

12. Blochwände als Sonden für Relaxationsvorgänge

12.1 Einführung

Relaxationsvorgänge in einem Kristallgitter sind meist mit der Wanderung oder der Reorientierung von Bestandteilen des Festkörpers verbunden. Als relaxationsfähige Bestandteile kommen dabei atomare Fehlstellen im Gitter, Fremdatome, Versetzungen, aber auch elektronische Fehlstellen oder die Spins der Atomkerne in Frage. Vielfach besteht zwischen diesen "Teilchen" und der Magnetisierung eine Wechselwirkung - und sei es auch nur indirekt über die Magnetostriktion. Blochwände sind dann als leicht bewegliche, lokalisierte Inhomogenitäten in der Magnetisierung eines Ferromagneten als Sonden für diese Relaxationsvorgänge geeignet. Im einfachsten Fall nutzt man dabei aus, daß durch die Relaxation der Gitterfehler die Beweglichkeit der Blochwände und damit die Suszeptibilität der Probe beeinflusst werden. Ein anderer Weg eröffnet sich, wenn die Relaxation der Gitterfehler auf direktem Wege gemessen werden kann, wie etwa im Fall der Kernspinresonanz oder bei Messungen der mechanischen Dämpfung. Dann kann die durch ein äußeres Feld angeregte Bewegung der Blochwände zu einer verstärkten Anregung der Relaxation führen.

Die Erforschung dieser Zusammenhänge stellt ein umfangreiches Spezialgebiet dar, zu dem bereits eine Reihe von zusammenfassenden Arbeiten und Monographien vorliegen [12.1-3, 11.16]. Wir können uns hier daher auf die Grundphänomene und einige einfache Beispiele beschränken.

12.2 Wechselwirkungen zwischen Gitterfehlern und der Magnetisierung

Zwischen einem Gitterfehler und einer Blochwand können verschiedene Arten von Wechselwirkungen auftreten [12.1]: Einerseits kann es eine direkte Koppelung zwischen dem Gitterfehler und dem Magnetisierungsfeld $I_s \cdot \alpha(r)$ geben, welche z.B. auf einer

lokalen Störung der Spin-Bahn-Kopplungsenergie beruhen kann und welche somit aus der Kristallanisotropie-Energie abgeleitet werden kann. Andererseits besitzen Gitterfehler in der Regel ein weitreichendes mechanisches Verzerrungsfeld, was zu einer Wechselwirkung mit den magnetostriktiven Eigenspannungen der Magnetisierung führt. Schließlich kann ein Gitterfehler - z.B. durch eine Störung von Austauschkopplungen zwischen den regulären Gitteratomen - Inhomogenitäten der Magnetisierung begünstigen (oder erschweren).

a) Die magnetostriktive Wechselwirkung der Magnetisierung mit Punktfehlern

Die magnetostriktive Wechselwirkung läßt sich am einfachsten mit Hilfe der in Abschn. 8 berechneten magnetostriktiven Eigenspannungen darstellen. Dies ist im Fall von Versetzungen bereits in Abschn. 8.7 geschehen. Bei Gitterfehlern, deren Ausdehnung gering gegen die magnetischen Austauschlängen ist (sog. Punktfehlern) ist es zweckmäßig das mechanische Dipolmoment \underline{P} des Fehlers einzuführen. Zur Definition dieses Tensors stellt man sich vor, daß ein Gitterfehler des Volumens V_a in einen Gitterplatz eingefügt werden soll, der nicht genau zu ihm paßt. Um ihn passend zu machen, sei die Deformation \underline{p} notwendig. Dann ist das Dipolmoment \underline{P} durch das Produkt $P_{ik} = V_a \cdot p_{ik}$ definiert. Ein solcher Dipol besitzt in einem äußeren Spannungsfeld die Energie $-P_{ik} \sigma_{ik}$. Diese Wechselwirkungsenergie liefert zugleich eine allgemeingültige Definition des mechanischen Dipolmoments. Die magnetostriktive Wechselwirkung des Gitterfehlers mit einer Blochwand schreibt sich mit Hilfe des Dipoltensors in der Form:

$$\epsilon_{ms} = -P_{ik} \sigma_{ik}^{(ms)} \quad (12.1)$$

wobei $\sigma^{(ms)}$ aus Gl. (8.36) zu entnehmen ist.

Die Symmetrie des Dipoltensors \underline{P} spiegelt die Symmetrie des Gitterfehlers wieder. Eine einfache Leerstelle in einem Gitter wird z.B. meist durch einen isotropen Dipoltensor $\underline{P} = -\Delta V \cdot \underline{E}$ beschrieben, wobei \underline{E} der Einheitstensor sei. In Tab. 12.1 sind die jeweils

relevanten Tensorkomponenten für verschiedene Gitterfehlertypen in kubischen Kristallen aufgeführt. Die Größenordnung der einzelnen Komponenten entspricht bei atomaren Fehlstellen häufig den Atomvolumina.

b) Die aus der Kristallenergie abzuleitende direkte Kopplungsenergie zwischen Punktfehlern und dem Magnetisierungsfeld

Néel hat zuerst erkannt [12.4], daß die magnetostriktive Wechselwirkung (12.1) meist von der bereits erwähnten direkten Wechselwirkung zwischen Gitterfehler und Magnetisierung überlagert wird. Die wirklichen Wechselwirkungen sind in der Regel stärker als die durch (12.1) gegebenen, und sie können sogar das entgegengesetzte Vorzeichen haben [12.5]. Wesentliche Aussagen in Bezug auf diese Wechselwirkung lassen sich ähnlich wie bei der Kristallenergie aus Symmetrieüberlegungen ableiten.

Wir können voraussetzen, daß die Fehlstelle kein eigenes magnetisches Moment besitzt, da "magnetische" Fehlstellen in der Regel durch ihre starke Wechselwirkung mit der Magnetisierung eine einzige ausgezeichnete Orientierung besitzen und sie kaum zu einer Relaxation Anlaß geben können. Dann kann die Wechselwirkung zwischen dem Gitterfehler und der Magnetisierung keine ungeraden Potenzen der Magnetisierung enthalten. In niedrigster Näherung schreibt sich daher die Wechselwirkungsenergie als quadratische Form in den Komponenten α_i des Magnetisierungsvektors. In manchen Fällen, z.B. für Gitterfehler kubischer Symmetrie in einem kubischen Kristall, muß man aber mindestens bis zu Gliedern vierter Ordnung in den Komponenten α_i gehen, um eine Abhängigkeit der Energie von der Magnetisierungsrichtung zu beschreiben. Die einfachsten und wichtigsten Fälle für ein kubisches Kristallgitter sind in Tab. 12.1 und in Fig. 12.1 erläutert. Die Wechselwirkungskoeffizienten ω sind dabei mindestens von der Größenordnung $K_1 V_a$, wobei K_1 die gewöhnliche Kristallenergie und V_a das Atomvolumen bedeutet. Wenn jedoch der Gitterfehler z.B. eine einachsige Symmetrie in einer kubischen Umgebung besitzt, dann wird in der Regel die Konstante ω/V_a von der Größenordnung der Kristallenergie vergleichbarer einachsiger Kristalle sein, also unter Umständen ein bis zwei

Größenordnungen größer als die Kristallenergie des kubischen Grundkristalls. Häufig überwiegt daher die hier beschriebene direkte Wechselwirkung in kubischen Kristallen alle anderen Wechselwirkungen.

c) Die Wechselwirkung von Punktfehlern mit Magnetisierungsgradienten

Wenn in einem Kristallgitter ein Atom fehlt oder durch ein Zwischengitteratom die Bindung zwischen einzelnen Atomen gelockert ist, dann hat dies notwendigerweise auch Auswirkungen auf die magnetische Austauschenergie. Dieser Effekt läßt sich am einfachsten im Heisenbergmodell für die Austauschwechselwirkung abschätzen. Gehen wir dabei zunächst von einer isotropen Austauschkopplung zwischen benachbarten Atomen aus, bei der also die Austauschwechselwirkung nur von der Differenz der Magnetisierungsrichtung an den beiden Atomen abhängt, dann führt die Summation und Entwicklung der einzelnen Wechselwirkungen in erster Näherung zu Ausdrücken der Form:

$$\epsilon_A = \sum_{m=1}^3 \omega_{ik}^A \frac{\partial \alpha_m}{\partial x_i} \frac{\partial \alpha_m}{\partial x_k} \quad (12.1)$$

wobei der Tensor ω^A die gleiche Symmetrie wie der in Tab. 12.1 für verschiedene Fehlstellentypen aufgeführte mechanische Dipol-tensor besitzen muß. Die Koeffizienten ω_{ik}^A werden von der Größenordnung $A \cdot V_a$ sein, wenn A die gewöhnliche Austauschkonstante und V_a das Atomvolumen ist.

Zusätzlich ist es denkbar, daß die Austauschkopplung zwischen benachbarten Atomen in der Umgebung des Gitterfehlers anisotrop wird. In diesem Fall sind an Stelle von (12.1) Ausdrücke der Form:

$$\epsilon_A = \tilde{\omega}_{iklm}^A \cdot \frac{\partial \alpha_l}{\partial x_i} \frac{\partial \alpha_m}{\partial x_k} \quad (12.2a)$$

zu betrachten. Da eine Anisotropie der Austauschwechselwirkung auch in einachsigen Kristallen gegenüber dem isotropen Beitrag in den meisten Ferromagnetika vernachlässigbar ist, wird es häufig genügen, mit den einfachen Ausdrücken (12.2) zu rechnen.

12.3 Durch Gitterfehler induzierte Nachwirkungserscheinungen

Die Gitterfehler a) bis c) in Tabelle 12.1 unterscheiden sich in einem wesentlichen Zug von dem Gitterfehler d), und zwar unabhängig vom speziellen Typ der Wechselwirkung mit der Magnetisierung. Die ersten Gitterfehler besitzen nämlich innerhalb der Elementarzelle jeweils mehrere, kristallographisch gleichwertige Orientierungen, deren Energie sich nur durch magnetisch induzierte Terme unterscheidet. Bei einem Wechsel der Magnetisierungsrichtung an einem Punkt können die Gitterfehler in der Umgebung dieses Punktes durch einen thermisch aktivierten Sprung ihre Orientierung wechseln, um in eine Lage günstigerer Wechselwirkungsenergie zu gelangen. Diesen Vorgang nennt man Orientierungsnachwirkung.

Im Gegensatz dazu kann der Fehlstellentyp d) nur dadurch Energie gewinnen, daß er innerhalb des Kristalls an solche Stellen diffundiert, die magnetisch bevorzugt sind. In einem Kristall positiver Anisotropie und bei $\omega > 0$ würden diese Fehlstellen auf Grund des Kristallenergiebeitrags z.B. aus den Blochwänden herausdiffundieren. Diesen Vorgang nennt man Diffusionsnachwirkung. Ein reorientierungsfähiger Gitterfehler kann zusätzlich Anlaß zu einer Diffusionsnachwirkung geben.

Die beiden erläuterten Nachwirkungsprozesse unterscheiden sich durch ihre Dynamik: Da die Orientierungsnachwirkung mit einem oder wenigen elementaren Sprüngen des Gitterfehlers erfolgen kann, dieser bei der Diffusionsnachwirkung aber mindestens Strecken von der Größenordnung der Blochwanddicke zurücklegen muß, wird der Prozess der Orientierungsnachwirkung bei niedrigeren Temperaturen und in kürzerer Zeit stattfinden als die Diffusionsnachwirkung. Die meisten und wichtigsten der auf Punktfehler

beruhenden Nachwirkungsprozesses stellen daher eine Orientierungsnachwirkung dar, weshalb wir uns im folgenden auf diese Erscheinung beschränken wollen. Die Diffusionsnachwirkung wird z.B. sehr ausführlich in dem erwähnten Buch von Kronmüller [12.1] behandelt.

12.4 Die Stabilisierungsenergie der Blochwände

a) Allgemeine Formulierung

Der wichtigste Effekt der im letzten Abschnitt eingeführten Nachwirkungserscheinungen besteht darin, daß die Gitterfehler durch ihre Relaxation die Bewegungsfreiheit der Blochwände und damit die Suszeptibilität verringern. Durch die Ausrichtung oder Konzentration der Gitterfehler innerhalb der Wand entsteht eine "Energimulde", welche quantitativ durch die im folgenden zu diskutierende, von Néel [12.4] eingeführte "Stabilisierungsenergie" beschrieben wird.

Betrachten wir dazu einen Gitterfehler, welcher an jedem Punkt n_E verschiedene Orientierungen besitzen möge. Die Wechselwirkungsenergien der einzelnen Orientierungen seien $\epsilon_i(\underline{\alpha})$, die zugehörigen Konzentrationen $n_i(\underline{\alpha}, t)$. Während die Wechselwirkungsenergien nur Funktionen der Magnetisierungsrichtung $\underline{\alpha}$ sind, sind die Konzentrationen auch noch Funktionen der Vorgeschichte, also der Zeit. Nach langer Wartezeit bei zeitlich konstanter Magnetisierung ergibt sich für die Konzentrationen eine Boltzmannverteilung:

$$n_i(\underline{\alpha}, \infty) = \frac{\exp(-\epsilon_i(\underline{\alpha})/kT)}{\sum_{i=1}^n \exp(-\epsilon_i(\underline{\alpha})/kT)} \quad (12.3)$$

Wir betrachten nun folgenden Versuch: Zunächst stellen wir eine Gleichverteilung zwischen den Niveaus ϵ_i her, indem wir z.B. über eine längere Zeit durch ein magnetisches Wechselfeld die Magnetisierungsrichtung an jedem Ort verändern. Sodann schalten

wir das Wechselfeld zum Zeitpunkt $t=0$ ab und warten eine Zeitspanne t_0 , in der sich die vorhandenen Blochwände "eingraben" werden. Die Konzentrationen n_i zum Zeitpunkt t_0 sind dann Funktionen der Magnetisierungsverteilung $\alpha(x)$ und der Zeit t_0 . Wir fragen nun nach der Energie, die notwendig ist, um eine Blochwand von der Ruhelage um eine Strecke y zu verschieben, und die darauf beruht, daß durch die Relaxation der Gitterfehler die ursprüngliche Lage der Blochwand begünstigt ist. Sie ergibt sich zu:

$$S(y,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^{n_E} [\epsilon_i(\alpha(x+y)) - \epsilon_i(\alpha(x))] \cdot n_i(\alpha(x), t) dx \quad (12.4)$$

Diese Formulierung der Stabilisierungsenergie besitzt die Eigenschaft, daß der Integrand in den Domänen $(x \rightarrow \pm\infty)$ verschwindet, da sich dort $\alpha(x+y)$ nicht von $\alpha(x)$ unterscheidet.

Zur Bestimmung der Funktion $n_i(\alpha, t)$ ist die Kinematik der Relaxation genauer zu untersuchen [12.1]. Der einfachste denkbare Fall ist derjenige, daß sich alle Orientierungen des Gitterfehlers durch einfache, thermisch aktivierte Sprünge ineinander umwandeln können. Besitzen diese Sprünge eine Relaxationszeit τ , dann gilt für die Konzentrationen n_i die Differentialgleichung:

$$\dot{n}_i(\alpha, t) = -\frac{1}{\tau} [n_i(\alpha, t) - n_{i\infty}(\alpha)] \quad (12.5)$$

welche mit der Randbedingung $n_i = \bar{n} = \sum_{i=1}^{n_E} n_i / n_E$ für $t=0$ die folgende Lösung besitzt:

$$n_i(\alpha, t) = \bar{n} \cdot e^{-t/\tau} + n_{i\infty}(\alpha) (1 - e^{-t/\tau}) \quad (12.6)$$

Diese Lösung setzen wir in Gl. (12.3) ein und erhalten für die Stabilisierungsenergie:

$$S(y,t) = S_0(y) (1 - e^{-t/\tau}), \quad S_0(y) = \sum S_i^0(y)$$

$$S_i^0(y) = \int_{-\infty}^{\infty} [\epsilon_i(\alpha(x+y)) - \epsilon_i(\alpha(x))] \frac{\exp[-\epsilon_i(\alpha(x))/(kT)]}{\sum_i \exp[-\epsilon_i(\alpha(x))/(kT)]} dx \quad (12.7)$$

In diesem Fall ist es also möglich, die Zeitabhängigkeit der Stabilisierungsenergie von ihrer Ortsabhängigkeit zu separieren. Eine solche Separation gelingt auch in komplizierteren Fällen [12.1], worauf wir hier nicht weiter eingehen wollen. Die Struktur der Blochwand geht dann nur noch in die Néelsche Stabilisierungsenergie $S_0(y)$ ein, welche die Energiemulde wiedergibt, in der sich eine Wand nach unendlich langer Wartezeit befindet. Die Gleichung für $S_0(y)$ läßt sich in einem häufig realisierten Grenzfall noch wesentlich vereinfachen. Meist sind nämlich die Wechselwirkungsenergien ϵ_i viel kleiner als kT , so daß wir die Exponentialfunktionen in (12.7) entwickeln können. Definieren wir den Mittelwert der Wechselwirkungsenergie

$$\bar{\epsilon}(\underline{\alpha}) = \frac{1}{n_E} \sum_{i=1}^{n_E} \epsilon_i(\underline{\alpha}) \quad (12.8)$$

dann ergibt sich für $S_1^0(y)$ die folgende, im wesentlichen auf Kronmüller zurückgehende Formel:

$$S_1^0(y) = \frac{1}{kT} \int_{-\infty}^{\infty} \{ \bar{\epsilon}[\underline{\alpha}(x+y/2)] \cdot \bar{\epsilon}[\underline{\alpha}(x-y/2)] - (\bar{\epsilon}[\underline{\alpha}(x)])^2 - \epsilon_i[\underline{\alpha}(x+y/2)] \cdot \epsilon_i[\underline{\alpha}(x-y/2)] + (\epsilon_i[\underline{\alpha}(x)])^2 \} dx \quad (12.9)$$

Diese Darstellung besitzt den Vorzug, daß sie für einige wichtige Fälle analytisch auszuwerten ist [12.1], was wir am Beispiel von (100)-90°-Wänden in Eisen erläutern wollen.

b) Die Stabilisierungsenergie von 90°-Wänden in Eisen

Nach 5.3 ist die (100)-90°-Wand durch folgenden Funktionsverlauf charakterisiert:

$$\alpha_1 = \sqrt{1/2}(\sin\psi + \cos\psi), \quad \alpha_2 = \sqrt{1/2}(\sin\psi - \cos\psi), \quad \alpha_3 = 0$$

$$\sin(2\psi(x)) = \tanh(x/\delta_0), \quad -\pi/4 < \psi < \pi/4 \quad (12.10)$$

Betrachten wir zunächst einen tetragonalen Gitterfehler mit vorherrschender Kristallenergie-Wechselwirkung. Dann gilt (s.Tab.12.1):

$$n_E = 3, \quad \epsilon_1 = \frac{\omega}{2}(1+\sin 2\varphi), \quad \epsilon_2 = \frac{\omega}{2}(1-\sin 2\varphi), \quad \epsilon_3 = 0, \\ \bar{\epsilon} = \frac{\omega}{3} \quad (12.11)$$

Mit der Beziehung:

$$\sin(2\varphi(x+y)) = \frac{\sin(2\varphi(x)) + \sin(2\varphi(y))}{1 + \sin(2\varphi(x))\sin(2\varphi(y))} \quad (12.12)$$

ergibt sich durch Einsetzen in (12.9) schließlich:

$$S_0(y) = \frac{\delta_0 \omega^2}{kT} \left[\frac{y/\delta_0}{\tanh(y/\delta_0)} - 1 \right] \quad (12.13)$$

Diese Funktion ist in Fig. 12.2 dargestellt. Charakteristisch ist, daß die Stabilisierungsenergie für große Auslenkungen y proportional zu y gegen ∞ strebt. Das ist darauf zurückzuführen, daß sich die Gleichgewichtsverteilung der Fehlstellen in den beiden Domänen unterscheidet. Durch die Verschiebung der Wand um große Strecken wird ein zur Verschiebung proportionales Volumen in eine bezüglich der Fehlstellenorientierung ungünstige Richtung gedreht, wozu eine zur Verschiebung proportionale Energie notwendig ist. Dies ist anders im Fall einer trigonalen Fehlstelle (b) in Tab. 12.1). Für die Wechselwirkungsenergie ergibt sich dann:

$$n_E = 4, \quad \epsilon_1 = \epsilon_2 = 2\omega \sin^2 \varphi, \quad \epsilon_3 = \epsilon_4 = 2\omega \cos^2 \varphi, \quad \bar{\epsilon} = \omega \quad (12.14)$$

und damit die Stabilisierungsenergie:

$$S_0(y) = \frac{2\omega^2 \delta_0}{kT} \left(1 - \frac{y/\delta_0}{\sinh(y/\delta_0)} \right) \quad (12.15)$$

Diese Funktion, die ebenfalls in Fig. 12.2 eingezeichnet ist, strebt für große y gegen einen konstanten Wert. Der Grund ist, daß in den Domänen ($\varphi = \pm\pi/4$) die Wechselwirkungsenergien ϵ_1 bis ϵ_4 übereinstimmen und somit beide Domänen die gleiche Verteilung der Gitterfehler aufweisen.

Auf Grund eines derartigen unterschiedlichen Verhaltens der gleichen Wand bei verschiedenen relaxierenden Gitterfehlern ist

es im Prinzip möglich, die Symmetrie eines Gitterfehlers durch die Ausmessung der Stabilisierungsenergie zu bestimmen [12.1].

c) Die Stabilisierungsenergie von 180° -Wänden und tetragonalen Gitterfehlern in Eisen

Eine gegen einen konstanten Wert konvergierende Stabilisierungsenergie wird man auch für alle 180° -Wände erwarten, da die Wechselwirkungsenergien nicht vom Vorzeichen der Magnetisierung abhängen. In Fig. 12.3 sind die Stabilisierungsenergien von 180° -Wänden in Eisen für den Fall tetragonaler Gitterfehler eingezeichnet, und zwar für verschiedene Wandorientierungen ψ (s. Abschn. 9.1 und 4.1). Für $\psi=0$ ist auch der nicht mehr durch die Näherung (12.9) erfaßte Fall, daß die ϵ_1 von der gleichen Größenordnung wie kT sind ($\omega/kT=1$), berechnet worden.

Wir erkennen, daß die Tiefe der Energiemulde sehr stark von der Orientierung der Wand und also von der Wandweite abhängt, die bei $\psi=0^\circ$ ein Maximum besitzt. Dagegen zeigt die Krümmung der Kurve $S_0(y)$ im Punkte $y=0$ kaum eine Abhängigkeit von der Orientierung der Wand. Diese Krümmung ist umgekehrt proportional zur Anfangssuszeptibilität der Probe, die wir im folgenden Abschnitt behandeln werden.

12.5 Die Stabilisierungsfeldstärke und die Anfangssuszeptibilität

Wir setzen eine durch einen Relaxationsprozess stabilisierte Blochwand (mit dem Wandwinkel $2\theta_0$) einem äußeren Feld H_a aus und berechnen die spontane Verschiebung der Wand, die erfolgt, bevor die Gitterfehler relaxieren können. Die von der Verschiebung der Wand abhängigen Energieterme lauten dann:

$$E(q) = S(q) - 2H_a I_s \sin\theta_0 \cdot q \quad (12.16)$$

Hieraus ergibt sich durch Minimalisierung in Bezug auf q die Beziehung:

$$S'(q) = 2H_a I_s \sin\theta_0 \quad (12.17)$$

Diese Gleichung lässt sich auch so interpretieren, daß durch die Relaxation ein zusätzliches, der Verschiebung entgegengerichtetes Stabilisierungsfeld der Größe

$$H_{\text{st}}(q) = \frac{-S'(q)}{2I_s \sin \theta_0} \quad (12.18)$$

induziert wird. Eine Wand kann sich erst dann frei in einem Kristall bewegen, wenn das äußere Feld den Maximalwert des Stabilisierungsfeldes überschreitet. Die Stabilisierungsfeldstärken sind in Fig. 12.2 und 12.3 zusammen mit der Stabilisierungsenergie eingezeichnet. Für 180° -Wände gehört zum Maximalwert der Stabilisierungsfeldstärke eine wohldefinierte Verschiebung q_{max} , welche mit der Wandweite korreliert ist. Gelingt es daher, die Verschiebung der Wand bei derjenigen Feldstärke zu messen, bei der sich die Wand aus der Nachwirkungsmulde befreien kann, dann besitzt man eine sehr direkte Methode zur Bestimmung der Wandweite im Innern eines Kristalls. Die Messung der Wandverschiebung kann etwa dadurch geschehen, daß man durch direkte Beobachtung die Anzahl n_B der Blochwände pro Längeneinheit bestimmt. Wenn sich alle Wände etwa gleich verhalten, dann läßt sich aus der meßbaren Magnetisierungsänderung die zugehörige Wandverschiebung berechnen:

$$\Delta q = \Delta I / (2I_s \sin \theta_0 n_B) \quad (12.19)$$

Auf diese Weise haben Bindels, Bijvoet und Rathenau [12.6] zum ersten Mal die Blochwanddicke in Siliziumeisen direkt gemessen. Gl. (12.19) gestattet auch, zusammen mit Gl. (12.17) die Suszeptibilität der Probe zu bestimmen:

$$\chi_{\text{stab}}(q) = \frac{dI}{dH_a} = \frac{4I_s^2 \sin^2 \theta_0 n_B}{S''(q)} \quad (12.20)$$

Die in diese Beziehung eingehende zweite Ableitung der Stabilisierungsenergie ist ebenfalls in Fig. 12.2 und 12.3 eingetragen. Besonders leicht zu messen ist die sogenannte Anfangsuszeptibilität $\chi_{\text{stab}}(0)$. Nach Gl. (12.7) besitzt diese Meßgröße das gleiche

Zeitverhalten wie die Gitterfehler selbst. Die Messung der Temperaturabhängigkeit der Anfangssuszeptibilität - etwa in einer Wechselstrommeßbrücke - gestattet daher die Bestimmung der Relaxationszeit des Gitterfehlers und damit seiner Aktivierungsenergie. Dieser Zusammenhang bildet die Grundlage für ein weitreichendes Forschungsgebiet [12.1].

12.6 Die Wandbeweglichkeit unter dem Einfluß von Relaxationsvorgängen

Eine detaillierte Analyse des Einflusses von Nachwirkungserscheinungen auf die Wanddynamik verdanken wir Janak [12.7]. Die Grundgedanken dieser Arbeit seien im folgenden zusammengefaßt.

Wir gehen von Gl. (12.5) aus, betrachten jedoch die $n_{i\infty}$ nicht als konstant, sondern als vorgegebene Funktionen der Zeit. Die allgemeine Lösung von (12.5) lautet dann:

$$n_i(t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-(t-\tilde{t})/\tau} n_{i\infty}(\tilde{t}) d\tilde{t} \quad (12.21)$$

Um die Wandbeweglichkeit zu berechnen, benötigen wir ähnlich wie im Fall der Landau-Lifshitz-Dämpfung die in der Zeiteinheit dissipierte Energie, welche gleich der in der Zeiteinheit am System der Gitterfehler geleisteten Arbeit ist:

$$P_{\text{dif}} = \sum_{i=1}^{n_E} n_i(t) \frac{d\varepsilon_i(t)}{dt} = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-(t-\tilde{t})/\tau} \sum_{i=1}^{n_E} n_{i\infty}(\tilde{t}) \frac{d\varepsilon_i(t)}{dt} d\tilde{t} \quad (12.22)$$

Diese Gleichung wenden wir nun auf eine bewegte Blochwand an, deren Wandmitte durch die Variable $q(t)$ gegeben sei. Integrieren wir P_{dif} über $x-q(t)$, dann geht die innere Summe in die Ableitung der in (12.7) definierten Stabilisierungsenergie S_0 über und es ergibt sich:

$$P_{\text{dif}} = \int_{-\infty}^{\infty} p_{\text{dif}}[x-q(t)]dx = \dot{q}(t) \int_{-\infty}^t e^{-(t-\tilde{t})/\tau} S'_0[q(t)-q(\tilde{t})] d\tilde{t} \quad (12.23)$$

Diesen Ausdruck können wir unmittelbar zum Dissipationspotential P_D (Gl. 11.63) hinzufügen, um die Bewegungsgleichung der Blochwand abzuleiten. Die Wirkung der Relaxation auf die Wandbewegung ist also äquivalent mit der Wirkung eines zusätzlichen, geschwindigkeitsabhängigen Feldes der Größe

$$H_{\text{dif}} = - \frac{1}{2I_s \sin\theta_0} \int_{-\infty}^t e^{-(t-\tilde{t})/\tau} S'_0[q(t)-q(\tilde{t})] d\tilde{t} \quad (12.24)$$

Dieser Ausdruck ist noch für beliebige, auch nicht gleichförmige Bewegungen gültig. Spezialisieren wir auf gleichförmige Bewegung mit der Geschwindigkeit v , dann vereinfacht sich (12.24) zu:

$$H_{\text{dif}} = - \frac{1}{2I_s \sin\theta_0} \int_0^{\infty} e^{-\tilde{t}/\tau} S'_0(v\tilde{t}) d\tilde{t} \quad (12.25)$$

Die Stabilisierungsenergie variiert charakteristischerweise über Dimensionen, die etwa der Blochwanddicke W_α entsprechen. Bei kleinen Geschwindigkeiten, wenn die Wand innerhalb der Relaxationszeit τ eine im Vergleich zur Blochwanddicke kleine Strecke zurücklegt, läßt sich $S'_0(x)$ in (12.25) gemäß $S'_0(x) \approx x \cdot S'_0'(0)$ entwickeln, und es ergibt sich:

$$H_{\text{dif}} \approx - \frac{\tau^2 v}{2I_s \sin\theta_0} S'_0'(0) \quad \text{für } v \ll W_\alpha/\tau \quad (12.26)$$

Die Beweglichkeit ist in diesem Grenzfall also proportional zur Anfangssuszeptibilität (12.20). Während der ganzen Bewegung bleibt die Wand innerhalb ihrer Nachwirkungsmulde.

Im entgegengesetzten Grenzfall $v \gg W_\alpha/\tau$ sind zwei Fälle zu unterscheiden. Konvergiert die Nachwirkungsfeldstärke $S'_0(x)$ gegen

einen konstanten Grenzwert, wie z.B. bei (12.13), dann konvergiert das effektive Feld H_{dif} gegen

$$H_{\text{dif}} = - \frac{\tau}{2I_s \sin\theta_0} S'_0(\infty) \quad \text{für } v \rightarrow \infty \quad (12.27)$$

Die Beweglichkeitskurve $v(H_{\parallel})$ wird also auch für sehr große Felder noch durch die Nachwirkung beeinflusst, und zwar ergibt sich eine Verschiebung der Kurve um einen konstanten Betrag - ähnlich wie in Gr. (11.68).

Verschwindet dagegen $S'_0(x)$ für $x \rightarrow \infty$, wie im Fall (12.15) oder bei 180° -Wänden, dann verschwindet auch $H_{\text{dif}}(v)$ für $v \rightarrow \infty$. Die Wand bewegt sich im wesentlichen frei, sobald sie sich aus ihrer Nachwirkungsmulde losgerissen hat. $H_{\text{dif}}(v)$ besitzt in diesem Fall notwendigerweise ein Extremum bei einer mittleren Geschwindigkeit. Oberhalb der zum Maximalfeld gehörenden Geschwindigkeit nimmt die zur Bewegung notwendige Feldstärke wieder ab. Wenn die Wandbewegung ausschließlich durch das Nachwirkungsfeld H_{dif} behindert wird, dann entsteht notwendigerweise ein Bereich negativer differentieller Wandbeweglichkeit. In Abschn. 11.7c haben wir darauf hingewiesen, daß ein solcher Bewegungsmodus instabil ist. Sobald also das äußere Feld ausreicht, die Wand aus ihrer Nachwirkungsmulde zu befreien, wird die Wand auf eine wesentlich höhere Geschwindigkeit beschleunigt, die nicht mehr durch die Nachwirkungsdämpfung, sondern z.B. durch eine Spindämpfung vom Landau-Lifshitz-Typ bestimmt ist. Quantitativ ist dies in Fig. 12.4 zu verfolgen. dort ist Gl. (12.25) für die durch Gl. (12.13) und (12.15) gegebenen Stabilisierungsenergien ausgewertet worden und ein geschwindigkeitsproportionales Dämpfungsfeld, wie es aus der Landau-Lifshitz-Dämpfung (für $v \ll v_{\text{max}}$) folgt, überlagert worden. Ein Bereich negativer Beweglichkeit tritt nur in dem Fall auf, daß die Nachwirkungsfeldstärke im Unendlichen verschwindet und die Landau-Lifshitz-Dämpfung schwach im Vergleich zur Nachwirkungsdämpfung ist. Für diesen Fall ist charakteristisch, daß zwei stabile Bewegungsmoden existieren: ein langsamer, bei dem sich die Wand innerhalb ihrer Nachwirkungsmulde befindet, und ein schneller,

bei dem die Wand frei ist. Der Übergang zwischen beiden Moden erfolgt sprunghaft und ist auch mit Hystereseerscheinungen verbunden. Eine Anzahl von experimentellen Beobachtungen dieses Phänomens wurde vor allem für Ferrite veröffentlicht [12.8-9].

12.7 Der Einfluß von Blochwandbewegungen auf andere Relaxationsvorgänge

Häufig besitzt die Bewegung von vorhandenen Blochwänden einen verstärkenden Einfluß auch auf Relaxationsvorgänge, die nicht unmittelbar mit der Magnetisierung eines Körpers verknüpft sind. Hierzu zwei Beispiele:

1) Bei der Messung der mechanischen Dämpfung wird die zu untersuchende Probe einer elastischen Wechsellspannung (z.B. in einem Drehpendel ausgesetzt. Derartige Spannungen induzieren über die magnetoelastische Kopplung die Bewegung z.B. von 90° -Wänden, was zu zusätzlichen Dämpfungen Anlaß gibt. Neben den gewöhnlichen Hysterese- und Wirbelstromverlusten spielt hier bei bestimmten Temperaturen auch die Umverteilung von Gitterfehlern auf Grund der in 12.2 erläuterten Wechselwirkungen eine Rolle. Die damit verbundene Dämpfung kann die Dämpfung bei Abwesenheit von Blochwänden - also im gesättigten Zustand - um ein Vielfaches übertreffen. In den meisten Untersuchungen zur mechanischen Dämpfung ist dieser Effekt unerwünscht, und er wird daher durch ein hinreichend hohes magnetisches Gleichfeld unterdrückt. Einige genauere Aussagen über den Blochwandbeitrag zur mechanischen Dämpfung finden sich z.B. bei Morgner [12.10] und - allerdings ohne besonderen Bezug auf die Relaxation von Gitterfehlern - in Arbeiten von Hrianca und Mitarbeitern [12.11].

2) Ähnliche Erscheinungen beobachtet man bei Messungen der Kernspinresonanz an ferromagnetischen Partikeln [12.12]. Die gemessenen Signale sind unter bestimmten Umständen wesentlich größer, als nach der Stärke des anregenden Hochfrequenzfeldes zu erwarten ist. Dazu ist zunächst zu erwähnen, daß zwischen der Magnetisierung und dem magnetischen Moment des Kerns ein sehr starkes, durch

die inneren s-Elektronen vermitteltes Wechselwirkungsfeld (meist von der Größenordnung einiger 10^5 Oe) existiert. Innerhalb einer Wand variiert die Richtung dieses Feldes, und wenn durch das Hochfrequenzfeld Schwingungen der Blochwand angeregt werden, dann oszilliert auch das wesentlich stärkere Wechselwirkungsfeld. Das gemessene Kernresonanzsignal ist dieser Deutung zufolge hauptsächlich auf diejenigen Kerne zurückzuführen, welche sich innerhalb von Blochwänden befinden. Eliminiert man die Wände durch ein starkes äußeres Gleichfeld, dann wird das Kernresonanzsignal schwächer - ganz analog zum Fall der mechanischen Dämpfung.

-
- [12.1] H. Kronmüller, Nachwirkung in Ferromagnetika, Springer Tracts in Natural Philosophy Vol. 12 (Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1968)
 - [12.2] G. Rathenau, Time Effects in Magnetization, in: Magnetic Properties of Metals and Alloys (Am. Soc. Metals, Cleveland, 1959)
 - [12.3] P. Moser, Mem. Scient. Rev. Metallurg. 63, 343, 431 (1966)
 - [12.4] L. Néel, J. Phys. Rad. 12, 339 (1951)
 - [12.5] G. DeVries, P.W. van Geest, R. van Gersdorf, G.W. Rathenau, Physica 25, 1131 (1959)
 - [12.6] J.F.M. Bindels, J. Bijvoet, G.W. Rathenau, Physica 26, 163 (1960)
 - [12.7] J.F. Janak, J. Appl. Phys. 34, 3356 (1963)
 - [12.8] B.W. Lovell, D.J. Epstein, J. Appl. Phys. 34, 1119 (1963)
 - [12.9] U. Enz, H. van der Heide, J. Appl. Phys. 39, 435 (1968)
 - [12.10] W. Morgner, Wiss.Z.Tech. Hochschule O.v. Guericke, Magdeburg 10, 621 (1966)
 - [12.11] I. Hriancu, I. Muscutariu, Z.angew. Phys. 32, 45 (1971)
 - [12.12] A.M. Portis, A.C. Gossard, J. Appl. Phys. 31, 2058 (1960)

Tabelle 12.1

Die einfachsten Fehlstellentypen in kubischen Kristallen
 n_E =Anzahl der kristallographisch möglichen Orientierungen,
 ϵ_i =Wechselwirkungsenergie des Gitterfehlers der i -ten Orientierung mit der Magnetisierungsrichtung α , $\underline{P}^{(i)}$ =zugehöriger mechanischer Dipoltensor.

In der Tabelle erscheinen als Beispiele ϵ_1 und $\underline{P}^{(1)}$. Bei ϵ_1 ist die jeweils niedrigste, nicht triviale Näherung aufgeführt, bei \underline{P} erscheinen nicht verschwindende Elemente.

	Achse	Bezeichnung	n_E	ϵ_1	$\underline{P}_{ik}^{(1)}$
a)	<100>	tetragonal	3	$\omega\alpha_1^2$	$P_{11}, P_{22}=P_{33}$
b)	<111>	trigonal	4	$\omega(\alpha_1+\alpha_2+\alpha_3)^2$	$P_{11}=P_{22}=P_{33},$ $P_{12}=P_{13}=P_{23}$
c)	<110>	orthorhombisch	6	$\omega_1(\alpha_1+\alpha_2)^2+\omega_2\alpha_3^2$	$P_{11}=P_{22}, P_{12}, P_{33}$
d)	-	kubisch	1	$\omega(\alpha_1^2\alpha_2^2+\alpha_1^2\alpha_3^2+\alpha_2^2\alpha_3^2)$	$P_{11}=P_{22}=P_{33}$

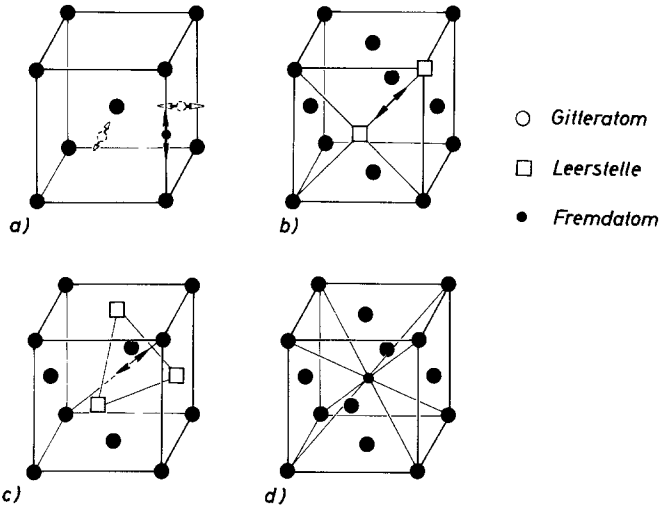


Fig. 12.1 Beispiele zu den in Tab. 12.1 aufgeführten einfachsten Fehlstellentypen in kubischen Kristallen: a) Kohlenstoff in Eisen (gestrichelt: zwei alternative Orientierungen der gleichen Fehlstelle b) und c) Dreifach- und Doppelleerstelle in Nickel, d) Kohlenstoff in Nickel

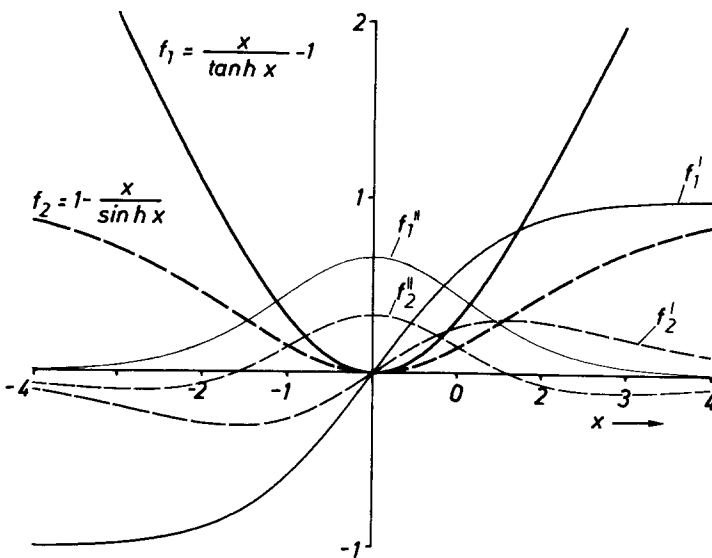


Fig. 12.2 Die Stabilisierungsenergien (12.12) und (12.15) für 90° -Wände und deren Ableitungen.

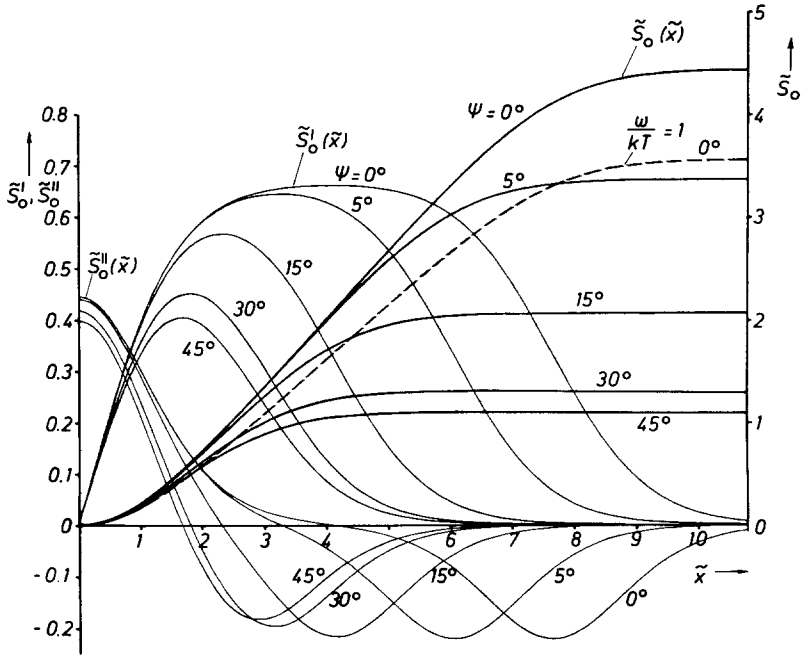


Fig. 12.3

Die Stabilisierungsenergie von tetragonalen Gitterfehlern und 180° -Wänden in Eisen als Funktion der Wandorientierung ψ ($\psi=0$ entspricht der (100)-Wand) sowie deren Ableitung

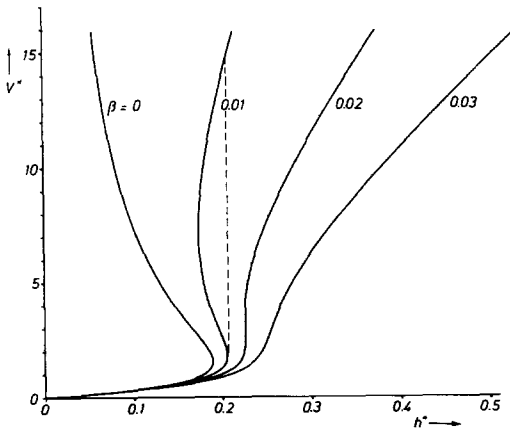
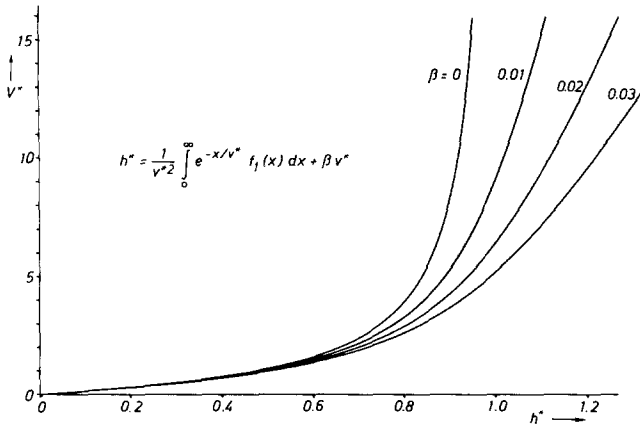


Fig. 12.4

Die Wandbeweglichkeit bei einer Nachwirkungsämpfung nach Gl. (12.25) und mit einer überlagerten Landau-Lifshitz-Dämpfung (Parameter β). f_1 ist die in Fig. 12.2 definierte Funktion.
 b) wie (a) für die im Unendlichen beschränkte Stabilisierungsenergie f_2 .