

Thermoelastizität und Hysterese der martensitischen Umwandlungen von Formgedächtnislegierungen

Teil I. Hysterese der thermoinduzierten, spannungsfreien Umwandlungen

<http://materialforschungsservice-dr-prieb.de>

V. Prieb, TU-Berlin, Deutschland

Zusammenfassung: Die thermische Hysterese der thermoelastischen martensitischen Umwandlungen von Einkristallen der $Cu-Al-X$ ($X = Zn, Ni, Mn$), $NiTi$ und $Mn-Cu$ Formgedächtnislegierungen sind mit Hilfe von Kalorimetrie untersucht worden. Das Innere der Hysterese wird bei allen Legierungen durch zwei inneren Gleichgewichtslinien charakterisiert, die im Falle der symmetrischen Hystereseschleifen parallel zueinander laufen.

Ansonsten teilen sie die Hysteresefläche in drei Teile: zwei davon sind als Dreiecke mit gleichen Flächen durch diese Gleichgewichtslinien und die diesen Linien entsprechenden thermoelastischen Äste der Haupthystereseschleife beschränkt, und das dritte in der Form eines Parallelogramms wird durch die beiden Gleichgewichtslinien gebildet und als latente Hysterese bezeichnet.

Die Fläche der beiden Dreiecke stellt die elastische, an den Phasengrenzen gespeicherte und während der Hin- und Rückumwandlung dissipierte Energie dar. Die gesamte, in einem Zyklus dissipierte Energie wird als Summe der zweien, von der Phasenfraktion parabolisch abhängigen Terme und einem linearen Term dargestellt. Der Koeffizient der parabolischen Abhängigkeit ist der die Steigung der Hysterese charakterisierende Thermoelastizitätskoeffizient.

Der Einfluss der Skannierungsgeschwindigkeit und Kristallinengrenzen auf die latente Hysterese und auf den Thermoelastizitätskoeffizienten ist ebenfalls untersucht worden. Der Zusammenhang zwischen der Thermoelastizität und der Hysterese wird diskutiert.

1. Problemstellung

Der Überblick des Forschungsstandes im Bereich der Formgedächtnislegierungen zeigt mehrere Streitpunkte und Unklarheiten. Dies betrifft grundsätzlich das Problem des Zusammenhanges der Thermoelastizität (als Speicherung der elastischen Energie zu verstehen und als Steigung der Hystereseschleife zu beobachten) mit der Hysterese (als Energiedissipation zu verstehen und als Fläche der Hystereseschleife zu beobachten) und lässt folgende Fragen formulieren:

1. Was verursacht und was bewirkt die Steigung und die Größe einer Hystereseschleife?
2. In welchem Zusammenhang stehen miteinander diese Charakteristiken der sogenannten thermoelastischen martensitischen Umwandlungen von Formgedächtnislegierungen?
3. Was verursacht die der Haupthystereseschleife entsprechenden metastabilen Gleichgewichtszustände und wo innerhalb der Hystereseschleife befindet sich die das globale Phasengleichgewicht beschreibende Trajektorie?
4. Welchen Charakter (stabil, instabil) hat das globale Gleichgewicht der Zweiphasenmischung?
5. Gibt es eine Gemeinsamkeit im Hystereseverhalten nicht nur bei verschiedenen Formgedächtnislegierungen miteinander, sondern auch mit anderen Legierungen, welche die Hysterese einer anderen Natur aufweisen?

Die erste Frage bezieht sich auf die physikalische Besinnung der nicht chemischen (elastischen) und der dissipativen treibenden Kräfte, die in den die Umwandlungshysterese beschreiben-

den Bilanzen in unterschiedlichen phänomenologischen Konzepten [1-4] und Theorien [5, 6] auf eine oder andere Weise auftreten. Die Natur dieser Kräfte ist bis heute nicht gedeutet worden. In allen Fällen handelt es sich um die Energie der Phasengrenzen an sich, ihre Zusammenwirkung miteinander und mit den Gitter- oder Strukturdefekten (Leerstellen und ihre mehrdimensionalen Kombinationen, Stapelfehler, Versetzungen, Kristallinengrenzen usw.).

All diese Fragen sind durch die Untersuchung des Inneren von Hystereseschleifen zu beantworten. Dies wird durch einen Umlauf von allen möglichen inneren Trajektorien in partiellen Umwandlungszyklen ermöglicht, wie es auch in manchen experimentellen Arbeiten vorgenommen wurde. Die Anzahl derartiger Untersuchungen bleibt immer noch nicht ausreichend, um eindeutige Ergebnisse zu sammeln, und glaubwürdige Schlüsse zu ziehen. Unter allen derartigen Arbeiten gibt es kaum vergleichbare Ergebnisse über die Gleichgewichtstrajektorien innerhalb der Haupthystereseschleife.

Die in Müllers Theorie für die ideale Pseudoelastizität beschriebene sinkende Diagonale war in einzelnen und einzigartigen Experimenten auf den *Cu-Zn-Al*-Einkristallen von seinem chinesischen Mitarbeiter Fu durch die Manipulation der Probertemperatur in verschiedenen partiellen Verformungszyklen erfunden worden [5].

Zwei senkrechte Linien ergeben sich bei den martensitischen, spannungsfreien Umwandlungen der *NiTi*-Mehrkristalle [4]. Zwei Linien, die parallel zu den Seiten der Haupthystereseschleife verlaufen, wurden in [7] (*Au-Cd*-Mehrkristall) festgestellt. Zwei Linien, von denen jede an den Starttemperaturen der Hin- und Rückumwandlung wie in [4] beginnt, aber weiter wie in [7] - also ein Zwischenfall - verlaufen, sind für die *Cu-Al-Mn*-Mehrkristalle vorgetragen worden. Zwei gebogenen, eine innere linsenförmige Hystereseschleife bildenden ($M_s \leftrightarrow A_s$)-Linien wurden auf den *Cu-Al-Zn*-Mehrkristallen festgestellt [8].

Die Analyse all dieser Arbeiten ergibt, dass die Diskrepanzen nicht nur durch die unterschiedlichen Ausgangszustände von Proben (Zusammensetzung, Orientierung oder Textur, Wärmebehandlung, Umwandlungstyp etc.), sondern auch durch die Bestimmungsmethodik der charakteristischen Umwandlungstemperaturen und die Bearbeitung von experimentellen Ergebnissen zustande kommen.

In dieser dreiteiligen Arbeit wurde ein Versuch gemacht, die gestellten Fragen durch die systematische Untersuchung der thermischen und ferroelastischen Hysterese von Formgedächtnislegierungen mit verschiedenen Umwandlungstypen zu beantworten.

2. Untersuchungsobjekte, ihre Vorbehandlung und Untersuchungsmethoden

2.1 Legierungsauswahl

Die Formgedächtnislegierungen drei unterschiedlicher Klassen werden untersucht. Die Hauptuntersuchungen wurden allerdings auf den Einkristallen der *Cu*-Basis Legierungen durchgeführt, die der in Arbeiten [3, 4] vorgenommenen Klassifizierung entsprechend die ideale Thermoelastizität ($A_s < M_s$ wegen der kleinen Hysterese und eines erweiterten $M_s - M_f$ Intervalls) aufweisen. Die *NiTi*-Legierung gehört in dem Sinne zu einer anderen Klasse, denn sie weist eine große Hysterese und, im Vergleich zu der Hysteresebreite, kleine Temperaturintervalle der ($B2 \leftrightarrow B19'$)-Hin- und Rückumwandlungen auf, was das Verhältnis $M_s \ll A_s$ verursacht. Die *Mn-Cu*-Legierung kann auch der ersten Klasse zugeordnet werden, obwohl es sich dabei um einen ganz anderen, mit der antiferromagnetischen Anordnung verbundenen Umwandlungstyp handelt [9]. Die $fzk \rightarrow fzt$ Umwandlung ist nah zu den Übergängen der zweiten Ordnung. Die Steigung der Hystereseschleife wird dabei nicht nur durch die Thermoelastizität, sondern auch durch die Temperaturabhängigkeit (Brilluoinfunktion) der Gitterparameter bestimmt.

2.2 Probenvorbereitung und Wärmebehandlung

Die Legierungen (Tabelle 1) wurden aus Komponenten mit der Reinheit 99,99% geschmolzen. Die Zusammensetzungen sind durch das Ausgangskomponentenverhältnis berechnet worden. Die Einkristalle wurden nach der modifizierten Bridgman's Methode in den gespitzten Graphittiegeln gezüchtet, die in die evakuierten, mit dem Argon gefüllten und geschlossenen Quarzampullen gesetzt worden waren.

Scheiben mit einem Durchmesser von $\varnothing 5 \text{ mm}$ und $0,5 \text{ mm}$ dick (Gewicht ca. 80 mg) für Kalorimetrie wurden mit Hilfe einer Trennmaschine geschnitten.

Für die Proben wurden folgende Standardwärmebehandlungen verwendet:

1. für die Cu-Basis Legierungen: Glühen bei 1125 K für $0,2 \text{ h}$ und Abschreckung in Öl bei 425 K + Auslagerung bei der Temperatur für $0,5 \text{ h}$ und Abschreckung ins Wasser bei der Raumtemperatur;
2. für die Mn-Cu Legierung: Glühen bei 1125 K für $0,5 \text{ h}$ und Abschreckung ins Wasser + Alterung bei 725 K für 1 h und Luftabkühlung;
3. für die NiTi-Legierung: Glühen bei 1125 K für $0,5 \text{ h}$ und Abschreckung ins Wasser.

Tabelle 1 Zusammensetzung (at %) und Umwandlungstemperaturen (K) ($\dot{T} = 0.015 \text{ K/s}$)

| Nr. | Cu | Ni | Zn | Mn | Ni | Ti | M_s | M_f | A_s | A_f |
|-----|------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|
| 1 | 68.8 | 15.2 | 16.0 | -- | -- | -- | 289.5 | 286.4 | 290.7 | 293.0 |
| 2* | 68.6 | 20.7 | -- | 10.7 | -- | -- | 300.0 | 287.0 | 308.0 | 322.0 |
| 3 | 70.6 | 24.7 | -- | -- | 4.7 | -- | 382.6 | 376.1 | 384.1 | 389.8 |
| 4 | 15.9 | -- | -- | 84.1 | -- | -- | 432.0 | 424.0 | 427.5 | 435.5 |
| 5 | -- | -- | -- | -- | 50.0 | 50.0 | 382.5 | 376.5 | 381.0 | 386.5 |
| 6** | -- | -- | -- | -- | 50.0 | 50.0 | 333.0 | 317.0 | 359.0 | 372.5 |

*Einkristall mit einer entwickelten Blockstruktur

**Mehrkristall

2.3 Versuchsverfahren

Die thermodynamischen Umwandlungsparameter und die Hystereseschleifen für die thermoinduzierten Umwandlungen während der partiellen und kompletten Zyklen wurden in einem Kalorimeter DSC-7 PERKIN ELMER PC-Serie aufgenommen. Für die Wiederherstellung der Hystereseschleifen von den üblichen kalorimetrischen Kurven wurde die Software "Partial Area" verwendet, die das Integrieren des gemessenen Energieflusses von der Temperatur in verschiedenen Temperaturgrenzen durchführen kann.

Das Integrieren ergibt die Abhängigkeit der während der Hin- und Rückumwandlungen gemessenen Wärme von der Temperatur, die mit einer für die thermoelastischen (athermen) Umwandlungen sehr realistischen Annahme, dass die ausgegebene (exotherme) oder zugeführte (endotherme) Wärme und dementsprechend Entropiedifferenz der Phasen proportional zu der Phasenfraktion des Martensits ist, in die Temperaturabhängigkeit der Phasenfraktion bzw. Entropiedifferenz umgesetzt werden kann.

3. Kalorimetrische Daten

3.1 Die Form und die Besonderheiten der thermischen Hysterese

Die mit Hilfe von Kalorimetrie bei einer Skannierungsgeschwindigkeit von $0,015 \text{ K/s}$ gewonnenen Umwandlungstemperaturen der untersuchten Legierungen sind in der Tabelle 1 aufgelistet.

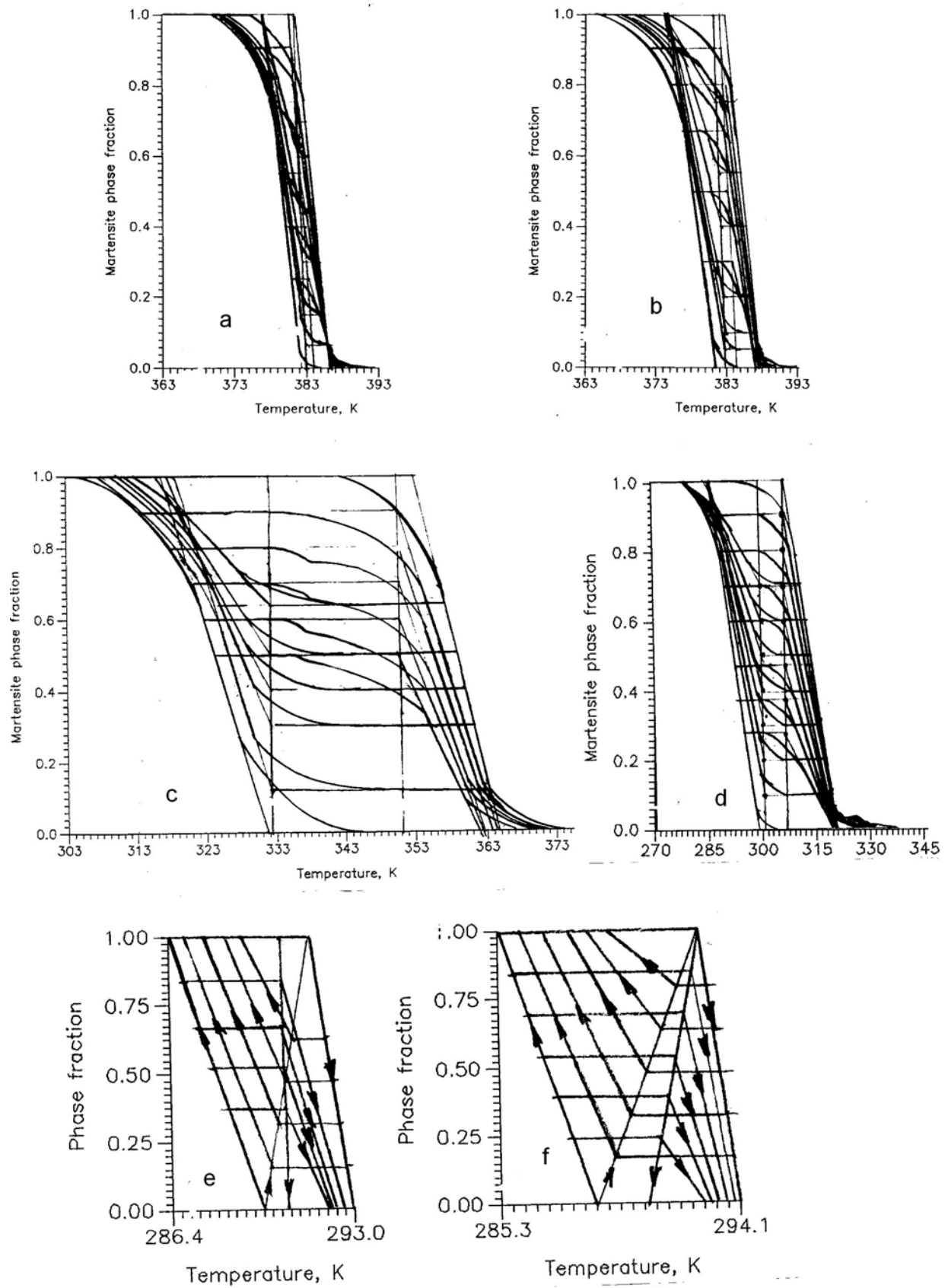


Fig. 1 Hystereseschleifen für Proben 5 (a), 5a (b), 6 (c), 2 (d) und für Probe 1 (e) und 1a (f) in einer idealisierten Darstellung.

Diese Temperaturen wurden durch die Extrapolation der linearen Branchen der Hystereseschleife $z(T)$ (Abb. 1 e, f) von $z = 1/2$ zu $z = 0$ (M'_s, A'_f) und zu $z = 1$ (M'_f, A'_s) bestimmt. Die während der partiellen Zyklen bestimmten Umwandlungsstarttemperaturen $M'_s(z)$ (Erwärmen nach dem Schema $A_f > T_{i-1} > T_i > T_{i+1} > A_s$ und Abkühlung immer bis zu dergleichen Temperatur $T < M_f$, wo i die Zyklusnummer ist) und $A'_s(z)$ (Abkühlung nach dem Schema $M_f < T_{i-1} < T_i < T_{i+1} < M_s$ und Erwärmen bis zu der gleichen Temperatur $T > A_f$) bilden zwei gerade Linien, die für asymmetrische Hystereseschleifen nicht parallel zueinander sind (Abb. 1 e, f). Die Hystereseschleife in ihrer idealisierten Darstellung besteht aus zwei Dreiecken mit gleichen Flächen - links von der Diagonale $M'_s(z)$ und rechts von der Diagonale $A'_s(z)$. Proben 6 und 2 weisen ein breites Intervall ($A'_s - M'_s$) (Abb. 1 c, d) auf, der die latente Hysterese darstellt und sehr klein für alle anderen Einkristallproben ist.

Interessant ist der Unterschied zwischen den Hystereseschleifen für NiTi-Ein- und Mehrkristalle (Abb. 1 b, c). Die für NiTi übliche Hysterese für die Probe 6 kann mit dem Vorhandensein der Kristallengrenzen verbunden werden. Von der anderen Seite weist die große Differenz der thermodynamischen Parameter auf eine andere Umwandlung der NiTi-Einkristalle mit einer sehr kleinen Hysterese hin. Derartige $B2 \rightarrow B19$ -Umwandlung, die auch bei erhöhten Temperaturen stattfindet, ist in NiTiX-Legierungen ($X = Au, Pd, Pt, Cu$) bekannt.

Während der partiellen Zyklen auf der Probe 6 erscheint auf den kalorimetrischen Kurven bei einer Minderung der Vollständigkeit der Hinumwandlung und der Intensität des Hauptmaximums ein zweites Maximum. Dies führt zu einer nicht monotonen Abhängigkeit $z(T)$ bei nicht kompletten Rückumwandlungen und wird durch die zweischnittige $B19' \rightarrow R \rightarrow B2$ -Umwandlung verursacht. Die gemessene Umwandlungswärme ist ungefähr (die Maxima bleiben immer noch nicht vollkommen getrennt):

$$q^{B19' \rightarrow R} \approx 6 \frac{kJ}{kg},$$

und

$$\Delta_s^{B19' \rightarrow R} \approx 18 \frac{J}{kg \cdot K}$$

3.2 Thermodynamische Parameter der Hysterese.

Die gemessenen und berechneten thermodynamischen Parameter sind in Tabelle 2 gesammelt, wobei zwei Skannierungsgeschwindigkeiten zu unterscheiden sind. Die Hysterese einer spannungsfreien Umwandlung wird durch die folgenden Parameter beschrieben:

- Gleichgewichtstemperatur, die logischerweise zwischen den zu $z = 0$ extrapolierten $M'_s(z)$ und $A'_s(z)$ Temperaturen im Unterschied zu der in der Arbeit [7] vorgeschlagenen Definition geklammert werden soll:

$$T_0 = \frac{M'_s(0) + A'_s(0)}{2}; \quad (1)$$

- Hysteresebreite bei $z = 1/2$:

$$\Delta T = \frac{(A_f + A_s) - (M_s + M_f)}{2}; \quad (2)$$

- gemessene Wärme der Hin- q^{AM} und Rückumwandlungen q^{MA} ;
- Entropiedifferenz zwischen dem Martensit und dem Austenit wird wie üblich berechnet, jedoch mit der Berücksichtigung dessen, dass die Größenordnung der Entropieproduktion, die aus dem Verhältnis $\frac{\Sigma}{\Delta s} \approx \frac{\varepsilon_D}{q} \approx \frac{\Delta T}{T_0} \approx 0.01$ eingeschätzt werden kann, unterhalb des Experimentfehlers (ca. 2%) liegt und deshalb vernachlässigt werden kann:

$$\Delta s^{AM} \approx \left| \Delta s^{MA} \right| \approx \Delta s = \frac{q^{AM} + |q^{MA}|}{2T_0} \quad (3)$$

(Der Experimentfehler kommt am meisten durch die gewisse Unstimmigkeit bei der Feststellung der für das Kurvenintegrieren notwendigen Basislinie zustande);

- Thermoelastizitätskoeffizient in seiner Energiedarstellung $k_T = \frac{1}{2} \frac{dT}{dz} \Delta s$ oder bei der idealisierten Hystereseschleife für die komplette Hinumwandlung:

$$k_T^{AM} \approx \frac{1}{2} (M_s - M_f) \Delta s \quad (4a)$$

und für die komplette Rückumwandlung:

$$k_T^{MA} \approx \frac{1}{2} (A_f - A_s) \Delta s; \quad (4b)$$

- die während eines kompletten Zyklus dissipierte und durch die Fläche der Hystereseschleife berechnete Energie:

$$w_D^T = \Delta T \cdot \Delta s \quad (5)$$

Tabelle 2 Parameter der Thermohysterese von Kalorimetrie (definiert im Text)

| No. | $\dot{T}, \frac{K}{s}$ | T_0, K | $\Delta T, K$ | $q^{AM} / q^{MA}, \frac{J}{kg}$ | $\Delta s, \frac{J}{kg \cdot K}$ | $k_T^{AM} / k_T^{MA}, \frac{J}{kg}$ | $w_D^T, \frac{J}{kg}$ |
|-----|------------------------|----------|---------------|---------------------------------|----------------------------------|-------------------------------------|-----------------------|
| 1 | 0.015 | 290.2 | 3.9 | 6400/ -6600 | 22.4 | 34.7/ 25.8 | 87.4 |
| 1a | 0.065 | 289.7 | 6.4 | 6500/ -6800 | 23.0 | 40.5/ 17.7 | 147.2 |
| 2 | 0.065 | 304.0 | 21.5 | 6600/ -6800 | 22.0 | 143.0/154.0 | 473.0 |
| 3 | 0.065 | 383.6 | 7.6 | 7400/ -8500 | 20.7 | 67.3/ 59.0 | 157.3 |
| 4 | 0.015 | 433.8 | 3.5 | 2600/ -2600 | 5.6 | 22.4/ 22.4 | 19.6 |
| 4a | 0.065 | 435.3 | 5.0 | 2800/ -3100 | 6.8 | 32.3/ 32.3 | 34.0 |
| 5 | 0.015 | 383.8 | 4.3 | 9000/-11200 | 26.3 | 78.9/ 72.3 | 111.8 |
| 5a | 0.065 | 384.0 | 7.0 | 10100/-11850 | 28.6 | 93.0/ 78.7 | 200.2 |
| 6 | 0.065 | 342.0 | 40.8 | 27700/-27900 | 81.3 | 650.4/548.8 | 3317.0 |

3.3 Das Hystereseinnere und die Energiedissipation

Das Innere der spannungsfreien Hysterese weist sowohl auf die Speicherung, als auch auf Dissipation der elastischen Energie hin. Unterschiedliche Steigung der beiden Gleichgewichtslinien $M'_s(z)$ und $A'_s(z)$ kann durch das unterschiedliche Verhältnis der Energiespeicherung und Dissipation für die Hin- und Rückumwandlung interpretiert werden. Die Gleichgewichtslinien liegen nah zu der Diagonale $M_s \leftrightarrow A_s$, die kaum Steigung für die Proben 1, 3, 5 aufweist. Im Verhältnis zu den linearen Branchen $z(T)$ der Haupthystereseschleife haben die beiden Gleichgewichtslinien die gleiche Steigung, wie es auch auf den idealisierten Hystereseschleifen (Abb. 1 e, f) dargestellt worden ist:

$$\left| \frac{dM'_s(z)}{dz} \right| - \left| \frac{dA_f(z)}{dz} \right| = \left| \frac{dA'_s(z)}{dz} \right| - \left| \frac{dM_f(z)}{dz} \right| \quad (6)$$

Von diesem Gesichtspunkt aus besteht die in einem inkompletten ($z \neq 1$) Zyklus der thermoinduzierten, spannungsfreien Umwandlung dissipierte Energie aus zwei von der Phasenfraktion parabolisch abhängigen Termen:

$$w_D^s = \frac{1}{2} \left[\left| \frac{dM'_s(z)}{dz} \right| + \left| \frac{dA(z)}{dz} \right| \right] z \cdot \Delta s \cdot z = \left(k_T^M + k_T^{MA} \right) z^2, \quad (7)$$

wobei: $k_T^M = \frac{1}{2} \frac{dM'_s(z)}{dz} \cdot \Delta s \approx \frac{1}{2} [M'_s(1) - M'_s(0)]$ Steigung der in der symmetrischen Hystereseschleife parallelen Gleichgewichtslinien charakterisiert, und einem linearen, der latenten Hysterese zu zuordnenden Term entspricht:

$$\begin{aligned} w'_D &= \{ [A'_s(0) - M'_s(0)] + [A_s(1) - A'_s(1)] + [M'_s(0) - M_s(0)] \} \Delta s \cdot z = \\ &= \{ [A_s - M_s] + [A'_s(1) - A'_s(0)] \} \Delta s \cdot z = \left(K_T^0 - k_T^M \right) z = k_T^P \cdot z \end{aligned} \quad (8)$$

Die gesamte dissipierte Energie wird also durch ihre Summe dargestellt:

$$w_D^T = w_D^P + 2w_D^s = k_T^P \cdot z + 2 \left(k_T^{MA} + k_T^M \right) z^2. \quad (9)$$

Im Falle einer asymmetrischen Hystereseschleife soll von einer Seite ein asymmetrischer Term:

$$w_D^{as} = \frac{1}{2} \left[\left| \frac{dM'_s(z)}{dz} \right| - \left| \frac{dA'(z)}{dz} \right| \right] z \cdot \Delta s \cdot z = \left(k_T^{AM} - k_T^{MA} \right) z^2. \quad (10)$$

zu der während der Hinumwandlung dissipierten Energie addiert und andererseits von der latenten Hysterese abgezogen werden, denn die Steigungsänderung einer der Haupthystereserzweige ändert genauso die Steigung einer der Gleichgewichtslinien, wie unsere Experimente zeigen (Gleichung (6)). Dies bedeutet, dass die vorgeschlagene Beschreibung als eine für alle beobachteten Hystereseschleifen allgemeine betrachtet werden kann.

Für die Proben 1, 3-5 ist die Größe der latenten Hysterese $k_T^P \approx 0$. Die Hystereseschleifen für Proben 2 und 6 sind durch $k_T^P \gg 0$ und $k_T^M = \frac{dM'_s(z)}{dz} = \frac{dA'_s(z)}{dz} \approx 0$ in Gleichungen (8) und (9) charakterisiert. Die latente Hysterese, ebenso wie der Thermoelastizitätskoeffizient werden

durch die Keimbildung ($[M'_s(0) - M_s]$ und $[A_s - A'_s(1)]$ -Differenzen), die Skannierungsgeschwindigkeit (Abb. 1 a; b, e und f) die Probenperfektion (Vorhandensein von Domänen- (Probe 2) oder Kristallengrenzen (Probe 6)) bewirkt.

Die dissipative treibende Kraft ist die erste Ableitung der dissipativen Energie::

$$g_D^T \equiv \frac{dw_D^T}{dz} = k_T^P + \left(k_T^{MA} + k_T^M \right) z. \quad (11)$$

Die parabolische Form der Abhängigkeit der dissipativen treibenden Kraft von der Phasenfraktion war bereits für NiTi-Mehrkristalle [4] aufgrund der experimentellen Röntgenuntersuchungen des Hystereseinneren vorgeschlagen worden. Zwei dissipativen Terme waren in [2] für die unter der Außenspannung thermoinduzierte (symmetrische Hystereseschleife) und spannungsfreie (eine asymmetrische Hystereseschleife) Umwandlung von Cu-Zn-Al-Mehrkristallen gefunden worden.

Die speichernde elastische Energie weist die gleiche Abhängigkeit von der Phasenfraktion auf, wie es bekannt ist, und wovon man in diesen Arbeiten ausgeht. Dies bedeutet, dass eben die speichernde elastische Energie während der Hinumwandlung nicht vollkommen gespeichert, sondern gleichzeitig teilweise oder auch vollkommen dissipiert wird.

Die Speicherung der elastischen Energie bewirkt die Steigung der Linien des globalen Zweiphasengleichgewichts und verursacht die Asymmetrie von Hystereseschleifen, aber ändert quantitativ die dissipierte Energie nicht, wie es aus unseren Ergebnissen folgt. Darüber hinaus können wir keine Schlüsse über den quantitativen Anteil der gespeicherten elastischen Energie ziehen. Die Speicherung der elastischen Energie setzt die Verschiebung der A_s -Temperatur im Verhältnis zu A_f und M_f im Verhältnis zu M_s voraus. Es ist hier gezeigt worden, dass die Energiedissipation die Temperaturen M_f und A_f auch verschiebt. Man kann lediglich vermuten, dass eine ideale (ohne Energiespeicherung und -dissipation) Umwandlungstrajektorie durch die aus Gastheorie bekannte Maxwell'sche Linie und eine ideale (ohne Energiespeicherung) Hystereseschleife durch ein Rechteck mit sehr kleiner Breite $[M'_s(1) - M'_s(0)]$ beschrieben werden. Diese entspricht qualitativ Müllers Theorie, aber kann keinesfalls quantitativ den realen Werten der dissipierten Energie entsprechen. Der in den thermoelastischen Modellen spekulierte Fall der Energiespeicherung ohne ihre Dissipation ist völlig unrealistisch.

Die Speicherung der elastischen Energie spielt eine große Rolle für die Umwandlung der Mn-Cu-Einkristall und dementsprechend an den Rändern der Haupthystereseschleife für andere Legierungen, wo der nicht lineare Charakter der Hystereseschleife durch die Temperaturabhängigkeit bzw. Spannungsabhängigkeit der Gitterparameter verursacht wird.

Literatur

1. G.B. Olson and M. Cohen, Scr. Metal. 9(1975)1247.
2. R. Gotthard, J. Stoiber, J.-E. Bidaux, Proc. of the Int. Symposium SMM-94, Beijing, China, Sept. 25-28, ed. by Chu Younai and Tu Hailing, Beijing, 1994, p.p. 309-313.
3. D.P. Dunne and C.M. Wayman, Met. Trans. 4(1973) 137 und 147.
4. Yu. I. Paskal and L. A. Monasevich, Phys. Met. Metall. 52 (1981) 95.
5. S. Fu, Y. Huo and I. Müller. Acta Mechanica 99 (1993) 1-19.
6. Y. Huo and I. Müller, Continuum Mech. Thermodyn. 5(1993)163.
7. H.C. Tong and C.M. Wayman, Acta Metall. 22(1974)887.
8. W. Zhonggno, Y. Dazhi, Scr. Metall. 22(1988)1245.
9. V.A. Udovenko et al, Phys. Met. Metall. 49(1980)883.