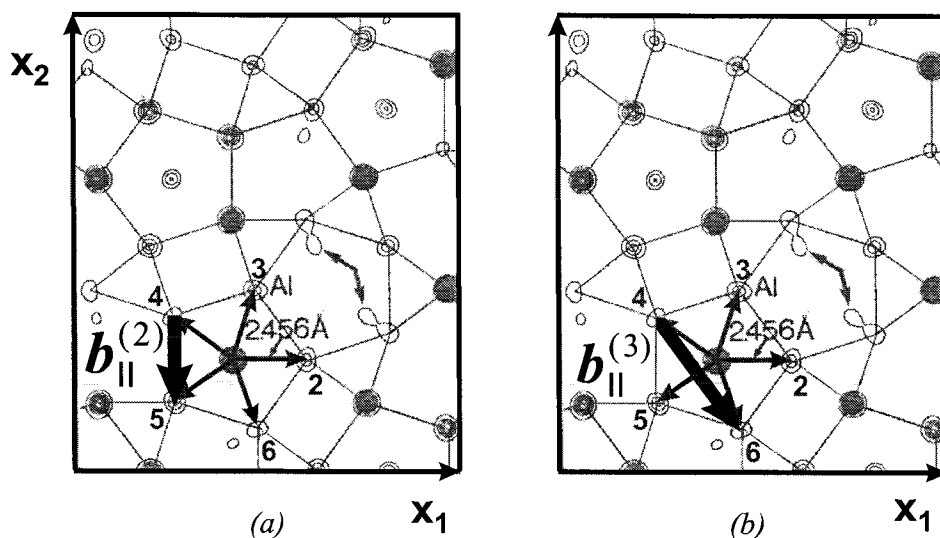


Abb. 4.9: Darstellung der Parallelkomponente der beiden quasiperiodischen Burgersvektoren in der quasiperiodischen Ebene des dekadagonalen Quasikristalls nach dem Strukturmodell von Steurer *et al.* (1993). Die eingezeichneten Basisvektoren sind gegenüber der fünf Basisvektoren des Systems nach Steurer (1989) um den Faktor τ gestreckt.

zeigen von einem Atom des strukturellen Pentagons zum nächsten bzw. übernächsten Atom. Der Vektor zum übernächsten Atom, $b_{\parallel}^{(3)}$, ist nach Kapitel 4.2.1 τ -fach länger als derjenige zum nächsten Atom des Pentagons und zeigt seinerseits zum nächsten Atom des nächst größeren strukturellen Pentagons. Das kleine Pentagon bildet nach Kapitel 1.3.2 mit den darüber und darunterliegenden quasiperiodischen Ebenen einen pentagonalen antiprismatischen Kanal. Dieser gilt als das kleinste Strukturelement der dekalagonalen Phase. Abbildung 4.11 b) zeigt die perspektivische Darstellung dieses Strukturelementes und die Lage der beiden quasiperiodischen Burgersvektoren. Abbildung 4.11 a) zeigt die Lage des periodischen Burgersvektors $b_{\parallel}^{(1)}$, der die Länge einer ganzen Gitterperiodizität in periodischer Richtung besitzt.

Der gemischte Burgersvektor besitzt eine halbzahlige Komponente in periodischer Richtung und zeigt daher zur nächsten quasiperiodischen Ebene. Die zweifache Anwendung der Inflationsmatrix ergibt

$$B^{(5)} = \left(\frac{1}{2}, -\frac{3}{8}, \frac{5}{8}, -\frac{3}{8}, -\frac{3}{8}, \frac{5}{8} \right)''_{Y_{an}} \quad (4.37)$$

Zum Einzeichnen dieses Vektors in die Struktur kann noch folgende Vereinfachung gemacht werden: Da die Summe der fünf Basisvektoren der quasiperiodischen Ebene Null ist, ändert sich die Komponente des Vektors in der quasiperiodischen Ebene nicht, wenn zu allen quasiperiodischen Indizes eine beliebige Zahl addiert wird. Diese Zahl wird hier als $3/8$ gewählt. Der neue Vektor $(1/2, 0, 1, 0, 0, 1)''_{Y_{an}}$ besitzt dieselbe Komponente im physikalischen Raum und lässt sich sehr einfach in das Koordinatensystem eintragen. Er ist in Abbildung 4.10 in einem Ausschnitt aus der projizierten Struktur eingezeichnet. Er zeigt von einem Atom der quasiperiodischen Ebene zum nächsten Atom der darüberliegenden Ebene. Abbildung 4.11 c) zeigt den Vektor in perspektivischer Darstellung. Er liegt auf dem Rand des pentagonalen antiprismatischen Kanals.

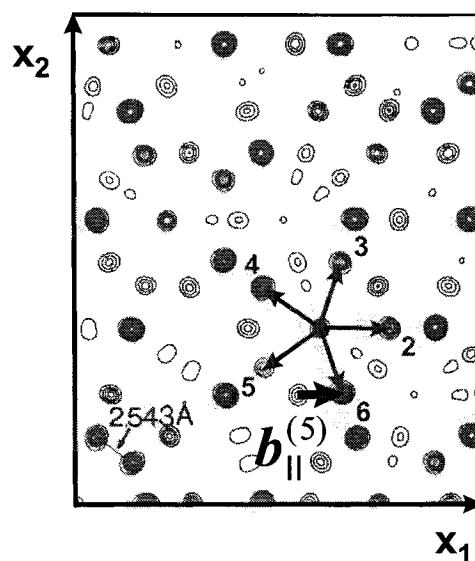


Abb. 4.10: Darstellung der Parallelkomponente des gemischten Burgersvektors in der projizierten Struktur des dekalagonalen Quasikristalls nach Steurer et al. (1993).

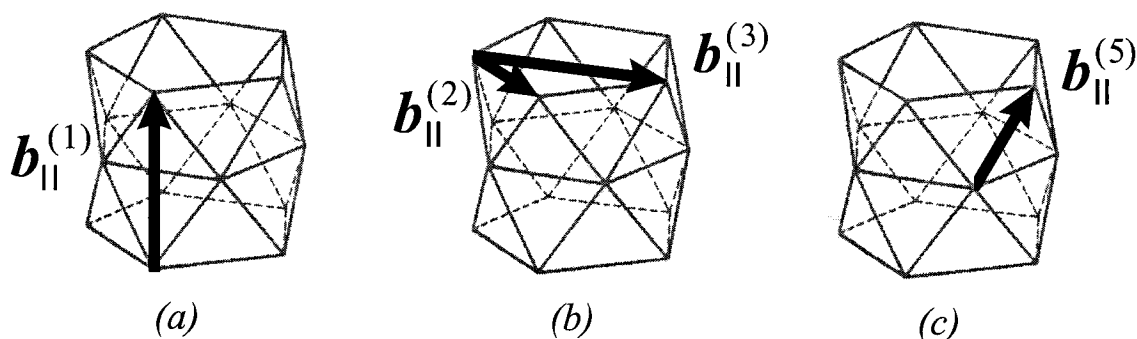


Abb. 4.11: Lage des periodischen Burgersvektors (a), der quasiperiodischen Burgersvektoren (b) und des gemischten Burgersvektors (c) bezüglich des pentagonalen antiprismatischen Kanals. Dieser stellt nach Steurer et al. (1993) das kleinste Strukturelement der dekalagonalen Phase dar.

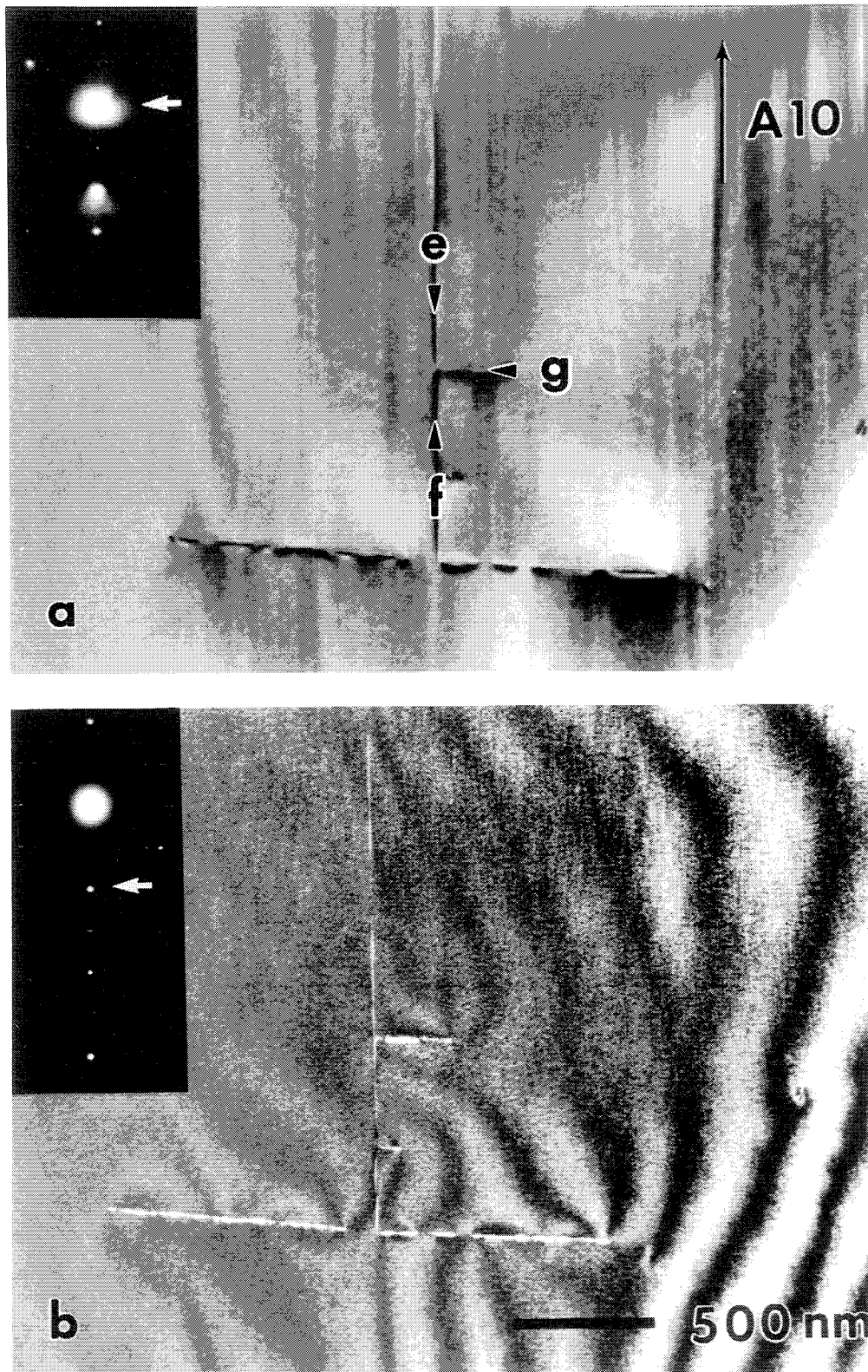


Abb. 4.12: Hellfeld- (a) und weak beam-Aufnahme (b) einer untersuchten Versetzungsanordnung unter periodischen Reflexen. Die untersuchten Versetzungssegmente sind mit den Buchstaben e, f und g bezeichnet. Die Pfeilspitzen geben die bei der Burgersvektorbestimmung angenommenen Linienrichtungen an.

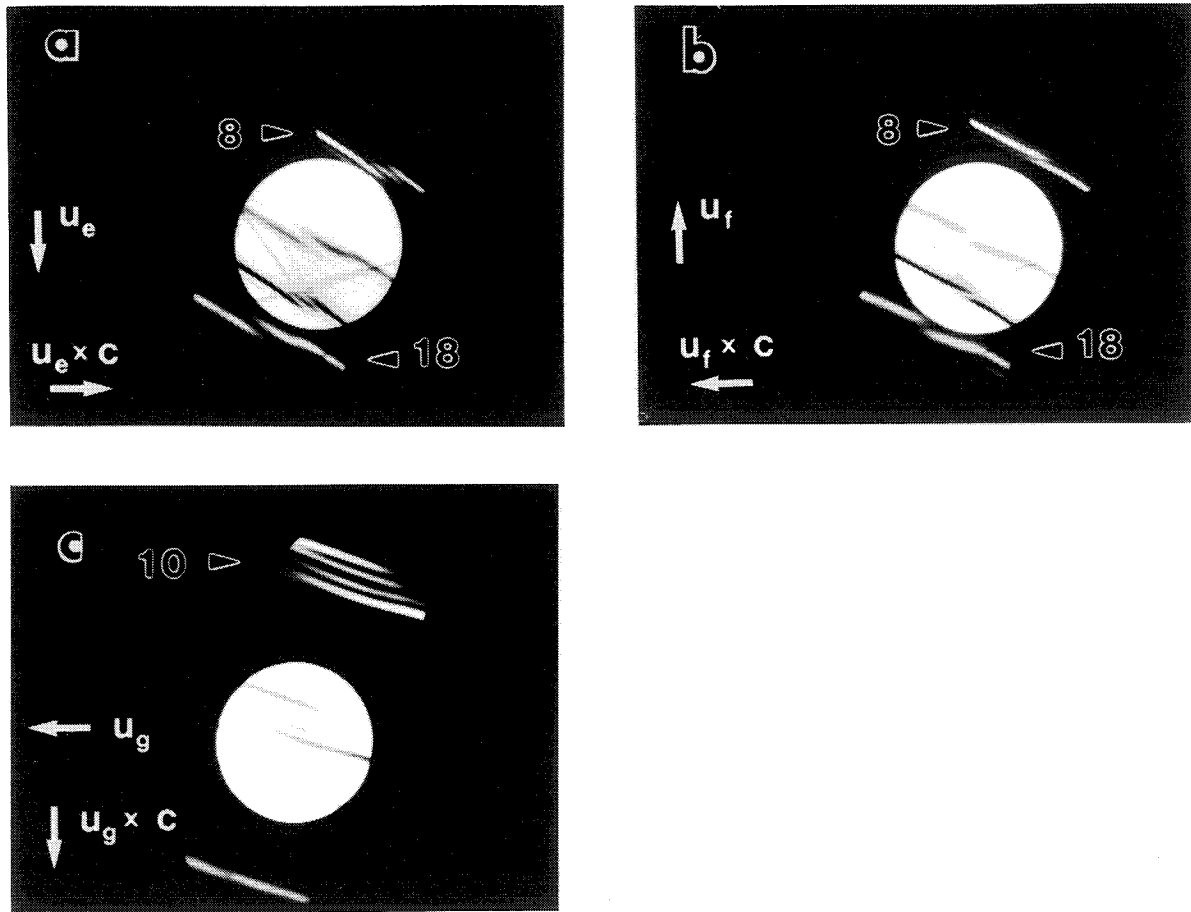


Abb. 4.13: CBED-Aufnahmen der Versetzungssegmente e (a), f (b) und g (c). Die HOLZ-Linien sind mit Zahlen bezeichnet, die Indizierung der zugehörigen reziproken Gittervektoren ist Tabelle 4.4 zu entnehmen. Die Linienrichtung u der Versetzungen und die Richtung des Kreuzproduktes $u \times c$ ist mit Pfeilen eingezeichnet.

4.2.4 Versetzungsreaktionen

Bei der mikrostrukturellen Untersuchung der beiden dekalagonalen Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co wurden ausschließlich Versetzungen mit Linienrichtungen parallel und senkrecht zur zehnzähligen Achse beobachtet. Die Versetzungen mit Linienrichtung senkrecht zur zehnzähligen Achse besitzen einen periodischen Burgersvektor, diejenigen mit zehnzähliger Linienrichtung einen periodischen, quasiperiodischen oder gemischten Burgersvektor. Es ist zu erwarten, daß es beim Kreuzen der Versetzungen mit den beiden Linienrichtungen zu einer Versetzungsreaktion kommt, wenn dies energetisch günstig ist. In verformtem Material der $A_{||}$ und A_{45} -Orientierung wurden Versetzungsanordnungen beobachtet, die aus Reaktionen von Versetzungen mit den beiden Linienrichtungen herrühren. Abbildung 4.12 a) zeigt eine Hellfeldaufnahme einer Anordnung von Versetzungen mit Linienrichtungen parallel und senkrecht zur zehnzähligen Achse und Abbildung 4.12 b) eine *weak-beam*-Aufnahme derselben Anordnung. Die mit den Buchstaben e, f und g bezeichneten Versetzungssegmente wurden mittels der CBED-Methode untersucht. Abbildung 4.13 a) bis c) zeigt jeweils eine CBED-Aufnahme dieser Segmente. In der CBED-Aufnahme der Abbildung 4.13 c), die an dem Versetzungssegment g aufgenommen wurde, ist nur die Linie zum Reflex $g_{10} = (3,0,1,0,0,0)$ vom Versetzungssegment erfaßt, die andere abgebildete Linie nicht. Aus der beobachteten dreifachen Aufspaltung der Linie zum Reflex g_{10} sowie aus den anderen beobachteten Linienaufspaltungen

G	6D Indizes	GB_e	G	6D Indizes	GB_f
g₈	(3,0,0,0,-1,0)	2	g₈	(3,0,0,0,-1,0)	1
g₁₈	(2,0,0,-1,0,1)	1	g₁₈	(2,0,0,-1,0,1)	1
g₁₄	(2,0,-1,0,0,-1)	1	g₁₄	(2,0,-1,0,0,-1)	1
g₁₀	(3,0,1,0,0,0)	1	g₁₀	(3,0,1,0,0,0)	2
g₁₅	(2,1,0,1,0,0)	1	g₁₅	(2,1,0,1,0,0)	1
g₁₁	(3,-1,0,0,0,0)	1	g₁₁	(3,-1,0,0,0,0)	2
g₇	(3,0,0,1,0,0)	1	g₇	(3,0,0,1,0,0)	2

(a)

(b)

Tab. 4.4: CBED-Untersuchung der Versetzungssegmente e (a) und f (b) der Versetzungsreaktion aus Abbildung 4.12. Erklärungen im Text.

gen folgt, daß es sich wie erwartet um eine periodische Versetzung handelt. Aus der angegebenen Linienrichtung ergibt sich, daß der Burgersvektor ein negatives Vorzeichen besitzt, $\mathbf{B}_g = -(1,0,0,0,0,0)$. Da die Burgersvektorstärke dem doppelten Abstand zweier quasiperiodischer Ebenen entspricht, könnte vermutet werden, daß die Versetzung zumindest teilweise in Partialversetzungen, d.h. Versetzungen mit halbem Burgersvektor in periodischer Richtung, aufspaltet. Wie die *weak-beam* Aufnahme der Abbildung 4.12 b) zeigt, wird eine solche Aufspaltung selbst bei hohem Anregungsfehler der Aufnahme nicht beobachtet.

Tabelle 4.4 zeigt die bei den Versetzungssegmenten e und f beobachteten Aufspaltungen der HOLZ-Linien. Die CBED-Aufnahmen zu den Reflexen $\mathbf{g}_8$ und $\mathbf{g}_{18}$ sind in Abbildung 4.13 a) und b) wiedergegeben. Es ergeben sich die Burgersvektoren $\mathbf{B}_e = 1/2 (1,1,-1,-1,-1,1)$ und $\mathbf{B}_f = 1/2 (1,-1,1,1,-1,-1)$. Die Summe der Burgersvektoren der drei Versetzungen im Kreuzungspunkt ist

$$\mathbf{B}_e + \mathbf{B}_f + \mathbf{B}_g = 0 \quad (4.38)$$

Es handelt sich also um das Produkt einer Versetzungsreaktion. Der Mechanismus der Versetzungsreaktion kann aus einer weiteren Untersuchung geschlossen werden. Abbildung 4.14 zeigt eine Versetzungsanordnung mit periodischen Versetzungen auf beiden Seiten der Versetzung mit zehnzähliger Linienrichtung. Mit Hilfe der CBED-Methode wurden die Burgersvektoren der einzelnen Versetzungssegmente zu

$$\mathbf{B}_l = \mathbf{B}_m = (1,0,0,0,0,0)_{\text{Van}} \quad (4.39a)$$

und

$$\mathbf{B}_h = \mathbf{B}_k = \frac{1}{2}(-1,1,1,-1,-1,-1)_{\text{Van}} \quad (4.39b)$$

bestimmt. Aus der Gleichheit der Burgersvektoren des linken und rechten und des oberen und unteren Segmentes ergibt sich folgendes Modell der Versetzungsreaktion (s. Abbildung 4.15): Eine periodische und eine gemischte Versetzung bewegen sich aufeinander zu (Abbildung 4.15 a). Die Burgersvektoren sind in der Abbildung schematisch mit Pfeilen veranschaulicht. Treffen sich die Versetzungen, so kommt es zu einer Reaktion, wobei das Reaktionsprodukt wiederum eine Versetzung mit gemischtem Burgersvektor ist, dessen Komponente in periodischer Richtung jedoch ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Aufgrund der bevorzugten Ausrichtung der Versetzungslinie parallel zur periodischen Achse stellt sich die in Abbildung

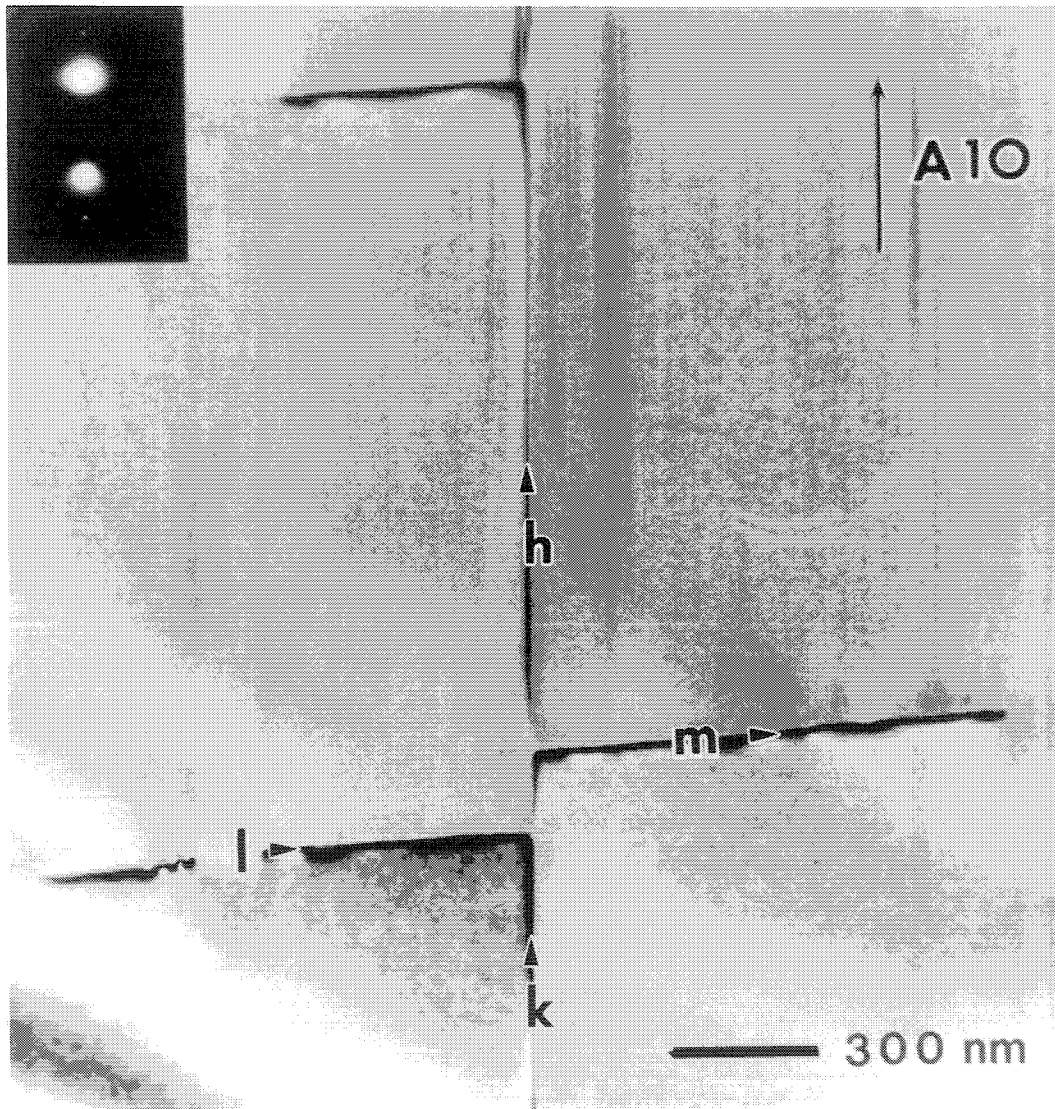


Abb. 4.14: Hellfeldaufnahme der zweiten untersuchten Versetzungsanordnung.

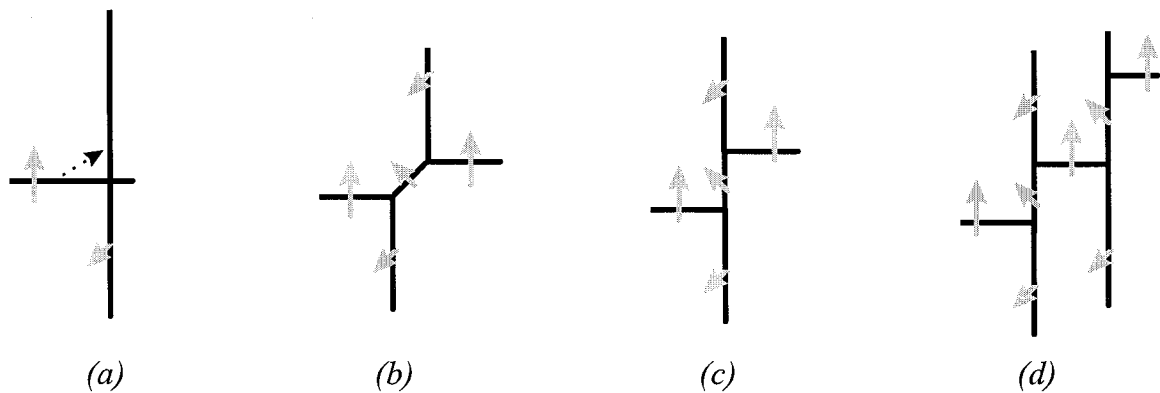


Abb. 4.15: Modell der Reaktion von Versetzungen mit periodischem und gemischtem Burgersvektor. Die Burgersvektorrichtung ist schematisch als grauer Pfeil dargestellt. Erläuterungen im Text.

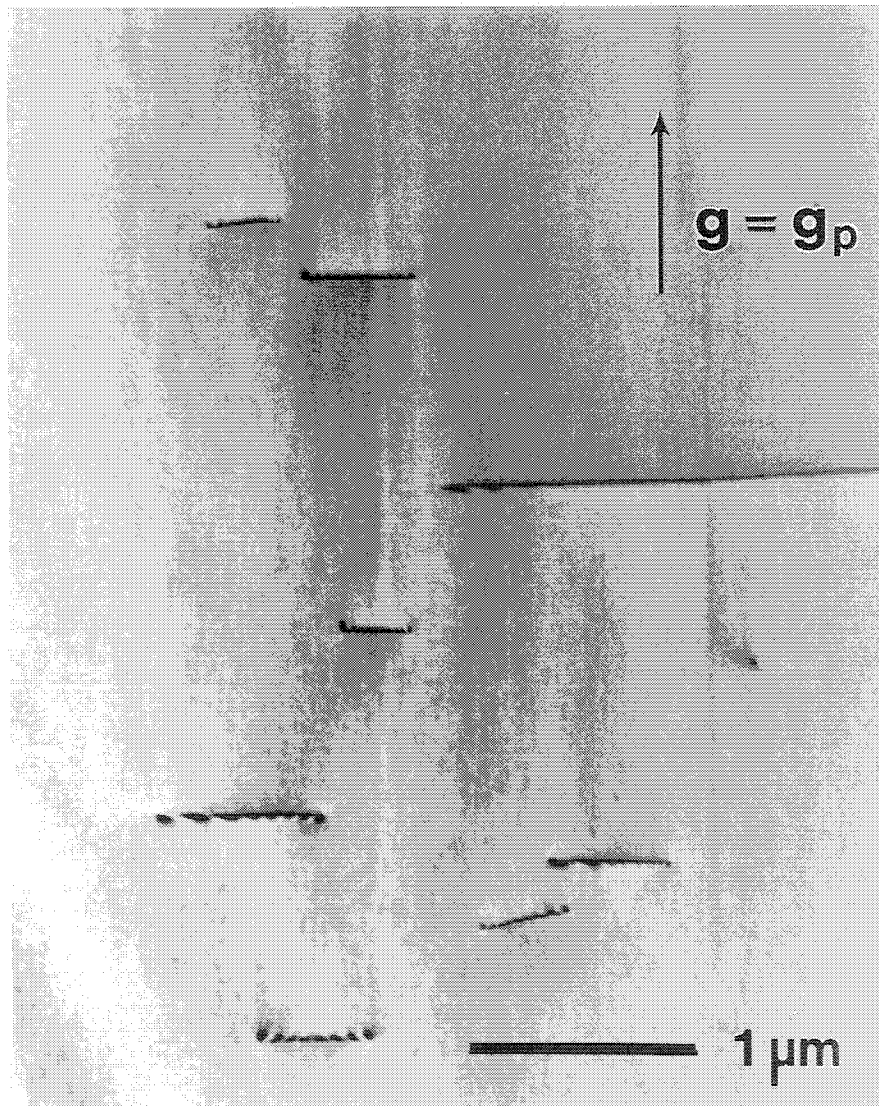


Abb. 4.16: Hellfeldaufnahme von Versetzungen in einer Probe der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$, die in der A_{II} -Orientierung bei $760\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zur oberen Streckgrenze verformt wurde. Zur Abbildung wurde der periodische Reflex $\mathbf{g}_p = (2,0,0,0,0,0)_{Yan}$ benutzt.

4.15 c) dargestellte Anordnung ein, die mit der Abbildung 4.14 übereinstimmt. Das in Abbildung 4.15 b) dargestellte Zwischenstadium wird in den untersuchten Proben nur äußerst selten beobachtet. Bleibt die Reaktion auf eine kleine gemeinsame Länge der Versetzungen beschränkt, so kann die periodische Versetzung mit weiteren gemischten Versetzungen reagieren (Abbildung 4.15 d). Anordnungen wie in Abbildung 4.15 d) werden in verformten Proben häufig beobachtet.

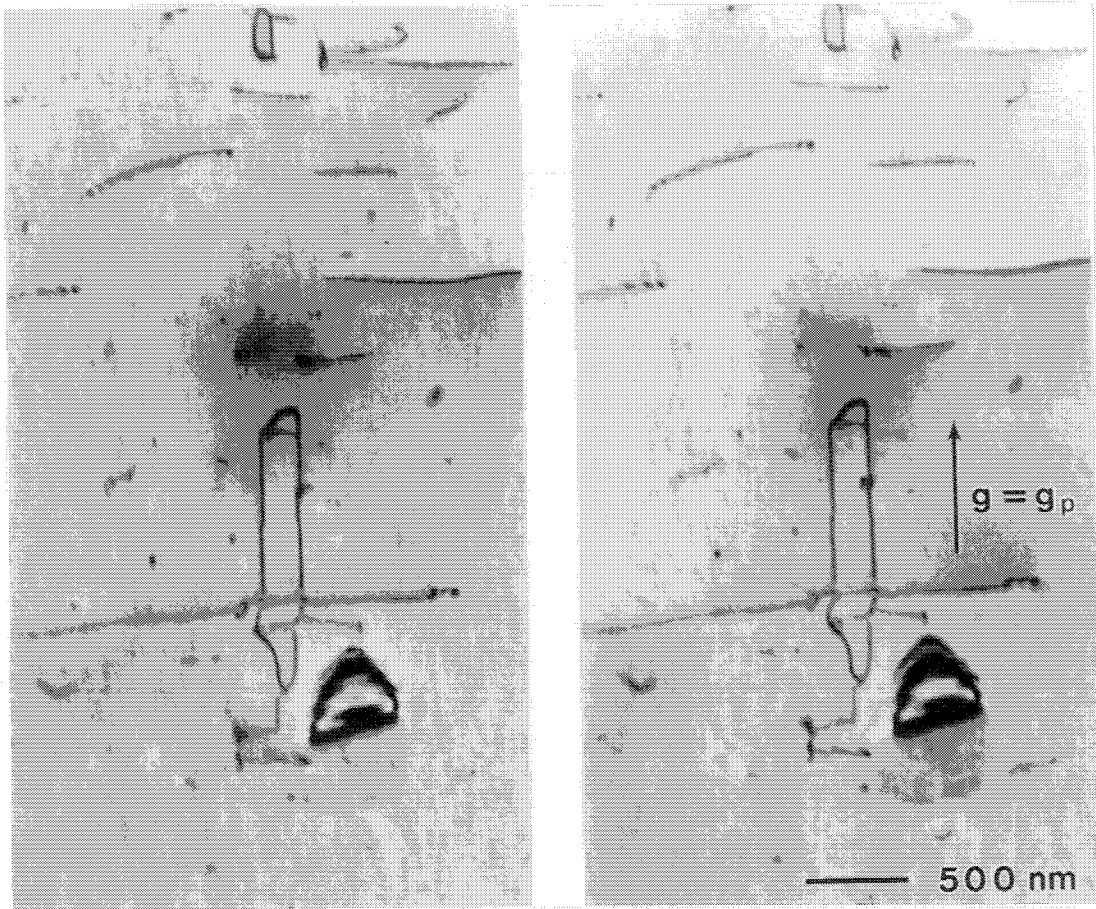


Abb. 4.17: Hellfeldaufnahmen von Versetzungen in der Probe aus Abbildung 4.16 unter dem periodischen Reflex g_p (Stereobildpaar).

4.3 Mikrostruktur verformter Proben

4.3.1 A_{II} -Orientierung

Abbildung 4.16 zeigt eine Hellfeldaufnahme von Versetzungen in einer in der A_{II} -Orientierung verformten Probe unter einem periodischen Reflex. Es handelt sich um eine Probe der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Die Verformung wurde bei einer Temperatur von 760 °C bis zur oberen Streckgrenze durchgeführt. Die Druckrichtung entspricht in dieser Orientierung der Richtung der in der Abbildung eingezeichneten zehnzähligen Achse. Die gezeigten Versetzungssegmente liegen parallel zu den D2-Richtungen senkrecht zur zehnzähligen Achse. Der Versetzungscontrast ist ausgelöscht, wenn quasiperiodische Reflexe zur Abbildung benutzt werden. Es handelt sich also um periodische Versetzungen. Der Burgersvektor liegt parallel zur Druckrichtung. In der Probe werden außerdem Versetzungsringe beobachtet, die entlang der Druckrichtung in der Probe liegen. Abbildung 4.17 zeigt ein elektronenmikroskopisches Stereobildpaar eines solchen Versetzungsringes. Alle in der Abbildung sichtbaren Versetzungen besitzen einen periodischen Burgersvektor.

Abbildung 4.18 zeigt Hellfeldaufnahmen einer typischen Versetzungsanordnung in einer Probe der basic Co-Modifikation, die ebenfalls in der A_{II} -Orientierung verformt wurde. Die Verformung wurde bei einer Temperatur von 890 °C bis kurz vor die obere Streckgrenze durchgeführt. Bei genauer Betrachtung des Stereobildes ist zu erkennen, daß es sich um ein dreidimensionales Netzwerk handelt, bei dem die Versetzungslinien mit Linienrichtung senk-

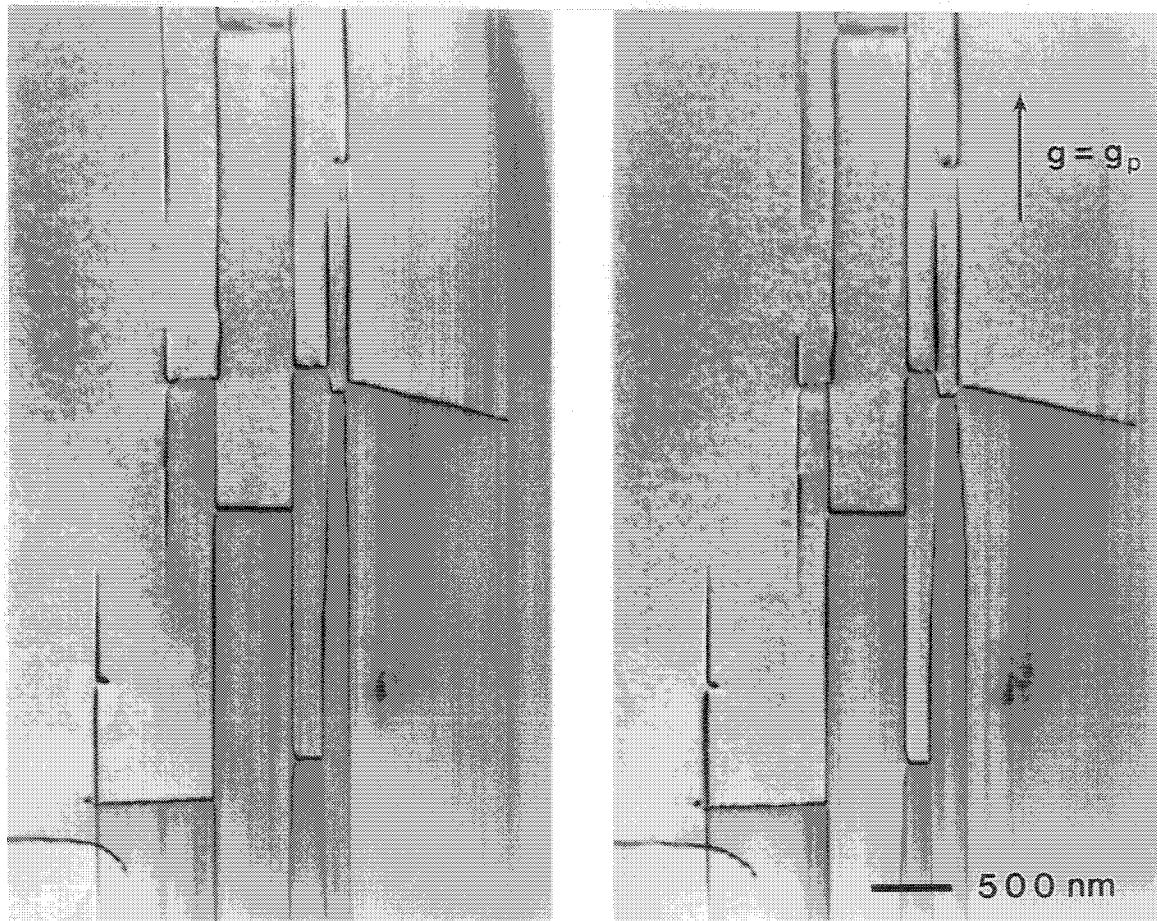


Abb. 4.18: Hellfeldaufnahmen einer Versetzungsanordnung in einer Probe der basic Co-Modifikation, die in der A_{11} -Orientierung bei 890 °C bis kurz vor die obere Streckgrenze verformt wurde (Stereobildpaar).

recht zur zehnzähligen Achse in verschiedenen Richtungen die Versetzungslinien mit zehnzähliger Linienrichtung miteinander verbinden. Eine netzwerkartige Anordnung dieser Art findet sich auch sehr selten in der verformten Probe der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Die gezeigte Anordnung erinnert an die schematische Darstellung der Abbildung 4.15 d). Mit Hilfe der CBED-Methode wurde eine einfache planare Anordnung von Versetzungen, die sich in der Nähe der Probenstelle der Abbildung 4.18 befand, untersucht. Abbildung 4.19 zeigt eine Hellfeldaufnahme der untersuchten Anordnung und die bestimmten Burgersvektoren in schematischer Darstellung. Die ermittelten Burgersvektoren entsprechen denen der Abbildung 4.15 d) oder sind zu ihnen symmetrisch äquivalent. Man beachte insbesondere, daß die Burgersvektoren der beiden gemischten Versetzungen in verschiedene Richtungen zeigen, sie also keinen Zusammenhang miteinander besitzen.

In einem späteren Stadium der Verformung werden an vielen Stellen in der Probe dichte Netzwerke von Versetzungen beobachtet. Abbildung 4.20 zeigt ein solches Netzwerk in einer Probe der basic Co-Phase, die bei einer Temperatur von 825 °C bis zu einer Dehnung von 6 % verformt wurde. Die Mikroskopprobe ist unter einem Winkel von 45 ° zur zehnzähligen Achse geschnitten, weshalb die Versetzungslinien mit zehnzähliger Linienrichtung als kürzere Segmente sichtbar sind. Die Probe zeigt außer den Bereichen mit dichteren Netzwerken auch Bereiche, in denen die Versetzungsdichte um einen Faktor von etwa 2 bis 3 geringer ist. In diesen Bereichen geringerer Versetzungsdichte wurde die Dichte der periodischen, der quasi-periodischen und der gemischten Versetzungen getrennt bestimmt. Abbildung 4.21 zeigt die ermittelten Versetzungsdichten dieser Probe und einer Probe, die bei einer Temperatur von 860 °C bis zu etwa der gleichen Dehnung verformt wurde, aufgetragen über der Temperatur.

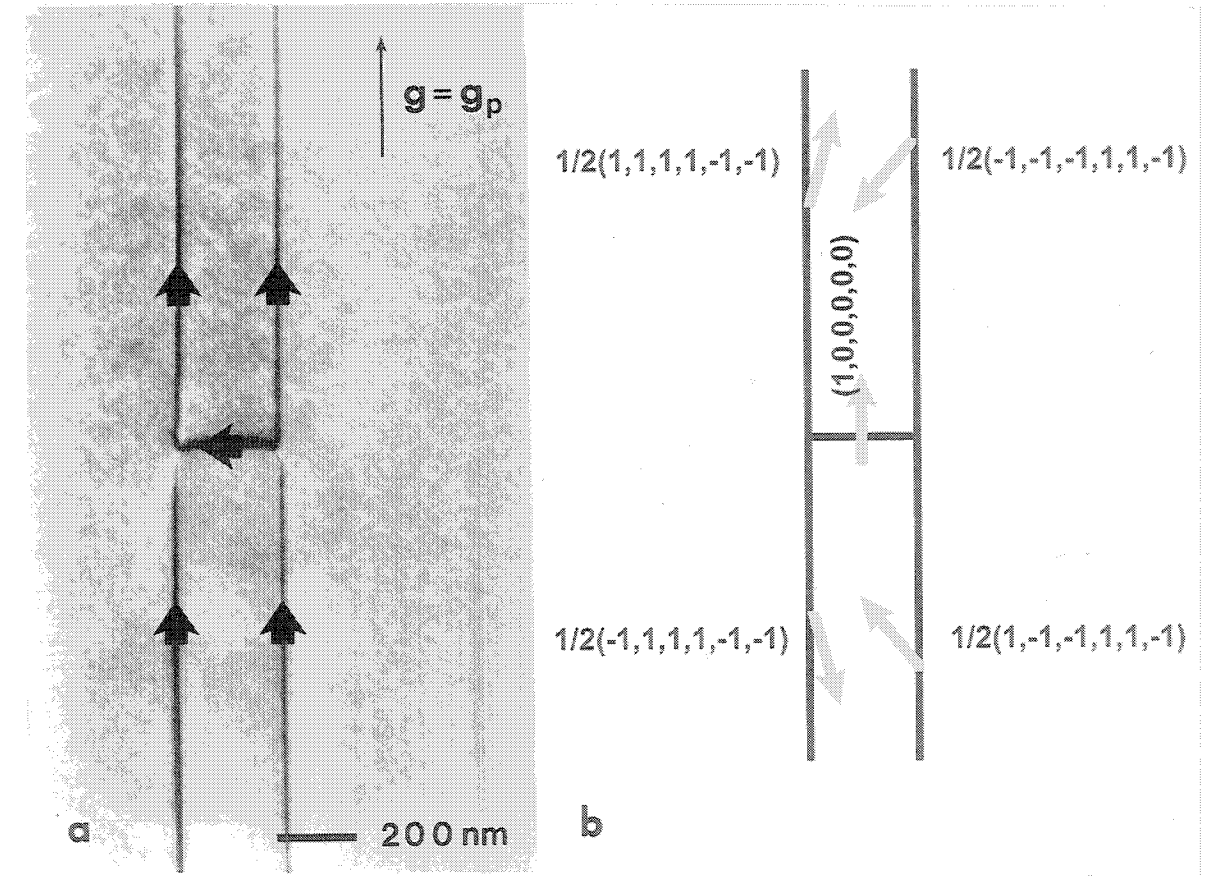


Abb. 4.19: Hellfeldaufnahme einer untersuchten Versetzungsanordnung in der Probe aus Abbildung 4.18 (a) und bestimmte Burgersvektoren in schematischer Darstellung (b). Die Burgersvektoren der gemischten Versetzungen zeigen in verschiedenen Richtungen aus der Zeichenebene hinaus.

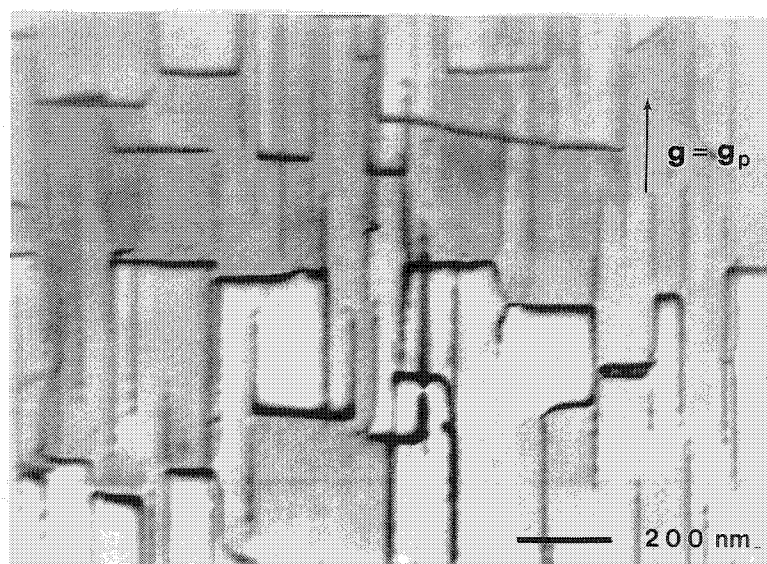


Abb. 4.20: Hellfeldaufnahme von Versetzungen in einer Probe der basic Co-Modifikation, die in der A_{11} -Orientierung bei 825 °C bis zu einer Dehnung von 6 % verformt wurde.

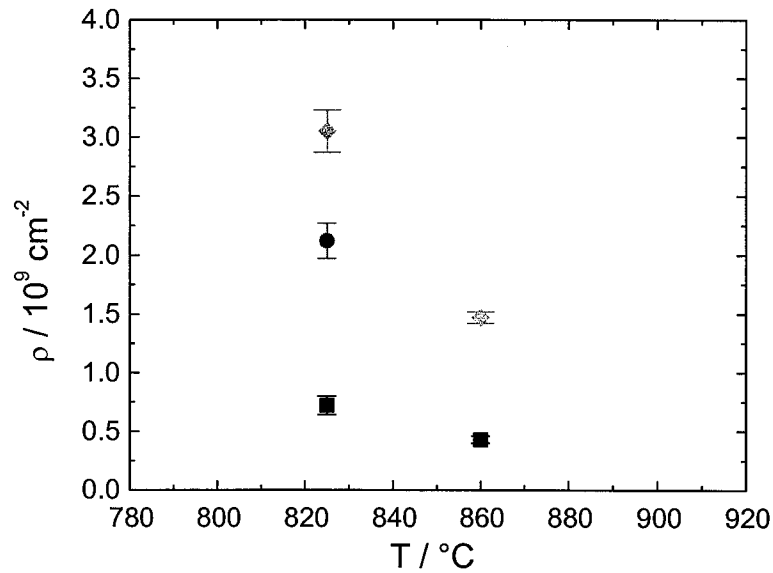


Abb. 4.21: Dichte periodischer (■), quasiperiodischer (●) und gemischter Versetzungen (◆) in A_{11} -Proben der basic Co-Modifikation in Abhängigkeit von der Temperatur. Die beiden Verformungen bei 825 und 860 °C wurden bis zu einer Dehnung von etwa 6 % durchgeführt. Die Versetzungsdichte wurde in Bereichen außerhalb der dichteren netzwerkartigen Anordnungen bestimmt.

Die Dichte der periodischen Versetzungen ist in beiden Fällen deutlich geringer als die der gemischten Versetzungen. Die Versetzungsdichte nimmt zur höheren Temperatur hin ab. Die Abnahme der Dichte der gemischten Versetzungen ist deutlich höher als die der periodischen Versetzungen. Tabelle 4.5 zeigt die Versetzungsdichten, die in Referenzproben bei 830 und 900 °C bestimmt wurden. Diese Proben wurden bei den beiden Temperaturen für eine Zeit von etwa sechs Stunden, die etwa der Dauer der durchgeführten Verformungsexperimente entspricht, wärmebehandelt.

Auch in Proben der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ werden im fortgeschrittenen Stadium der Verformung Netzwerke der Art wie in Abbildung 4.20 beobachtet. Die Bestimmung der Versetzungsdichte zeigt, daß das Verhältnis der Dichte von gemischten Versetzungen zur Dichte von periodischen Stufenversetzungen in dieser Phase deutlich geringer ausfällt. In einer Probe, die bei 790 °C bis zu einer Dehnung von etwa 5,9 % verformt wurde, wurde die Dichte der periodischen Versetzungen zu etwa $0,9$ und die Dichte der gemischten Versetzungen zu etwa $1,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bestimmt.

Temperatur	ρ_p / cm^{-2}	ρ_m / cm^{-2}	$\rho_{qp} / \text{cm}^{-2}$
830 °C	$(1,6 \pm 0,4) \cdot 10^6$	$(2,7 \pm 0,6) \cdot 10^7$	$(7,2 \pm 1,8) \cdot 10^7$
900 °C	$\approx 2 \cdot 10^4$	$\approx 2 \cdot 10^4$	$\approx 1 \cdot 10^5$

Tab. 4.5: Dichte periodischer (ρ_p), gemischter (ρ_m) und quasiperiodischer Versetzungen (ρ_{qp}) in Referenzproben der basic Co-Phase, ausgelagert für sechs Stunden bei 830 und 900 °C.

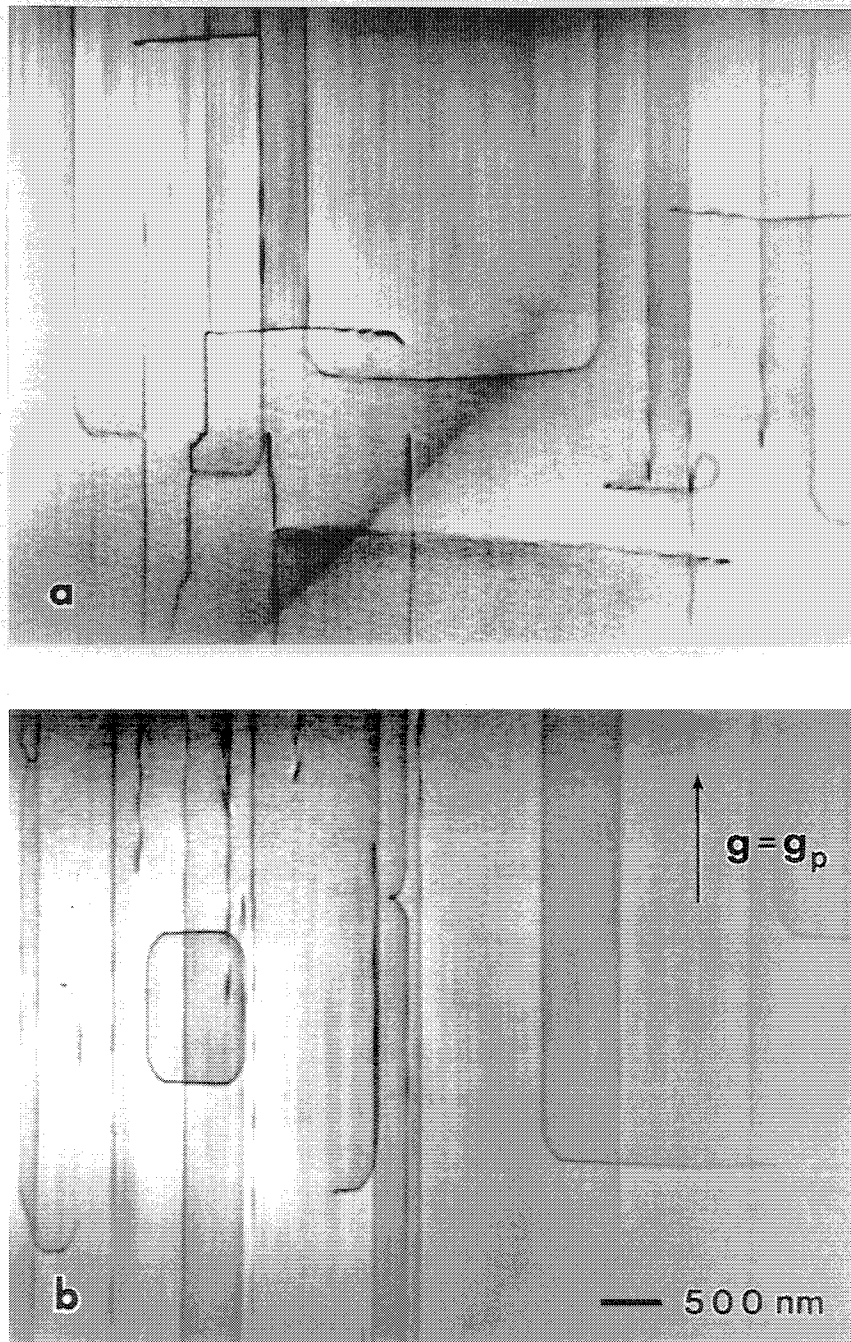


Abb. 4.22: Hellfeldaufnahme von Versetzungen in einer in der A_{45} -Orientierung verformten Probe der basic Co-Modifikation. Die Probe wurde unter Last abgekühlt, um die Versetzungsanordnung „einzufrieren“.

4.3.2 A_{45} -Orientierung

Abbildung 4.22 zeigt zwei Hellfeldaufnahmen von Versetzungen in einer Probe der basic Co-Modifikation, die in der A_{45} -Orientierung verformt wurde. Nach der Verformung, die bei 790°C bis kurz vor die obere Streckgrenze durchgeführt wurde, wurde die Probe in der Verformungsmaschine unter Last abgekühlt. Dadurch soll erreicht werden, daß die Versetzungsanordnung eingefroren wird, um sie in einer anschließenden Untersuchung im Elektronenmikroskop möglichst unverändert beobachten zu können. Die Mikroskopprobe wurde parallel zu den Gleitspuren, die in dieser Orientierung bei dieser Modifikation beobachtet werden, aus der

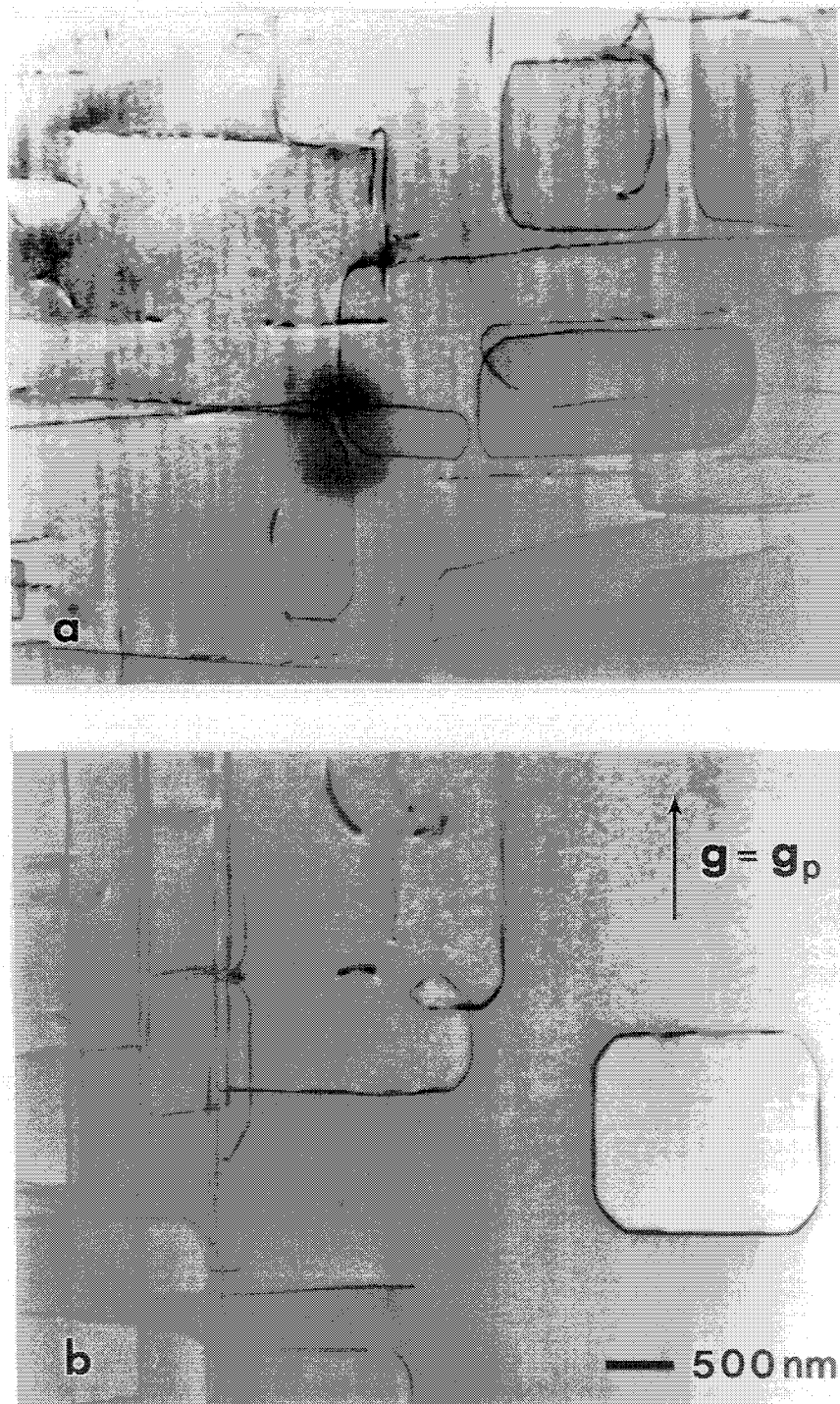


Abb. 4.23: Hellfeldaufnahmen von Versetzungen in einer in der A_{45} -Orientierung verformten Probe der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Die Probe wurde unter Last abgekühlt.

Material	T / °C	ε / %	$\frac{\rho_p^{(\text{Schrauben})}}{10^7 \text{ cm}^{-2}}$	$\frac{\rho_p^{(\text{Stufen})}}{10^7 \text{ cm}^{-2}}$	$\frac{\rho_m}{10^7 \text{ cm}^{-2}}$
basic Co	860	6,0	$(6,4 \pm 0,4)$	$(2,2 \pm 0,3)$	$(5,0 \pm 0,6)$
$Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$	790	4,5	$(0,9 \pm 0,1)$	$(6,2 \pm 0,6)$	$(6,0 \pm 1,4)$

Tab. 4.6: Dichte der Schrauben- ($\rho_p^{(\text{Schrauben})}$) und Stufenanteile ($\rho_p^{(\text{Stufen})}$) periodischer Versetzungen und Dichte gemischter Versetzungen (ρ_m) in verformten Proben der Modifikationen basic Co und $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$.

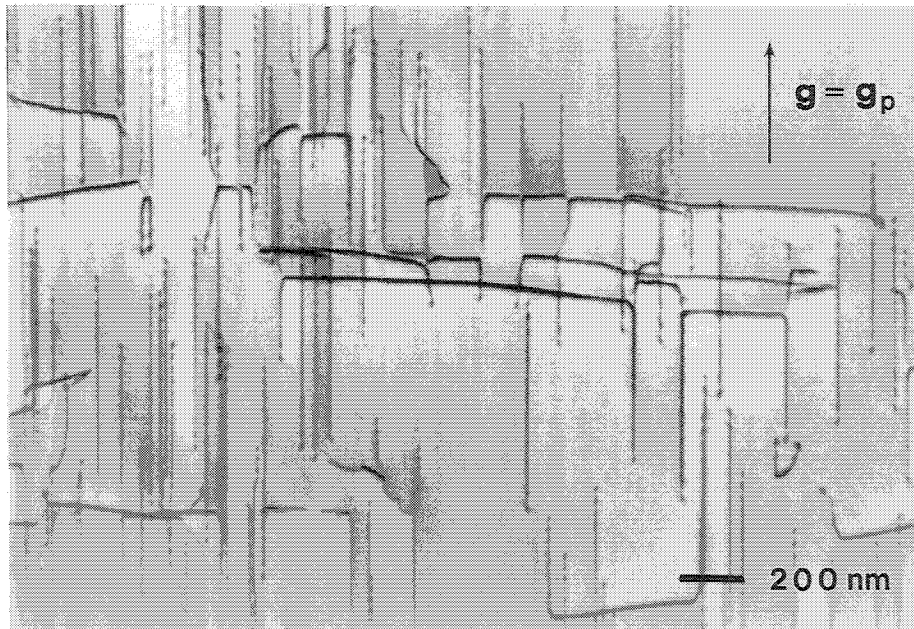


Abb. 4.24: Hellfeldaufnahme einer Versetzungsanordnung in einer A_{45} -Probe der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Die Probe wurde bei $790\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zu einer Dehnung von $4,7\%$ verformt.

verformten Probe geschnitten. Die meisten der Versetzungen in Abbildung 4.22 besitzen einen periodischen Burgersvektor. In beiden Abbildungen sind lang ausgezogene Schraubensegmente und kürzere Stufensegmente zu erkennen. Abbildung 4.22 b) zeigt einen Versetzungsring, ebenfalls mit längeren Schrauben- und kürzeren Stufenanteilen. Alle Versetzungslinien zeigen einen exakt parallel oder senkrecht zur zehnzähligen Achse ausgerichteten geraden Verlauf. In Proben, die nicht unter Last abgekühlt, sondern in heißem Zustand der Verformungsmaschine entnommen wurden, weicht der Verlauf der Stufensegmente von einer exakten Ausrichtung senkrecht zur zehnzähligen Achse ab.

In einer Probe, die bei $860\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zu einer Dehnung von 6% verformt wurde, wurde die Dichte der Versetzungen bestimmt. Die Probe wurde wie die anderen zur Versetzungsdichtebestimmung verwendeten Proben unmittelbar im Anschluß an die Verformung in Wasser abgeschreckt. Aus der verformten Probe wurde im Bereich der Gleitspuren eine Mikroskopprobe senkrecht zur Druckrichtung geschnitten. Diese Probe zeigt große Bereiche mit einer Versetzungsdichte in der Größenordnung von etwa 10^8 cm^{-2} und Bereiche, in denen die Versetzungsdichte um bis zu eine Größenordnung geringer ist. In den Bereichen der höheren Versetzungsdichte wurde die Dichte der Versetzungen für periodische Stufen- und Schraubenversetzungen und für gemischte Versetzungen getrennt bestimmt. Tabelle 4.6 zeigt die Ergebnisse der Versetzungsdichtebestimmung. Die Dichte der Schraubensegmente der periodischen Versetzungen ist etwa dreifach so groß wie die Dichte der Stufenanteile.

Abbildung 4.23 zeigt Hellfeldaufnahmen von Versetzungen in einer in der A_{45} -Orientierung verformten Probe der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Die Probe wurde wie die Probe der basic Co-Phase unter Last abgekühlt. Die Verformung wurde bei $760\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis zur oberen Streckgrenze durchgeführt. Abbildung 4.23 a) zeigt periodische Versetzungen mit weit ausgezogenen Stufen- und kürzeren Schraubensegmenten. In Abbildung 4.23 b) ist ein Versetzungsring zu sehen, der im Vergleich zu dem in Abbildung 4.22 b) kürzer in Richtung parallel zur zehnzähligen Achse und breiter senkrecht dazu ist. Die Abbildung zeigt außerdem auf der rechten Seite ein Versetzungsnetzwerk der Art wie in Abbildung 4.18, das in der A_{11} -verformten Probe der basic Co Modifikation beobachtet wurde. In einem späteren Stadium der Verformung werden an mehreren Stellen dichte Netzwerke beobachtet. Abbildung 4.24 zeigt

eine Hellfeldaufnahme eines solchen Netzwerkes in einer Probe, die bis zu einer Dehnung von etwa 4,7 % bei 790 °C verformt wurde. Die Mikroskopprobe wurde in einem Winkel von 45 ° zur zehnzähligen Achse aus der verformten Probe geschnitten. Neben den dichten Netzwerken zeigt die Probe große Bereiche geringerer Versetzungsichte. In diesen Bereichen wurde die in Tabelle 4.6 angegebene Versetzungsichte bestimmt. Die Versetzungsichte innerhalb der Netzwerke ist um einen Faktor von etwa 3 bis 5 höher. Nach der Tabelle ist die Dichte der Stufenanteile der periodischen Versetzungen wesentlich höher als die Dichte der Schraubenanteile, im Gegensatz zu den Versetzungsichten in der basic Co-Probe. Die Dichte beider Anteile zusammen besitzt einen ähnlichen Wert wie in der basic Co-Probe.

4.3.3 $A_{\perp}$ -Orientierung

In Proben, die in der $A_{\perp}$ -Orientierung verformt wurden, wird eine hohe Dichte an gemischten und quasiperiodischen Versetzungen beobachtet. Mit Hilfe der CBED-Methode wurden die Burgersvektoren einiger Versetzungen bestimmt. Die Richtungen der ermittelten Burgersvektoren sind in einer stereographischen Projektion in Abbildung 4.25 eingezeichnet. Die Zonenachse dieser stereographischen Projektion ist die zehnzählige Achse, sie liegt also senkrecht zur Druckrichtung. Die Druckrichtung ist in der Abbildung mit Pfeilen angedeutet. Die größeren Punkte veranschaulichen Burgersvektoren, die häufiger gefunden wurden. Die Punkte auf dem Rand der stereographischen Projektion stellen die quasiperiodischen Burgersvektoren dar, die im inneren Bereich gelegenen Punkte die gemischten Burgersvektoren. Die beiden quasiperiodischen Burgersvektoren sind parallel zu D2-Richtungen, die mit der Druckrichtung einen Winkel von 54° einschließt. Die Linieneinrichtung dieser Versetzungen ist wie die Linieneinrichtung der gemischten Versetzungen parallel zur zehnzähligen Achse. Das entsprechende Gleitsystem besitzt einen Schmidfaktor von 0,48, der dem maximalen Wert von 0,5 sehr nahe kommt. Die quasiperiodische Komponente der gemischten Burgersvektoren liegt parallel zu den P2-Richtungen. Häufig wurden gemischte Burgersvektoren beobachtet, deren quasiperiodische Komponente entlang einer P2-Richtung liegt, die mit der Druckrichtung den Winkel von 36° einschließt. Der Schmidfaktor des entsprechenden Gleitsystems beträgt 0,28. Die Schmidfaktoren der Gleitsysteme zu den anderen gemischten Burgersvektoren sind geringer. Abbildung 4.26 zeigt eine Hellfeldaufnahme einer $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ -Probe, die in der $A_{\perp}$ -Orientierung bis kurz hinter die obere Streckgrenze verformt wurde. Zur Abbildung wurde ein quasiperiodischer Reflex in der Nähe des zehnzähligen Pols verwendet, die Blickrichtung ist also nahezu parallel zur zehnzähligen Achse. Die Druckrichtung entlang der P2-

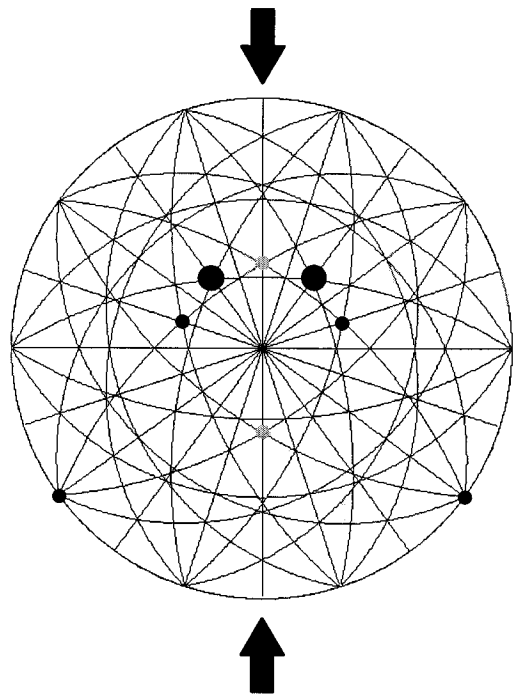


Abb. 4.25: Burgersvektoren von Versetzungen in Proben, verformt in der $A_{\perp}$ -Orientierung, eingezeichnet in einer stereographischen Projektion. Die Zonenachse der Projektion ist die zehnzählige Achse des dekadagonalen Quasikristalls. Die Pfeile geben die Druckrichtung an. Weitere Erläuterungen im Text.

Richtung, die in der Abbildung senkrecht nach unten zeigt, ist zusammen mit der benachbarte P2-Richtung mit Pfeilen eingezeichnet. Die Abbildung zeigt Stapelfehlerkontraste, die parallel zur P2-Richtung unter einem Winkel von 36° zur Druckrichtung verlaufen. Die Richtung der Stapelfehlerkontraste entlang der P2-Richtung entspricht somit der Richtung der quasiperiodischen Komponente des häufig beobachteten gemischten Burgersvektors. Allerdings werden in der Abbildung auch vereinzelte andere Stapelfehlerrichtungen beobachtet. An anderen Stellen der Probe sind die Stapelfehlerkontraste entlang der P2-Richtung nicht so dominant und es werden häufiger verschiedene andere Richtungen beobachtet.

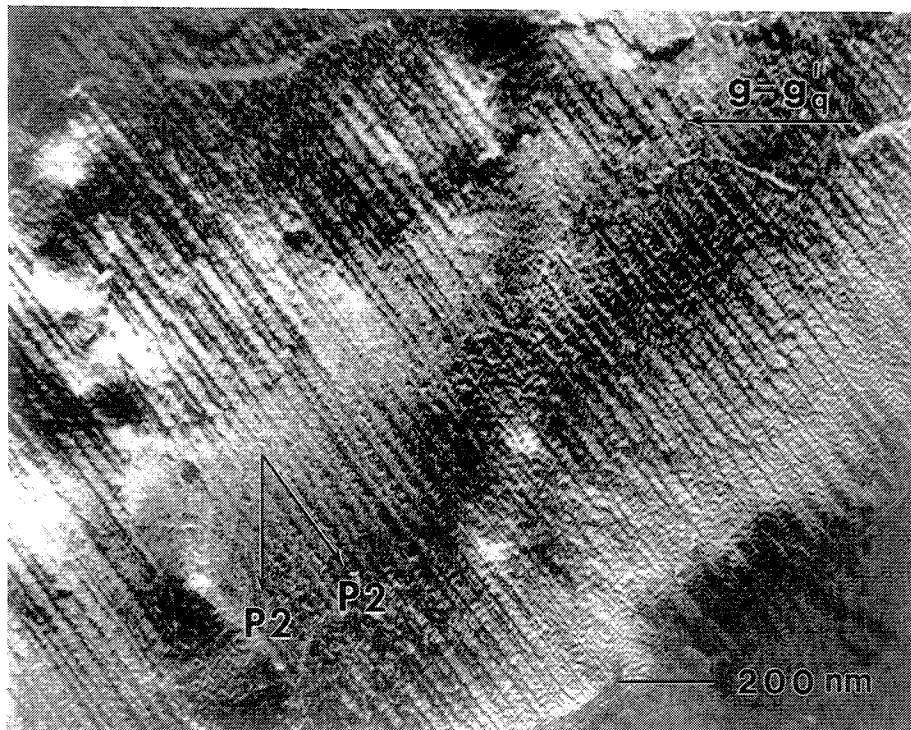


Abb. 4.26: Hellsfeldaufnahme von Stapelfehlerkontrasten in einer in der $A_\perp$ -Orientierung verformten Probe der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ unter dem Reflex $\mathbf{g}_q' = (0,0,-1,1,0)_{Yan}$. Die Stapelfehler liegen parallel zu der P2-Richtung unter 36° zur Druckrichtung.

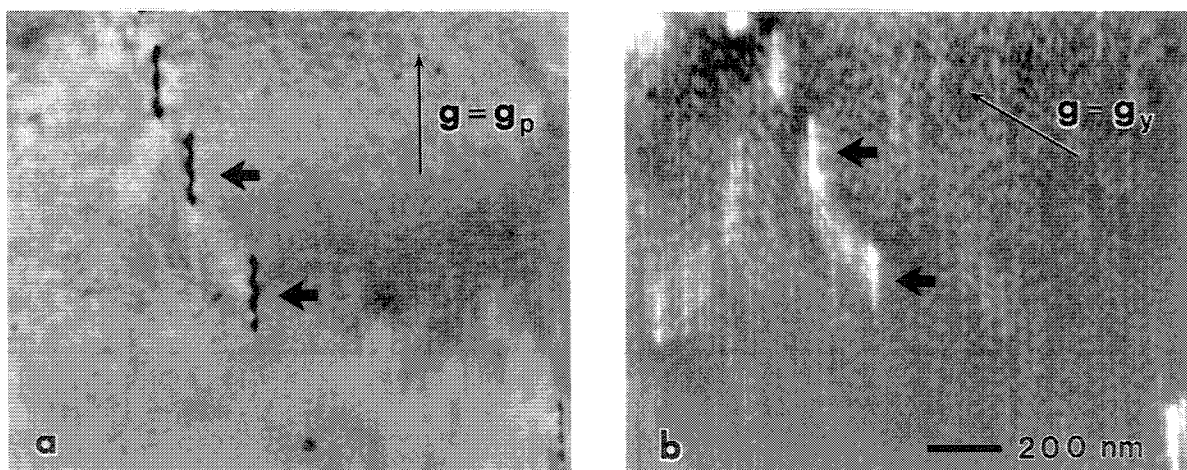


Abb. 4.27: Hellsfeld- (a) und Dunkelfeldaufnahme (b) von Versetzungen und Stapelfehlern in der Probe der Abbildung 4.26 unter dem periodischen Reflex $\mathbf{g}_p = (2,0,0,0,0)_{Yan}$ bzw. dem gemischten Reflex $\mathbf{g}_y = (2,-1,0,0,1)_{Yan}$.

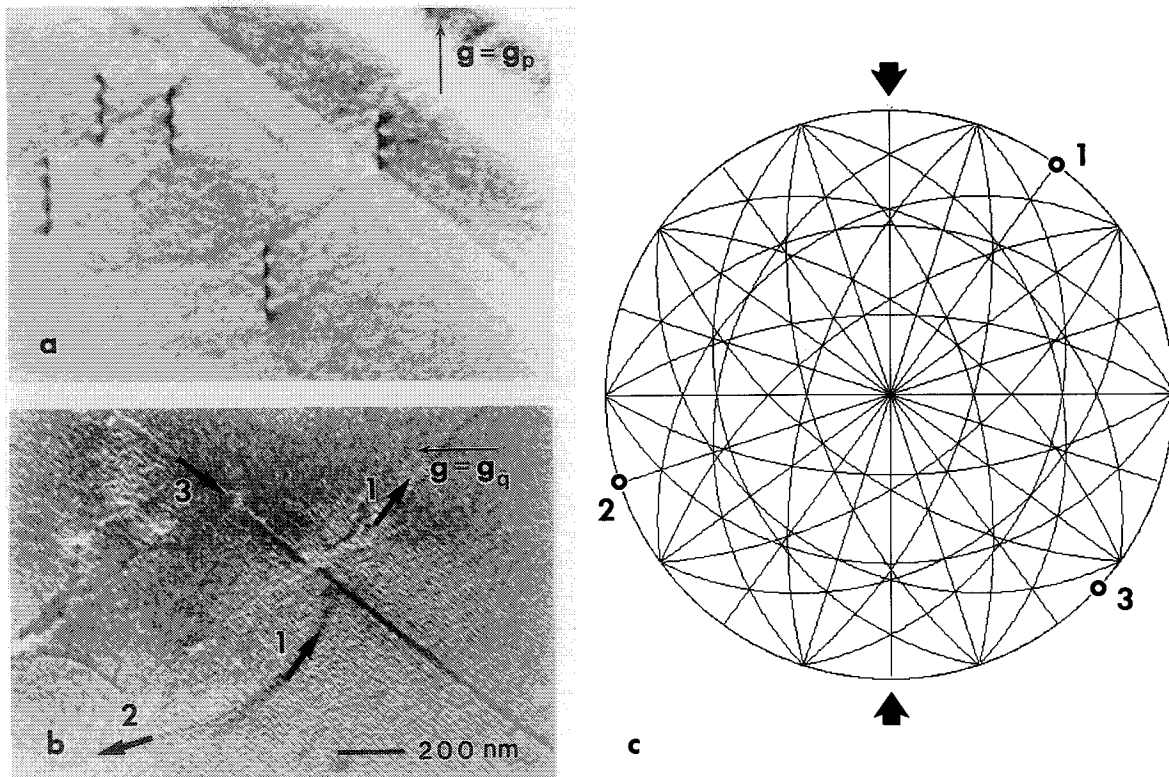


Abb. 4.28: Hellfeldaufnahmen von Versetzungen und Stapelfehlern in einer in der $A_{\perp}$ -Orientierung bei 900 °C verformten Probe der basic Co-Modifikation (a und b) und Richtungen der Stapelfehler in einer stereographischen Projektion (c). Die Zonenachse der Projektion ist die zehnzählige Achse. Die Pfeile geben die Druckrichtung an.

Abbildung 4.27 a) zeigt eine Hellfeldaufnahme einer anderen Stelle in derselben Probe unter einem periodischen Reflex und Abbildung 4.27 b) eine entsprechende Dunkelfeldaufnahme unter einem gemischten Reflex. Mit der CBED-Methode wurden die Burgersvektoren der beiden Versetzungen bestimmt. Es ergeben sich gemischte Burgersvektoren, die in der stereographischen Projektion der Abbildung 4.25 als graue Punkte eingezeichnet sind. Ihre quasiperiodische Komponente liegt parallel zur Druckrichtung. Abbildung 4.28 a) und b) zeigt Hellfeldaufnahmen unter einem periodischen und quasiperiodischen Reflex einer Probe der basic Co-Modifikation, die in der $A_{\perp}$ -Orientierung bei 900 °C bis zur oberen Streckgrenze verformt wurde. Einige der in Abbildung 4.25 dargestellten Burgersvektoren wurden in dieser Probe ermittelt. Die Richtung der Stapelfehlerkontraste ist in der stereographischen Projektion der Abbildung 4.28 c) eingezeichnet. Der Verlauf des Stapelfehlers 3 ist bemerkenswert. Der Stapelfehler verläuft sehr gerade in einer Richtung, die keiner niedrig indizierten Richtung entspricht. Die Richtung schließt mit der Druckrichtung einen Winkel von nahezu 45 ° ein.

In Proben der $A_{\perp}$ -Orientierung, die bis zu Dehnungen von etwa 6 % verformt wurden, wurde die Dichte der quasiperiodischen, der gemischten und der periodischen Versetzungen bestimmt. Abbildung 4.29 zeigt die ermittelten Versetzungsdichten für Proben der basic Co-Phase. Es ist eine deutliche Abnahme der Versetzungsdichte mit steigender Temperatur zu erkennen. Die Dichte der quasiperiodischen und der gemischten Versetzungen ist gegenüber der Referenzprobe bei 830 °C um einen Faktor von etwa 30 bzw. 80 erhöht. Auch die Dichte der periodischen Versetzungen ist deutlich höher als in den Referenzproben. In der $A_{\perp}$ -Orientierung liegt der periodische Burgersvektor senkrecht zur Druckrichtung. Das periodische Gleitsystem besitzt deshalb den Schmidfaktor Null, wenn die Probe exakt orientiert und nicht gebogen ist. Trotzdem wird auch für dieses Gleitsystem eine erhöhte Versetzungsdichte

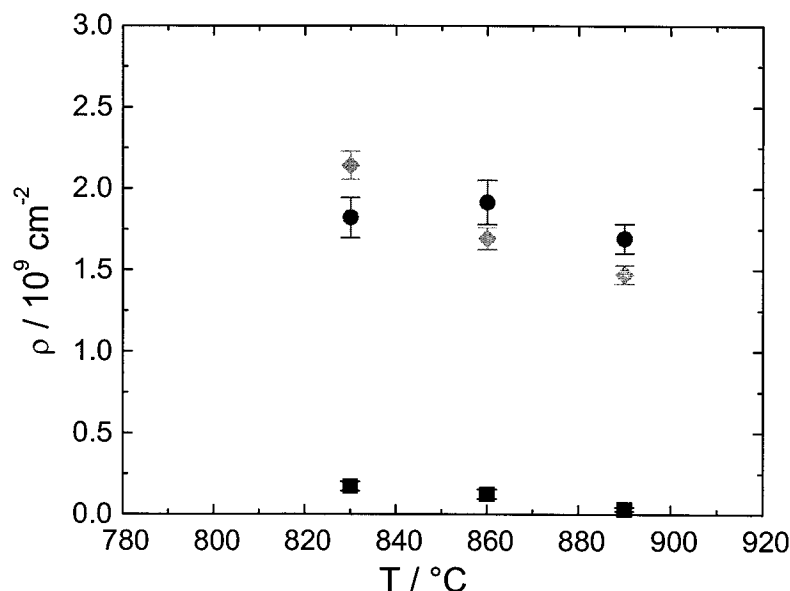


Abb. 4.29: Dichte periodischer (■), quasiperiodischer (●) und gemischter Versetzungen (◆) in $A_{\perp}$ -Proben der basic Co-Modifikation in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Proben wurden bis zu einer Dehnung von etwa 6 % verformt.

beobachtet. Die Versetzungsdichten in einer Probe der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, die bei 790°C bis zu einer Dehnung von 5,3 % verformt wurde, sind etwas höher, zeigen aber etwa dieselben Anteile von quasiperiodischen, gemischten und periodischen Versetzungen. Die Dichte der quasiperiodischen Versetzungen beträgt etwa $2,6 \cdot 10^9$, die der gemischten etwa $2,5 \cdot 10^9$ und die der periodischen Versetzungen etwa $3,6 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$.

4.4 Diskussion

In dekalonalen Al-Ni-Co-Quasikristallen werden drei verschiedene Typen von Versetzungen beobachtet: Versetzungen mit einem Burgersvektor entlang der periodischen Richtung, entlang der quasiperiodischen Richtungen oder mit einer periodischen und quasiperiodischen Komponente. Der periodische Burgersvektor besitzt eine Länge von $4,0 \text{ \AA}$, also die Länge einer ganzen Gitterperiodizität der fundamentalen dekalonalen Phase. Die Länge entspricht dem doppelten Abstand zwischen quasiperiodischen Ebenen. Die quasiperiodischen Burgersvektoren liegen parallel zu den D2-Richtungen. In den beiden dekalonalen Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co werden quasiperiodische Burgersvektoren mit einer Länge von $2,9 \text{ \AA}$ und der τ -fach größeren Länge $4,7 \text{ \AA}$ beobachtet. Sie besitzen ζ -Verhältnisse von τ^{-1} bzw. τ^{-3} . Yan *et al.* (1994) bestimmten die Burgersvektoren quasiperiodischer Versetzungen in einer dekalonalen Phase der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Sie finden die Burgersvektoren $(0,1,0,-1,-1,1)_{\text{Yan}}$, $(0,0,1,0,-1,0)_{\text{Yan}}$ und $(0,-1,0,0,1,0)_{\text{Yan}}$. Der erste dieser Vektoren entspricht dem quasiperiodischen Burgersvektor der Länge $2,9 \text{ \AA}$. Dieser wird in den vorliegenden Untersuchungen der beiden Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co häufig beobachtet. Die beiden anderen Burgersvektoren entsprechen dem Burgersvektor $\mathbf{B}^{(4)}$, der in dieser Arbeit nur in der basic Ni-Phase beobachtet wird (s. Kapitel 6). Die Autoren geben für den ersten Vektor

das Verhältnis $|\mathbf{b}_\parallel|/|\mathbf{b}_\perp| = \tau^3$ an, was einem ζ -Verhältnis von τ^{-3} entspricht, im Gegensatz zu dem Ergebnis der vorliegenden Untersuchung. Die Komponente des Burgersvektors im senkrechten Raum hängt allerdings von der Wahl der Quasigitterkonstanten ab. Das Verhältnis τ^{-3} bei Yan *et al.* (1994) wurde mit den Gitterkonstanten des Systems nach Yan *et al.* (1993) bestimmt, während die ζ -Verhältnisse dieser Arbeit im System nach Steurer (1989) bestimmt wurden. Dieses System benutzt eine physikalisch sinnvolle Quasigitterkonstante, während das System nach Yan *et al.* (1993) eine unphysikalisch kurze Länge als Quasigitterkonstante benutzt. ζ -Verhältnisse sollten deshalb im System nach Steurer (1989) berechnet werden.

Neben den Untersuchungen mit Hilfe der konvergenten Elektronenbeugung wurden auch Kontrastauslöschungsuntersuchungen an Versetzungen durchgeführt. Die erste Analyse von Versetzungen in dekalagonalen Quasikristallen wurde von Zhang und Urban (1989) unternommen. Sie unterscheiden je nach dem beobachteten Auslöschungsverhalten bei Verwendung von periodischen und quasiperiodischen Reflexen zwischen Versetzungen mit periodischem und quasiperiodischem Burgersvektor. Yan und Wang (1992) ermittelten die Richtungen von Burgersvektoren in Kleinwinkelkorngrenzen eines dekalagonalen Quasikristalls ebenfalls durch Kontrastauslöschungsuntersuchungen. Sie finden Burgersvektoren in periodischer Richtung und entlang der quasiperiodischen P2- und D2-Richtungen.

In keiner der vorgenannten Untersuchungen wurden Versetzungen mit einem gemischten Burgersvektor ermittelt. Diese finden sich in den vorliegenden Untersuchungen sowohl in den verformten Proben als auch in den Referenzproben. Der gemischte Burgersvektor besitzt in periodischer Richtung die Länge einer halben Gitterperiodizität der fundamentalen dekalagonalen Phase, zeigt also zur nächsten quasiperiodischen Ebene. Seine Länge im physikalischen Raum beträgt 2,5 Å.

Die Komponenten der drei beobachteten Burgersvektortypen im physikalischen Raum entsprechen in der Struktur einfachen interatomaren Vektoren. Ihre Lage lässt sich am einfachsten im Modell des pentagonalen antiprismatischen Kanals veranschaulichen, der die kleinste Struktureinheit der dekalagonalen Phase darstellt. Die Vektoren zeigen von einem Eckpunkt des pentagonalen Kanals zum nächsten oder übernächsten Eckpunkt.

Die Anzahl an verschiedenen Burgersvektoren in dekalagonalen Quasikristallen ist im Vergleich zu der in ikosaedrischen Quasikristallen sehr gering. Dort wird eine Fülle von Burgersvektoren mit verschiedenen ζ -Verhältnissen und verschiedenem Betrag im physikalischen Raum entlang der fünf-, drei- und zweizähligen Symmetrierichtungen beobachtet. Die fünfzählige Achse kommt in der ikosaedrischen Punktgruppe sechsmal, die dreizählige zehnmal und die zweizählige Symmetrieachse 15 mal vor. Die Linienrichtungen der Versetzungen liegen ebenfalls entlang der verschiedenen kristallographischen Richtungen. Daraus ergibt sich eine Fülle möglicher Gleitsysteme für die plastische Verformung. Viele Gleitsysteme schneiden sich, weshalb es häufig zu Versetzungsreaktionen kommen sollte. Dies wird experimentell auch beobachtet. Wang *et al.* (1998) untersuchten Versetzungsreaktionen in verformten ikosaedrischen Quasikristallen. Aufgrund der großen Anzahl verschiedener Burgersvektoren ist eine Vielzahl von Versetzungsreaktionen möglich. Schneiden sich zwei Versetzungen, so läuft eine Versetzungsreaktion ab, wenn dies energetisch vorteilhaft ist. In Kristallen besitzt eine Versetzung mit dem Burgersvektor $\mathbf{b}$ aufgrund ihres Verzerrungsfeldes in einem Material mit dem Schubmodul μ die Energie

$$E = \mu \mathbf{b}^2. \quad (4.40)$$

(siehe z.B. Hull und Bacon 1984). Schneiden sich zwei Versetzungen mit den Burgersvektoren $\mathbf{b}_1$ und $\mathbf{b}_2$, so reagieren sie zu einer Versetzung mit dem Burgersvektor $\mathbf{b}_3 = \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$, wenn die Energie der entstehenden Versetzung kleiner ist als die Energiesumme der ursprünglichen Versetzungen, wenn also gilt $\mathbf{b}_3^2 < \mathbf{b}_1^2 + \mathbf{b}_2^2$ (Frank'sche Regel). Bei Quasikristallen steckt die elastische Energie einer Versetzung nicht nur im Phononanteil, sondern auch im Phasonanteil.

Zur Berechnung des Energiebeitrags des Phasonanteils gibt es verschiedene Theorien. Für ikosaedrische Quasikristalle geben Wang *et al.* (1998) zur Berechnung der Energie einer Versetzung die Gleichung

$$E = \mu(|\mathbf{b}_{||}|^2 + c_1|\mathbf{b}_{\perp}|) \quad (4.41a)$$

oder

$$E = \mu(|\mathbf{b}_{||}|^2 + c_2|\mathbf{b}_{\perp}|^2) \quad (4.41b)$$

mit unbekannten Konstanten c_1 und c_2 an. Sie wenden diese Ausdrücke auf die verschiedenen denkbaren Reaktionen an und erhalten, daß die Versetzungsreaktionen in vielen Fällen energetisch günstig sind, unabhängig davon, welche Gleichung zur Berechnung der Energie benutzt wird und welchen Wert die Konstanten c_1 und c_2 besitzen. Die Autoren bestimmten außerdem für einige experimentell beobachteten Versetzungsreaktionen Burgersvektoren. Diese gehören zu den theoretisch erwarteten Fällen.

Die vielfältigen Reaktionsmöglichkeiten von Versetzungen in ikosaedrischen Quasikristallen führen zu einer hohen Annihilationsrate. In Wärmebehandlungen verformter Proben von ikosaedrischem Al-Pd-Mn wurde eine rasche Abnahme der Versetzungsdichte beobachtet. Die Untersuchung von Proben, die nach der Verformung bei der Verformungstemperatur für verschiedene Zeiten wärmebehandelt wurden, zeigen, daß die Versetzungsdichte in der Zeit von etwa einer halben Stunde auf etwa die Hälfte des ursprünglichen Wertes abnimmt. (Schall *et al.* 1999)

Prozesse, die zu einer Reduktion der Versetzungsdichte führen, stehen während der Verformung in Konkurrenz zu Multiplikationsprozessen, bei denen Versetzungen erzeugt werden. Sie prägen insbesondere das Verhalten in Hochtemperaturverformungsexperimenten, die im fortgeschrittenen Stadium der Verformung zumeist durch einen Gleichgewichtszustand zwischen Versetzungserzeugung und -vernichtung charakterisiert sind (siehe z.B. Ilschner 1973). Es wird angenommen, daß diese Versetzungsdynamik auch das Verhalten ikosaedrischer Quasikristalle in Hochtemperaturverformungen entscheidend bestimmt (Messerschmidt *et al.* 2000). Durch die hohe Annihilationsrate von Versetzungen in ikosaedrischen Quasikristallen kann sich die Versetzungsstruktur sehr dynamisch an geänderte Verhältnisse bei der Verformung wie beispielsweise bei der Durchführung eines Relaxationsexperimentes oder eines Dehnungsratenwechsels anpassen. Dies führt zu einem Fehler bei der Bestimmung thermodynamischer Aktivierungsparameter, die unter der Voraussetzung einer konstanten Versetzungsstruktur aus diesen Experimenten bestimmt werden.

In dekalagonalen Quasikristallen ist die Anzahl der möglichen Versetzungsreaktionen aufgrund der geringen Anzahl der auftretenden Burgersvektoren stark eingeschränkt. Von der Anzahl aller denkbaren Versetzungsreaktionen in dekalagonalen Quasikristallen bleiben unter der Voraussetzung, daß die bei der Reaktion entstehende Versetzung wieder eine Versetzung mit einem Burgersvektor der beobachteten drei Typen sein muß, nur wenige Fälle übrig. Im Fall zweier periodischer oder zweier gemischter Versetzungen kann unter dieser Voraussetzung nur die Reaktion zweier Versetzungen mit entgegengesetztem Vorzeichen, d.h. die Annihilation zweier Versetzungen, auftreten. Ebenso ist die Reaktion einer quasiperiodischen Versetzung mit einer gemischten oder mit einer periodischen Versetzungen nicht möglich. Übrig bleiben die Fälle der Reaktion einer gemischten mit einer periodischen Versetzung und die Reaktion zweier quasiperiodischer Versetzungen. Der erste Fall wird in verformten Proben vielfach beobachtet. Die periodische Komponente des gemischten Burgersvektors ist dabei entgegengesetzt zur Richtung des periodischen Burgersvektors. Bei der Reaktion kehrt die periodische Komponente des gemischten Burgersvektors das Vorzeichen um, so daß eine Versetzung des gleichen Typs entsteht. Die Energie des Reaktionsproduktes ist also um die Energie der periodischen Versetzung geringer. Die Reaktion ist folglich energetisch günstig und läuft ab. Da die periodischen Versetzungen mit einer Linienrichtung senkrecht zur zehnzähli-

gen Achse die Versetzungslinien der gemischten Versetzungen, welche parallel zur zehnzähligen Achse liegen, schneiden, wird die Versetzungsreaktion sehr häufig beobachtet. Sie spielt eine entscheidende Rolle beim plastischen Verhalten der beiden untersuchten Modifikationen. Sie führt jedoch nicht zu einer Abnahme der Versetzungsdichte, sondern aufgrund der zueinander senkrechten Linienrichtungen vielmehr zur Ausbildung von Versetzungsnetzwerken.

Die Reaktion zweier quasiperiodischer Versetzungen ist in zwei Fällen möglich:

- a.) Zwei Versetzungen mit quasiperiodischen Burgersvektoren des Typs $\mathbf{B}^{(2)}$ reagieren zu einer Versetzung mit einem quasiperiodischen Burgersvektor des Typs $\mathbf{B}^{(3)}$, z.B.

$$(0, 0, -1, -1, 1, 1) + (0, -1, -1, 1, 1, 0) \rightarrow (0, -1, -2, 0, 2, 1) \quad (4.42)$$

Die Parallelkomponenten der beiden Burgersvektoren auf der linken Seite der Reaktionsgleichung schließen miteinander einen Winkel von 72° ein und es entsteht ein Burgersvektor, der im physikalischen Raum den τ -fachen Betrag besitzt.

- b.) Zwei Versetzungen mit quasiperiodischen Burgersvektoren des Typs $\mathbf{B}^{(3)}$ reagieren zu einer Versetzung mit einem Burgersvektor des Typs $\mathbf{B}^{(2)}$, z.B.

$$(0, 2, 1, -1, -2, 0) + (0, -1, -2, 0, 2, 1) \rightarrow (0, 1, -1, -1, 0, 1), \quad (4.43)$$

wobei die Parallelkomponenten der beiden Burgersvektoren einen Winkel von 144° einschließen. Der Burgersvektor der entstehenden Versetzung besitzt im physikalischen Raum einen Betrag, der um den Faktor τ kleiner ist als die Beträge der reagierenden Versetzungen.

In den beiden Fällen läuft die Reaktion ab, wenn sie energetisch vorteilhaft ist. Der Phasanteil der quasiperiodischen Versetzungen in dekadonalem Al-Ni-Co ist wesentlich kleiner als der Phononanteil. Für eine erste Abschätzung der Energieverhältnisse soll hier deshalb nur der Phononanteil des Burgersvektors bei der Energiebetrachtung berücksichtigt werden. Bei dieser Abschätzung ist im Fall a.) die Energie des Reaktionsproduktes größer und im Fall b.) kleiner als die Energie vor der Reaktion. Die Reaktion der zweiten Art würde also ablaufen, die der ersten nicht. Für eine realistischere Abschätzung müßten die Werte der Konstanten in den Gleichungen (4.41) und bekannt sein. In jedem Fall findet eine Reaktion zweier quasiperiodischer Versetzungen seltener statt, da die Versetzungen dieselbe Linienrichtung besitzen. In Verformungen gleiten zwei quasiperiodische Versetzungen mit Burgersvektoren wie im Fall a) oder b) in unterschiedliche Richtungen. Eine Reaktion findet nur dann statt, wenn die Versetzungen sich in einem Abstand $y < y_0$ aneinander vorbeibewegen, wobei y_0 der maximale Abstand ist, den die Versetzungen aufgrund der attraktiven Wechselwirkung durch Klettern überwinden können. Ebenso ist die Wahrscheinlichkeit der Annihilation zweier quasiperiodischer Versetzungen wie auch zweier gemischter Versetzungen gering. Beide Versetzungstypen besitzen eine zehnzählige Linienrichtung und bewegen sich in unterschiedlichen Richtungen entlang verschiedener Gleitebenen. Es ist also in Verformungsexperimenten eine geringe Annihilationsrate zu erwarten. Diese äußert sich in den durchgeführten wiederholten Spannungsrelaxationen. In diesen wird im Unterschied zu ikosaedrischen Quasikristallen nur eine vernachlässigbar geringe Abweichung des Verlaufs der wiederholten Relaxation vom Verlauf der ersten Relaxation beobachtet.

Die geringe Anzahl von verschiedenen Burgersvektoren in dekadonalen Quasikristallen im Vergleich zu ikosaedrischen Quasikristallen besitzt noch eine weitere Konsequenz für das beobachtete Verformungsverhalten. Mit der zusätzlichen Einschränkung der Linienrichtung auf Richtungen parallel zur zehnzähligen Achse im Falle quasiperiodischer oder gemischter Versetzungen und parallel und senkrecht zur zehnzähligen Achse bei periodischen Versetzungen stehen nur sehr wenige Gleitsysteme zur Verfügung, die die Verformung tragen können. In den Verformungsexperimenten bei konstanter Dehnungsrate wird im Gegensatz zu Verformungsexperimenten an ikosaedrischen Quasikristallen eine deutliche Anisotropie der Fließspannung beobachtet. Im nachfolgenden soll diskutiert werden, welche Gleitsysteme oder Prozesse in den verschiedenen Orientierungen die Verformung tragen.

In verformten Proben der A_{45} -Orientierung wird eine erhöhte Dichte an periodischen Versetzungen beobachtet. Die Dichte im bei 860°C verformten basic Co-Material ist etwa um einen Faktor 60 größer als in der bei 830°C wärmebehandelten Referenzprobe. Die Abbildungen 4.22 und 4.23 besitzen große Ähnlichkeit mit Aufnahmen von Gleitebenen in Kristallen. Es wird deshalb angenommen, daß die Verformung in beiden Modifikationen durch das periodische Gleitsystem getragen wird. Der Schmidfaktor besitzt für dieses Gleitsystem den maximalen Wert von 0,5. Zwar wären Gleitsysteme aus gemischten und quasiperiodischen Versetzungen auch denkbar, denn das zur Abgleitung günstigste gemischte Gleitsystem besitzt bei einer zehnzähligen Linienrichtung der Versetzung einen Schmidfaktor von 0,46, das günstigste quasiperiodische Gleitsystem einen Schmidfaktor von 0,24. Allerdings ist die Fließspannung in der A_{45} -Orientierung wesentlich geringer als in der $A_{\perp}$ -Orientierung, wo das periodische Gleitsystem nicht und nur die quasiperiodischen und gemischten Gleitsysteme zur Verformung beitragen können. Weder das gemischte noch das quasiperiodische Gleitsystem können deshalb wesentlich an der Verformung in der A_{45} -Orientierung beteiligt sein. Die Fließspannung in der A_{45} -Orientierung beträgt im Fall der basic Co-Phase etwa ein Drittel und bei der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ etwa die Hälfte des Wertes der $A_{\perp}$ -Orientierung. Die Dichte der periodischen Versetzungen in der A_{45} -Orientierung ist um mehr als eine Größenordnung geringer als die Dichte der gemischten und quasiperiodischen Versetzungen in der $A_{\perp}$ -Orientierung.

Vergleicht man die Versetzungsdichten in A_{45} -Proben der beiden Modifikationen miteinander, so findet man einen deutlichen Unterschied, der für das Verformungsverhalten der beiden Modifikationen in dieser Orientierung von großer Bedeutung ist. Zwar besitzt die Summe der Dichte von periodischen Stufen- und Schraubenversetzungen bei beiden Modifikationen etwa den gleichen Wert, jedoch sind die Verhältnisse von Stufen- zu Schraubenanteilen unterschiedlich. Die Dichte der Stufenanteile ist in Proben der basic Co-Phase geringer und in Proben der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ um ein Vielfaches höher als die Dichte der Schraubenanteile. In den Abbildungen 4.22 und 4.23 sind diese verschiedenen Verhältnisse von Stufen- zu Schraubenanteil deutlich zu erkennen. In den Referenzproben ist ein solcher Unterschied nicht zu erkennen. Die Versetzungsmultiplikation bei der Verformung geschieht im einfachsten Fall durch die Ausdehnung von Versetzungsringen entlang der Gleitebene. Ist bei der Ausdehnung solcher Versetzungsringe die Schraubenkomponente schneller als die Stufenkomponente, so entstehen lang ausgezogene Stufenanteile. Umgekehrt findet man lange Schraubenanteile, wenn die Stufenkomponente der Versetzungsringe sich schneller bewegt als die Schraubenkomponente. Aus den beobachteten Versetzungsdichten in verformten Proben kann geschlossen werden, daß die Stufenanteile der periodischen Versetzungen in der basic Co-Phase sich unter dem Einfluß der äußeren Kraft schneller bewegen als die Schraubenanteile und bei der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ umgekehrt die Schraubenanteile schneller als die Stufen. Die Form der beiden Versetzungsringe in den Abbildungen 4.22 b) und 4.23 b) läßt bereits die unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnisse der Schrauben- und Stufenanteile erkennen. In der basic Co-Phase ist der Versetzungsring weiter ausgedehnt in der Richtung parallel zur zehnzähligen Achse und bei der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ ist er weiter ausgedehnt senkrecht dazu.

Der Unterschied der relativen Geschwindigkeiten von Schrauben- und Stufenanteilen führt zu einem bedeutenden Unterschied in der Mikrostruktur verformter Proben der untersuchten beiden Modifikationen. Trifft ein periodisches Stufensegment auf eine gemischte Versetzung, so kommt es zu einer Versetzungsreaktion, wenn die periodische Komponente der gemischten Versetzung und der periodische Burgersvektor entgegengesetztes Vorzeichen besitzen. Eine solche Begegnung findet notwendigerweise statt, wenn die gemischten Versetzungen sich unter dem Einfluß der äußeren Kraft entlang ihrer Gleitebene bewegen, da diese die Gleitebene der periodischen Versetzungen schneidet. Je größer die Dichte der periodischen Stufensegmente ist, desto häufiger kommt es zu einer solchen Versetzungsreaktion und desto wahr-

scheinlicher ist die Ausbildung eines dichten Netzwerkes. In A_{45} -Proben der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ werden solche Netzwerke an mehreren Stellen beobachtet. Die periodischen Stufenversetzungen sind in den Netzwerken demobilisiert und können nicht mehr zur Verformung beitragen. Die Verformung bleibt daher in der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ nicht auf eine oder wenige Gleitebenen lokalisiert, sondern weicht auf neue Gleitebenen aus, wenn die aktiven Gleitsysteme durch Ausbildung von Netzwerken deaktiviert werden.

In Proben der basic Co-Phase kommt es aufgrund der geringeren Dichte der Stufenanteile kaum zur Ausbildung von Netzwerken, die Verformung bleibt daher auf einige Gleitebenen lokalisiert. Die Gleitspuren und Gleitstufen verformter A_{45} -Proben der basic Co-Modifikation zeigen deutlich die lokalisierte Verformung bei dieser Modifikation. Bei A_{45} Proben der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ werden keine Gleitspuren beobachtet.

Die lokalisierte Verformung bei der basic Co-Phase besitzt noch eine weitere Konsequenz. Da die Verformung auf wenige Gleitebenen beschränkt ist, ist die Möglichkeit der Annihilation von Versetzungen verglichen mit den Verformungen in den anderen Orientierungen höher. Die periodischen Versetzungen, welche die Verformung tragen, bewegen sich alle parallel zueinander entlang der Gleitebenen. Versetzungen mit Burgersvektoren unterschiedlichen Vorzeichens laufen aufeinander zu und annihilieren, wenn sie in eng benachbarten Gleitebenen liegen. Bei der basic Co-Phase ist in Verformungen der A_{45} -Orientierung also eine erhöhte Annihilationsrate zu erwarten. Diese wurde bei wiederholten Relaxationen und Dehnungsratenwechseln tatsächlich beobachtet. Sie führt zu einer Erholung der Struktur während der Relaxation oder beim Wechsel auf eine niedrigere Dehnungsrate (s. Abbildung 3.9 c) und 3.10). Dadurch ergibt sich bei der wiederholten Relaxation eine Abweichung des Relaxationsverlaufs von dem Verlauf der ersten Relaxation und es kommt zur Ausbildung einer oberen Streckgrenze beim Wiederbelasten. Ebenso wird beim Dehnungsratenwechsel zurück auf die höhere Dehnungsrate eine erneute Spannungsüberhöhung beobachtet. Der Effekt ist dennoch klein im Vergleich zu dem bei ikosaedrischen Quasikristallen. Der Effekt bei der Temperatur $890^{\circ}C$, die eine mittlere Temperatur im duktilen Temperaturbereich der basic Co-Phase darstellt, entspricht etwa dem, der bei ikosaedrischen Quasikristallen am unteren Rande des duktilen Temperaturbereichs beobachtet wird.

Die Annihilation von Versetzungen während der Verformung steht in Konkurrenz zur Versetzungsmultiplikation. Die konstante Fließspannung, die in der A_{45} -Orientierung in einem weiten Dehnungsbereich beobachtet wird, deutet auf einen Gleichgewichtszustand mit konstanter Versetzungsdichte hin. In diesem Fall ist die Multiplikationsrate der Versetzungen gleich der Annihilationsrate. In diesem dynamischen Gleichgewichtszustand bleibt die Versetzungsdichte konstant und der Verformungszustand ändert sich im wesentlichen nicht. Ein solcher Gleichgewichtszustand ist typisch für Hochtemperaturverformungen, da hier die Annihilation von Versetzungen mit genügend hoher Rate ablaufen kann.

Proben, die in der A_{11} -Orientierung verformt wurden, zeigen bei beiden Modifikationen eine erhöhte Dichte an periodischen Stufenversetzungen und eine hohe Dichte an gemischten Versetzungen. Die gemischten Versetzungen besitzen eine Linienrichtung, die parallel zur Druckrichtung ist. Sie können deshalb nicht zur Verformung beitragen. Der Burgersvektor der periodischen Stufenversetzungen liegt parallel zur Druckrichtung. Der Schmidfaktor des periodischen Gleitsystems ist also ebenfalls Null. Diese Versetzungen können durch Kletterprozesse die Verformung tragen. In diesem Fall bewegt sich die Versetzung nicht in Richtung ihres Burgersvektors, sondern senkrecht dazu.

Eine Verformung durch reine Kletterprozesse von Versetzungen wird selten beobachtet, da atomare Diffusion nötig ist, um die Versetzung senkrecht zu ihrem Burgersvektor zu bewegen. Es ist bekannt, daß dieser Versetzungsmechanismus bei einigen Metallen mit hexagonalem Gittertyp auftritt (Stohr und Poirier 1972). Dieser Gittertyp besitzt eine ausgezeichnete Achse mit sechszähliger Symmetrie, die gewöhnlich als c-Achse bezeichnet wird. Die Achsen

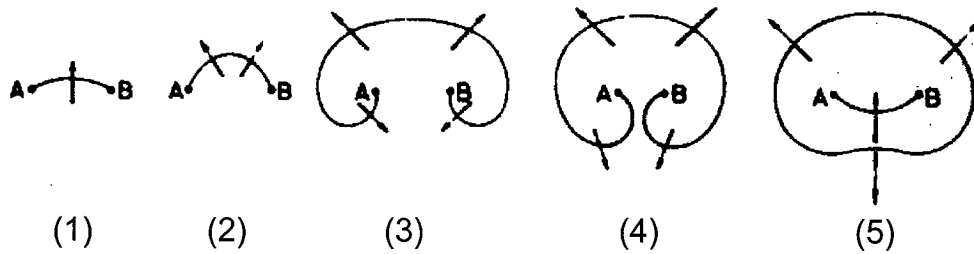


Abb. 4.30: Prinzip der Versetzungsmultiplikation bei einer Bardeen-Hering- (bzw. Frank-Read-) Quelle. Nach Smallman und Bishop (1999).

senkrecht zur c -Achse werden als a -Achsen bezeichnet. Das Gleitsystem mit einem Burgersvektor in Richtung der c -Achse wird als basales Gleitsystem, und Gleitsysteme mit Burgersvektoren senkrecht dazu werden als prismatische Gleitsysteme bezeichnet. Daneben gibt es Gleitsysteme mit Burgersvektoren mit Komponenten parallel und senkrecht zur c -Achse. Diese werden als pyramidale Gleitsysteme bezeichnet. Die Verhältnisse sind vergleichbar mit denen dekadonaler Quasikristalle, die eine ausgezeichnete zehnzählige Achse besitzen. Die Spannungen, die zur Aktivierung des basalen Gleitsystems notwendig sind, sind bei hexagonalen Metallen wie Mg, Be, Zn und Cd beispielsweise deutlich niedriger als diejenigen der prismatischen oder pyramidalen Gleitsysteme (Munroe *et al.* 1997). Bei der Verformung hexagonaler Kristalle mit der Druckrichtung parallel zur c -Achse wird eine Verformung durch einen reinen Klettermechanismus der basalen Versetzungen aktiv, wenn die Spannung für diesen Prozeß niedriger ist als diejenige, die zur Aktivierung des pyramidalen Gleitsystems notwendig ist. Dies wurde bei den hexagonalen Metallen Mg und Be in bestimmten Temperaturbereichen beobachtet (Stohr und Poirier 1972, Edelin und Poirier 1973).

Im Fall dekadonaler Quasikristalle stellt eine Verformung durch reine Kletterprozesse periodischer Stufenversetzungen unter den beobachteten Versetzungstypen die einzige Möglichkeit dar, in dieser Orientierung die Verformung durch einen Versetzungsmechanismus zu tragen. Die Versetzungen mit gemischtem Burgersvektor besitzen eine zehnzählige Linienrichtung, also eine Linienrichtung in Druckrichtung und können deshalb weder durch Kletter- noch durch Gleitprozesse zur Verformung beitragen. Nach Steurer und Cervellino (2001) sind in der Struktur der dekadonalen Phase auch dichte Netzebenen in Richtungen geneigt zur zehnzähligen Achse vorhanden. Demnach sind in der dekadonalen Phase prinzipiell auch Gleitsysteme vorstellbar, welche eine Ableitung in einer Richtung geneigt zur zehnzähligen Achse erzielen. Diese könnten in der A_{11} -Orientierung durch einen Gleitprozeß die Verformung tragen. In keiner der untersuchten A_{11} -Proben wurden jedoch solche Gleitsysteme beobachtet.

Eine plastische Verformung durch einen Klettermechanismus benötigt wie die Verformung durch einen Gleitmechanismus einen Prozeß, der eine Multiplikation der die Verformung tragenden Versetzungen bewirkt. In Analogie zu der Frank-Read-Quelle bei einem Gleitprozeß ist bei einem Kletterprozeß eine Versetzungsmultiplikation durch eine sogenannte Bardeen-Hering-Quelle möglich. Das Prinzip der Versetzungsmultiplikation ist in beiden Fällen das gleiche (s. Abbildung 4.30). Ein Versetzungssegment, welches an zwei Punkten fixiert ist, baucht unter dem Einfluß der äußeren Kraft aus (1-3). Bei der Frank-Read-Quelle geschieht die Ausbauchung in der Gleitebene in Richtung des Burgersvektors der Versetzung, bei der Bardeen-Hering-Quelle durch Klettern der Versetzung in Richtung senkrecht zu ihrem Burgersvektor. Bei weiterer Ausbauchung der Versetzung treffen sich Linienelemente verschiedener Linienrichtung auf der anderen Seite der Fixpunkte (4) und annihilieren. Es bildet sich ein neuer geschlossener Ring (5).

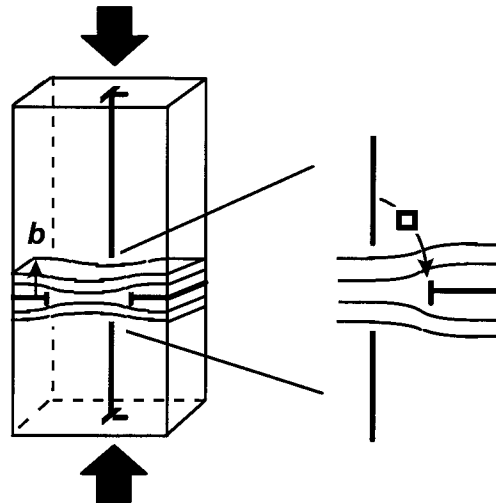


Abb. 4.31: Ausdehnung des Versetzungsringes mit einem Burgersvektor parallel zur Druckrichtung durch Absorption von Leerstellen (□).

Die Fixpunkte, die Voraussetzung für das Funktionieren der Quelle sind, können im vorliegenden Material durch zwei verschiedene Anordnungen gegeben sein. In dem verformten Material werden periodische Versetzungsringe, die parallel zur Druckrichtung in der Verformungsprobe liegen, sowie Netzwerke gemischter und periodischer Stufenversetzungen beobachtet. Die Versetzungsringe werden vor allem im Material der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ (s. Abbildung 4.17) und die Versetzungsnetzwerke vor allem im Material der basic Co-Phase (s. Abbildung 4.18) beobachtet. Beide Anordnungen können zur Multiplikation der periodischen Stufenversetzungen dienen. Die Schraubenanteile der periodischen Versetzungsringe erfahren in dieser Orientierung keine Kraft, da ihre Linienrichtung parallel zur Druckrichtung liegt. Sie liegen also unbewegt in der Probe und bilden die zum Funktionieren der Bardeen-Hering-Quelle notwendigen Fixpunkte. In den Netzwerken kann die periodische Versetzung an den gemischten Versetzungen gepinnt werden. Unter dem Einfluß der äußeren Kraft baucht die periodische Versetzung aus und die Anordnung arbeitet ebenfalls als Quelle. Ist ein neuer geschlossener Ring einer periodischen Stufenversetzung entstanden, so dehnt er sich durch Kletterbewegung aus und trägt damit zur Verformung bei.

Eine Kletterbewegung ist im Gegensatz zum Gleiten ein nichtkonservativer Prozeß, der mit atomarer Diffusion verbunden ist. Die Ausdehnung eines Versetzungsringes durch Klettern geschieht durch Emission oder Absorption von Leerstellen. Da die Verformungsexperimente im Druck und nicht im Zug ausgeführt wurden, findet eine Absorption von Leerstellen statt. Abbildung 4.31 verdeutlicht dies in einer schematischen Darstellung. Der Versetzungsring ist von der Seite dargestellt. Die Pfeile geben die Druckrichtung an. Leerstellen wandern aus der Umgebung auf die Versetzung zu und lagern sich am Versetzungsring an. Die beiden links und rechts eingeschobenen Halbebenen schrumpfen, was einer Ausdehnung des Versetzungsringes entspricht. Dadurch wird die Probe in Druckrichtung kürzer. Im vorliegenden Fall besitzt der beobachtete periodische Burgersvektor eine Länge, die dem zweifachen Abstand zwischen quasiperiodischen Ebenen entspricht. Bei der Ausdehnung des Versetzungsringes durch Absorption von Leerstellen werden also zwei übereinanderliegende quasiperiodische Ebenen simultan abgebaut. Die Entfernung einer einzelnen quasiperiodischen Ebene würde in der Struktur zu einem Stapelfehler mit einer großen Stapelfehlerenergie führen. Die strukturellen Fünfecke einer quasiperiodischen Ebene liegen um 36° gedreht zu denen der nächsten und gleich orientiert zu denen der übernächsten Ebene. Bei der Entfernung einer einzelnen quasi-

periodischen Ebene würden gleich orientierte Fünfecke übereinanderliegen, was unphysikalisch kurze Abstände bedeuten würde und energetisch sehr ungünstig wäre.

Um den hohen Leerstellenfluß zur Versetzung hin aufrechtzuerhalten, sind im Umfeld der Versetzung Quellen nötig, welche die Leerstellen liefern. Als Quellen können beispielsweise andere Versetzungen dienen, welche die Leerstellen emittieren. In den $A_{||}$ -verformten Proben wird neben den periodischen Stufenversetzungen eine hohe Dichte an quasiperiodischen und gemischten Versetzungen beobachtet. Diese können die zum Klettern der periodischen Stufenversetzungen benötigten Leerstellen zur Verfügung stellen (s. Abbildung 4.31). Bei 825 °C beträgt die Dichte der quasiperiodischen Versetzungen etwa $2 \cdot 10^9$ und die Dichte der gemischten Versetzungen etwa $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Der mittlere Abstand zwischen Versetzungen dieser beiden Typen beträgt $(5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2})^{-1/2}$, also etwa 140 nm. Eine Leerstelle muß im Durchschnitt etwa die Hälfte dieser Strecke, also etwa 70 nm durch Diffusion zurücklegen, um von einer gemischten oder quasiperiodischen Versetzung zu der periodischen Stufenversetzung zu gelangen. Diese Strecke ist bedeutend kürzer als der mittlere Diffusionsweg bei den Temperaturen im untersuchten Temperaturbereich. Ein Verformungsprozeß durch Klettern ist somit unter Assistenz der gemischten und quasiperiodischen Versetzungen sehr gut vorstellbar.

In der $A_{\perp}$ -Orientierung können die periodischen Versetzungen weder durch Gleiten noch durch Klettern zur Verformung beitragen, da der periodische Burgersvektor in dieser Orientierung senkrecht zur Druckrichtung liegt. In dieser Orientierung werden deshalb Gleitsysteme gemischter und quasiperiodischer Versetzungen aktiv, welche die Verformung tragen. Die zur Abgleitung günstigsten quasiperiodischen Gleitsysteme besitzen einen Schmidfaktor von 0,48, die günstigsten gemischten Gleitsysteme einen Schmidfaktor von 0,28. Versetzungen dieser beiden Gleitsysteme wurden in verformten Proben auch beobachtet. Der Schmidfaktor der quasiperiodischen Versetzungen ist etwa von der gleichen Größe wie derjenige des periodischen Gleitsystems in der A_{45} -Orientierung, welcher den Wert 0,5 besitzt. Trotzdem wird in dieser Orientierung eine wesentlich größere Fließspannung verbunden mit einer um mehr als eine Größenordnung höheren Versetzungsdichte beobachtet. Die Dichte der quasiperiodischen Versetzungen in der bei 830 °C verformten Probe ist etwa um einen Faktor 30 und die Dichte der gemischten Versetzungen um etwa einen Faktor 80 höher als in der entsprechenden Referenzprobe. Die Dichte der beiden Versetzungstypen im verformten Material ist etwa gleich. Es wird deshalb angenommen, daß beide Versetzungstypen gleichermaßen zur Verformung beitragen. Allerdings werden in den verformten Proben nicht nur reine Gleitprozesse beobachtet. Es wurden Kletterprozesse wie auch Prozesse mit gemischtem Gleit- und Kletteranteil gefunden. Dies zeigt Ähnlichkeit mit der Verformung ikosaedrischer Quasikristalle. Hier wurden in verformten Proben ebenfalls viele Versetzungen mit Gleit- und Kletteranteil beobachtet (Heggen *et al.* 2001, Lange 2001). Obwohl die homologen Temperaturen bei der Verformung dekadonaler Quasikristalle niedriger liegen als die bei ikosaedrischen Quasikristallen, ist die Temperatur auch hier hoch genug, daß der Kletterprozeß von Versetzungen möglich ist. Dies kommt insbesondere zum Tragen in der $A_{||}$ -Orientierung, wo keiner der drei beobachteten Versetzungstypen durch Gleiten die Verformung tragen kann. Das Gleiten quasiperiodischer oder gemischter Versetzungen, das in der $A_{\perp}$ -Orientierung auftritt, ist gegenüber dem Gleiten periodischer Versetzungen deutlich erschwert, was an den hohen Fließspannungen in der $A_{\perp}$ -Orientierung zu erkennen ist. Der Kletterprozeß tritt in diesem Fall bei den Temperaturen im untersuchten Temperaturbereich gleichberechtigt neben den Gleitprozeß.

Neben der hohen Dichte quasiperiodischer und gemischter Versetzungen wird auch eine deutlich erhöhte Dichte periodischer Versetzungen beobachtet. Diese ist jedoch verglichen mit der Dichte der quasiperiodischen und gemischten Versetzungen um etwa eine Größenordnung geringer. Die in der $A_{\perp}$ -Orientierung verformten Proben zeigen eine leichte S-förmige Krümmung. In den gekrümmten Bereichen dieser Proben weicht die Orientierung des Materials von

der $A_{\perp}$ -Orientierung ab, und die periodischen Versetzungen können zur Verformung beitragen. Obwohl der Schmidfaktor dafür sehr gering ist, da nur eine leichte Abweichung vom geraden Probenverlauf beobachtet wurde, kann dies zu einem deutlichen Effekt im plastischen Verhalten führen, da die Spannung zur Aktivierung des periodischen Gleitsystems deutlich niedriger ist als die der gemischten und quasiperiodischen Gleitsysteme. Es ist deshalb anzunehmen, daß das periodische Gleitsystem für die beobachtete Abnahme der Fließspannung im fortgeschrittenen Stadium der $A_{\perp}$ -Verformung verantwortlich ist. Die Größe des Effektes ist abhängig von der Genauigkeit der Probenorientierung und ist deshalb für die verschiedenen Verformungen unterschiedlich. Die Fließspannung nimmt mit zunehmender Dehnung ab, da die Mißorientierung der Probe zunimmt und damit der Schmidfaktor des periodischen Gleitsystems wächst. Im frühen Stadium der Verformung kann der Effekt vernachlässigt werden und es kann angenommen werden, daß in diesem Stadium der Verformung nur die quasiperiodischen und gemischten Versetzungen die Verformung tragen.

Es ist zu erwarten, daß es bei der Verformung durch Gleiten oder Klettern der gemischten und quasiperiodischen Versetzungen eher seltener zu Versetzungsreaktionen kommt. Eine Reaktion zwischen den Versetzungen der beiden verschiedenen Typen findet nach den Überlegungen zu Beginn dieses Kapitels nicht statt. Ebenso können zwei gemischte Versetzungen nur dann miteinander reagieren, wenn ihre Burgersvektoren entgegengesetztes Vorzeichen besitzen, was zu einer Annihilation der Versetzungen führt. Bei quasiperiodischen Versetzungen kann es außer der Versetzungsannihilation auch zu anderen Reaktionen kommen. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich zwei Versetzungen zu einer Reaktion treffen, gering. Die Versetzungslinien liegen alle parallel zueinander, so daß die Versetzungen sich nicht schneiden können. Im Gegensatz zur A_{45} -Orientierung bewegen sie sich nicht entlang einer Gleitebene, sondern in verschiedene Richtungen. Sie treffen sich also nur zufällig oder unter der Einwirkung einer attraktiven Wechselwirkung, wenn sie sich in geringem Abstand aneinander vorbeibewegen. In der $A_{\perp}$ -Orientierung ist deshalb eine niedrigere Annihilationsrate zu erwarten als in der A_{45} -Orientierung. In den Verformungsexperimenten in dieser Orientierung werden im Gegensatz zur A_{45} -Orientierung tatsächlich keine Effekte beobachtet, die auf eine Abnahme der Versetzungsdichte bei Spannungsrelaxationen oder bei einem Wechsel auf eine niedrigere Dehnungsrate zurückzuführen sind. Der Verlauf wiederholter Relaxationen fällt mit dem Verlauf der jeweils ersten Relaxation zusammen. Entsprechend wird beim Wiederbelasten kein Streckgrenzenphänomen beobachtet.

5. Interpretation

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der mikroskopischen und makroskopischen Untersuchungen im Rahmen einer Theorie der Versetzungsbewegung gedeutet werden. In den mikrostrukturellen Untersuchungen ergab sich, daß die Verformung in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$ durch einen Gleitmechanismus bzw. einen Versetzungsprozeß mit Gleit- und Kletteranteil getragen wird, während in der $A_{\parallel}$ -Orientierung ein reiner Klettermechanismus aktiv ist. Das beobachtete Verformungsverhalten der A_{45} - und $A_{\perp}$ -Orientierung wird wie das Verformungsverhalten ikosaedrischer Quasikristalle im Rahmen der Theorie der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung gedeutet. Das Verformungsverhalten in der $A_{\parallel}$ -Orientierung wird im Zusammenhang mit existierenden Theorien zur Kletterbewegung diskutiert.

5.1 Theoretische Grundlagen und Meßmethoden

5.1.1 Versetzungsgleiten

Thermische Aktivierung

Man betrachte eine Versetzung, die sich unter dem Einfluß der äußeren Kraft durch ein Gitter bewegt. Hindernisse, die im Gitter vorhanden sind, üben auf die Versetzung Kräfte aus, welche ihre Bewegung hemmen. Diese Kräfte können langreichweitig sein wie beispielsweise die Wechselwirkung mit dem Spannungsfeld anderer Versetzungen oder von lokalisierten Hindernissen stammen, wie beispielsweise atomaren Hindernissen, Punktdefekten oder kleineren Ausscheidungen. Die Summe der beiden Kräfte hält der von der äußeren Spannung auf die Versetzung ausgeübten Kraft das Gleichgewicht. Zur Überwindung der lokalisierten Hindernisse steht der Versetzung in der Gleitebene somit die sogenannte effektive Spannung

$$\tau^* = \tau - \tau_i \quad (5.1)$$

(Seeger 1958) zur Verfügung, wenn τ die aus der äußeren Kraft resultierende Schubspannung und τ_i die aus den langreichweitigen Spannungsfeldern resultierende sogenannte innere Spannung bezeichnet. Stammt das innere Spannungsfeld aus der elastischen Wechselwirkung mit anderen Versetzungen, so kann für die innere Spannung geschrieben werden

$$\tau_i = \alpha \mu b \sqrt{\rho}, \quad (5.2)$$

wenn ρ die Dichte der Versetzungen, b der Betrag des Burgersvektors, μ der Schubmodul und α eine numerische Konstante ist, die von der gegenseitigen Lage der Versetzungen abhängt (Taylor 1934, Nix *et al.* 1969). In Kristallen werden für α Werte im Bereich von 0,2 bis 1 angegeben. Ist die effektive Spannung kleiner als die zur Überwindung eines lokalisierten Hindernisses notwendige Spannung, bleibt die Versetzung in einer stabilen Gleichgewichtslage vor dem Hindernis liegen. Bei Temperaturen $T > 0$ besteht eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß das Hindernis durch thermische Aktivierung überwunden wird. Um ein Versetzungsseg-

ment der Länge l reversibel und isotherm aus der Gleichgewichtslage über das Hindernis hinwegzubewegen, muß die Gibbssche freie Energie

$$\Delta G = \Delta F - \tau^* lb \Delta R \quad (5.3)$$

aufgebracht werden. Hierbei bezeichnen ΔR die bei dem Aktivierungsschritt überwundene Distanz, b den Betrag des Burgersvektors der Versetzung und ΔF die Änderung der freien Energie beim Aktivierungsschritt. Der Energiebeitrag $\tau^* lb \Delta R = \Delta W$ entspricht der aus der äußeren Spannung geleisteten Arbeit (*work-term*). Der Term $lb \Delta R$ besitzt die Dimension eines Volumens und wird auch als Aktivierungsvolumen V^* bezeichnet. Das Aktivierungsvolumen besitzt eine anschauliche Bedeutung. Es kann auch geschrieben werden als

$$V^* = b \Delta A, \quad (5.4)$$

wobei $\Delta A = l \Delta R$ die Aktivierungsfläche bezeichnet (s. Abbildung 5.1). Eine Versetzung, die an zwei Punkten (P) fixiert ist, wartet in der stabilen Gleichgewichtslage x_1 vor dem Hindernis (H). Sie legt bei erfolgreicher Aktivierung am Hindernisort die Strecke $\Delta R = x_2 - x_1$ zurück und überstreicht dabei die Fläche ΔA .

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Hindernis überwunden wird, ist gegeben durch $P = \exp(-\Delta G / kT)$. Im Mittel bewegt sich die Versetzung dann mit einer Geschwindigkeit

$$v = v_0 x \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad (5.5)$$

über die Hindernisse hinweg, wobei v_0 eine elementare Anlauffrequenz bezeichnet (Granato *et al.* 1964) und x der mittlere Weg ist, den die Versetzung nach der Überwindung eines Hindernisses zurücklegen kann. Die Gibbssche freie Aktivierungsenergie ist über

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S \quad (5.6a)$$

mit

$$\Delta S = - \left. \frac{\partial(\Delta G)}{\partial T} \right|_r \quad (5.6b)$$

mit der Aktivierungsenthalpie ΔH und der Aktivierungsentropie ΔS verknüpft.

Spannungsexponent

Statt Gleichung (5.5) wird auch häufig der Ansatz

$$v = B \left(\frac{\tau^*}{\tau_0} \right)^m \quad (5.7)$$

verwendet, wobei B und τ_0 Konstanten sind (Evans und Rawlings 1969). Der Exponent m

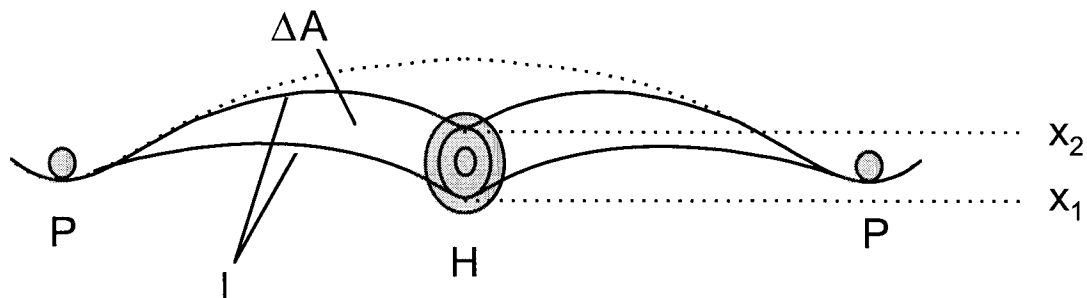


Abb. 5.1: Aktivierungsfläche ΔA bei der Überwindung eines Hindernisses (H) durch eine Versetzung. Erklärungen im Text.

wird als Spannungsexponent bezeichnet. Der Ansatz beruht auf direkten Messungen der Versetzungsgeschwindigkeit in Kristallen. Er beschreibt bei vielen Kristallen in guter Näherung die Abhängigkeit der Versetzungsgeschwindigkeit von der Spannung über viele Größenordnungen.

Experimentelle Bestimmung der Aktivierungsparameter

Die thermodynamischen Aktivierungsparameter, die im ersten Abschnitt eingeführt wurden, sind nicht direkt meßbar und müssen aus den experimentell zugänglichen Größen Dehnung ε , Dehnungsrate $\dot{\varepsilon}$ und Spannung σ bestimmt werden.

Die Ableitung von (5.3) nach der effektiven Spannung τ^* ergibt mit $lb\Delta R = V^*$

$$\left. \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*} \right|_T = -V^* \quad (5.8)$$

(Evans und Rawlings 1969). Mit (5.5) erhält man daraus mit der Annahme, daß der präexponentielle Faktor $v_0 x$ konstant ist,

$$V^* = kT \left. \frac{\partial \ln v}{\partial \tau^*} \right|_T = \frac{kT}{m_s r}, \quad (5.9)$$

wobei r als

$$r = \left. \frac{1}{m_s} \frac{\partial \tau^*}{\partial \ln v} \right|_T \quad (5.10)$$

definiert ist. Diese Annahme ist meist in guter Näherung erfüllt (Evans und Rawlings 1969). Die Versetzungsgeschwindigkeit ist über die Orowangleichung $\dot{\varepsilon}_{\text{plast}} = m_s \rho b v$ mit der Dehnungsrate $\dot{\varepsilon}_{\text{plast}}$ verknüpft. Die effektive Spannung in der Gleitebene, τ^* , steht nach (5.1) mit $\tau = m_s \sigma$ im Zusammenhang mit der Spannung σ , welche ebenfalls im Experiment gemessen wird. Einsetzen der beiden Zusammenhänge mit den experimentell zugänglichen Größen in (5.10) ergibt

$$r = \left. \frac{\partial(\sigma - \tau_i / m_s)}{\partial \ln(\dot{\varepsilon}_{\text{plast}} / m_s \rho b)} \right|_T. \quad (5.11)$$

Dieser Ausdruck enthält neben den experimentell zugänglichen Größen $\dot{\varepsilon}_{\text{plast}}$ und σ und den konstanten Größen m_s und b die Versetzungsdichte ρ und die innere Spannung τ_i . Die innere Spannung läßt sich durch (5.2) ebenfalls durch die Versetzungsdichte ausdrücken. Unter der Annahme einer konstanten Versetzungsdichte vereinfacht sich (5.11) zu

$$r = r_{\text{ex}}, \quad (5.12)$$

wobei r_{ex} die in Kapitel 3 definierte Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung $r_{\text{ex}} = (\partial \sigma / \partial \ln \dot{\varepsilon}_{\text{plast}}) \big|_T$ ist. Diese wurde aus Spannungsrelaxationsexperimenten und Dehnungsratenwechseln bestimmt. Unter der Annahme einer konstanten Versetzungsdichte läßt sich somit aus diesen Experimenten das Aktivierungsvolumen bestimmen. Ändert sich während der Relaxation die Versetzungsdichte, so kann das Aktivierungsvolumen näherungsweise bestimmt werden, wenn ein zusätzlicher Korrekturterm berücksichtigt wird (Messerschmidt *et al.* 2000). In den vorliegenden Untersuchungen wurde keine bzw. nur eine sehr geringe Erholung der Struktur während der Relaxationsexperimente beobachtet (s. Kapitel 3), so daß hier keine Korrektur dieser Art durchgeführt werden soll.

Durch Ableitung des Ausdrucks $\Delta G / kT$ nach der Temperatur erhält man mit (5.6)

$$\left. \frac{\partial(\Delta G / kT)}{\partial T} \right|_{\tau} = - \frac{\Delta H}{kT^2} \quad (5.13)$$

und unter Ausnutzung der Beziehung (5.5)

$$\frac{\Delta H}{kT^2} = \left. \frac{\partial \ln v}{\partial T} \right|_{\tau}. \quad (5.14)$$

Der Ausdruck auf der rechten Seite läßt sich umschreiben, so daß sich insgesamt ergibt

$$\Delta H = - \frac{kT^2}{r} \left. \frac{\partial \sigma^*}{\partial T} \right|_{\dot{\epsilon}}, \quad (5.15)$$

wobei r wie in (5.10) definiert ist und $\sigma^* = \tau^* m_s$ gesetzt wurde. Die Aktivierungsenthalpie ΔH ist somit aus Temperaturwechseln in Verbindung mit Dehnungsratenwechseln bestimmbar. Die Gibbsche freie Energie ΔG ist im Gegensatz dazu nicht auf direktem Wege dem Experiment zugänglich.

Unter der Annahme, daß sich die Versetzungsdichte beim Temperaturwechselexperiment nicht ändert, ist der Ausdruck $(\partial \sigma^* / \partial T)|_{\dot{\epsilon}}$ gegeben durch die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung, die bei den Temperaturwechselexperimenten ermittelt wurde. Ändert sich die Versetzungsdichte beim Temperaturwechsel, so kann dieser Ausdruck durch einen zusätzlichen Korrekturterm aus der Temperaturabhängigkeit der Fließspannung $(\partial \sigma / \partial T)|_{\dot{\epsilon}}$ berechnet werden,

$$\left. \frac{\partial \sigma^*}{\partial T} \right|_{\dot{\epsilon}} = \left. \frac{\partial \sigma}{\partial T} \right|_{\dot{\epsilon}} + \left(r - \frac{\sigma_i}{2} \right) \left. \frac{d \ln \rho}{dT} \right|_{\dot{\epsilon}} \quad (5.16)$$

(Messerschmidt *et al.* 2000). Hierbei ist $\sigma_i = \tau_i / m_s$. Die innere Spannung τ_i ist nach (5.2) durch die Versetzungsdichte gegeben.

Bestimmung des Spannungsexponenten

Aus (5.7) ergibt sich unmittelbar

$$m = \frac{d \ln v}{d \ln \tau^*} = \frac{d \ln (\dot{\epsilon}_{\text{plast}} / m_s \rho b)}{d \ln (m_s \sigma - \tau_i)}. \quad (5.17)$$

Aus einem Spannungsrelaxationsexperiment läßt sich der experimentelle Spannungsexponent m_{ex} bestimmen durch

$$m_{\text{ex}} = \frac{d \ln (-\dot{\sigma})}{d \ln \sigma}. \quad (5.18)$$

Nach Kapitel 3.1.2 gilt während einer Spannungsrelaxation $\dot{\epsilon}_{\text{plast}} = -\dot{\sigma} / E$. Nimmt man an, daß während einer Spannungsrelaxation die Versetzungsdichte konstant ist und vernachlässigt außerdem den Beitrag der inneren Spannungen τ_i zur effektiven Spannung τ^* , so folgt

$m = m_{\text{ex}}$. Ist die innere Spannung jedoch von der Größenordnung der angelegten Spannung, so unterscheidet sich der experimentell bestimmte Spannungsexponent vom wahren Spannungsexponenten. Nix *et al.* (1969) und Argon (1968) zeigen in einer theoretischen Betrachtung, daß der experimentelle Spannungsexponent anomal groß wird, wenn die Größe der inneren Spannungen vergleichbar mit derjenigen der angelegten Spannung wird. Der gemessene Spannungsexponent ist dann nicht mehr eine Eigenschaft des Kristalls, sondern er wird hauptsächlich bestimmt durch das innere Spannungsfeld.

5.1.2 Klettern

Theorie des Kletterprozesses

Das Klettern von Versetzungen ist im Gegensatz zum Versetzungsgleiten ein nichtkonservativer Prozeß und mit atomarer Diffusion verbunden. Ein solcher Prozeß, bei dem sich die Versetzung senkrecht zu ihrem Burgersvektor bewegt, beruht auf der Emission oder Absorption von Leerstellen oder Zwischengitteratomen. In den meisten Fällen besitzen Leerstellen eine wesentlich größere Beweglichkeit durch das Gitter als Zwischengitteratome, so daß der Kletterprozeß meistens durch Diffusion von Leerstellen getragen wird.

In hinreichender Entfernung von der Versetzung ist die Leerstellenkonzentration durch die Temperatur bestimmt und beträgt

$$c_0(T) = \bar{c}_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_B}{kT}\right), \quad (5.19)$$

wobei ΔH_B die Bildungsenthalpie einer Leerstelle und $\bar{c}_0$ eine Konstante ist. Im Verzerrungsfeld einer Versetzung ist dieser Wert modifiziert. Bei Anwesenheit einer Spannung σ muß zur Bildung einer Leerstelle die zusätzliche Arbeit $\sigma\Omega$ aufgebracht werden, wenn Ω das Volumen der Leerstelle bezeichnet. Wenn die Versetzung eine ideale Leerstellenquelle oder -senke ist, beträgt bei Anwesenheit einer äußeren Spannung σ die Leerstellenkonzentration in unmittelbarer Nähe der Versetzungslinie

$$c = c_0(T) \exp\left(\pm \frac{\sigma\Omega}{kT}\right), \quad (5.20)$$

wobei das Pluszeichen für eine Zugspannung und das Minuszeichen für eine Druckspannung steht. Bei einer Druckspannung wie in den durchgeführten uniaxialen Verformungsexperimenten ist die Leerstellenkonzentration in der Nähe der Versetzung erniedrigt, die Versetzung wirkt also als Leerstellensenke. Durch den entstandenen Leerstellenmangel wirkt eine Kraft auf die Versetzung (Bardeen und Herring 1952), die durch das Potential

$$g = \left. \frac{\partial G}{\partial n} \right|_{\sigma, T} = kT \ln\left(\frac{c}{c_0}\right) \quad (5.21)$$

gegeben ist (Schöck 1980). Diese Kraft hält der Peach-Köhler-Kraft (4.6), welche durch die angelegte Spannung auf die Versetzung wirkt, das Gleichgewicht. Die Kletterbewegung kommt zum Stillstand, wenn die Versetzung keine Leerstellen von der Umgebung aufnehmen kann. Durch den entstandenen Konzentrationsgradienten findet jedoch ein Leerstellenfluß zur Versetzung hin statt, der das Leerstellenungleichgewicht auszugleichen versucht. Dieser bestimmt in dem hier angenommenen Fall, daß die Versetzung als eine ideale Leerstellensenke betrachtet werden kann, die Geschwindigkeit der Versetzung. Sei J die Anzahl der je Zeiteinheit auf die Versetzung zuströmenden Leerstellen. Die Klettergeschwindigkeit v_K der Versetzung ist dann gegeben durch

$$v_K = b^2 J, \quad (5.22)$$

wenn b der Betrag des Burgersvektors der Versetzung ist. Zur Bestimmung des Leerstellenflusses J stelle man sich die Versetzung im Mittelpunkt eines Zylinders mit dem Radius r vor (s. Abbildung 5.2). Innerhalb dieses Zylinders ist die Leerstellenkonzentration durch (5.20) gegeben, während in einem größeren Abstand von der Versetzung, in einem Abstand R , die Leerstellenkonzentration den Wert $c_0(T)$ nach (5.19) besitzt. Es ergibt sich im stationären Zustand ein zylindersymmetrisches Diffusionsproblem, dessen Lösung gegeben ist durch

$$J = \frac{2\pi D_v c_0(T)}{\ln(R/r)} \left(\exp\left(-\frac{\sigma\Omega}{kT}\right) - 1 \right), \quad (5.23)$$

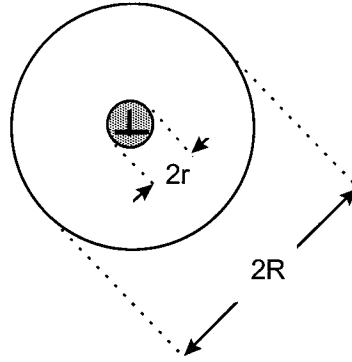


Abb. 5.2: Zur Ableitung der Diffusionsgleichung: In dem Zylinder mit dem Radius r um die Versetzung beträgt die Leerstellenkonzentration $c(\sigma, T)$, außerhalb des größeren Zylinders mit dem Radius R besitzt sie den Gleichgewichtswert $c_0(T)$.

wobei D_v der Leerstellendiffusionskoeffizient ist.

Dies ergibt nach (5.22) eine Klettergeschwindigkeit von

$$v_K = \frac{2\pi D_s}{b \ln(R/r)} \left(\exp\left(-\frac{\sigma \Omega}{kT}\right) - 1 \right), \quad (5.24)$$

wobei $D_s = D_v c_0(T) \Omega$ mit $\Omega \approx b^3$ den Selbstdiffusionskoeffizienten bezeichnet. Das Vorzeichen von v_K ist negativ, was bedeutet, daß die Versetzung im betrachteten Fall unter Druck durch Leerstellenabsorption klettert. Ist die Spannung σ nicht allzu groß, so gilt $\sigma \Omega \ll kT$.

Aus (5.24) folgt dann

$$|v_K| = \frac{2\pi D_s}{b \ln(R/r)} \frac{\Omega}{kT} \sigma. \quad (5.25)$$

Der Selbstdiffusionskoeffizient D_s ist gegeben durch einen Arrhenius-Ansatz der Form

$$D_s = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta H_{SD}}{kT}\right), \quad (5.26)$$

wobei ΔH_{SD} die Selbstdiffusionsenthalpie bezeichnet.

Wenn der Prozeß der Leerstellendiffusion die Klettergeschwindigkeit der Versetzung kontrolliert, ist also für den Kletterprozeß eine Aktivierungsenergie der Größe der Selbstdiffusionsenthalpie zu erwarten. Ist die Leerstellendiffusion im Vergleich zur Leerstellenaufnahme der schnellere Prozeß, so ist die Geschwindigkeit der Versetzung bestimmt durch die Rate, mit der Leerstellen von der Versetzung aufgenommen werden. In diesem Fall stellt die Versetzung keine ideale Leerstellensenke dar. Die Aufnahme von Leerstellen geschieht an Versetzungssprüngen (*jogs*). Die Leerstellendiffusion entlang der Versetzungslinie ist im allgemeinen gegenüber der Leerstellendiffusion im Volumen wesentlich erleichtert, so daß ein Leerstellenausgleich zwischen den Versetzungssprüngen entlang der Versetzungslinie stattfindet.

Bezeichne im folgenden z die mittlere freie Weglänge, die eine Leerstelle entlang der Versetzungslinie zurücklegt, bevor sie ins Volumen diffundiert und λ den mittleren Abstand zwischen den Versetzungssprüngen. Dann ist im Fall $z > \lambda$ die Klettergeschwindigkeit weiterhin durch die Leerstellendiffusion im Volumen bestimmt, da die hohe Beweglichkeit der Leerstellen entlang der Versetzungslinie dafür sorgt, daß die Versetzung weiterhin mit Leerstellen gesättigt ist (Schöck 1980). Im Fall

$$z < \lambda \frac{\ln(z/b)}{2 \ln(R/\lambda)} \quad (5.27)$$

ist die Klettergeschwindigkeit proportional zur Konzentration der Versetzungssprünge $c_j = 1/\lambda$ und beträgt

$$v_K = c_j \frac{4\pi h D_s}{b^2 \ln(z/b)} \frac{\Omega}{kT} \sigma \exp\left(\frac{\Delta Q}{2kT}\right), \quad (5.28)$$

wenn h die Weite des Versetzungssprungs und ΔQ die Differenz der Aktivierungsenergie zwischen der Volumendiffusion und der Diffusion entlang der Versetzungslinie ist (Schöck 1980). Die Aktivierungsenergie des Kletterprozesses Q_K ist dann gegeben durch

$$Q_K = \Delta H_{SD} + G_B^{(jog)} - \frac{1}{2} \Delta Q, \quad (5.29)$$

wobei $G_B^{(jog)}$ die Gibbssche freie Bildungsenergie eines Versetzungssprungs ist. Aus Bedingung (5.27) folgt ferner, daß $G_B^{(jog)} > 1/2 \Delta Q$ (Schöck 1980), so daß $Q_K > \Delta H_{SD}$ erwartet wird. Allerdings ist die Abweichung von Q_K gegenüber der Aktivierungsenergie der Selbstdiffusion im allgemeinen nicht allzu groß (Hirth und Lothe 1982).

Bestimmung der Aktivierungsenergie und des Spannungsexponenten des Kletterprozesses

Die Aktivierungsenergie des Kletterprozesses kann wie beim Gleitprozeß aus Temperatur- und Dehnungsratenwechseln bestimmt werden. Dies erfolgt auf dieselbe Weise wie in (5.1.1) beschrieben, da die Klettergeschwindigkeit wie die Gleitgeschwindigkeit über die Aktivierungsenergie exponentiell von der Temperatur abhängt.

Der Spannungsexponent des Kletterprozesses wird ebenfalls wie in (5.1.1) angegeben aus Dehnungsratenwechseln bestimmt. Als Spannungsexponent wird im Fall eines Kletterprozesses ein Exponent von $m=1$ erwartet (s. Gleichung 5.25 und 5.28). Für den aus Spannungsrelaxationen bestimmten experimentellen Spannungsexponenten gilt das gleiche wie beim Gleitprozeß (Dupouy 1970). Er kann wesentlich größer ausfallen als der erwartete Exponent von $m=1$, wenn das innere Spannungsfeld von vergleichbarer Größe ist wie die angelegte Spannung.

5.2 Ergebnisse

Abbildung 5.3 zeigt den experimentellen Spannungsexponenten, m_{ex} , in Abhängigkeit von der Temperatur für die drei Orientierungen der Modifikationen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co. Während die Werte der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ keine eindeutige Abhängigkeit von der Orientierung erkennen lassen, bilden die Werte der basic Co-Phase drei Gruppen, welche eine deutliche Orientierungsabhängigkeit des Spannungsexponenten zeigen. Der Spannungsexponent der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ besitzt in den drei Orientierungen Werte im Bereich von etwa $m_{ex}=4$ bis 8, die um einen mittleren Wert von etwa 6 streuen. Bei der basic Co-Phase werden Werte von etwa $m_{ex}=5$ in der A_{45} -Orientierung, $m_{ex}=7$ in der $A_{\perp}$ -Orientierung und $m_{ex}=9$ in der $A_{\parallel}$ -Orientierung beobachtet. Bei der basic Co-Modifikation deuten die Werte auf einen etwa konstanten Verlauf des Spannungsexponenten mit der Temperatur hin, wobei die Werte der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ eine leichte Abnahme bei höheren Temperaturen zeigen.

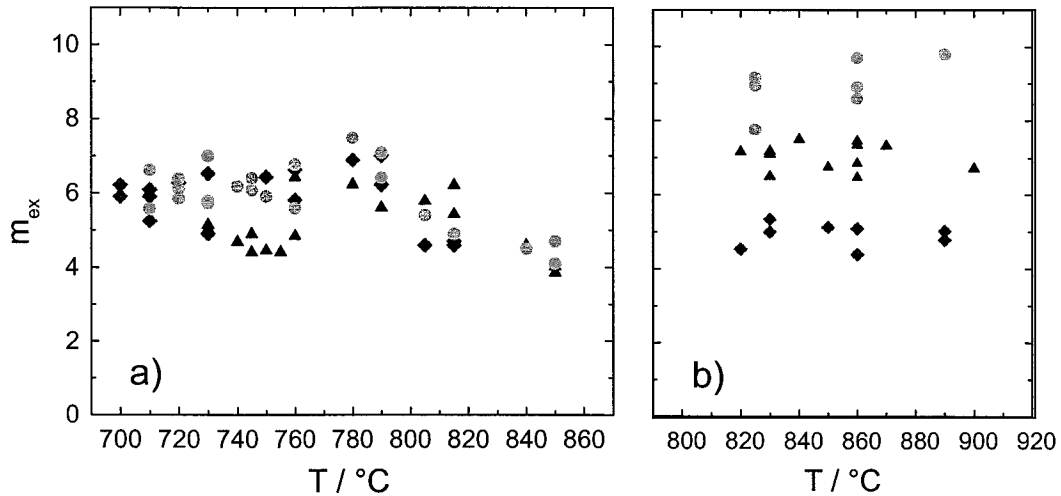


Abb. 5.3: Experimenteller Spannungsexponent der Modifikationen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ (a) und *basic Co* (b) in den Orientierungen $A_{||}$ (●), A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲) in Abhängigkeit der Temperatur.

Abbildung 5.4 zeigt das Aktivierungsvolumen in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$ in Abhängigkeit der Spannung. Zur Berechnung wurden die Schmidfaktoren $m_s=0,5$ für die A_{45} - und $m_s=0,4$ für die $A_{\perp}$ -Orientierung zugrundegelegt. Letzterer stellt etwa einen Mittelwert dar aus den beiden Gleitsystemen mit den Schmidfaktoren 0,28 und 0,48, die in der $A_{\perp}$ -Orientierung beobachtet werden. Das Aktivierungsvolumen besitzt bei beiden Modifikationen Werte von etwa 0,5 bis 2 nm³ im untersuchten Spannungsbereich. Bei der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ sind die Werte in der $A_{\perp}$ -Orientierung etwa so groß wie in der Orientierung A_{45} . Die Werte beider Orientierungen zeigen etwa eine hyperbolische Spannungsabhängigkeit. Bei der *basic Co*-Modifikation fallen die Werte in unterschiedliche Spannungsbereiche, da die beiden Orientierungen sehr unterschiedliche Fließspannungen besitzen. Ein Vergleich ist deshalb schwieriger durchführbar. Nimmt man an, daß auch hier eine hyperbolische Spannungsabhängigkeit besteht, so lassen sich die Werte der beiden Orientierungen mit zwei Hyperbeln beschreiben, die sich deutlich unterscheiden. Das Aktivierungsvolumen in der $A_{\perp}$ -Orientierung ist bei einer Spannung von 300 MPa beispielsweise um etwa 40 % größer als das extrapolierte Aktivierungsvolumen in der A_{45} -Orientierung.

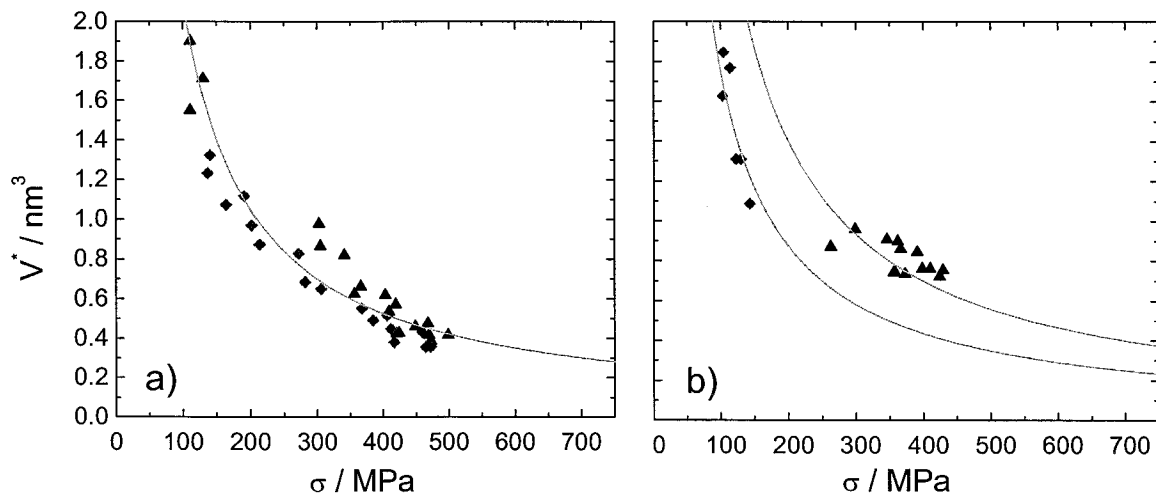


Abb. 5.4: Experimentelles Aktivierungsvolumen der Modifikationen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ (a) und *basic Co* (b) in den Orientierungen A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲) in Abhängigkeit der Spannung.

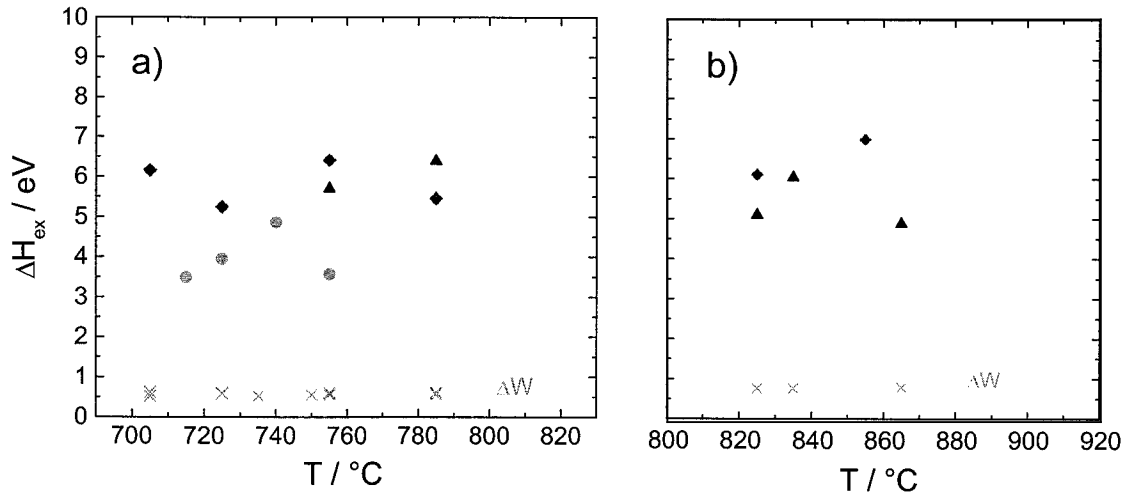


Abb. 5.5: Experimentelle Aktivierungsenthalpie der Modifikationen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ (a) und basic Co (b) in den Orientierungen $A_{\parallel}$ (●), A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲) in Abhängigkeit der Temperatur. Der work-term ΔW ist ebenfalls eingezeichnet.

Abbildung 5.5 zeigt die aus den Temperaturwechseln und der Spannungsabhängigkeit der Dehnungsrate bestimmte experimentelle Aktivierungsenthalpie ΔH_{ex} als Funktion der Temperatur. Der work-term ist in der Abbildung ebenfalls eingezeichnet. Bei beiden Modifikationen ergab die Auswertung der Temperaturwechsel bei höheren Temperaturen unphysikalisch hohe Werte für die Aktivierungsenthalpie. Diese wurden in der Abbildung weggelassen. Bei der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ ist zu erkennen, daß die Werte in der $A_{\parallel}$ -Orientierung niedriger sind als in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$. Die Aktivierungsenthalpie zeigt in dieser Orientierung mit einer Ausnahme Werte im Bereich von etwa 3,5 bis 4 eV, während in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$ Werte von etwa 5 bis 7 eV gefunden werden. Die Werte der basic Co-Modifikation in diesen Orientierungen sind sehr ähnlich. Sie streuen um einen mittleren Wert von etwa 6 eV.

5.3 Diskussion

Der Spannungsexponent m_{ex} zeigt eine deutliche Orientierungsabhängigkeit bei der basic Co-Phase und keine eindeutige Orientierungsabhängigkeit bei der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Der höchste Wert wird bei der basic Co-Phase in der Orientierung $A_{\parallel}$ beobachtet. Er beträgt $m_{\text{ex}}=9$ und ist deutlich größer als der mittlere Wert der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Der Wert der A_{45} -Orientierung ist etwas geringer als der mittlere Wert der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. Nach der Theorie für Klettern wäre in der $A_{\parallel}$ -Orientierung jedoch der niedrigste Wert, ein Spannungsexponent von 1 zu erwarten. Der gemessene Wert in dieser Orientierung ist somit wesentlich zu hoch. Die periodischen Stufenversetzungen, die in dieser Orientierung die Verformung tragen, können allerdings nicht frei klettern, wie insbesondere Abbildung 4.20 erkennen läßt. Sie sind an vielen Stellen der Probe eingebunden in dichte Netzwerke mit gemischten Versetzungen. Nach dem in Kapitel 4.2.4 vorgestellten Reaktionsmodell reagieren die periodischen Versetzungen mit den gemischten und hängen dadurch an ihnen fest. Durch diese Wechselwirkung ist die Kletterbewegung der periodischen Versetzungen limitiert. Für

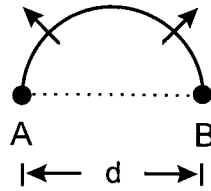


Abb. 5.6: Eine Versetzung, die an zwei Punkten A und B fixiert ist, baucht unter dem Einfluß einer äußeren Kraft aus.

eine Abschätzung der Größe der wirkenden Kraft betrachte man ein kletterndes Stufensegment, das an zwei Punkten A und B fixiert ist (s. Abbildung 5.6). Unter dem Einfluß der äußeren Kraft baucht das Segment aus. Die Linienspannung der Versetzung versucht, diese in die ursprüngliche gerade Lage zurückzutreiben. Sie wirkt mit einer Spannung

$$\tau = \frac{\alpha \mu b}{R_s} \quad (5.30)$$

(Hull und Bacon 1984) der aus der äußeren Spannung resultierenden Peach-Köhler-Kraft entgegen. Hierbei ist R_s der Krümmungsradius des Versetzungssegmentes und α eine numerische Konstante, die einen Wert im Bereich von 0,5 bis 1 besitzt. Die maximale Linienspannung erfährt das Segment in der Lage, die in Abbildung 5.6 dargestellt ist. In dieser Lage ist der Krümmungsradius am kleinsten, er beträgt $R_s = d/2$, wenn d der Abstand zwischen den beiden Fixpunkten ist. Die maximale Linienspannung ergibt sich dann zu

$$\tau_{\max} = 2 \frac{\alpha \mu b}{d}. \quad (5.31)$$

Aus der Dichte der gemischten Versetzungen in den Netzwerken, $\rho_m^{(\text{Netz})}$, berechnet sich ihr mittlerer Abstand zu $d_m^{(\text{Netz})} = (\rho_m^{(\text{Netz})})^{-1/2}$. Bei 860 °C wurde außerhalb der Netzwerke ein Wert von $1,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ für die Dichte der gemischten Versetzungen bestimmt (s. Abbildung 4.21). Innerhalb der Netzwerke beträgt die Dichte das zwei- bis dreifache. Da die Rate der Verformung durch den langsamsten Prozeß bestimmt ist, wird in der Rechnung der höhere Wert, d.h. $\rho_m^{(\text{Netz})} = 4,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ zugrundegelegt. Für den Schubmodul in der quasiperiodischen Ebene geben Chernikov *et al.* (1998) Werte von etwa 91,8 GPa bei einer Temperatur von 5 K und 88,5 GPa bei 300 K an. Aus den beiden Werten erhält man durch Extrapolation einen Wert von etwa 79,2 GPa bei 860 °C. Mit diesem Wert und mit $b = 4 \text{ Å}$ ergeben sich aus (5.31) die Werte $\tau_{\max} = 210 \text{ MPa}$ für $\alpha = 0,5$ und 420 MPa für $\alpha = 1$. Die Fließspannung der A_{11} -Verformung bei 860 °C besitzt einen Wert derselben Größenordnung. Sie beträgt etwa 350 MPa. In einem solchen Fall, wo die durch Versetzungswechselwirkungen bedingte innere Spannung so groß wird, daß sie von vergleichbarer Größe ist wie die angelegte Spannung, wird nach Nix *et al.* (1969) in Relaxationsexperimenten ein anomal hoher Spannungsexponent bestimmt, der keineswegs dem wirklichen Spannungsexponenten entspricht. Die Autoren berechnen den experimentellen Spannungsexponenten, m_{ex} , für einen Gleitprozeß als Funktion des Verhältnisses τ / τ_i . Hierbei ist τ die aus der äußeren Spannung resultierende Schubspannung und τ_i die Amplitude des inneren Spannungsfeldes. In den Berechnungen wird das Spannungsfeld eines gleichmäßig angeordneten Feldes aus parallelen Stufenversetzungen betrachtet, welches sinusförmig mit dem Ort variiert. Bei einem Verhältnis τ / τ_i im Bereich zwischen 2 und 1 wächst der experimentelle Spannungsexponent zu anomal großen Werten. Nach Dupouy (1970) gelten die Aussagen ebenso für einen Kletterprozeß. Die Spannung, welche auf die Versetzung in Bewegungsrichtung wirkt, ist jedoch in diesem Fall nicht die Gleitspannung $\tau = m_s \sigma$, sondern die gesamte äußere Spannung σ .

Der Einfluß der inneren Spannung auf den experimentell bestimmten Spannungsexponenten läßt sich deutlich am Vergleich der beiden Modifikationen erkennen. Bei der basic Co-Modifikation ist die Dichte der Netzwerke in verformten $A_{||}$ -Proben größer als bei der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Diese Tendenz ist insbesondere im frühen Stadium der Verformung (s. Abbildungen 4.17 und 4.18) zu erkennen, wo in der Probe der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ im Gegensatz zur Probe der basic Co-Phase nur sehr selten eine netzwerkartige Anordnung beobachtet wird. Bei der basic Co-Modifikation wird daher für den Spannungsexponenten ein höherer Wert bestimmt als bei der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. In der A_{45} -Orientierung wird umgekehrt in Proben der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ eine hohe Dichte an Netzwerken beobachtet (s. Abbildung 4.24), während diese in den entsprechenden Proben der basic Co-Phase kaum beobachtet werden. Der in dieser Orientierung bestimmte experimentelle Spannungsexponent der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ ist deshalb höher als derjenige der basic Co-Modifikation.

Da die innere Spannung von vergleichbarer Größe ist wie die äußere Spannung, wird der Unterschied in der Mikrostruktur beider Modifikationen auch in den Spannungs-Dehnungskurven beobachtet (s. Abbildung 3.3). Die Fließspannung der basic Co-Phase in der $A_{||}$ -Orientierung ist wesentlich höher als diejenige der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Sie ist etwa genauso groß wie die Spannung in der $A_{\perp}$ -Orientierung, während sie bei der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ wesentlich niedriger als die entsprechende Spannung der $A_{\perp}$ -Orientierung ist. In der A_{45} -Orientierung ist umgekehrt die Fließspannung bei der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ verglichen mit der der basic Co-Modifikation höher. Als eine Folge fallen die Fließspannungen der Orientierungen A_{45} und $A_{||}$ bei der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ zusammen, während sie bei der basic Co-Modifikation weit auseinanderliegen.

Der Grund für die unterschiedliche Mikrostruktur der beiden Modifikationen in der A_{45} -Orientierung liegt in dem unterschiedlichen Verhältnis der Geschwindigkeiten von Schrauben- und Stufenanteilen der periodischen Versetzungen. In der basic Co-Phase sind die Stufenanteile sehr schnell, weshalb lang ausgezogene Schraubenanteile entstehen, welche mit den gemischten Versetzungen keine Netzwerke bilden. In der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ sind umgekehrt die Schraubenanteile schneller als die Stufen, weshalb hier lang ausgezogene Stufen entstehen, die mit den gemischten Versetzungen die beobachteten Netzwerke ausbilden.

In der $A_{||}$ -Orientierung entstehen die Netzwerke ebenfalls durch die Reaktion aus gemischten Versetzungen und periodischen Stufenversetzungen. Diesmal bewegen sich die periodischen Versetzungen durch Klettern. Die gemischten Versetzungen haben die Funktion von Leerstellenquellen, welche die periodischen Versetzungen zum Klettern benötigen. Ihre Dichte ist in Proben der basic Co-Phase im Verhältnis zur Dichte der periodischen Stufenversetzungen wesentlich höher als bei der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$. Für eine mögliche Erklärung der unterschiedlichen Dichten der gemischten Versetzungen betrachte man die Entwicklung der Versetzungsdichte der gemischten Versetzungen zwischen den Temperaturen 860 und 825 °C der basic Co-Phase. Die Dichte bei der niedrigeren Temperatur ist gegenüber der bei der höheren Temperatur deutlich erhöht. Der halbe mittlere Abstand der gemischten Versetzungen entspricht der Strecke, die eine Leerstelle durch Diffusion zurücklegen muß. Eine höhere Dichte an gemischten und quasiperiodischen Versetzungen verkürzt also den Diffusionsweg. Der Diffusionskoeffizient ist exponentiell von der Temperatur abhängig und sinkt mit fallender Temperatur. Die beobachtete starke Zunahme der Versetzungsdichte zwischen den Temperaturen 860 und 825 °C wirkt also der Abnahme des Diffusionskoeffizienten entgegen. Allerdings hängt die Klettergeschwindigkeit nur logarithmisch vom mittleren Diffusionsweg ab, während sie zum Diffusionskoeffizienten proportional ist.

Die verhältnismäßig kleinere Dichte an gemischten Versetzungen in der $A_{||}$ -Probe der Modifikation $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ könnte in diesem Rahmen mit einem im Vergleich zur basic Co-Phase größeren Diffusionskoeffizienten erklärt werden. Khoukaz *et al.* (2000) beobachten in Diffusionsmessungen an dekadonalem Al-Ni-Co der basic Co-Phase bei Temperaturen oberhalb

von 847 °C eine Abweichung des Diffusionskoeffizienten zu höheren Werten und erklären dies durch eine Phasenumwandlung der basic Co-Phase in eine Überstrukturmodifikation bei den höheren Temperaturen. Explizite Diffusionsmessungen an der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, die mit den Messungen an der basic Co-Phase verglichen werden könnten, liegen derzeit noch nicht vor.

Aus den mikrostrukturellen Beobachtungen und den entsprechenden Überlegungen zur inneren Spannung ergibt sich, daß in den Orientierungen $A_{\parallel}$ und A_{45} der beiden Modifikationen nur in einem Fall, im Fall der A_{45} -Orientierung der basic Co-Phase, der gemessene Spannungsexponent etwa den wahren Spannungsexponenten wiedergibt. Dieser beträgt etwa $m_{\text{ex}} = 5$ und beschreibt das periodische Gleiten, das in dieser Orientierung die Verformung trägt. Das Aktivierungsvolumen besitzt in dieser Orientierung Werte im Bereich von 1 bis 2 nm^3 , was etwa 15 bis $30 b^3$ mit der Burgersvektorlänge $b = 4 \text{ Å}$ entspricht. Diese Werte beziehen sich auf die niedrigen Spannungen, die in dieser Orientierung gemessen werden. Bei höheren Spannungen besitzt das Aktivierungsvolumen niedrigere Werte.

Die Größenordnung der Werte läßt sich folgendermaßen verstehen: Die Verformung wird in dieser Orientierung durch das periodische Gleitsystem getragen. Der elementare Gleitschritt liegt also parallel zur periodischen Achse. In dieser Richtung spüren die Versetzungen ein Peierls-Potential (Peierls 1940, Nabarro 1947) mit der Periode 4 Å . Erfolgt die Überwindung der Potentialberge durch einen Peierlsmechanismus, so ist der elementare Schritt die Ausbildung sogenannter Doppelkinken, d.h. Teilen der Versetzungslinie, die den Potentialberg erfolgreich überwunden haben und den Rest der Versetzung nachziehen. Die Aktivierungsfläche ist in diesem Zusammenhang zu verstehen als diejenige Fläche, welche die Versetzungslinie bei erfolgreicher Bildung einer Doppelkinke überstreicht. Die Weite l der Aktivierungsfläche besitzt bei kristallinen Materialien einen Wert von etwa $20 b$ (Hull und Bacon 1984). Als Aktivierungsvolumen ergeben sich dann Werte in der Größenordnung von etwa $20 b^3$, was mit den experimentell bestimmten Werten gut übereinstimmt. Da die Gitterperiodizität und der Burgersvektor im Vergleich zu einfachen kristallinen Materialien groß sind, fallen die Werte des Aktivierungsvolumens in unserem Fall höher aus, als gewöhnlich für einen Peierlsprozeß erwartet wird.

Das Aktivierungsvolumen, das in der $A_{\perp}$ -Orientierung gemessen wird, besitzt für beide Modifikationen etwa die gleiche Größe. Es ist größer als das Aktivierungsvolumen der A_{45} -Orientierung. In der $A_{\perp}$ -Orientierung wird die Verformung getragen durch quasiperiodische und gemischte Versetzungen. Die Linienrichtung dieser Versetzungen ist parallel zur zehnzähligen Achse. Die quasiperiodischen Versetzungen bewegen sich senkrecht zur zehnzähligen Achse. Eine charakteristische Länge in dieser Richtung ist der Durchmesser des pentagonalen antiprismatischen Kanals, der das kleinste Strukturelement der dekalagonalen Phase darstellt. Dieser beträgt etwa $4,9 \text{ Å}$. Nimmt man an, daß die Überwindung dieser kleinsten Struktureinheit die Rate der Verformung kontrolliert, so läßt sich die Größe des Aktivierungsvolumens verstehen, wenn auch in diesem Fall die Versetzungsbewegung durch Bildung von Doppelkinken erfolgt, die eine vergleichbare Weite l besitzen. Bei gleicher Doppelkinkenweite l verhalten sich die Aktivierungsvolumina wie die Quadrate der Burgersvektorlängen, $(4,9/4)^2$, was ein um 50% größeres Aktivierungsvolumen in der $A_{\perp}$ -Orientierung bedeuten würde. Dies ist etwa im Einklang mit dem ermittelten Unterschied der Aktivierungsvolumina von 40 % bei einer Spannung von 300 MPa.

Der Spannungsexponent in der $A_{\perp}$ -Orientierung ist etwas größer als derjenige der A_{45} -Orientierung der basic Co-Phase. Es ist anzunehmen, daß auch in diesem Fall der gemessene Spannungsexponent etwa den Wert des wirklichen Spannungsexponenten wiedergibt, da die inneren Spannungen nur einen kleinen Bruchteil der äußeren Spannungen betragen. Nix *et al.* (1969) erhalten für die Amplitude des Spannungsfeldes der Anordnung aus parallelen Stufenversetzungen die Werte

$$\hat{\tau}_i = \frac{0,086 \mu b}{\lambda} \quad (5.32a)$$

und

$$\hat{\tau}_i = \frac{0,45 \mu b}{\lambda}, \quad (5.32b)$$

wenn die Burgersvektoren benachbarter Versetzungen parallel bzw. antiparallel zueinander liegen. In beiden Fällen ist λ der Abstand zwischen Versetzungen mit zueinander gleichgerichteten Burgersvektoren. Bezeichne D den Abstand zwischen benachbarten Versetzungen, so ist im ersten Fall $\lambda = D$ und im zweiten Fall $\lambda = D\sqrt{2}$. In einem unregelmäßig angeordneten Feld aus parallelen Versetzungen ist der mittlere Abstand zwischen benachbarten Versetzungen gegeben durch $\bar{D} = \rho^{-1/2}$. Die Gleichungen (5.32) schreiben sich also unter Verwendung der Versetzungsdichte als

$$\hat{\tau}_i = 0,086 \mu b \sqrt{\rho} \quad (5.33a)$$

und

$$\hat{\tau}_i = 0,32 \mu b \sqrt{\rho}. \quad (5.33b)$$

Im vorliegenden Fall besteht das Feld der parallelen Versetzungen aus quasiperiodischen und gemischten Versetzungen. Die quasiperiodischen Versetzungen sind reine Stufenversetzungen, die gemischten Versetzungen besitzen Schrauben- und Stufenanteil. Da die gegenseitige Lage der Burgersvektoren benachbarter Versetzungen etwa zufällig sein wird, wird in diesem Fall ein Spannungsgesetz mit einem Vorfaktor erwartet, der zwischen den Vorfaktoren der Gleichungen (5.33a) und (5.33b) liegt. Die Amplitude des inneren Spannungsfeldes nach (5.33b) stellt somit eine obere Abschätzung dar. Unter Verwendung dieser Gleichung ergibt sich beispielsweise eine Spannungsamplitude von 38 MPa bei einer Versetzungsdichte von $4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ und einer mittleren Burgersvektorlänge von 3,5 Å. Diese Länge stellt eine Mittelung über die Burgersvektorlängen der beiden quasiperiodischen Burgersvektoren im physikalischen Raum, 4,6 und 3 Å, und der Länge des gemischten Burgersvektors von 2,6 Å dar. Die Versetzungsdichte entspricht etwa der Summe der Dichten quasiperiodischer und gemischter Versetzungen bei einer Verformung der basic Co-Phase bei 860 °C. Die Komponente der äußeren Kraft entlang der Gleitebene beträgt bei dieser Temperatur etwa 150 MPa, wenn ein Schmidfaktor von $m_s = 0,4$ zugrundegelegt wird. Die Amplitude des inneren Spannungsfeldes beträgt somit maximal etwa ein Viertel der in der Gleitebene aufgrund der angelegten Kraft wirkenden Schubspannung. Bei einer inneren Spannung von dieser Größe ist nach Nix *et al.* (1969) keine wesentliche Abweichung des experimentell bestimmten Spannungsexponenten vom wahren Spannungsexponenten zu erwarten.

Die berechnete Amplitude des inneren Spannungsfeldes ist etwa von der gleichen Größe wie die innere Spannung in ikosaedrischem Al-Pd-Mn, die mittels sogenannter *Dip*-Experimente in Verformungsexperimenten bei einer Temperatur von 760 °C bestimmt wurde (Feuerbacher 1996). Hier wurden Werte im Bereich zwischen 23 und 35 MPa ermittelt. In dem verformten Material wird bei dieser Temperatur eine Versetzungsdichte von ähnlicher Größe beobachtet wie im vorliegenden Fall (Schall *et al.* 1999). Der Spannungsexponent von ikosaedrischem Al-Pd-Mn besitzt bei ähnlichen Fließspannungen wie diejenigen der vorliegenden Untersuchung Werte im Bereich von etwa 4 bis 5. Der Spannungsexponent in der A_1 -Orientierung von dekadonalem Al-Ni-Co, etwa $m_{\text{ex}} = 7$ bei der basic Co-Phase und im Mittel $m_{\text{ex}} = 6$ bei der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, ist etwas größer als der von ikosaedrischem Al-Pd-Mn.

Die experimentelle Aktivierungsenthalpie von dekadonalem Al-Ni-Co zeigt in den Orientierungen A_{45} und A_1 Werte ähnlicher Größe wie bei ikosaedrischem Al-Pd-Mn. Diese liegen bei beiden Modifikationen in einem Bereich von etwa 5 bis 7 eV. Feuerbacher *et al.* (1997a)

geben für die Aktivierungsenthalpie Werte im Bereich $\Delta H = 6$ bis 7 eV an, während Messerschmidt *et al.* (2000) im gleichen Temperaturbereich Werte von etwa 5 bis 6 eV ermitteln. Der Wert der experimentellen Aktivierungsenthalpie der $A_{\perp}$ -Orientierung kann nach (5.16) mit Hilfe der Versetzungsdichtedaten aus Abbildung 4.29 korrigiert werden. Da $d \ln \rho / dT$ negativ ist, ist der korrigierte Wert der Aktivierungsenthalpie kleiner als der experimentelle Wert. Für eine obere Abschätzung des Korrekturwertes werden zur Berechnung von $d \ln \rho / dT$ die Versetzungsdichten der gemischten Versetzungen benutzt, da diese eine stärkere Abnahme mit der Temperatur zeigen. Die Dichte dieser Versetzungen zeigt etwa eine Temperaturabhängigkeit von $d \ln \rho / dT = -0,007 \text{ K}^{-1}$. Die innere Spannung beträgt nach den vorherigen Überlegungen maximal etwa 38 MPa . Die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung r_{ex} beträgt bei den betrachteten Temperaturen etwa 45 MPa . Mit $\sigma_i = \tau_i / m_s$ ergibt sich bei diesen Werten keine merkliche Korrektur, da die Differenz $(r - \sigma_i / 2)$ etwa den Wert Null besitzt. Ist die innere Spannung wesentlich kleiner als der angegebene Wert, so daß $r \gg \sigma_i / 2$ gilt, so ist der Korrekturterm maximal von der Größe $r \cdot (d \ln \rho / dT) \approx 0,3 \text{ eV}$. Er kann deshalb vernachlässigt werden.

Die Aktivierungsenthalpie der Verformung in der $A_{\parallel}$ -Orientierung wurde nur für die Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ bestimmt, da nur hier auswertbare Temperaturwechsel durchgeführt wurden. Die Aktivierungsenthalpie in dieser Orientierung ist niedriger als diejenige der Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$. Die in der vorliegenden Untersuchung bestimmten Werte liegen mit einer Ausnahme im Bereich von $3,5$ bis 4 eV . Es wird eine Aktivierungsenthalpie erwartet, die etwa von der Größe der Selbstdiffusionsenthalpie ist. Khoukaz *et al.* (2000) bestimmten die Aktivierungsenthalpie der Co-Selbstdiffusion in dekadonalem Al-Ni-Co der basic Co-Phase. Sie erhielten unterhalb der Temperatur 847°C die Werte $2,5$ und $2,4 \text{ eV}$ für die Diffusion in den Richtungen parallel bzw. senkrecht zur zehnzähligen Achse. Oberhalb dieser Temperatur wurde ein Wert von $3,3 \text{ eV}$ ermittelt. Den Sprung auf den höheren Wert erklären die Autoren mit einer Umwandlung der basic Co-Phase in eine Überstrukturmodifikation der dekadonalen Phase. Werte der Selbstdiffusionsenthalpie am Material der Komposition $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ liegen leider nicht vor. Die in der vorliegenden Untersuchung an der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ bestimmten Werte zeigen von dem höheren Wert der Selbstdiffusionsenthalpie nur eine leichte Abweichung. Eine kleine Abweichung zu einem höheren Wert kann nach 5.1.2 dadurch erklärt werden, daß nicht der Prozeß der Leerstellendiffusion alleine, sondern auch die Leerstellenaufnahme an Versetzungssprüngen die Klettergeschwindigkeit der Versetzung kontrolliert. Die gemessene Aktivierungsenergie setzt sich dann nach (5.29) aus mehreren Anteilen zusammen.

6. Untersuchungen an der basic Ni-Phase

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen an basic Ni-Einquasikristallen vorgestellt. Die basic Ni-Phase gilt als die perfekte dekagonale Phase im System Al-Ni-Co (Ritsch *et al.* 1996a). Sie ist jedoch nur in einem engen Temperaturbereich unterhalb der Schmelztemperatur thermodynamisch stabil. Bei tieferen Temperaturen wandelt sie sich in die S1-Überstrukturphase um. Es wurden Verformungsexperimente bei zwei Temperaturen in verschiedenen Temperaturbereichen durchgeführt, bei der Temperatur 850 °C, die am unteren Rand des Stabilitätsbereichs der basic Ni-Phase liegt, und bei 530 °C, bei der die basic Ni-Phase nicht stabil ist, der Übergang in die S1-Phase jedoch sehr langsam abläuft, so daß während der Dauer des durchgeführten kurzen Verformungsexperimentes die basic Ni-Phase im wesentlichen erhalten bleibt. Die der Temperatur 850 °C entsprechende homologe Temperatur, $T_H = 0,84$, liegt oberhalb der homologen Temperaturbereiche, in dem Verformungsexperimente an den beiden Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co durchgeführt wurden und die 530 °C entsprechende homologe Temperatur, $T_H = 0,60$, unterhalb dieser Bereiche. In den Verformungen bei 850 °C wurden sehr niedrige Fließspannungen beobachtet, während bei der Temperatur 530 °C das Material kaum eine Duktilität zeigt. Selbst bei einer hohen angelegten Spannung wurde bei dieser Temperatur nur eine kleine plastische Verformung erzielt. Zwischen diesen beiden Temperaturen können an der basic Ni-Phase keine Verformungsexperimente durchgeführt werden.

Neben der Diskussion des plastischen Verhaltens der basic Ni-Phase werden einige Untersuchungen der Mikrostruktur vorgestellt, die im Vergleich zu den Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co kleine aber wesentliche Unterschiede zeigt.

6.1 Verformungsexperimente bei 850 °C

6.1.1. Ergebnisse der Druckversuche

Abbildung 6.1 zeigt Spannungs-Dehnungskurven der basic Ni-Phase bei 850 °C bei einer konstanten Dehnungsrate von 10^{-5} s^{-1} in den Orientierungen $A_{||}$, A_{45} und $A_{\perp}$. Während der Verformungsexperimente wurden Spannungsrelaxationen und Temperaturwechsel auf 840 °C durchgeführt. Die Fließspannungen sind so gering, daß sich das Rauschen der Lastmeßdose in den Spannungs-Dehnungskurven deutlich bemerkbar macht. Die Spannungs-Dehnungskurven zeigen wie diejenigen der Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co ein Streckgrenzenphänomen und einen Dehnungsbereich, in dem die Fließspannung nur eine leichte Änderung mit der Dehnung zeigt. Die Fließspannung besitzt in den drei Orientierungen Werte ähnlicher Größe. Die Dehnungsratenabhängigkeit der Fließspannung, die aus den Spannungsrelaxationen bestimmt wurde, besitzt Werte von etwa $r_{\text{ex}} = 17 \text{ MPa}$ bei einer Fließspannung von 53 MPa in der $A_{||}$ -Orientierung, $r_{\text{ex}} = 11 \text{ MPa}$ bei 43 MPa in der A_{45} - und $r_{\text{ex}} = 15 \text{ MPa}$ bei 47 MPa in der $A_{\perp}$ -Orientierung. Aus den Temperaturwechseln ergeben sich für die Temperaturabhängigkeit der Fließspannung Werte von $(\Delta\sigma/\Delta T) = -0,8 \text{ MPa K}^{-1}$ in den Orientierungen $A_{||}$ und A_{45} und

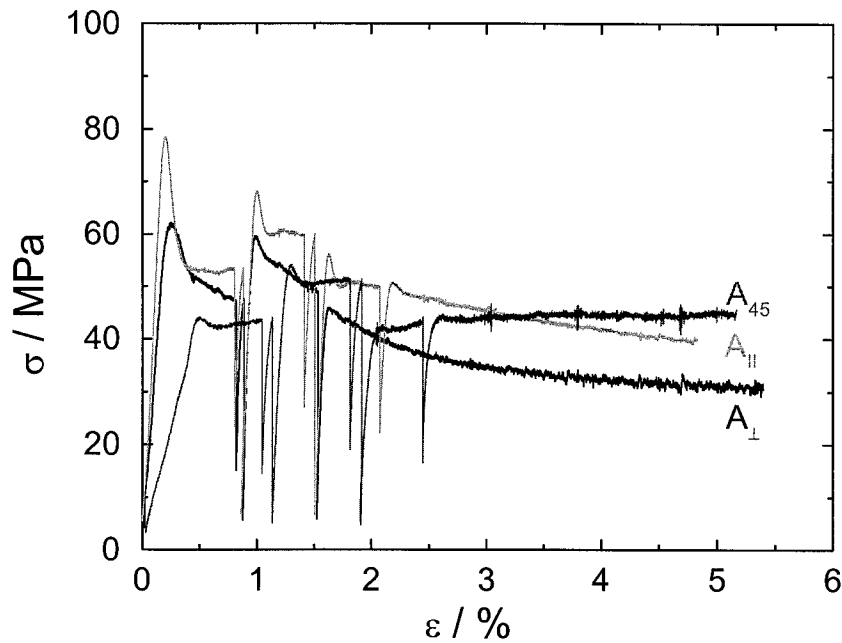


Abb. 6.1: Spannungs-Dehnungskurven der basic Ni-Phase bei 850 °C in den drei Orientierungen $A_{||}$, A_{45} und $A_{\perp}$.

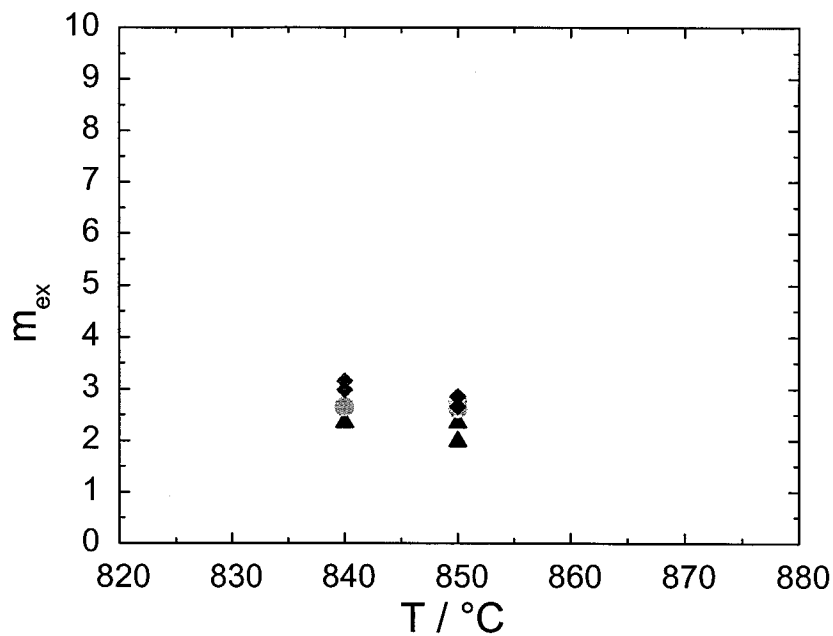


Abb. 6.2: Experimenteller Spannungsexponent der basic Ni-Phase in den Orientierungen $A_{||}$ (●), A_{45} (◆) und $A_{\perp}$ (▲).

-0,6 MPa K⁻¹ in der $A_{\perp}$ -Orientierung. Aus den Spannungsrelaxationen wurde ebenso der experimentelle Spannungsexponent m_{ex} bestimmt. Abbildung 6.2 zeigt die ermittelten Werte des Spannungsexponenten in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Werte liegen im Bereich von $m_{\text{ex}}=2$ bis 3 und sind damit wesentlich niedriger als die Werte, die bei den Modifikationen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co bestimmt wurden. Es ist keine Abhängigkeit des Spannungsexponenten von der Orientierung zu erkennen.

6.1.2 Ergebnisse der mikrostrukturellen Untersuchungen

Die verformten Proben zeigen eine Versetzungsdichte, die deutlich größer ist als die Dichte des Referenzmaterials. Die Referenzprobe besitzt eine Versetzungsdichte von etwa $3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$, während in den verformten Proben Versetzungsdichten in der Größenordnung einiger 10^7 cm^{-2} ermittelt wurden. In verformten Proben sowie im Referenzmaterial wurden Versetzungen mit periodischem und quasiperiodischem Burgersvektor beobachtet. Es wurden keine gemischten Versetzungen gefunden. Die beobachteten quasiperiodischen Burgersvektoren sind vom Typ $B^{(2)} = (0, 0, -1, -1, 1, 1)_{\text{Yan}}$ aus (4.31) oder vom Typ

$$B^{(4)} = (0, 1, 0, -1, 0, 0)_{\text{Yan}}. \quad (6.1)$$

Sie besitzen im physikalischen Raum die Längen 2,9 und 1,8 Å und ζ -Verhältnisse von τ^{-1} bzw. τ . Burgersvektoren des Typs $B^{(3)}$, deren Betrag im physikalischen Raum größer ist als die beiden Längen von $B^{(2)}$ und $B^{(4)}$, wurden im basic Ni-Material nicht beobachtet.

Abbildung 6.3 zeigt Hellfeldaufnahmen einer Versetzung in der A_1 -Probe unter einem quasiperiodischen und einem periodischen Reflex. Unter dem periodischen Reflex ist die Versetzung ausgelöscht, es handelt sich also um eine quasiperiodische Versetzung. Mit Hilfe der CBED-Methode wurde der Burgersvektor zu $B = (0, -1, 1, 1, 0, -1)_{\text{Yan}}$ bestimmt. Die Hellfeldaufnahme 6.3 a) erinnert an Hellfeldaufnahmen von Versetzungen in ikosaedrischen Quasikristallen. Die Abbildung zeigt keinen störenden Untergrund wie bei den Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co, wenn ein quasiperiodischer Reflex zur Abbildung benutzt wird, und die Versetzung besitzt keinen angehängten Stapelfehler. Die Versetzungslinie ist nicht gerade und liegt nicht wie bei den quasiperiodischen Versetzungen in den Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co exakt parallel zur zehnzähligen Achse. Der Burgersvektor der abgebildeten Versetzung liegt unter einem Winkel von 18° zur Druckrichtung. Der Winkel zwischen Gleitebenennormale und Druckrichtung beträgt etwa 74° . Das Gleitsystem besitzt folglich einen Schmidfaktor von $m_S = 0,26$. Es werden allerdings auch quasiperiodische Versetzungen mit Burgersvektoren in

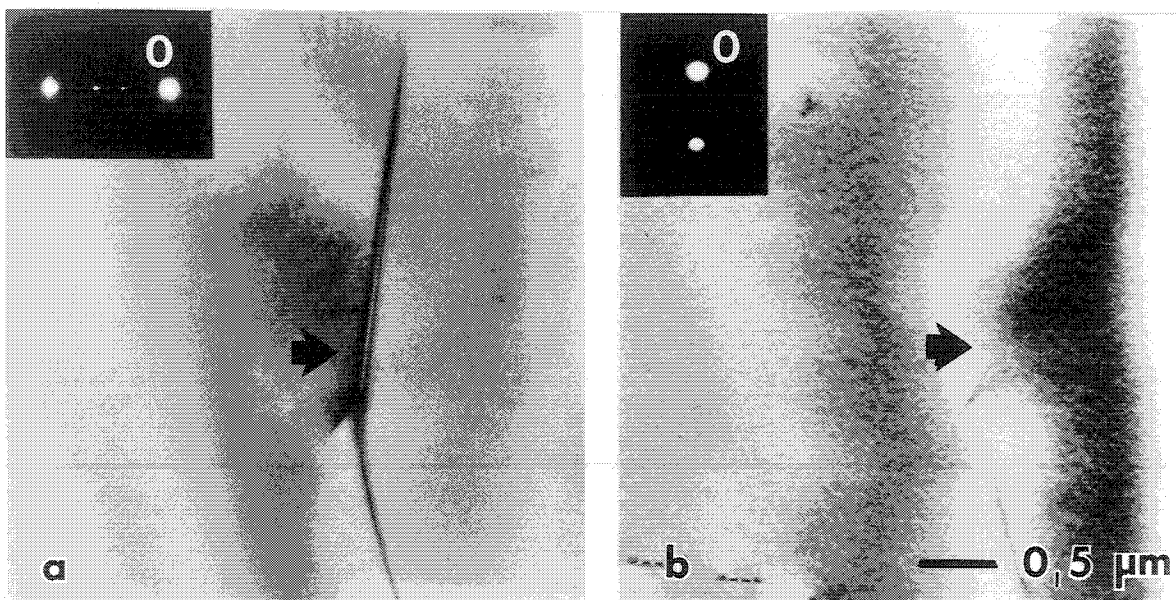


Abb. 6.3: Hellfeldaufnahmen einer quasiperiodischen Versetzung unter einem quasiperiodischen (a) und einem periodischen Reflex (b).

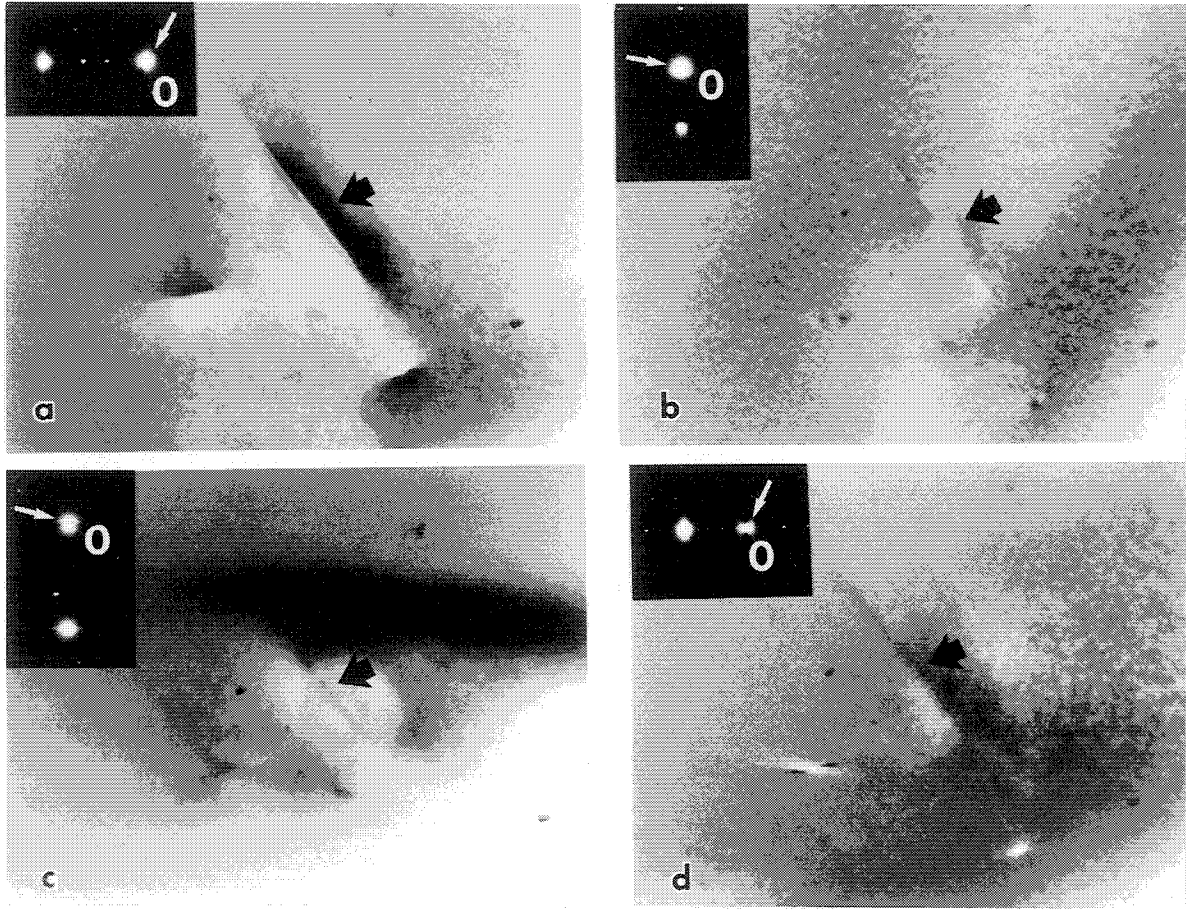


Abb. 6.4: Hellfeldaufnahmen einer quasiperiodischen Versetzung unter den quasiperiodischen Reflexen $g_q = (0, -1, 0, 0, 1, 0)_{Yan}$ (a) und $g_q' = (0, 0, -1, 1, 0, 0)_{Yan}$ (d), dem periodischen Reflex $g_p = (2, 0, 0, 0, 0, 0)_{Yan}$ (b) und dem gemischten Reflex $g_g = (3, 0, 0, 0, 0, -1)_{Yan}$ (c).

Druckrichtung und senkrecht zur Druckrichtung beobachtet. Erstere können durch Klettern zur Verformung beitragen, während letztere nur indirekt, indem sie als Leerstellenquelle wirken, zur Verformung beitragen können. Die $A_{\perp}$ -Probe zeigt wie auch die Proben der anderen Orientierungen keine charakteristische Ausprägung eines oder weniger Gleitsysteme. Vielmehr werden Versetzungen beobachtet, deren Burgersvektoren und Linienrichtungen eine für Gleiten oder Klettern günstige Orientierung besitzen. Auf eine weitergehende Analyse der Mikrostruktur der bei 850 °C verformten Proben soll deshalb an dieser Stelle verzichtet werden. Die Proben bieten außerdem aufgrund des einwandfreien Abbildungsverhaltens der basic Ni-Phase die Möglichkeit, das Kontrastauslöschungsverhalten quasiperiodischer Versetzungen in dekalagonalen Quasikristallen zu studieren. Dieses soll im folgenden genauer untersucht werden.

Im Gegensatz zum Auslöschungsverhalten von Versetzungen in Kristallen beobachtet man bei Versetzungen in Quasikristallen auch Auslöschungen des Versetzungskontrastes, wenn der zur Abbildung benutzte reziproke Gittervektor nicht senkrecht zum Burgersvektor der Versetzung liegt. In einem solchen Fall kompensiert der phasonische Anteil des Verzerrungsfeldes der Versetzung, beschrieben durch $\mathbf{b}_{\perp}$, den phononischen Anteil, beschrieben durch $\mathbf{b}_{\parallel}$, und es gilt $\mathbf{b}_{\perp} \cdot \mathbf{g}_{\perp} = -\mathbf{b}_{\parallel} \cdot \mathbf{g}_{\parallel}$. Dann besitzt das Skalarprodukt der höherdimensionalen Vektoren, $\mathbf{BG}$, ebenso den Wert Null. Diese Bedingung wird als schwache Auslöschungsbedingung bezeichnet (Wollgarten *et al.* 1991). Der Versetzungskontrast ist in diesem Fall allerdings nur für einen einzigen Reflex der systematischen Reflexreihe ausgelöscht, für alle anderen Reflexe ist

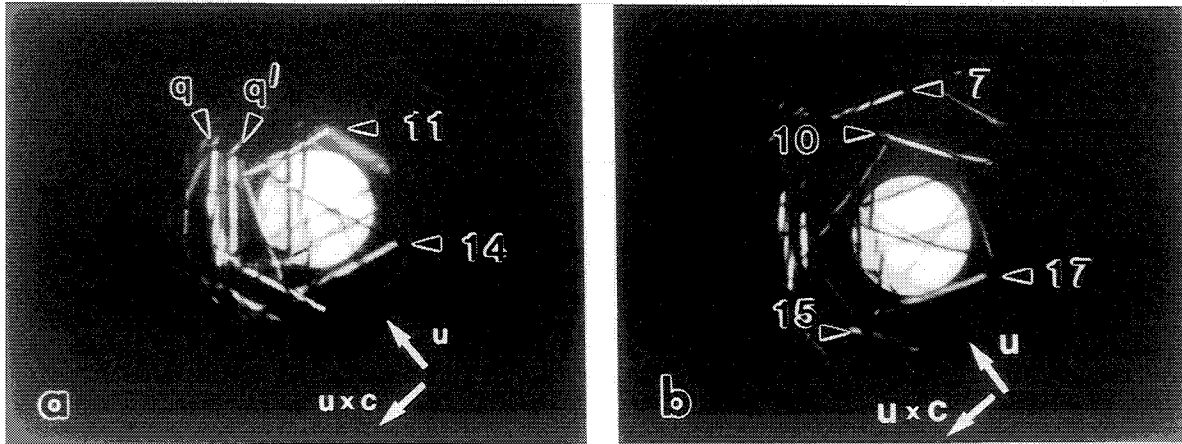


Abb. 6.5: CBED-Aufnahmen der quasiperiodischen Versetzung aus Abbildung 6.4. Die HOLZ-Linien sind mit Zahlen bzw. Buchstaben bezeichnet, die Indizierung der zugehörigen reziproken Gittervektoren ist Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die Linienrichtung u der Versetzung und die Richtung des Kreuzproduktes $u \times c$ sind ebenfalls eingezeichnet.

die Versetzung sichtbar. Die herkömmliche Auslöschungsbedingung, bei der die Parallelkomponenten $b_{||}$ und $g_{||}$ senkrecht zueinander liegen, wird als starke Auslöschungsbedingung bezeichnet (s. Kapitel 4.1). Die beiden Auslöschungsbedingungen wurden in ikosaedrischen Quasikristallen erfolgreich zur Bestimmung der Richtungen von Burgersvektoren im höherdimensionalen Raum angewandt. Der experimentelle Nachweis dieses Auslöschungsverhaltens in zweidimensionalen Quasikristallen steht bislang noch aus. Er soll hier exemplarisch an einer quasiperiodischen Versetzung in der $A_{||}$ -Probe der basic Ni-Phase gegeben werden.

Abbildung 6.4 zeigt Hellfeldaufnahmen einer Versetzung unter quasiperiodischen Reflexen (a und d), einem periodischen (b) und einem gemischten Reflex (c). Aus der Auslöschung des Versetzungskontrastes unter dem periodischen Reflex folgt, daß es sich um eine Versetzung mit quasiperiodischem Burgersvektor handelt. Abbildung 6.5 zeigt CBED-Aufnahmen dieser Versetzung. Alle beobachteten Linienaufspaltungen sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Aus diesen ergibt sich der Burgersvektor

$$\mathbf{B} = (0,1,0,0,-1,0)_{\text{Yan}} = (1,-1,0,0,0)_{\text{Steurer}}. \quad (6.2)$$

Die Parallelkomponente des Burgersvektors liegt senkrecht zur Parallelkomponente des rezi-

$\mathbf{G}$	6D Indizes	5D Indizes	$\mathbf{GB}$
$\mathbf{g}_x$	(2,0,-1,1,0,0)	(1,1,2,1,2)	0
$\mathbf{g}_y$	(2,-1,0,0,1,0)	(0,2,2,1,2)	-2
$\mathbf{g}_q$	(0,-1,0,0,1,0)	(0,2,2,1,0)	-2
$\mathbf{g}_{q'}$	(0,0,-1,1,0,0)	(1,1,2,1,0)	0
$\mathbf{g}_{11}$	(3,-1,0,0,0,0)	(0,1,1,0,3)	-1
$\mathbf{g}_8$	(3,0,0,0,-1,0)	(0,-1,-1,-1,3)	1
$\mathbf{g}_{14}$	(2,0,-1,0,0,-1)	(1,1,1,1,2)	0
$\mathbf{g}_{10}$	(3,0,1,0,0,0)	(0,0,-1,-1,3)	0
$\mathbf{g}_{15}$	(2,1,0,1,0,0)	(1,0,0,0,2)	1
$\mathbf{g}_7$	(3,0,0,1,0,0)	(1,1,1,0,3)	0
$\mathbf{g}_{17}$	(2,0,1,0,1,0)	(0,1,0,0,2)	-1

Tab. 6.1: CBED-Untersuchung der quasiperiodischen Versetzung aus Abbildung 6.4. Die Indizes der reziproken Gittervektoren $\mathbf{G} = \mathbf{g}_i$, sowie die Skalarprodukte mit dem Burgersvektor $\mathbf{B}$ der Versetzung, $\mathbf{GB}$, sind angegeben.

proken Gittervektors g_9 , der in der Aufnahme 6.4 c) zur Abbildung benutzt wurde. Es handelt sich also in dieser Abbildung um eine starke Auslöschungsbedingung. Der zur Abbildung 6.4 d) benutzte Reflex stammt aus derselben systematischen Reihe wie der aus Abbildung 6.4 a). Die Parallelkomponenten der beiden zugehörigen reziproken Gittervektoren sind parallel zur Parallelkomponente des Burgersvektors. Es handelt sich bei der Kontrastauslöschung in dieser Abbildung also um eine Auslöschung mit schwacher Auslöschungsbedingung. Aus Abbildung 6.5 a) ist zu ersehen, daß die entsprechende ZOLZ-Linie tatsächlich keine Aufspaltung zeigt, während bei der Linie zum τ -fach längeren reziproken Gittervektor g_q , der zur Abbildung 6.4 a) benutzt wurde, eine zweifache Aufspaltung zu beobachten ist.

6.2 Verformungsexperimente bei 530 °C

In Kapitel 2.2 wurde gezeigt, daß bei einer Wärmebehandlung des basic Ni-Materials bei 530 °C für drei Stunden aufgrund der eingeschränkten Kinetik bei dieser tieferen Temperatur noch keine Umwandlung in die S1-Phase stattfindet. An basic Ni-Proben der Orientierungen $A_{||}$ und A_{45} wurden kurze Verformungsexperimente mit einer Dauer von etwa dieser Zeitspanne durchgeführt. Abbildung 6.6 zeigt die Spannungs-Dehnungskurven dieser Experimente. Nachdem die Verformungsmaschine nach einer Aufheizzeit von etwa zwei Stunden bei der Temperatur 530 °C im thermischen Gleichgewicht ist, wird die Probe mit konstanter Dehnungsrate 10^{-5}s^{-1} belastet, und es werden bei bestimmten Spannungswerten Spannungsrelaxationen durchgeführt. Die A_{45} -Probe (Abbildung 6.6 b) wurde bis zu einer Spannung von 600 MPa belastet. Aus der Spannungsabnahme bei konstanter Dehnung kann geschlossen werden, daß sich die Probe plastisch verformt. In einem Experiment bei 500 °C wurde keine wesentliche Abnahme der Spannung beobachtet. Eine Auswertung der durchgeführten wiederholten Spannungsrelaxation läßt eine starke Verfestigung erkennen, die während der Relaxation stattfindet. Der Verfestigungsparameter beträgt etwa $\theta = 35 \text{ GPa}$. Die $A_{||}$ -Probe wurde nach einer wiederholten Spannungsrelaxation bei 600 MPa bis zu den Spannungen 700 und

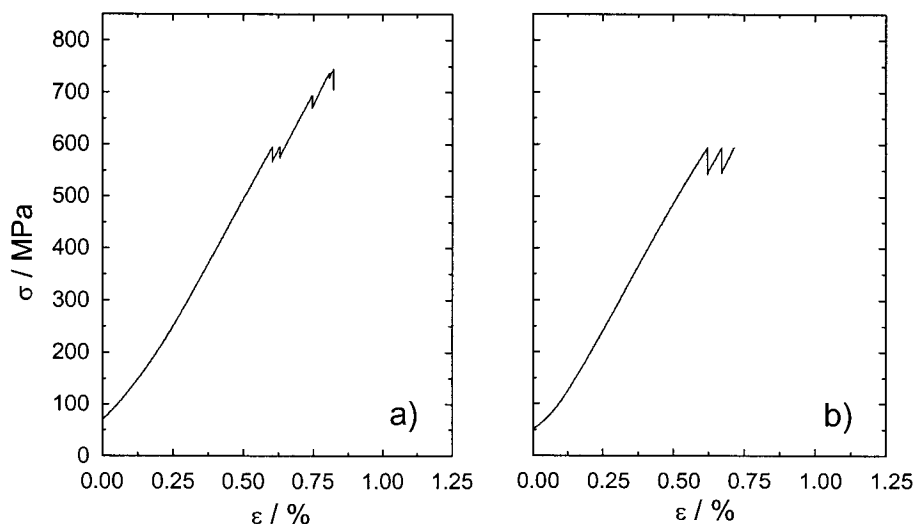


Abb. 6.6: Spannungs-Dehnungskurven der Verformungsexperimente der basic Ni-Phase bei 530 °C in den Orientierungen $A_{||}$ (a) und A_{45} (b).

750 MPa belastet, wo erneut Spannungsrelaxationen durchgeführt wurden.

6.2.1 Mikrostruktur der A_{II} -Probe

Abbildung 6.7 zeigt Hellfeldaufnahmen der Versetzungsanordnung in der bei 530 °C verformten Probe der A_{II} -Orientierung senkrecht und nahezu parallel zur Druckrichtung. Die Versetzungen besitzen einen periodischen Burgersvektor, es handelt sich also wie bei den Versetzungen der A_{II} -Proben der beiden Phasen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co um periodische Stufenversetzungen. Außer diesen wurden auch einige Versetzungen mit quasiperiodischem Burgersvektor beobachtet. Die Abbildung 6.7 a) erinnert sehr an die Abbildung 4.16, welche Versetzungen in einer A_{II} -Probe der Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ zeigt. Während es hier jedoch nicht möglich war, die Versetzungsanordnung entlang der Druckrichtung zu betrachten, da dann zur Abbildung ein gemischter Reflex benutzt werden muß, unter dem die Phasen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co eine sehr schlechte Abbildungsqualität zeigen, erlaubt das gute Abbildungsverhalten der basic Ni-Phase eine solche Ansicht (s. Abbildung 6.7 b). Die beiden Perspektiven zeigen, daß die Versetzungen exakt senkrecht zur zehnzähligen Achse parallel zur quasiperiodischen Ebene liegen, sie aber in dieser Ebene keine gerade Ausrichtung zeigen, sondern vielmehr eine leicht gewellte Form besitzen.

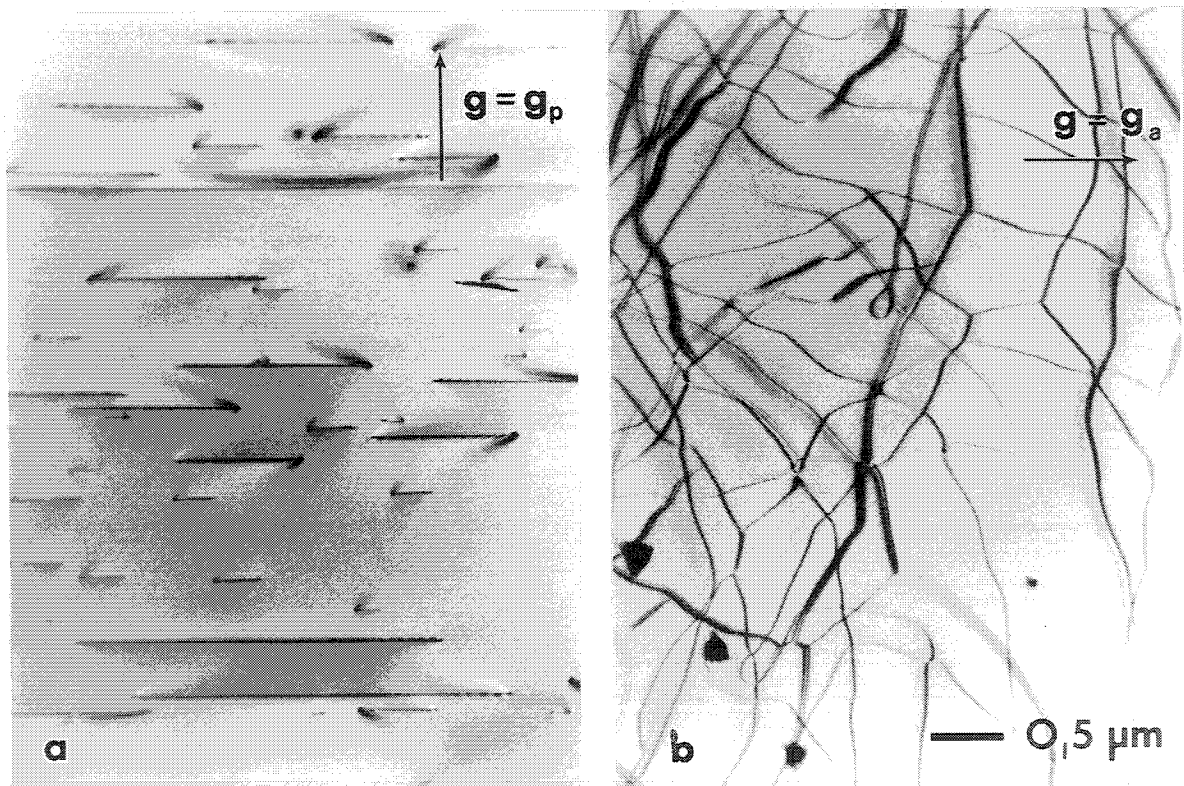


Abb. 6.7: Hellfeldaufnahmen der Versetzungsanordnung in der bei 530 °C in der A_{II} -Orientierung verformten Probe unter dem periodischen Reflex $g_p = (2, 0, 0, 0, 0)_{Yan}$ mit Blickrichtung senkrecht zur periodischen Achse (a) und unter dem gemischten Reflex $g_a = (1, 0, 0, 0, -1)_{Yan}$ mit Blickrichtung nahezu parallel zur Druckrichtung.



Abb. 6.8: Aus mehreren Einzelbildern zusammengesetzte Hellfeldaufnahme der Versetzungsanordnung in der bei 530 °C in der A_{45} -Orientierung verformten Probe. Zur Abbildung wurde der periodische Reflex $g_p = (2,0,0,0,0,0)_{Yan}$ benutzt.

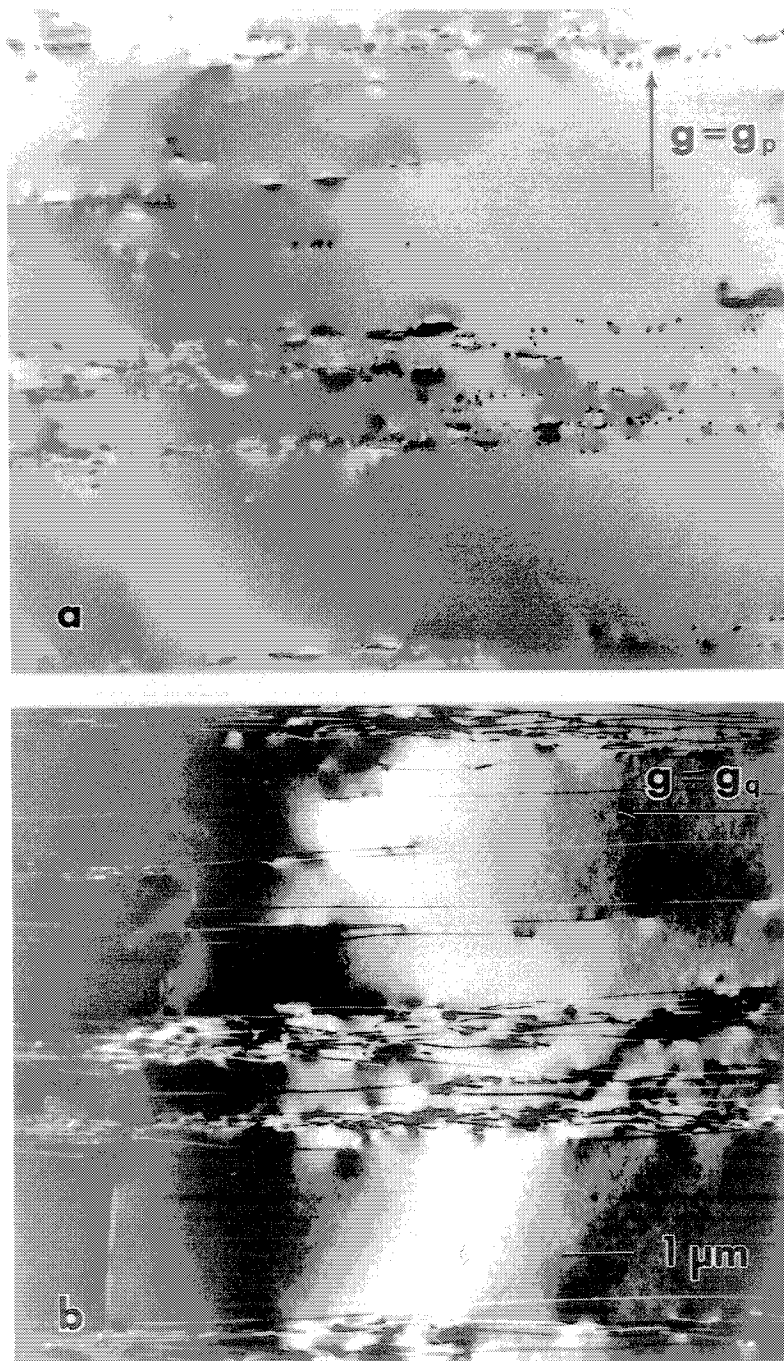


Abb. 6.9: Hellfeldaufnahme unter dem periodischen Reflex $g_p = (2,0,0,0,0)_{Yan}$ (a) und Dunkelfeldaufnahme unter dem quasiperiodischen Reflex $g_q = (0,-1,0,0,1)_{Yan}$ (b) der Versetzungsanordnung in der bei 530 °C in der A_{45} -Orientierung verformten Probe.

6.2.2 Mikrostruktur der A_{45} -Probe

Abbildung 6.8 zeigt eine Hellfeldaufnahme der Versetzungsanordnung in der bei 530 °C in der A_{45} -Orientierung verformten Probe. Die Mikroskopprobe wurde senkrecht zur Druckrichtung geschnitten. Die zehnzählige Achse liegt also in dieser Probe unter einem Winkel von 45°. Die Blickrichtung ist senkrecht zur zehnzähligen Achse parallel zu den quasiperiodischen Ebenen. Es ist eine dichte Ansammlung von Versetzungen zu erkennen, die senkrecht zur zehnzähligen Achse, d.h. entlang der quasiperiodischen Ebenen ausgedehnt ist. Zur Abbildung wurde ein periodischer Reflex benutzt. Der Versetzungskontrast ist ausgelöscht, wenn

quasiperiodische Reflexe zur Abbildung benutzt werden. Es handelt sich also um periodische Versetzungen.

Abbildung 6.9 a) zeigt eine Hellfeldaufnahme von Versetzungen in der A_{45} -Probe, ebenfalls aufgenommen senkrecht zur zehnzähligen Achse. Die Mikroskopprobe wurde im Gegensatz zu derjenigen der Abbildung 6.8 parallel zur zehnzähligen Achse präpariert. Wieder handelt es sich bei den in der Abbildung sichtbaren Versetzungen um Versetzungen mit periodischem Burgersvektor. Die Richtung der Mikroskopprobe und die Blickrichtung der Abbildung 6.9 a) entsprechen denen der Abbildungen 4.22 und 4.23. Diese zeigen einen Blick auf die Gleitebene des periodischen Gleitsystems, welches bei den beiden Modifikationen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co in der A_{45} -Orientierung die Verformung trägt. Die Abbildung 6.9 a) zeigt jedoch im Gegensatz zu den Abbildungen 4.22 und 4.23 ausschließlich periodische Stufenversetzungen und keine Schraubenanteile. Alle Versetzungslinien liegen senkrecht zur zehnzähligen Achse entlang der quasiperiodischen Ebenen. Viele der Stufensegmente liegen senkrecht zur Betrachtungsebene und sind deshalb nur als Punkt zu erkennen. Andere besitzen Linienrichtungen, die zur Betrachtungsebene einen stumpferen Winkel einschließen und sind daher als längere Segmente zu erkennen. Ähnlich wie in Abbildung 6.8 sind auch in Abbildung 6.9 a) Gruppen von Versetzungen, mehrfach Dreiergruppen, zu finden. Abbildung 6.9 b) zeigt eine Dunkelfeldaufnahme der Versetzungsanordnung aus Abbildung 6.9 a) unter einem quasiperiodischen Reflex. Der Versetzungskontrast ist weitgehend ausgelöscht. Stattdessen sind Stapelfehlerkontraste senkrecht zur zehnzähligen Achse zu beobachten, welche die Versetzungen hinter sich her ziehen. Die Stapelfehlerkontraste verlaufen in den meisten Fällen gerade. Bewegen sich mehrere Versetzungen oder Versetzungsgruppen in einer Spur, so wechselt der Stapelfehler den Kontrast, bleibt aber weiterhin vorhanden.

6.3 Diskussion

Die Spannungs-Dehnungskurven der basic Ni-Phase bei 850 °C zeigen für die drei Orientierungen Fließspannungen ähnlicher Größe. Die mikrostrukturelle Untersuchung zeigt periodische und quasiperiodische Versetzungen, welche im Gegensatz zu den Phasen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co beliebige Linienrichtungen besitzen. Insbesondere die verschiedenen möglichen Linienrichtungen der quasiperiodischen Versetzungen in der basic Ni-Phase erhöht die Anzahl der möglichen Gleitsysteme in dieser Phase gegenüber den anderen beiden untersuchten Phasen. Da der quasiperiodische Burgersvektor in zehn verschiedenen symmetrisch äquivalenten Richtungen liegen kann, ergeben sich kombiniert mit den verschiedenen Linienrichtungen eine Fülle verschiedener Gleitsysteme. Bei der hohen Temperatur, bei der die Verformungsexperimente durchgeführt wurden, sind außerdem Kletterprozesse verstärkt aktiv, die einen weiteren Modus der Verformung darstellen. Versetzungen mit entsprechenden Burgersvektoren wurden nicht nur in der A_{11} -, sondern auch in der $A_{\perp}$ -Probe beobachtet.

Die Werte des experimentellen Spannungsexponenten sind ebenfalls nahezu orientierungsunabhängig. Die Werte sind deutlich kleiner als diejenigen, die in den Verformungsexperimenten an den Phasen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co beobachtet wurden. Die Versetzungsdichte in den verformten Proben ist bei dieser Temperatur sehr gering, sie liegt in der Größenordnung einiger 10^7 cm^{-2} . In den verformten Proben wurden insbesondere keine gemischten Versetzungen beobachtet. Folglich sind auch in keiner Orientierung netzwerkartige Anordnungen zu finden. Der Beitrag der inneren Spannung ist deshalb sehr gering und es wird angenommen, daß der experimentelle Spannungsexponent den wirklichen Wert des Spannungsexpo-

nenten wiedergibt. Dieser ist jedoch schwer interpretierbar, da bei der hohen Temperatur sowohl Gleit- als auch Kletterprozesse zur Verformung beitragen. Der gemessene niedrige Wert des Spannungsexponenten kann neben dem vernachlässigbar kleinen Beitrag der inneren Spannung auch auf einen vermehrten Beitrag von Kletterprozessen zur Verformung zurückzuführen sein.

Weitere mikrostrukturelle Untersuchungen wurden in Form von Kontrastauslöschungsuntersuchungen an einer quasiperiodischen Versetzung durchgeführt. Aufgrund der hohen strukturellen Ordnung der basic Ni-Phase zeigt sie nicht nur unter periodischen, sondern auch unter quasiperiodischen und gemischten Reflexen ein gutes Abbildungsverhalten. Die Hellfeldaufnahmen (6.4) zeigen ein ähnlich gutes Abbildungsverhalten wie diejenigen der ikosaedrischen Phasen in den Systemen Al-Pd-Mn und Zn-Mg-Dy. Im Gegensatz zur basic Ni-Phase besitzen die Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co eine geringere strukturelle Ordnung in quasiperiodischer Richtung, was sich an dem schlechten Abbildungsverhalten unter quasiperiodischen Reflexen erkennen läßt. Aufgrund der langreichweitigen Ordnung in Richtung parallel zur zehnzähligen Achse ist die Abbildung unter periodischen Reflexen auch in diesen Phasen einwandfrei. Diese langreichweitige Ordnung zeigt sich in den zweizähligen Beugungsbildern durch die enge Begrenzung der diffusen Streuintensitäten in Richtung parallel zur zehnzähligen Achse. Die Beugungsbilder der basic Ni-Phase zeigen fast keine diffuse Streuung. Im basic Ni-Material konnten deshalb Kontrastauslöschungsuntersuchungen mit einer guten Abbildungsqualität durchgeführt werden. Die beobachteten Kontrastauslöschungen sind eindeutig interpretierbar. Sie zeigen, daß auch in dekadagonalen Quasikristallen starke und schwache Auslöschungsbedingungen beobachtet werden. Somit ist auch bei dekadagonalen Quasikristallen die Bestimmung der Richtung des Burgersvektors im höherdimensionalen Raum durch Auslöschungsuntersuchungen möglich.

In den Verformungsexperimenten bei 530 °C zeigt das basic Ni-Material bereits eine geringe plastische Verformbarkeit, während die Umwandlung in die S1-Überstrukturphase noch kinetisch gehemmt ist. Das gibt die Möglichkeit, Verformungsprozesse in der basic Ni-Phase auch bei niedrigeren Temperaturen und höheren Spannungen zu untersuchen.

In der A_{11} -Orientierung wird wie in den Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co eine hohe Dichte an periodischen Stufenversetzungen beobachtet. In dieser Orientierung wird die Verformung also wie bei diesen beiden Phasen durch einen reinen Klettermechanismus getragen. Die Temperatur der durchgeführten Verformung ($T_H = 0,6$) ist deutlich niedriger als bei den Verformungsexperimenten der Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co, weshalb hier ein Kletterprozeß wesentlich ungünstiger sein sollte. Die Probe wurde in der vorliegenden Untersuchung bis zu einer Spannung von 750 MPa, die etwa in der Größe der Bruchspannung liegt, belastet. Trotzdem wurden auch hier keine Versetzungen beobachtet, die durch einen Gleitprozeß zur Verformung beitragen können.

Neben den periodischen Stufenversetzungen wurden wie in den A_{11} -Proben der Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co auch einige Versetzungen mit quasiperiodischem Burgersvektor beobachtet. Es wird angenommen, daß diese auch hier die Funktion von Leerstellenquellen besitzen. Die periodischen Stufenversetzungen liegen senkrecht zur zehnzähligen Achse. Ihre Ausrichtung ist noch exakter als in der A_{11} -Probe der Phase $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. In der quasiperiodischen Ebene zeigen sie keinen geraden Verlauf, wie beispielsweise die periodischen Versetzungen in den A_{45} -Proben in ihrer Gleitebene (vgl. Abbildungen 4.22 und 4.23).

Die Probe, welche in der A_{45} -Orientierung verformt wurde, zeigt periodische Versetzungen, welche vorwiegend senkrecht zur zehnzähligen Achse liegen. Versetzungen mit Linienrichtungen exakt senkrecht zur zehnzähligen Achse sind insbesondere in Abbildung 6.9 zu erkennen, während in Abbildung 6.8 auch viele Versetzungen zu beobachten sind, deren Linienrichtung von der Richtung senkrecht zur zehnzähligen Achse abweicht. Bei ersteren handelt es sich wie bei den Versetzungen in der A_{11} -Probe um periodische Stufenversetzungen. Im

Gegensatz zu den Abbildungen 4.22 und 4.23 der A_{45} -Verformungen der Phasen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co zeigen die Abbildungen 6.8 und 6.9, welche entlang der gleichen Orientierung aufgenommen sind, keine Versetzungsringe mit einer Ausdehnung parallel zur zehnzähligen Achse. Diese in den Phasen $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ und basic Co beobachteten Versetzungsringe besitzen neben Stufen- auch Schraubenanteile. Schraubenanteile werden in der A_{45} -Probe der basic Ni-Phase nicht beobachtet. Die Stufensegmente gehören zu Versetzungsringen, welche senkrecht zur zehnzähligen Achse in der Probe liegen, also Ringen aus Stufenversetzungen, wie in der A_{11} -Probe.

Die Abwesenheit von Schraubenanteile in der A_{45} -Probe der basic Ni-Phase läßt sich verstehen, wenn man die Reihe der untersuchten dekalagonalen Phasen vom kobaltreicheren zum kobaltärmeren Material verfolgt. Von der Phase basic Co zur Phase $Al_{70}Ni_{15}Co_{15}$ ist eine deutliche Abnahme in der Ausbildung von Schraubenanteilen zu erkennen (s. Kapitel 4). Der Grund hierfür ist die Abnahme der Geschwindigkeit der Stufenversetzungen im Vergleich zur Geschwindigkeit der Schraubenanteile. Die Schraubenanteile laufen im kobaltärmeren Material im Vergleich zu den Stufen schneller und lassen lang ausgezogene Stufen zurück. Die Geschwindigkeit der Stufenversetzungen bestimmt dann den Verformungsprozeß. In dieser Reihe von der kobaltreicheren zur kobaltärmeren dekalagonalen Phase im System Al-Ni-Co wird eine Zunahme der periodischen Gitterkonstante beobachtet (Grushko und Urban 1994, Grushko und Holland-Moritz 1997). Diese könnte ein Grund für die Abnahme der Geschwindigkeit der Stufensegmente sein. In der basic Ni-Phase, welche die größte Gitterkonstante in periodischer Richtung besitzt, wird als einziger der untersuchten Phasen eine Aufspaltung der periodischen Versetzungen beobachtet. Die Aufspaltung ist sehr klein, weshalb sie in den Abbildungen 6.8 und 6.9 nur in wenigen Fällen zu erkennen ist. Eine Aufspaltung der periodischen Versetzungen ist nach den Überlegungen in Kapitel 4.4 mit einer hohen Stapelfehlerenergie verbunden, weshalb eine kleine Aufspaltungsweite erwartet wird. Im basic Ni-Material kommt die Gleitbewegung der periodischen Stufenversetzungen nun nahezu zum Stillstand und es bilden sich keine Versetzungsringe mit Schrauben- und Stufenanteilen aus. Die periodischen Stufenversetzungen können jedoch ähnlich wie im Fall der A_{11} -Orientierung durch Kletterprozesse zur Verformung beitragen. Es entstehen Ringe periodischer Versetzungen, die wie im Fall der A_{11} -Orientierung senkrecht zur zehnzähligen Achse liegen und nur Stufencharakter besitzen. Die Abbildung 6.8 zeigt, daß neben den Stufenanteilen auch Versetzungen vorkommen, die nicht exakt senkrecht zur zehnzähligen Achse liegen, also neben der Stufenkomponente auch eine kleine Schraubenkomponente besitzen. Es sind jedoch keine ausgeprägten Schraubenanteile wie in den Abbildungen 4.22 und 4.23 zu erkennen.

Die Stapelfehlerkontraste, welche in Abbildung 6.9b) zu sehen sind, zeigen die bei der Versetzungsbewegung überstrichene Fläche. Diese liegt senkrecht zur zehnzähligen Achse. Dies entspricht einer Ausdehnung des Versetzungsringes durch eine reine Kletterbewegung. Die Stapelfehlerkontraste sind ausgelöscht, wenn ein periodischer Reflex zur Abbildung benutzt wird. Das Auslöschungsverhalten ist somit entgegengesetzt zu dem der die Stapelfehler erzeugenden periodischen Versetzungen. In der Spur einer periodischen Versetzung wird überhaupt kein Stapelfehler erwartet, da der Burgersvektor insgesamt die Länge der Gitterperiodizität besitzt, auch wenn die Versetzung in zwei nah beieinanderliegende Versetzungen aufgespalten ist. Es wird vermutet, daß in der Spur der Versetzung lokal bereits eine Umwandlung der basic Ni-Phase in die S1-Phase stattgefunden hat. Nach Haibach *et al.* (2000) relaxiert die Struktur bei der Umwandlung von der fundamentalen zu einer Überstrukturphase ausschließlich in der quasiperiodischen Ebene, während sie in periodischer Richtung ihre Kohärenz behält. Dies ist in Beugungsbildern an der engen Begrenzung der Beugungsintensitäten in Richtung parallel zur zehnzähligen Achse und der diffusen Verbreiterung parallel zu den quasiperiodischen Ebenen zu erkennen. Eine lokale Umwandlung in die S1-Phase zeigt somit unter einem quasiperiodischen Reflex einen Kontrast, unter einem periodischen Reflex jedoch

nicht. Eine lokale Phasenumwandlung, die ähnlich eng begrenzte Stapelfehlerkontraste erzeugt, wurde in ikosaedrischem Al-Pd-Mn beobachtet (Wollgarten 1993). Aufgrund lokaler Messungen der Komposition im Bereich der stapelfehlerartigen Defekte wurde geschlossen, daß es sich bei diesen Defekten um plattenförmige Einschlüsse der dekalagonalen Phase handelt, die in diesem System ebenfalls vorkommt. Die zehnzählige Achse der dekalagonalen Phase ist identisch mit der Habitusebenennormalen und liegt parallel zu einer fünfzähligen Richtung der ikosaedrischen Matrix. An der Grenzfläche treffen Ebenen aufeinander, die ausschließlich zwei- und pseudozweizählige Symmetrieachsen enthalten. Wie aus elektronenmikroskopischen Hochauflösungsaufnahmen ersichtlich ist, ändert sich das Gitter entlang dieser Richtungen parallel zur Habitusebene beim Übergang kaum, während senkrecht dazu, in Richtung der zehnzähligen Achse der dekalagonalen Phase, eine deutliche Änderung zu erkennen ist. In Kontrastauslöschungsuntersuchungen wird entsprechend eine Auslöschung des stapelfehlerartigen Kontrastes bei Verwendung eines Reflexes mit reziprokem Gittervektor parallel zur Habitusebene beobachtet. Wird ein Reflex mit reziprokem Gittervektor parallel zur Ebenennormalen zur Abbildung benutzt, ist der Defekt sichtbar (Heggen 2001). Das Kontrastauslöschungsverhalten läßt sich mit dem der vorliegenden Untersuchung vergleichen. In beiden Fällen ist der stapelfehlerartige Kontrast ausgelöscht, wenn zur Abbildung ein Reflex benutzt wird, dessen reziproker Gittervektor parallel zu einer Richtung liegt, entlang der sich das Gitter im Bereich des Übergangs zwischen Matrix und eingeschlossener Phase nicht ändert, was auch so erwartet wird. Im vorliegenden Fall ist dies die Richtung parallel zur zehnzähligen Achse, im Fall des dekalagonalen Einschlusses in der ikosaedrischen Phase die Richtung senkrecht dazu.

Die Umwandlung der basic Ni-Phase in die S1-Modifikation ist möglicherweise noch nicht vollständig, wenn nur eine Versetzung durchgelaufen ist. In den Beugungsbildern in Kapitel 2.2 ist zu erkennen, daß der Übergang zwischen der basic Ni- und der S1-Phase graduell erfolgt. Im früheren Stadium deutet sich die S1-Phase durch schwache diffuse Beugungsintensitäten an. Diese gehen bei weiterer Umwandlung in scharfe S1-Reflexe über. In der Spur einer Versetzung kann die Umwandlung in die S1-Phase fortgesetzt werden, wenn weitere Versetzungen in derselben Spur folgen. In diesem Fall ist zu erwarten, daß sich der Kontrast des Stapelfehlers nach nachfolgenden Versetzungen ändert. Dies ist in der Dunkelfeldaufnahme der Abbildung 6.9 b) mehrfach zu beobachten.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Plastizität dekadonaler Quasikristalle. Die Untersuchungen wurden an Proben der dekadonalen Phase im System Al-Ni-Co durchgeführt. In diesem System können dekadonale Einquasikristalle in Kubikzentimetergröße hergestellt werden.

Im System Al-Ni-Co existiert die dekadonale Phase in einem weiten Kompositionsbereich in Form verschiedener Modifikationen. Es wurden drei verschiedene Modifikationen der dekadonalen Phase als Einquasikristalle hergestellt, Quasikristalle der nickelreichen Zusammensetzung, basic Ni, der kobaltreichen Zusammensetzung, basic Co, und einer Zusammensetzung von etwa $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$. An diesen Phasen wurden uniaxiale Verformungsexperimente durchgeführt. Die Orientierung der Druckproben wurde in drei verschiedenen Richtungen, mit der Druckrichtung parallel ($A_{\parallel}$), unter 45° (A_{45}) und senkrecht zur zehnzähligen Achse des dekadonalen Quasikristalls ($A_{\perp}$) gewählt. Während der Verformung wurden Spannungsrelaxationen und Temperaturwechsel durchgeführt, woraus die Dehnungsraten- und Temperaturabhängigkeit der Fließspannung bestimmt wurde. Sowohl in der Fließspannung als auch in ihrer Dehnungsraten- und Temperaturabhängigkeit zeigen sich deutliche Anisotropien, die sich jedoch für die verschiedenen Modifikationen deutlich unterscheiden.

Die Verformungsexperimente an den beiden Phasen $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ und basic Co wurden bei Temperaturen im Bereich von etwa 70 bis 83% der Schmelztemperatur durchgeführt. Die makroskopischen Untersuchungen an diesen beiden Phasen wurden ergänzt durch eine detaillierte Untersuchung der Mikrostruktur mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie. Es zeigte sich, daß in den verformten Proben und den unverformten Referenzproben insgesamt nur drei verschiedene Versetzungstypen vorkommen: Versetzungen mit periodischem Burgersvektor und Linienrichtung parallel oder senkrecht zur periodischen Achse, mit quasiperiodischem Burgersvektor und Linienrichtung parallel und mit einem gemischten Burgersvektor und einer Linienrichtung ebenfalls parallel zur periodischen Achse. Es wurden Versetzungsreaktionen zwischen den gemischten Versetzungen und den Stufenanteilen der periodischen Versetzungen beobachtet. Die Burgersvektoren wurden in der Struktur identifiziert. Sie entsprechen den drei kürzesten Nächstnachbarverbindungen in der Struktur.

Durch die geringe Anzahl der verschiedenen Burgersvektoren und Linienrichtungen ist die Anzahl der möglichen Gleitsysteme stark eingeschränkt. In der A_{45} -Orientierung wird die plastische Verformung getragen durch das periodische Gleitsystem, in der $A_{\perp}$ -Orientierung durch einen gemischten Gleit- und Kletterprozeß quasiperiodischer und gemischter Versetzungen und in der $A_{\parallel}$ -Orientierung durch einen reinen Kletterprozeß periodischer Versetzungen.

In den A_{45} -Proben der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$ wird eine größere Dichte an Stufenanteilen beobachtet als in Proben der basic Co-Modifikation, was auf eine geringere Geschwindigkeit der Stufenanteile in dieser Modifikation zurückgeführt wird. Durch die Reaktion der periodischen Stufenanteile mit den gemischten Versetzungen bilden sich in dieser Modifikation vermehrt Versetzungsnetzwerke aus.

In den $A_{\parallel}$ -Proben wird neben den periodischen Stufenversetzungen eine hohe Dichte an gemischten und quasiperiodischen Versetzungen beobachtet. Diese können beim Kletterprozeß der periodischen Versetzungen als Leerstellenquellen dienen. Die gemischten Versetzungen bilden mit den periodischen Stufenversetzungen Netzwerke aus, wodurch diese in ihrer Kletterbewegung behindert werden. Die Dichte der gemischten Versetzungen ist in Proben der basic Co-Modifikation deutlich größer als in denjenigen der Modifikation $\text{Al}_{70}\text{Ni}_{15}\text{Co}_{15}$, was zu einer größeren Dichte an Netzwerken in dieser Modifikation führt. Eine einfache Abschät-

zung aufgrund der ermittelten Versetzungsdichten zeigt, daß die kritische Spannung, die nötig ist, um die periodischen Versetzungen durch die Netzwerke zu bewegen, etwa von der Größe der angelegten Spannung ist. Die Wirkung der inneren Spannungen der Netzwerke zeigt sich sowohl in den Spannungs-Dehnungskurven als auch im experimentellen Spannungsexponenten. Sie erklärt die beobachtete Orientierungsabhängigkeit des Spannungsexponenten der beiden Modifikationen und insbesondere die hohen Werte des Spannungsexponenten in der $A_{||}$ -Orientierung.

Die Verformung in den Orientierungen A_{45} und $A_{\perp}$ wird im Rahmen der Theorie der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung gedeutet. Das Aktivierungsvolumen liegt für beide Orientierungen in der Größenordnung von 1 nm^3 . In der A_{45} -Orientierung wird ein Wert dieser Größe erwartet, wenn für die Bewegung der periodischen Versetzungen, die in dieser Orientierung die Verformung tragen, ein Peierlsmechanismus zugrundegelegt wird. Die Aktivierungsenthalpie der A_{45} - und $A_{\perp}$ -Orientierung besitzt für beide Modifikationen Werte im Bereich von 5 bis 7 eV und ist damit von der Größe der Aktivierungsenthalpie ikosaedrischer Quasikristalle. Die Werte in der $A_{||}$ -Orientierung sind deutlich geringer. Sie liegen im Bereich von 3,5 bis 4 eV und sind damit nicht wesentlich verschieden von den Werten der Selbstdiffusionsenthalpie.

Die Verformungsexperimente an der basic Ni-Phase wurden bei zwei sehr unterschiedlichen Temperaturen, einer sehr hohen Temperatur im duktilen Temperaturbereich und einer niedrigeren Temperatur am unteren Rande des duktilen Bereichs durchgeführt. Die bei der hohen Temperatur erhaltenen Spannungs-Dehnungskurven zeigen nur eine schwache Abhängigkeit von der Orientierung. In den verformten Proben werden periodische und quasiperiodische Versetzungen mit verschiedenen Linienrichtungen beobachtet. An einer quasiperiodischen Versetzung in der basic Ni-Phase konnten erstmals die Auslöschungsbedingungen für Versetzungen in Quasikristallen auch für zweidimensionale Quasikristalle experimentell bestätigt werden.

Die A_{45} -Probe, die bei der niedrigeren Temperatur verformt wurde, zeigt periodische Versetzungen mit fast ausschließlich Stufencharakter. Die Geschwindigkeit der Stufenanteile ist also in dieser Phase im Vergleich zur Geschwindigkeit der Schraubenanteile sehr klein. Die Versetzungen sind vielfach in zwei dicht beieinanderliegende Versetzungen aufgespalten. Die periodische Gitterkonstante nimmt mit zunehmendem Kobaltanteil ab und besitzt in der basic Ni-Phase den größten Wert. Das legt den Schluß nahe, daß die Änderung der Geschwindigkeit der Stufenanteile periodischer Versetzungen, die zwischen den drei untersuchten Modifikationen beobachtet wird, durch die Änderung der periodischen Gitterkonstante bedingt ist.

Anhang

A.1 Transformation des Vektors $\mathbf{B}^{(2)} = (0, 0, -1, -1, 1, 1)_{\text{Yan}}$ in das System nach Steurer (1989)

In diesem Abschnitt wird die Transformation des quasiperiodischen Burgersvektors $\mathbf{B}^{(2)}$ von der sechsdimensionalen Darstellung nach Yan *et al.* (1993) zur fünfdimensionalen Darstellung nach Steurer (1989) vorgestellt.

Das System nach Steurer (1989) benutzt Basisvektoren im direkten Raum, welche um einen Faktor τ länger sind als diejenigen des Systems nach Yan *et al.* (1993). Deshalb wird der Vektor $\mathbf{B}^{(2)}$ zunächst in ein entsprechendes inflationiertes sechsdimensionales System transformiert. Dies geschieht nach (1.5) durch die Anwendung der Matrix

$$\tilde{\mathbf{M}}^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 \\ 0 & -1 & -1 & 1 & -1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.1})$$

Es ergibt sich die Darstellung

$$\mathbf{B}^{(2)} = (0, 0, -1, 0, 0, 1)'_{\text{Yan}} \quad (\text{A.2})$$

bezüglich des inflationierten Systems.

Die quasiperiodischen Indizes $B_i^{(2)}$, $i=2, \dots, 6$, des Vektors $\mathbf{B}^{(2)}$ in dieser Darstellung erfüllen wie die Indizes vor der Inflation die Bedingung (4.34), $(B_2^{(2)} + \dots + B_6^{(2)}) = 0$. Die quasiperiodische Komponente dieses Vektors liegt also nach Kapitel 1.2.2 in der vierdimensionalen Hyperebene durch den Ursprung des fünfdimensionalen Raums. Zur Übertragung des Vektors in ein fünfdimensionales System können in diesem Fall vier der fünf quasiperiodischen Indizes übernommen werden. Um der verschiedenen Lage der Basisvektoren bezüglich der kartesischen Basis $\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_3$ in den Systemen nach Yan *et al.* (1993) und Steurer (1989) gerecht zu werden, muß allerdings eine genauere Betrachtung angestellt werden.

Die Basisvektoren der reziproken Basis der beiden Systeme im physikalischen Raum sind in den Abbildungen 1.3 und 1.4 dargestellt. Die Basisvektoren der Basis des direkten Raums, die hier benötigt werden, sind durch die Gleichungen (1.8) bzw. (1.10) gegeben. In beiden Fällen fällt der zweite Basisvektor $\mathbf{d}_2$ bzw. $\mathbf{d}_2^*$ des Systems nach Yan *et al.* (1993) beim Übergang zum System nach Steurer (1989) weg. Der Basisvektor entlang der periodischen Richtung ist im System nach Yan *et al.* (1993) gegeben durch $\mathbf{d}_1$ bzw. $\mathbf{d}_1^*$ und im System nach Steurer (1989) durch $\mathbf{d}_5$ bzw. $\mathbf{d}_5^*$. Der Übergang zwischen den anderen Basisvektoren ist den Gleichungen (1.8) und (1.10) bzw. den Abbildungen 1.3 und 1.4 zu entnehmen. Für die Basis des direkten Raums ergibt sich insgesamt die in Tabelle A.1 dargestellte Transformation. Diese besitzt die Matrixdarstellung

$$\mathbf{M}_{\text{Yan}' \rightarrow \text{Steurer}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.3})$$

wobei der Strich nach dem Index “Yan“ andeutet, daß zur Transformation mittels (A.3) die Koordinaten bezüglich des inflationierten Systems gegeben sein müssen. Die Darstellung des Vektors $\mathbf{B}^{(2)}$ im System nach Steurer (1989) erhält man also aus (A.2) durch Anwendung der Matrix aus (A.3). Es ergibt sich

$$\mathbf{B}^{(2)} = (-1, 0, 0, 1, 0)_{\text{Steurer}}. \quad (\text{A.4})$$

Yan <i>et al.</i> (1993) $\longrightarrow$ Steurer (1989)		
$\mathbf{d}_1$	$\longrightarrow$	$\mathbf{d}_5$
$\mathbf{d}_2$	$\longrightarrow$	0
$\mathbf{d}_3$	$\longrightarrow$	$\mathbf{d}_1$
$\mathbf{d}_4$	$\longrightarrow$	$\mathbf{d}_2$
$\mathbf{d}_5$	$\longrightarrow$	$\mathbf{d}_3$
$\mathbf{d}_6$	$\longrightarrow$	$\mathbf{d}_4$

Tab. A.1: Transformation der Basisvektoren $\mathbf{d}_i$ des direkten Raums vom sechsdimensionalen System nach Yan *et al.* (1993) zum fünfdimensionalen System nach Steurer (1989).

A.2 Transformation des Vektors $\mathbf{B}^{(5)} = 1/2(1,1,1,-1,-1,1)_{\text{Yan}}$ in das System nach Steurer (1989)

In diesem Abschnitt wird die Transformation des gemischten Burgersvektors $\mathbf{B}^{(5)}$ der sechsdimensionalen Darstellung nach Yan *et al.* (1993) in einen Vektor $\mathbf{B}^{(5)'}$ in der fünfdimensionalen Darstellung des Systems nach Steurer (1989) vorgestellt. Der Vektor $\mathbf{B}^{(5)'}$ besitzt dieselbe Komponente im physikalischen Raum wie der Vektor $\mathbf{B}^{(5)}$.

Wie im Abschnitt A.1 wird der Vektor $\mathbf{B}^{(5)}$ zunächst in das bezüglich des Systems nach Yan *et al.* (1993) inflationierte Basisvektorsystem, welches die gleiche Quasigitterkonstante benutzt wie das System von Steurer (1989), transformiert. Es ergibt sich

$$\mathbf{B}^{(5)} = \frac{1}{4} (2, 3, -1, -1, -1, -1)'_{\text{Yan}}. \quad (\text{A.5})$$

Die quasiperiodischen Indizes dieses Vektors, $B_i^{(5)}$, $i=2,\dots,6$, erfüllen wie diejenigen des Vektors vor der Inflation nicht die Bedingung (4.34), $(B_2^{(2)} + \dots + B_6^{(2)}) = 0$. Die quasiperiodische Komponente dieses Vektors liegt also nicht in der vierdimensionalen Hyperebene durch den Ursprung des fünfdimensionalen Raums wie diejenige des quasiperiodischen Burgersvektors $\mathbf{B}^{(2)}$. Aus dem Vektor $\mathbf{B}^{(5)}$ kann jedoch ein Vektor $\mathbf{B}^{(5)'}$ konstruiert werden, der dieselbe Komponente im physikalischen Raum besitzt und die Bedingung (4.34) erfüllt. Dazu wird der zusätzliche Freiheitsgrad in der sechsdimensionalen Formulierung ausgenutzt. Die Komponente eines Vektors im physikalischen Raum ändert sich nicht, wenn zu allen fünf quasiperiodischen Indizes eine beliebige Zahl c addiert wird. Im vorliegenden Fall wird diese Zahl zu $c = 1/20$ gewählt. Sie ergibt sich aus einem Fünftel der Summe der quasiperiodischen Indizes,

$$c = -\frac{1}{5} \sum_{i=2}^6 B_i^{(5)}. \quad (\text{A.6})$$

Addiert man diese Zahl zu jedem quasiperiodischen Index des Vektors $\mathbf{B}^{(5)}$ aus (A.5), so ergibt sich der Vektor

$$\mathbf{B}^{(5)'} = \frac{1}{5} \left(\frac{5}{2}, 4, -1, -1, -1, -1 \right)'_{\text{Yan}}. \quad (\text{A.7})$$

Dieser erfüllt die Bedingung (4.34), läßt sich also wie der quasiperiodische Burgersvektor $\mathbf{B}^{(2)}$ unmittelbar in ein fünfdimensionales System übertragen.

Die Indizes bezüglich des fünfdimensionalen Systems nach Steurer (1989) erhält man auch in diesem Fall durch Anwendung der Matrix (A.3). Es ergibt sich

$$\mathbf{B}^{(5)'} = \frac{1}{5} \left(-1, -1, -1, -1, \frac{5}{2} \right)_{\text{Steurer}}. \quad (\text{A.8})$$

Literaturverzeichnis

- Argon, A., 1968, *Mater. Sci. Eng.*, **3**, 24.
- Bardeen, J. und Herring, C., 1952, in: Imperfections in nearly perfect Crystals, eds. W. Shokley *et. al.*, Wiley New York, S. 261.
- Basov, D.N., Timusk, T., Barakat, F. Greedan, J. und Grushko, B., 1994, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 1937.
- Baumgarten, A., Schreuer, J., Estermann, M.A. und Steurer, W., 1997, *Phil. Mag. Lett. A*, **75**, 1665.
- Beeli, C., Nissen, H.-U. und Robadey, J., 1991, *Phil. Mag. Lett.*, **63**, 87.
- Benderesky, L.A., 1985, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1461.
- Burgers, J.M., 1940, *Proc. Phys. Soc.*, **52**, 23.
- Bruijn, N.G. de, 1981, *Proc. K. Ned. Akad. Wet. Ser. A*, **43**, 39.
- Carpenter, R.W. und Spence, J.C.H., 1982, *Acta Cryst. A*, **38**, 55.
- Chernikov, M.A., Ott, H.R., Bianchi, A.D., Migliori, A. und Darling, T.W., 1998, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 321.
- Cherns, D. und Preston, A.R., 1986, *Proc. XI Int. Congr. On Electr. Microsc.*, **1**, 721.
- Choy, T.C., Fitz Gerald, J.D. und Kalloniatis, A.C., 1988, *Phil. Mag. B*, **58**, 35.
- Chattopadhyay, K., Lele, S., Ranganathan, S., Subbanna, G.N. und Thangaraj, N., 1985, *Current Science*, **54**, 895.
- Döblinger, M., 2000, persönliche Mitteilung.
- Dong, C., Li, G.B. und Kuo, K.H., 1987, *J. Phys. F*, **17**, L189.
- Dubois, J.-M., 2000, *Mat. Sci. Eng. A*, **294-296**, 4.
- Dupouy, J.M., 1970, *Phil. Mag.*, **22**, 205.
- Edagawa, K., Ichihara, M., Suzuki, K. und Takeuchi, S., 1992, *Phil. Mag. Lett.*, **66**, 19.
- Edagawa, K., Sawa, H. und Takeuchi, 1994, S., *Phil. Mag. Lett.*, **69**, 227.
- Edagawa, K., Yamaguchi, S., Suzuki, K. und Takeuchi, S., 1996a, in *Advances in Physical Metallurgy*, eds. Banerjee, S., Ramanujan, R.V., Gordon and Breach, Amsterdam, S. 96.
- Edagawa, K., Chernikov, M.A., Bianchi, A.D., Felder, E., Gubler, U. und Ott, H.R., 1996b, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1071.
- Edagawa, K., Arai, Y., Hashimoto, T. und Takeuchi, S., 1998, *Mater. Trans. Japan Inst. Met.*, **39**, 836.
- Edagawa, K., Ohta, S., Takeuchi, S., Kabutoya, E., Guo, J.Q. und Tsai, A.-P., 2000, *Mater. Sci. Eng.*, **294-296**, 748.
- Edelin, G., 1971, *Phil. Mag.*, **23**, 1547.
- Edelin, G. und Poirier, J.P., 1973, *Phil. Mag.*, **28**, 1203.
- Evans, A.G. und Rawlings, R.D., 1969, *Phys. Stat. Sol.*, **34**, 9.
- Fettweis, M., Launois, P., Reich, R., Wittmann, R. und Dénoyer, F., 1995, *Phys. Rev. B*, **51**, 6700.
- Feuerbacher, M., Baufeld, B., Rosenfeld, R., Bartsch, M., Hanke, G., Beyss, M., Wollgarten, M. und Urban, K., 1995, *Phil. Mag. Lett.*, **71**, 91.
- Feuerbacher, M., 1996, Mechanische Eigenschaften von ikosaedrischen Al-Pd-Mn Quasikristallen. Dissertation RWTH Aachen.
- Feuerbacher, M., Metzmacher, C., Wollgarten, M., Urban, K., Baufeld, B., Bartsch, M. und Messerschmidt, U., 1997a, *Mater. Sci. Eng. A*, **233**, 103.

- Feuerbacher, M., Bartsch, M., Grushko, B., Messerschmidt, M. und Urban, K., 1997b, *Phil. Mag. Lett.*, **76**, 369.
- Fisher, I.R., Kramer, M.J., Islam, Z., Ross, A.R., Kracher, A., Wiener, T., Sailer, M.J., Goldman, A.I. and Canfield, P.C., 1999, *Phil. Mag. B*, **79**, 425.
- Fitz Gerald, J.D., Withers, R.L., Stewart, A.M. und Calka, A., 1988, *Phil. Mag. B*, **58**, 15.
- Frank, F.C. und Read, W.T., 1950, in: "Symposium on Plastic Deformation of Crystalline Solids.", Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, 44.
- Frey, F. und Steurer, W., 1993, *J. Non-Cryst. Sol.*, **153&154**, 600.
- Frey, F. und Hradil, K., 1996, *Phil. Mag. B*, **74**, 45.
- Frey, F., Weidner, E., Hradil, K., De Boissieu, M., Currat, R., Shibata, K., Tsai, A.P. und Sato, T.J., 2000, *Phil. Mag. A*, **80**, 2375.
- Fujiwara, A., Inoue, A., Tsai, A.P., 1998, in Proc. 6th Int. Conf. on Quasicrystals, eds. Takeuchi, S. und Fujiwara, A., World Scientific, Singapore, S. 341.
- Fung, K.K., Teng, C.M., Zhou, Y.Q., Li, F.H., Zhao, J.G. und Zhan, W.S., 1986a, *J. Phys. F*, **16**, L233.
- Fung, K.K., Yang, C.Y., Zhuo, Y.Q., Zhao, J.G., Zhan, W.S. und Shen, B.G., 1986b, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2060.
- Geyer, B., Bartsch, M., Feuerbacher, M., Urban, K. und Messerschmidt, U., 2000, *Phil. Mag. A*, **80**, 1151.
- Gille, P., Dreier, P., Gräber, M., Scholpp, M., 1999, *J. Cryst. Gr.*, **207**, 101.
- Gödecke, T. und Ellner, M., 1996, *Z. Metallkd.*, **87**, 854.
- Gödecke, T., 1997a, *Z. Metallkd.*, **88**, 557.
- Gödecke, T., 1997b, *Z. Metallkd.*, **88**, 904.
- Gödecke, T. und Ellner, M., 1997, *Z. Metallkd.*, **88**, 382.
- Gödecke, T. Scheffer, M., Lück, R., Ritsch, S. und Beeli, C., 1997, *Z. Metallkd.*, **88**, 687.
- Gödecke, T. Scheffer, M., Lück, R., Ritsch, S. und Beeli, C., 1998, *Z. Metallkd.*, **89**, 687.
- Gräber, M., 2000, Züchtung und Charakterisierung der dekalagonalen quasikristallinen Phase im System Al-Co-Ni, Dissertation LMU München.
- Granato, A.V., Lücke, K., Schlipf, J. und Teutonico, L.J., 1964, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2732.
- Grushko, B. und Urban, K., 1994, *Phil. Mag. B*, **70**, 1063.
- Grushko, B., Holland-Moritz, D. und Bickmann, K., 1996, *J. Alloys Comp.*, **236**, 243.
- Grushko, B. und Holland-Moritz, D., 1996, *Script. Mater.*, **35**, 1141.
- Grushko, B. und Holland-Moritz, D., 1997, *Mater. Sci. Eng. A*, **226-228**, 999.
- Grushko, B., Holland-Moritz, D., Wittmann, R. und Wilde, G., 1998, *J. Alloys Comp.*, **280**, 215.
- Grushko, B., 1999, persönliche Mitteilung.
- Guo, J.Q., Sato, T.J., Hirano, T. und Tsai, A.P., 1999, *J. Cryst. Gr.*, **197**, 963.
- Haibach, T., Estermann, M.A., Cervellino, A. und Steurer, W., 2000, *Mater. Sci. Eng.*, **294-296**, 17.
- Ham, R.K., 1961, *Phil. Mag.*, **6**, 1183.
- Ham, R.K. und Sharpe, N.G., 1961, *Phil. Mag.*, **6**, 1193.
- He, L.X., Li, X.Z., Zhang, Z. und Kuo, K.H., 1988, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1116.
- He, L.X., Wu, Y.K., Kuo, K.H., 1989, *J. Mater. Sci. Lett.*, **7**, 1284.
- Heggen, M., 2000, Untersuchungen zur Plastizität von ikosaedrischen Zn-Mg-Dy Quasikristallen, Diplomarbeit RWTH Aachen.
- Heggen, M., Feuerbacher, M., Schall, P., Klein, H., Fisher, I.R., Canfield, P.C. und Urban, K., 2000, *Phil. Mag. Lett.*, **80**, 129.
- Heggen, M., Feuerbacher, M., Lange, T. und Urban, K., 2001, *J. Alloys Comp.*, in Vorbereitung zur Veröffentlichung.

- Heggen, M., 2001, persönliche Mitteilung.
- Hiraga, K., Lincoln, F.J., Sun, W., 1991a, *Mater. Trans. JIM*, **32**, 308.
- Hiraga, K., Sun, W., Lincoln, F.J., Kaneko, M. und Matsuo, Y., 1991b, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, 2028.
- Hiraga, K., Sun, W., Yamamoto, A., 1994, *Mater. Trans. JIM*, **35**, 657.
- Hiraga, K., Ohsuna, T. und Nishimura, S., 2000, *Phil. Mag. Lett.*, **80**, 653.
- Hiraga, K., Ohsuna, T., und Nishimura, S., 2001a, *Phil. Mag. Lett.*, **81**, 109.
- Hiraga, K., Ohsuna, T. und Park, K.-T., 2001b, *Phil. Mag. Lett.*, **81**, 117.
- Hirth, J.P. und Lothe, J., 1982, *Theory of Dislocations*, Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.
- He, L.X., Zhang, Z., Wu, Y.K. und Kuo, K.H., 1988, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **93**, 501.
- Henley, C.L., 1986, *Phys. Rev. B*, **15**, 797.
- Ho, T.-L., 1986, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 468.
- Hradil, K., Weidner, E., Neder, R.B., Frey, F. und Grushko, B., 1999, *Phil. Mag. A*, **79**, 1963.
- Hudd, R.C. und Taylor, W.H., 1962, *Acta Cryst*, **15**, 441.
- Hume-Rothery, W., 1926, *J. Inst. Met.*, **36**, 295.
- Hull, D. und Bacon, D.J., 1984, *Introduction to dislocations*, Pergamon Press.
- Ilschner, B. 1973, *Hochtemperatur-Plastizität*, Springer Verlag, Berlin.
- Ishihara, K.N. und Yamamoto, A., 1988, *Acta Cryst. A*, **44**, 508.
- Janssen, T., 1986, *Acta Cryst. A*, **42**, 261.
- Jeong, H.T., Kim, S.H., Kim, W.T., Kim, D.H. und Inkson, B.J., 2000, *J. Cryst. Gr.*, **217**, 217.
- Katz, A. und Duneau, M., 1986, *J. Phys.(Paris)*, **47**, 181.
- Kek, S., 1991, *Untersuchungen der Konstitution, Struktur und thermodynamischen Eigenschaften binärer und ternärer Legierungen der Übergangsmetalle mit Aluminium*, Dissertation, Universität Stuttgart.
- Khokkaz, C., Galler, R., Canfield, P.C., Fisher, I.R., Feuerbacher, M. und Mehrer, H., *Mater. Sci. Eng.*, **294-296**, 697.
- Kléman, M., 1988, in: *Quasicrystalline Materials*, Eds. Janot, C., Dubois, J.M., World Scientific, Singapore, 318.
- Koopmanns, B., Schurer, P.J. und Van der Woude, F., 1987, *Phys. Rev. B*, **35**, 3005.
- Kramer, P. und Neri, R., 1984, *Acta Cryst. A*, **40**, 580.
- Krummreich, F., Conrad, M. und Harbrecht, B., 1994, in *Proc. 13 th Int. Congr. Electr. Microsc.*, Vol 2A, eds. Jouffrey, B. und Colliex, C.
- Lange, T., 2001, *Mikrostrukturelle Untersuchungen an plastisch verformten Zn-Mg-Dy-Quasikristallen*, Diplomarbeit RWTH Aachen.
- Levine, D. und Steinhardt, P.J., 1986, *Phys. Rev. B*, **34**, 596.
- Li, X.Z. und Kuo, K.H., 1988, *Phil. Mag. Lett.*, **58**, 167.
- Lück, R., Scheffer, M., Gödecke, T., Ritsch, S. und Beeli, C., 1998, *Proc. Mat.Res.Soc.*, **553**, eds. Dubois, J.-M., Thiel, P.A., Tsai, A.-P. und Urban, K., Warrendale, Pennsylvania, S.25.
- Ma, X.L. und Kuo, K.H., 1995, *Acta Cryst.B*, **51**, 36.
- Market, J.T., Cobb, J.L., Bruton, W.D., Bhatnagar, A.K., Naugle, D.G. und Kortan, A.R., 1994, *J. Appl. Phys.*, **76**, 6110.
- Martin, S., Hebard, A.F., Kortan, A.R. und Thiel, F.A., 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 719.
- Menon, J., Suryanarayana, c. und Singh, G., 1989, *J. Appl. Crystall.*, **22**, 96.
- Messerschmidt, U., Bartsch, M., Feuerbacher, M., Geyer, B. und Urban, K., 1999, *Phil. Mag. A*, **79**, 2123.
- Messerschmidt, U., Bartsch, M., Geyer, B., Feuerbacher, M. und Urban, K., 2000, *Phil. Mag. A*, **80**, 1165.

- Mukhopadhyay, N.K., Weatherly, G.C. und Sastry, G.V.S., 2000, *Mater. Sci. Eng.*, **294-296**, 135.
- Munroe, N., Tan, X. und Gu, H., 1997, *Script. Mater.*, **36**, 1383.
- Nabarro, F.R.N., 1967, *Phil. Mag.*, **16**, 231.
- Nabarro, F.R.N. 1947, *Proc. Phys. Soc.*, **59**, 256.
- Neuhäuser, H., 2000, persönliche Mitteilung.
- Nix, W.D., Coghlan, W.A. und Barrett, C.R., 1969, *Mater. Sci. Eng.*, **4**, 98.
- Ohsuna, T., Sun, W. und Hiraga, K., 2000, *Phil. Mag. Lett.*, **80**, 577.
- Pavlovitch, A. und Kléman, M., 1987, *J. Phys. A*, **20**, 687
- Peierls, R.E., 1940, *Proc. Phys. Soc.*, **52**, 23.
- Penrose, R., 1974, *Math. Intell.*, **2**, 32.
- Pohla, C. und Ryder, P.L., 1991, *Mater Sci. Eng. A*, **134**, 947.
- Raynor, G.V.S. und Pfeil, P.C.L., 1947, *J. Inst. Met.*, **73**, 609.
- Ritsch, S., Beeli, C., Nissen, H.-U. und Lück, R., 1995, *Phil. Mag. A*, **71**, 671.
- Ritsch, S., 1996, Electron quasicrystallography of decagonal Al-Co-Ni, Dissertation, ETH Zürich No. 11730.
- Ritsch, S., Beeli, C., Nissen, H.-U. Gödecke, T., Scheffer, M. und Lück, R., 1996a, *Phil. Mag. Lett.*, **74**, 99.
- Ritsch, S., Beeli, C. und Nissen, H.-U, 1996b, *Phil. Mag. Lett.*, **74**, 203.
- Ritsch, S., Beeli, C., Nissen, H.-U. Gödecke, T., Scheffer, M. und Lück, R., 1998, *Phil. Mag. Lett.*, **78**, 67.
- Ritsch, S., Radulescu, O., Beeli, C., Warrington, D.H., Lück, R. und Hiraga, K., 2000, *Phil. Mag. Lett.*, **80**, 107.
- Rosenfeld, R., Feuerbacher, M., Baufeld, B., Bartsch, M., Wollgarten, M., Hanke, G., Beyss, M., Messerschmidt, U. und Urban, K., *Phil. Mag. Lett.*, **72**, 375.
- Sato, T.J., Abe, E. und Tsai, A.P., 1997, *Jpn. J. Appl. Phys. A*, **36**, L1038.
- Sato, T.J., Hirano T. und Tsai, A.P., 1998b, *J. Cryst. Gr.*, **191**, 545.
- Sato, T.J., Abe, E. und Tsai, A.P., 1998b, *Phil. Mag. Lett.*, **77**, 213.
- Schall, P., Feuerbacher, M., Bartsch, M., Messerschmidt, M. und Urban, K., 1999, *Phil. Mag. Lett.*, **79**, 785.
- Shechtman, D., Blech, I., Gratias, D., Cahn, J.W., 1984, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1951.
- Scheffer, M., Gödecke, T., Lück, R., Ritsch, S. und Beeli, C., 1998, *Z. Metallkd.*, **89**, 270.
- Schöck, G., 1980, in: Dislocations in Solids, Ed. Nabarro, F.R.N., North Holland, 65.
- Seeger, A., 1958, *Handbuch der Physik*, ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin, S. 1
- Socolar, J.E.S., Lubensky, T.C. und Steinhardt, P.J., 1986, *Phys. Rev. B*, **34**, 3345.
- Smallman, R.E. und Bishop, R.J., 1999, Modern Physical Metallurgy, Butterworth Heinemann, Oxford, S. 210.
- Steurer, W., 1989, *Acta Cryst. B*, **45**, 534.
- Steurer, W. und Kuo, K.H., 1990, *Acta Cryst. B*, **46**, 703.
- Steurer, W., 1993, *J. Non Cryst. Sol.*, **153 & 154**, 92.
- Steurer, W. und Frey, F., 1993, *J. Non Cryst. Sol.*, **153 & 154**, 600.
- Steurer, W. Haibach, T., Zhang, B., Kek, S., Lück, R., 1993, *Acta Cryst. B*, **49**, 661.
- Steurer, W., 1996, in : Physical Metallurgy, Vol. 1, Autoren Cahn, R.W., Haasen, P., Elsevier Science BV, Amsterdam, S. 408.
- Steurer, W. und Cervellino, A., 2001, *Acta Cryst. A*, **57**, 333.
- Stohr, J.F. und Poirier, J.P., 1972, *Phil. Mag.*, **25**, 1313.
- Sun, W. und Hiraga, K., 2001, *Phil. Mag. Lett.*, **81**, 187.
- Sun, W. und Hiraga, K., 2000, *Phil. Mag. Lett.*, **80**, 157.
- Takeuchi, S. und Kimura, K., 1986, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **56**, 982.

- Tanaka, M., Saito, R., Ueno, K. und Harada, Y., 1980, *J. Electr. Microsc.*, **29**, 408.
- Tanaka, M., Terauchi, M. und Kaneyama, T., 1988a, Convergent Beam Electron Diffraction I, JEOL Ltd.
- Tanaka, M., Terauchi, M. und Kaneyama, T., 1988b, Convergent Beam Electron Diffraction II, JEOL Ltd.
- Taylor, G.I., 1934, *Proc. R. Soc. Lond.*, **145**, 362.
- Thangaraj, N., Subbanna, G.N., Ranganathan, S. und Chattopadhyay, K., 1987, *J. Microsc.*, **146**, 287.
- Tsai, A.P., Inoue, A., Masumoto, T., 1989, *Mater. Trans. JIM*, **30**, 463.
- Tsai, A.P., Sato, A., Yamamoto, A., Inoue, A. und Masumoto, T., 1992a, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**, L970.
- Tsai, A.P., Yamamoto, A. und Masumoto, T., 1992b, *Phil. Mag. Lett.*, **66**, 203.
- Tsai, A.P., Inoue, A. und Masumoto, T., 1995, *Phil. Mag. Lett.*, **71**, 161.
- Wang, R. und Chen, Y., 1987, *Mater. Sci. Forum*, **22-24**, 409.
- Wang, H., Chen, H. und Kuo K.H., 1987, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1010.
- Wang, R. und Wen, J., 1989, *Acta Cryst. A*, **45**, 428.
- Wang, R. und Dai, M., 1990, *Phil. Mag. Lett.*, **61**, 119.
- Wang, R., Feuerbacher, M., Wollgarten, M. und Urban, K., *Phil. Mag. A*, **77**, 523.
- Wang, R., 2000, *Micron*, **31**, 475.
- Wittmann, R., 1995, *Phil. Mag. Lett.*, **72**, 87.
- Wollgarten, M., Gratias, D., Zhang, Z. und Urban, K., 1991, *Phil. Mag. Lett. A*, **64**, 819.
- Wollgarten, M., 1993, Elektronenmikroskopische Untersuchungen von Defekten in ikosaedrischen Quasikristallen, Dissertation RWTH Aachen.
- Wollgarten, M., Beyss, M., Urban, K., Liebertz, H. und Köster, U., 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 549.
- Yamamoto, A. und Ishihara, K.N., 1988, *Acta Cryst. A*, **44**, 707.
- Yan, Y. und Wang, R., 1992, *Phil. Mag. Lett.*, **66**, 253.
- Yan, Y., Wang, R., Gui, J. und Dai, M., He, L., 1992, *Phil. Mag. Lett.*, **65**, 33.
- Yan, Y., Wang, R., Gui, J. und Dai, M., 1993, *Acta Cryst. B*, **49**, 435.
- Yan, Y., Zhang, Z. und Wang, R., 1994, *Phil. Mag. Lett.*, **69**, 123.
- Yan, Y. und Pennycook, S.J., 2000, *Phys. Rev. B*, **61**, 14291.
- Yokoyama, Y., Note, R., Kimura, S., Fukaura, K., Sunada, H. und Inoue, A., 1999, *Mater. Trans. Japan Inst. Met.*, **40**, 351.
- Zhang, Z. und Urban, K., 1989, *Phil. Mag. Lett.*, **60**, 97.

Danksagung

Bei Herrn Prof. K. Urban möchte ich mich ganz herzlich für die Möglichkeit bedanken, diese Arbeit an seinem Institut anzufertigen. Ebenfalls danken möchte ich ihm für seine ständige Unterstützung und seinen Einsatz insbesondere in schweren Phasen der Arbeit.

Herrn Dr. M. Feuerbacher danke ich für die Betreuung bei der Arbeit, für seine ständige Diskussionsbereitschaft, das so genaue Korrekturlesen der Arbeit und die schöne gemeinsame Zeit am Institut.

Herr Dipl.-Phys. M. Heggen zeigte stetiges Interesse an meiner Arbeit und war ebenfalls jederzeit offen für Diskussionen. Für seine Anteilnahme und die zahlreichen Gespräche, sowie seine nette Unterstützung in vielen allgemeinen Dingen möchte ich ihm herzlich danken.

Herrn Dr. M. Lentzen, der mir ebenfalls mit großer Hilfsbereitschaft zur Seite stand, danke ich für seine tragende Unterstützung, seine Hilfe bei physikalischen und mathematischen Problemen allgemeiner Art und für die sehr angenehme gemeinsame Zeit.

Herr Dipl.-Mineraloge C. Metzmacher zeigte bei seinen Besuchen am Institut wiederholtes Interesse an meiner Arbeit und nahm in einigen sehr hilfreichen Diskussionen auch fachlich an der Arbeit teil. Dafür möchte ich ihm herzlich danken.

Herr Dr. B. Grushko half mir insbesondere im Anfangsstadium der Arbeit bei der Charakterisierung des hergestellten einquasikristallinen Materials. Dafür und für die zahlreichen Gespräche möchte ich mich herzlich bei ihm bedanken.

Herr Prof. R. Wang, der im Verlauf der Arbeit einige Zeit zu Besuch war, danke ich für seine große Hilfsbereitschaft und für viele ertragreiche Diskussionen bei Problemen der de-kagonalen Indizierung und der Methode der konvergenten Elektronenbeugung.

Insbesondere möchte ich mich auch bei Herrn Prof. F. Spaepen, der ebenfalls bei uns zu Besuch war, bedanken für die besonders fruchtbaren Diskussionen, seine überaus nette Hilfe und sein Interesse an meiner Arbeit.

Auch Herrn Prof. U. Messerschmidt und Herrn Dr. M. Bartsch möchte ich für die Gespräche und Diskussionen, die für mich sehr wichtig waren, meinen Dank aussprechen.

Herr M. Beyss und Herr C. Thomas führten die Zucht der Einquasikristalle durch. Für die viele Arbeit und ihr großes eigenes Engagement möchte ich ihnen herzlich danken.

Frau D. Meertens führte mich in die Methode der elektrochemischen Dünnung ein. Für ihre Hilfe im Labor möchte ich mich herzlich bedanken. Frau G. Wassenhoven hat bis zum Schluß die vielen verschiedenen Photoarbeiten umgehend und in sehr guter Qualität erledigt. Ich danke ihr für ihre Geduld und ständige Hilfsbereitschaft.

Herrn J. Hanßen und Herrn W. Pieper danke ich für die tadellose Instandhaltung der Elektronenmikroskope sowie für ihre ständige Unterstützung bei Problemen allgemeiner Art. Frau I. Rische-Radloff möchte ich herzlich für die Hilfe bei den vielen organisatorischen Dingen und für ihre zahlreichen aufmunternden Worte danken.

Ich danke allen Mitgliedern des Instituts für Mikrostrukturforschung für die nette Arbeitssatmosphäre am Institut.

Mein größter Dank jedoch gilt meinen Eltern, die mich im gesamten Verlauf der Arbeit und insbesondere in der anstrengenden Schlußphase in jeder Hinsicht unterstützt und getragen haben. Auch danke ich meinem Bruder und meiner Schwester für ihr Interesse und ihre Anteilnahme an der Arbeit.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-3974
März 2002
ISSN 0944-2952