

19. Übergangslinien zwischen Domänenwänden verschiedenen Drehsinns

19.1 Einführung

An verschiedenen Stellen dieser Arbeit, so bei der Zickzack-Wand (Abschn. 5.4) und bei der Stachelwand in dünnen Schichten (Abschn. 13.6) wurde auf Übergangslinien zwischen Wandabschnitten verschiedenen Drehsinns hingewiesen. Derartige Linien, die oft auch Bloch- oder Néellinien genannt werden, können z.B. durch die Vorgeschichte einer Probe bedingt sozusagen zufällig auftreten. Sie können aber auch zur Verminderung der freien Energie einer Probe beitragen, wie z.B. in der in Fig. 19.1 dargestellten Situation: Eine (100)-Oberfläche eines Eisen-Einkristalls werde von einer senkrecht auf ihr stehenden 180° -Wand geschnitten. Diese Wand führt einen gewissen magnetischen Fluß zur Oberfläche. Zwar wird durch eine geeignete Oberflächenstruktur (s. Fig. 15.4) vermieden, daß hohe lokale Streufelder entstehen, jedoch vermindert dieser Mechanismus nicht die Summe des zur Oberfläche strömenden Flusses. Der Fluß muß, soweit er nicht als Streufeld austritt, durch die Domänen wieder abfließen. Verschiedene Möglichkeiten hierzu sind denkbar.

- 1) Der Fluß kann zur gegenüberliegenden Oberfläche der gleichen Wand fließen.
- 2) Er kann zu einer benachbarten Wand entgegengesetzten Drehsinns fließen.
- 3) Er kann parallel zur Wand zu einem Abschnitt entgegengesetzten Drehsinns fließen. Ist die Probe dick und der Weg zur benachbarten Wand weit, dann wird sicherlich die dritte Möglichkeit energetisch begünstigt, vorausgesetzt, daß die Energie der Übergangslinien zwischen verschieden orientierten Wandabschnitten nicht zu groß ist.

Die hier erläuterte Unterteilung der 180° -Wand wurde von verschiedener Autoren gefunden [2.3, 19.1-4]. Die Beobachtungen deuten darauf hin, daß die Energie der Übergangslinien in der Tat relativ gering sein muß.

Über die Bedeutung der Übergangslinien für die magnetischen Eigenschaften ist gegenwärtig noch wenig bekannt. Man weiß, daß sie unter bestimmten Umständen die Beweglichkeit der Wände beeinträchtigen [11.11]. Es ist aber auch denkbar, daß sie Anlaß zu mikroskopischen Sprüngen und Irreversibilitäten geben, und daß sie sich thermisch aktiviert bewegen und so eine thermische Nachwirkung auslösen.

Die Übergangslinien in massiven Kristallen haben viel mit den Wänden in dünnen Schichten gemeinsam; man kann sie anschaulich als linienhafte Wände in einer Domänenwand bezeichnen. Ebenso wie im Fall der Wände in dünnen Schichten kann es Übergangslinien, die ein Dipolstreufeld besitzen (Fig. 19.2a) und geladene Übergangslinien (Fig. 19.2b) geben. In Analogie zur streufeldfreien Blochwand in dünnen Schichten sind auch streufeldfreie Übergangslinien möglich (Fig. 19.2c).

Quantitative Rechnungen existieren bisher allerdings nur für zwei Typen von Übergangslinien: In [15.3] wurde eine Lösung für den in Fig. 19.1 angedeuteten Fall einer Übergangslinie in einer 180° -Wand im massiven Material angedeutet, die inzwischen weiter entwickelt wurde. Auf diese Struktur werden wir im nächsten Abschnitt eingehen. Ausführliche Rechnungen erscheinen außerdem zu den "Blochlinien" innerhalb der Stachelwandstruktur in sehr dünnen einachsigen Schichten. Diese Linien sind mit Streufeldern verbunden und daher von sehr geringer Ausdehnung. Bezüglich der Einzelheiten sei der Leser auf die Originalliteratur verwiesen [19.5-6].

19.2 Streufeldfreie Übergangslinien innerhalb von 180° -Wänden

Die Berechnung der in Fig. 19.2c angedeuteten Struktur geschieht weitgehend analog zur Berechnung der Blochwand in dünnen Schichten, die in Abschn. 15.3 ausführlich beschrieben wurde. Wir betrachten eine Wand in einem einachsigen Material ($K_2=0$) und legen einen Schnitt senkrecht zur Übergangslinie. Die x-Achse verlaufe

parallel zur leichten Richtung, die y-Achse senkrecht zur Wand. Als Maßstab verwenden wir $\delta_0 = \sqrt{A/K_1}$. Die ungestörte Wand wird dann durch $\alpha_1^0 = \tanh(y)$ beschrieben, und zwar unabhängig vom Drehsinn. Um den Wechsel des Drehsinns zu beschreiben, benötigen wir zusätzliche Magnetisierungskomponenten α_1 und α_2 , sodaß wie bei der Blochwand für alle y ein Punkt $x_0(y)$ existiert, für den $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 = 1$ wird. Auf dieser Scheitellinie $x_0(y)$ wechselt dann die α_3 -Komponente ihr Vorzeichen.

Wir leiten wie bei der Blochwand die zusätzlichen Komponenten α_1 und α_2 aus einem Vektorpotential ab, um eine streufeldfreie Struktur zu gewinnen. Im einzelnen erwies sich folgender Ansatz als zweckmäßig:

$$\alpha_1(x,y) = \tanh(y) - \partial \tilde{A}(x,y) / \partial y, \quad \alpha_2(x,y) = \partial \tilde{A}(x,y) / \partial x,$$

$$\tilde{A}(x,y) = p(\xi) \cdot g(y), \quad \xi = x + Q(y)$$

$$p(\xi) = C_0 \left[\frac{1}{\cosh(d_1(\xi - b_0/2))} + \frac{1}{\cosh(d_2(\xi + b_0/2))} - \frac{C_1}{\cosh(d_3 \xi)} \right]$$

$$g(y) = \frac{1}{\cosh(a_0 y)} \left[1 + C_2 \frac{\sinh^2(a_0 y)}{1 + C_3 \sinh^2(a_0 y)} \right]^{-1} \quad (19.1)$$

Die Scheitellinie ist wie bei der Blochwand mit Hilfe der Funktion $q(y) = Q'(y)$ zu berechnen. Eine günstige Konfiguration ergibt sich, wenn man zwei kritische Punkte auf der Scheitellinie zuläßt, einen (mit $\alpha_1 = 0$) bei $y=0$ und einen (mit $\alpha_2 = 0$) bei $y \approx 1$. Die Bedingungen (15.1) und (15.2) für die kritischen Punkte lassen sich mit Hilfe der Konstanten C_0 und C_2 befriedigen. Die übrigen Konstanten werden durch die Minimalisierung der Energie der Übergangslinie gewonnen, und zwar genauer gesagt der Überschussenergie der durch (α_1, α_2) gegebenen Struktur gegenüber der Energie der ungestörten Blochwand $(\alpha_1^0, 0)$. Das Ergebnis der numerischen Berechnung ist in Fig. 19.3 dargestellt.

Die Daten sind

$$d_1=1.644, \quad d_2=1.201, \quad d_3=0.913, \quad b_0=0.832, \quad a_0=0.663,$$

$$C_1=1.494, \quad C_0=1.73099, \quad C_2=3.78835, \quad C_3=0.0003$$

Mit diesen Parametern ergibt sich für die zusätzliche Energie der Übergangslinie pro Längeneinheit ein Wert von

$$E_G = 8.962 \cdot A \quad (A=\text{Austauschkonstante})$$

Diese Energie setzt sich zusammen aus

$$E_A = 8.006 \cdot A \quad (\text{Austauschenergie}) \quad \text{und} \quad E_K = 0.956 \cdot A \quad (\text{Kristallenergie})$$

Das in Fig. 19.3 dargestellte Modell besitzt gegenüber dem ersten streufeldfreien Modell ([15.3], s. auch [19.7]) eine etwa halb so große Energie, was auf Verbesserungen in der mathematischen Behandlung - vor allem im Zusammenhang mit dem zweiten kritischen Punkt - zurückzuführen ist. Bemerkenswert ist, daß das neue, günstigere Modell im wesentlichen aus einem negativen oder "Kreuzwirbel" besteht, wie man ihn auch von der Stachelwand her kennt - im Gegensatz zur Blochwand und auch zu dem ersten Modell für die Übergangslinie.

Schön und Buchenau [19.7] haben erkannt, daß streufeldfreie Übergangslinien auch dann möglich sind, wenn die Linie nicht mehr parallel zur Magnetisierungsrichtung in der Mitte der ungestörten Wand verläuft. Um den dann aus den beiden Teilwänden auf die Übergangslinie zulaufenden Fluß abzuleiten, müssen die beiden Teilwände senkrecht zur Wandebene gegenseitig versetzt angenommen werden. Mit Hilfe solcher Übergangslinien ist es möglich, z.B. dreieckige Bereiche entgegengesetzten Drehsinns in einer Wand zu erzeugen (Fig. 19.1), wie sie in der Tat von Schön und Buchenau beobachtet wurden.

Man kann sich Überlegen, daß die Scheitellinie in diesem Fall

nicht die Spiegelsymmetrie wie in Fig. 19.3 besitzen wird, sondern annähernd eine Punktsymmetrie analog zur asymmetrischen Néelwand in dünnen Schichten (Fig. 19.2d). Eine quantitative Berechnung dieser Art von Übergangslinien steht aber ebenso noch aus wie die Untersuchung von Übergangslinien in kubischen Kristallen oder in angelegten Feldern.

- [19.1] H.J. Williams, M. Goertz, J. Appl. Phys. 23, 316 (1952)
- [19.2] R.W. DeBlois, C.D. Graham, J. Appl. Phys. 29, 931 (1958)
- [19.3] S. Shtriktman, D. Treves, J. Appl. Phys. 31, 147S (1960)
- [19.4] J. Kranz, U. Buchenau, IEEE Trans. Magn. Mag2, 297 (1966)
- [19.5] E. Feldtkeller, H. Thomas, Phys. kond. Mater. 4, 8 (1965)
- [19.6] H. Bäurich, phys. stat.sol. 23, K137 (1967)
- [19.7] L. Schön, U. Buchenau, Intern. J. Magnetism 3, 145 (1972)

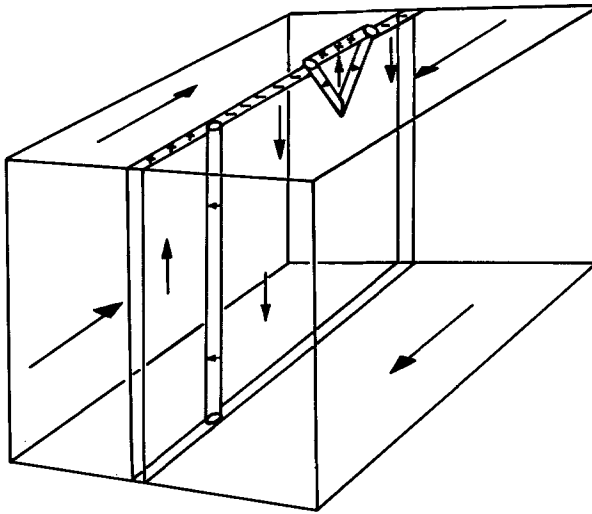


Fig. 19.1

Schematische Darstellung einer 180° -Wand in Eisen, welche durch eine Übergangslinie in zwei Abschnitte entgegengesetzten Drehsinns unterteilt ist. Im Hintergrund ein Dreiecksbereich entgegengesetzter Polarisierung innerhalb der Blochwand.

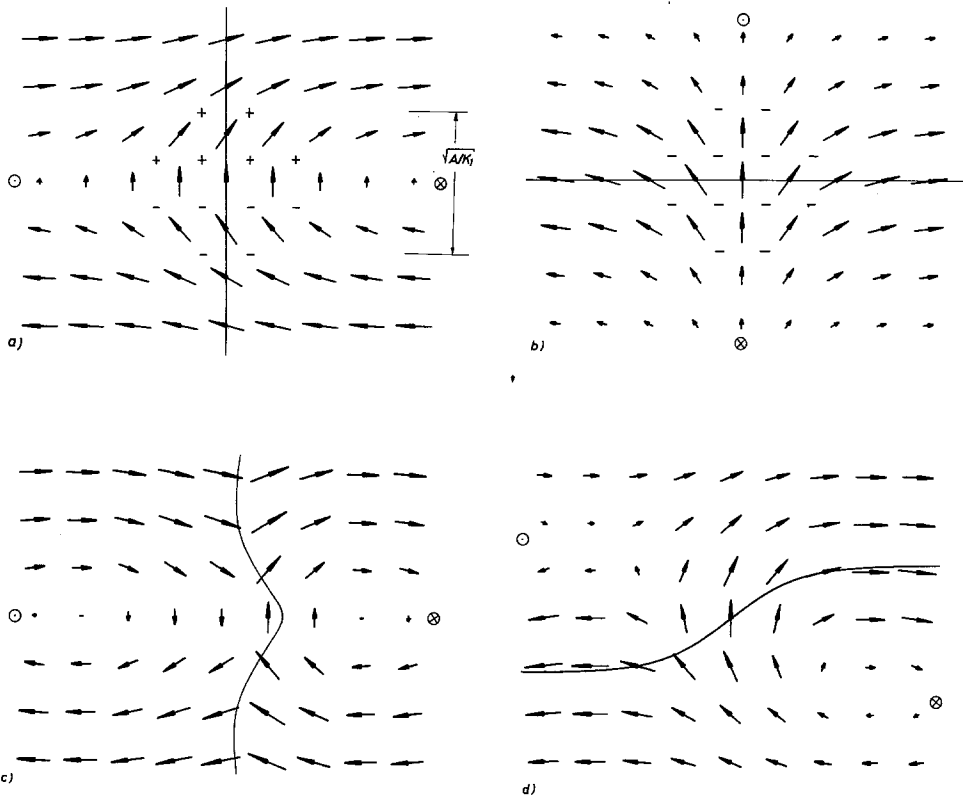


Fig. 19.2

Schematische Darstellung von vier verschiedenen Übergangslinien innerhalb von 180° -Wänden. Dargestellt ist jeweils die Projektion der Magnetisierung auf eine Querschnittsfläche senkrecht zur Übergangslinie. ψ sei der Winkel zwischen der Linienrichtung und der Magnetisierungsrichtung in der Wandmitte.

- a) Einfache streufeldbehaftete Übergangslinie, $\psi=0$,
- b) "Geladene" Übergangslinie, $\psi=90^\circ$,
- c) Streufeldfreie Übergangslinie, $\psi=0$,
- d) Vermutete Struktur einer streufeldfreien Übergangslinie für $\psi=50^\circ$.

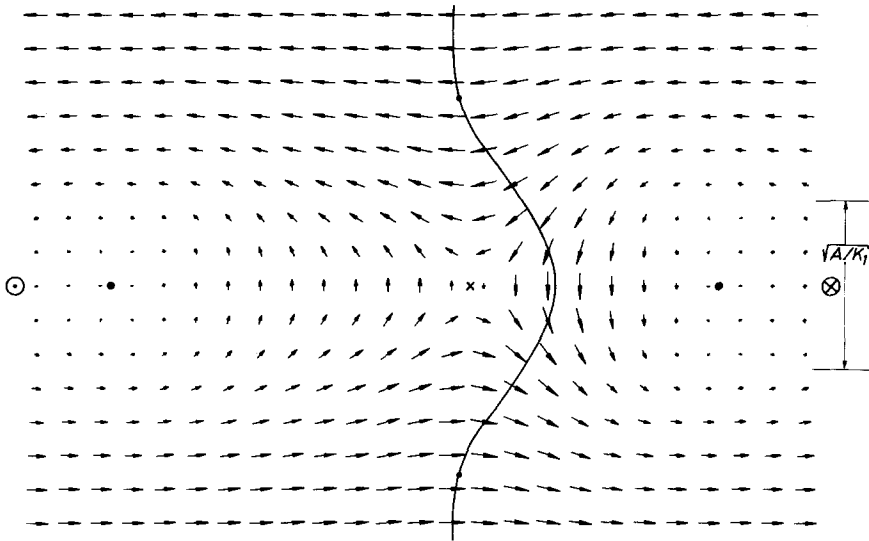


Fig. 19.3

Magnetisierungsverlauf innerhalb einer streufeldfreien Übergangslinie zwischen Blochwandabschnitten entgegengesetzten Drehsinns, berechnet für eine 180° -Wand in einem einachsigen Material. Dargestellt ist die Projektion der Magnetisierungsvektoren auf eine Ebene senkrecht zur Übergangslinie. Längs der ausgezogenen Linie dreht sich die Magnetisierung innerhalb der Zeichenebene.