

## Zur Vorlesung „Grundlagen der Materialwissenschaft“

### Online-Lesehilfe 10: Magnetische Materialien (Fortsetzung)

#### Inhalt

##### 7.1.2 Dia-, Para- und Ferromagnetismus

#### Unterkapitel 7.2: Ferromagnetismus und magnetische Domänen

##### 7.2.1 Energieminimierung und Domänen

##### 7.2.2 Magnetische Verluste

#### Unterkapitel 7.3: Technische Nutzung des Ferromagnetismus

##### 7.3.1 Hart- und weichmagnetische Materialien

##### 7.3.2 Anwendungen außer magnetische Speicher

#### Unterkapitel 7.4: Zusammenfassungen zu Kapitel 7

#### 7.1.2 Dia-, Para- und Ferromagnetismus

Zunächst kurz zu den Gleichungen, die – analog zum elektrischen Fall – das Verhalten der magnetischen Dipolmomentendichte angeben. Auch beim Magnetfeld gibt es zwei Feldgrößen,  $\underline{H}$  (magnetische Feldstärke) und  $\underline{B}$  (magnetische Flußdichte). Die Einheiten sind etwas eigentümlich: Bei  $\underline{H}$  bezieht man sich gedanklich auf eine (ansonsten leere) Spule der Länge  $s$ , durch die ein Strom  $I$  fließt, wobei die Spule  $n$  Windungen hat; dann ist im Inneren  $H = nI/s$  mit der Einheit  $[H] = 1 \text{ A/m}$ . Im Vakuum gilt:  $\underline{B} = \mu_0 \underline{H}$ . Die magnetische Feldkonstante hat einen exakt festgesetzten Wert von  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/(Am)} = 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Vs/(Am)}$ . Damit resultiert die Einheit der Flußdichte zu  $[B] = 1 \text{ Vs/m}^2 = 1 \text{ T}$  (Tesla; benannt nach dem Erfinder und Elektroingenieur Nikola Tesla [Prof. Föll: „Wirkkopf“]). Ein Magnetfeld von einem Tesla hat schon einigen „Wumms“: In Kernspintomographen werden Felder dieser Größenordnung verwendet; das Erdmagnetfeld beträgt dagegen nur ein paar Dutzend Mikrottesla.

Befindet sich linear magnetisierbares Material in der Spule, gilt  $\underline{B} = \mu_0 \mu_r \underline{H}$ , mit der relativen Permeabilität  $\mu_r$ . Im allgemeinen Fall hat man  $\underline{B} = \mu_0 \underline{H} + \underline{J}$ . Allerdings begegnet einem die magnetische Polarisation  $\underline{J}$  nicht so häufig wie die Magnetisierung  $\underline{M} = \underline{J} / \mu_0$ ; damit ist  $\underline{B} = \mu_0 (\underline{H} + \underline{M})$ . Der Vergleich mit der obigen Formel, die  $\mu_r$  enthält, führt zu  $\underline{M} = (\mu_r - 1) \underline{H} =: \chi_{\text{mag}} \underline{H}$ , mit der magnetischen Suszeptibilität  $\chi_{\text{mag}}$ . Das schauen wir uns nun für die magnetischen Stoffklassen an. (Aufpassen: Jetzt ist auch das Formelzeichen  $\mu$  doppelt belegt.)

**Diamagnetische Materialien** haben kein eigenes magnet. Netto-Moment (das sind z. B. alle Elemente mit gerader Ordnungszahl). Erst durch ein äußeres Magnetfeld werden magnetische Momente in dem Material hervorgerufen, und diese sind so orientiert, daß sie die Wirkung des äußeren Feldes reduzieren, d. h. es ist  $\chi_{\text{Diam.}} < 0$ . Allerdings ist der Effekt bei den allermeisten Materialien sehr schwach, das zugehörige  $\mu_r$  liegt knapp unter 1. Die einzige nennenswerte Ausnahme sind Supraleiter: Sie schirmen Magnetfelder komplett ab, so daß  $\mu_r = 0$ .

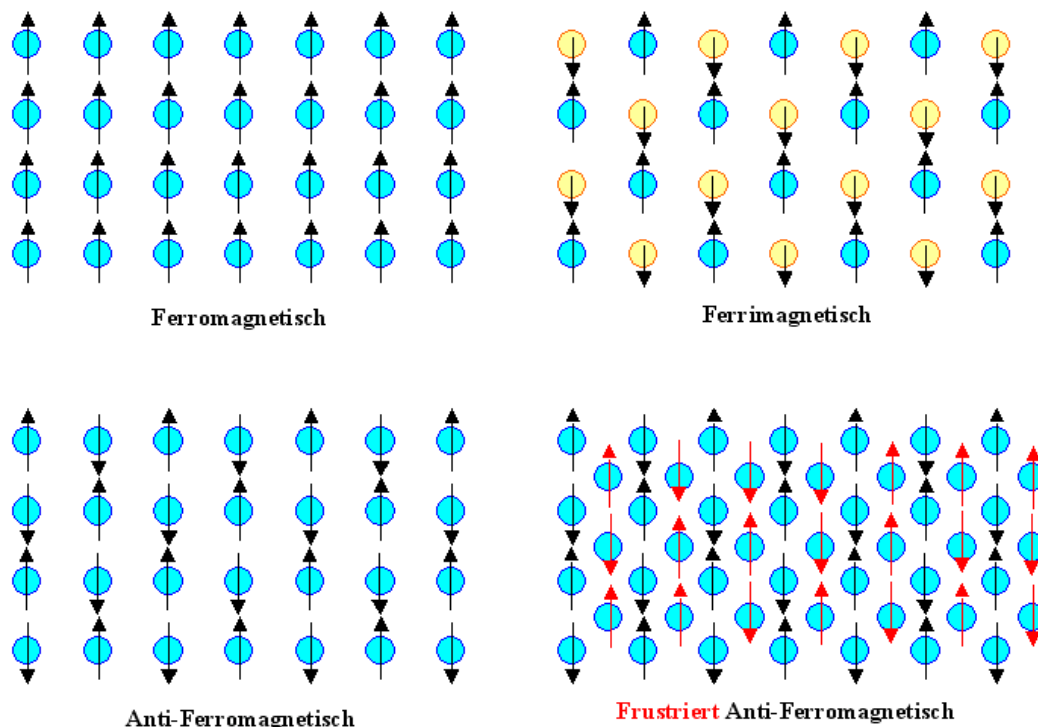
**Paramagnetische Materialien** haben eigene magnetische Momente, zwischen denen keine oder nur eine sehr schwache Wechselwirkung besteht. Daher fluktuieren die magnetischen Momente ohne äußeres Feld zufällig, analog zu den Dipolen im Wasser; ein makroskopischer Effekt kommt erst durch die Ausrichtung in einem externen Magnetfeld zustande (Orientie-

rungspolarisation). Auch dieser Effekt ist bei den allermeisten Materialien schwach, das zugehörige  $\mu_r$  liegt nur knapp über 1. Die einzige nennenswerte Ausnahme sind Superparamagnete – die aber in Wirklichkeit Ferro- oder Ferrimagnete sind (siehe den nächsten Materialtyp).

**Ferromagnetische Materialien** haben magnetische Momente, zwischen denen eine starke Wechselwirkung besteht. Diese Wechselwirkung führt dazu, daß sich die Dipolmomente in bestimmten Teilbereichen des Materials, die dann **Domänen** (bzw. **Weiss'sche Bezirke**) heißen, gleichartig ausrichten, so daß eine einzelne Domäne ein sehr großes Gesamt-Dipolmoment aufweisen kann. Je nach der Art der Ordnung unterscheidet man den eigentlichen Ferromagneten von den Ferrimagneten, den Anti-Ferromagneten sowie weiteren Spezialformen.

Die Wirkung eines äußeren Feldes auf die Domänen werden wir noch im Detail besprechen; der Effekt ist aber stark bis sehr stark: Bei Ferromagneten ist  $\mu_r \gg 1$ , bei Ferrimagneten ist  $\mu_r > 1$ , und bei Anti-Ferromagneten ist  $\mu_r \approx 1$ . Ferromagnetismus hängt stark von der Temperatur ab: Oberhalb einer für jedes Material spezifischen Temperatur, der Curie-Temperatur  $T_C$  (benannt nach dem Physiker Pierre Curie, Ehemann von Marie Curie; gemeinsamer halber Nobelpreis 1903), bricht die innere Ordnung der Domänen zusammen, und das Material wird paramagnetisch. Wir werden uns hauptsächlich mit dem Ferromagnetismus beschäftigen.

Die einzigen bei sinnvollen Temperaturen ferromagnetischen Elemente sind Eisen, Kobalt und Nickel; in dieser Reihenfolge stehen sie im Periodensystem direkt nebeneinander (mit den Ordnungszahlen 26 bis 28). Ihre Curie-Temperaturen sind 768 °C (Fe), 1121 °C (Co) bzw. 358 °C (Ni). Das paradigmatische antiferromagnetische Element ist Chrom, mit  $T_C = 308$  °C. Ein typischer Ferrimagnet ist Eisenoxid in der Form  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  [genauer:  $\text{Fe}^{2+}(\text{Fe}^{3+})_2\text{O}_4$ ], auch bekannt als das Mineral Magnetit; seine Curie-Temperatur liegt bei 578 °C. Hier nun die Schemazeichnungen der jeweiligen Ordnungstypen:



Ferrimagnete haben zwar einerseits durch die partielle gegenseitige Kompensation der Dipole eine schwächere Magnetisierung als Ferromagnete, andererseits kann diese immer noch recht stark sein. Vor allem sind Ferrite als Oxide nicht leitfähig, was bei bestimmten Anwendungen von enormem Vorteil ist; Details dazu bei den magnetischen Verlusten im Abschnitt 7.2.2.

Es gibt viele, oft exotisch anmutende magnetische Legierungen und Verbindungen, so z. B. die extrem starken Dauermagnete  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  oder  $\text{SmCo}_5$  bzw.  $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ . Neodym (Nd) gehört zu den seltenen Erden<sup>1</sup> im Periodensystem. Zusammen mit den obigen Schemazeichnungen lassen diese Summenformeln ahnen, daß es bei den magnetischen Eigenschaften sehr auf die Kristallstruktur ankommen kann. Das sei hier am Beispiel des Ferrimagnetismus des Magnetits ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) und seiner sogenannten inversen Spinell-Struktur erläutert: Warum können sich die für den Ferromagnetismus allein relevanten Eisenionen so unterschiedlich verhalten?

Allgemein besitzen Spinelle zwar die Summenformel  $\text{AB}_2\text{O}_4$  (siehe dazu das Bild im Abschnitt 3.2.2 des Hyperskripts), aber es ist beim Magnetit nicht so, daß die „Rollenverteilung“ von A und B den zwei- bzw. dreiwertigen Eisenionen in der Summenformel  $\text{Fe}^{2+}(\text{Fe}^{3+})_2\text{O}_4$  entspräche; dem Spinell-Schema entspricht die Gruppierung  $\text{Fe}^{3+}(\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+})\text{O}_4$ , d. h.  $\text{A} = \text{Fe}^{3+}$  und  $\text{B}_2 = (\text{Fe}^{3+}\text{Fe}^{2+})$ . Die Sauerstoffionen bilden, für sich allein betrachtet, eine kubisch dichteste Kugelpackung. Die  $\text{Fe}^{3+}$ -Ionen auf den A-Positionen bilden ein Diamantgitter, die  $\text{B}_2$ -Gruppen sind dagegen in einem sogenannten Pyrochlorgitter angeordnet. Damit befinden sich die für den Ferromagnetismus relevanten Eisenionen auf *von der Symmetrie her nicht äquivalenten* Gitterpositionen. Das führt beim Magnetit zur unterschiedlichen Ausrichtung und damit zur partiellen gegenseitigen Kompensation der Dipole.

Nun noch kurz etwas zum Superparamagnetismus: Er kann nur bei sehr kleinen Partikeln einer ferromagnetischen oder ferrimagnetischen Substanz auftreten. Zum einen bilden diese Partikel dann genau eine einzige magnetische Domäne, zum anderen tritt ohne äußeres Feld keine spontane Magnetisierung auf – auch nicht, wenn vorher ein Feld eingewirkt hatte.

## Unterkapitel 7.2: Ferromagnetismus und magnetische Domänen

### 7.2.1 Energieminimierung und Domänen

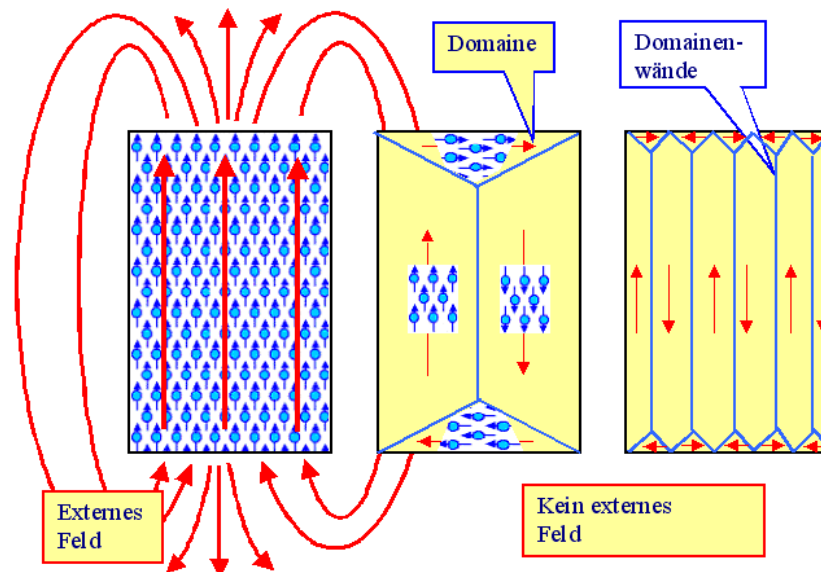
Weil in einem ferromagnetischen Material alle magnetischen Momente in dieselbe Richtung zeigen, wäre das Material ein sehr starker Dauermagnet. Jedoch ist ein Stück Eisen, Kobalt oder Nickel, das „nur so rumliegt“ (d. h. sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindet), in der Regel gar nicht „aktiv magnetisch“, d. h. kein Dauermagnet. Wie paßt das zusammen? Und überhaupt: Wie schafft es ein ferromagnetisches Material, mit hochgradiger Ordnung der magnetischen Momente im Innern, nach außen völlig unmagnetisch zu erscheinen?

Um das zu klären, kommen wir mal wieder auf das thermodynamische Gleichgewicht zu sprechen – diesmal unter Einbeziehung der Energie, die im Magnetfeld selbst steckt. Und offenbar gehört zum Minimum der freien Energie  $G = U - TS$  zwar ein hoher Grad an Ordnung unter den magnetischen Dipolen (was aufgrund der starken Wechselwirkung nicht zu vermeiden ist; unterhalb von  $T_C$  nicht einmal durch eine Erhöhung der Entropie), aber kein externes Magnetfeld, denn *kein* Feld zu haben, hilft sehr bei der Minimierung von  $U$ .

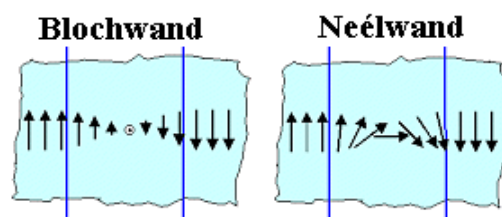
Das äußere Magnetfeld wird zu null, indem „Defekte“ die ansonsten perfekte Ordnung unterbrechen: Das Material ist in magnetische Domänen unterteilt, deren Wirkung sich nach außen hin gegenseitig aufhebt. Hier eine Schemazeichnung dazu (siehe nächste Seite):

Links ist ein Material mit perfekter Ausrichtung der magnetischen Dipole im gesamten Volumen gezeigt. Es wäre ein starker Magnet mit einem entsprechend großen magnetischen Feld im Außenraum. In der Mitte und rechts ist dasselbe Material gezeigt, das aber in magnetische Domänen aufgeteilt ist. Die Feldlinien können sich im Inneren schließen, und das externe Feld ist klein.

<sup>1</sup> Die allerneusten, noch stärker magnetischen Verbindungen beruhen auf einer Kombination seltener Erden [3].



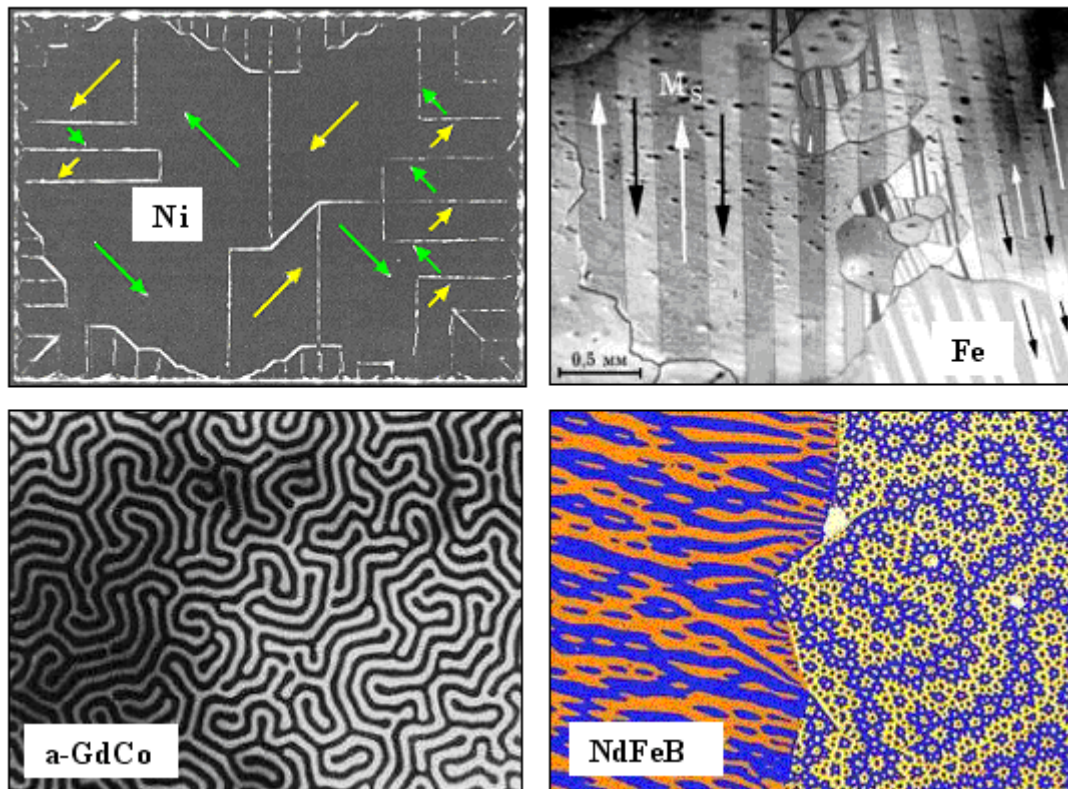
Die hinzugekommenen Defekte sind offenbar die „Wände“ zwischen den Domänen. In diesen Wänden ändert sich die Magnetisierung von der einen zur anderen Richtung. Es gibt davon zwei Sorten (siehe die nachfolgende Abbildung): In Volumenmaterialien ist vor allem die Blochwand wichtig, die Néelwand spielt nur bei dünnen Schichten eine Rolle.



Wieviele Domänen bilden sich in einem gegebenen Stück ferromagnetischem Material? Mit mehr Domänen könnte der Kristall zwar sein externes Magnetfeld immer weiter verringern, aber weil das Erzeugen einer Wand einen Energieaufwand bedeutet, müßte er auch einen Preis in Form von Domänenwandenergie bezahlen (wie bei Gitterdefekten im Kristall). Bei einer bestimmten Struktur gibt es ein Optimum – entsprechend dem Minimum der freien Energie! (Gedächtnistraining-Frage an alle: Nennen Sie alle bislang besprochenen konkreten physikalischen Phänomene, die durch das Prinzip der Minimierung der freien Energie erklärt wurden!)

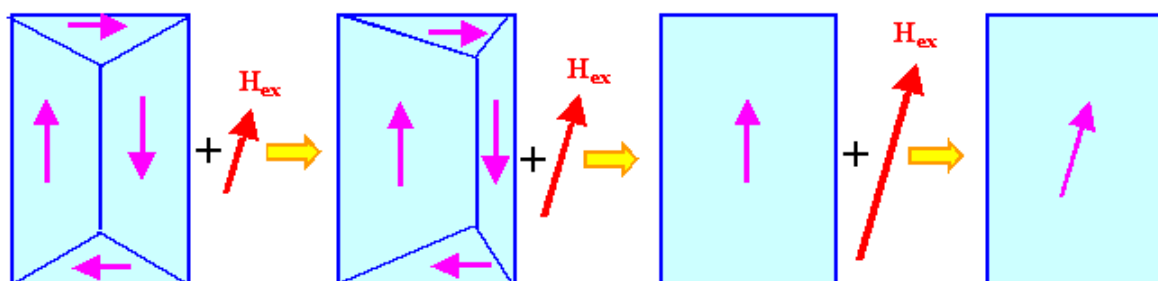
Und nun zu etwas ganz Wichtigem: Bringen wir das Prinzip der Energieminimierung mit dem Wissen über die Kristallstrukturen zusammen, so ist (ohne eine Rechnung machen zu müssen) automatisch klar, daß es in Kristallen zum einen „*energetische Vorzugsrichtungen*“ für die Orientierung der Dipole geben kann, zum anderen „*energetische Vorzugspositionen*“ für die Domänenwände. Deren Zusammenspiel bestimmt im Einzelfall, wie sich die Domänen in einem Material konkret ausbilden. Hinzu kommt außerdem noch ein Energiebeitrag (der ebenfalls zu minimieren ist) durch eine elastische Verzerrung des gesamten Kristalls durch den Effekt der *Magnetostraktion* (ein magnetisches Gegenstück zur Piezoelektrizität).

Weil die „energetischen Vorzugsrichtungen“ für die Orientierung der Dipole am wichtigsten sind, gibt es dafür eine eigene Bezeichnung: Man spricht von einer „**leichten Richtung**“ der Magnetisierung. Jedes ferromagnetische Material hat seine eigene leichte Richtung, z. B.  $\langle 100 \rangle$  in Fe oder  $\langle 111 \rangle$  in Ni. Damit ist auch klar, daß die Domänenstruktur in einem Polykristall sehr kompliziert sein kann. Hier sind einige Beispiele „aus der freien Wildbahn“:



Oben links ist ein Ni-Einkristall gezeigt, die Magnetisierungsrichtungen sind eingezeichnet. Das ist nicht so sehr verschieden von unserem Prinzipbildchen. Rechts daneben ist „Trafo-eisen“ gezeigt, d. h. Fe mit ca. 3 % Si (hauptsächlich zur Verringerung der Leitfähigkeit). Man sieht Körner des Polykristalls mit Domänen, die einen „Spagat“ machen zwischen der Orientierung in eine leichte Richtung und einem möglichst kleinem Feld. Unten links ist eine *amorphe* GdCo-Legierung gezeigt. Leichte Richtungen kann es darin nicht geben; das Domänenmuster ist hübsch zufällig. Unten rechts (in Falschfarbendarstellung) zwei Körner des Materials, aus dem die (derzeit) stärksten Permanentmagnete gemacht werden: Neodym-Eisen-Bor (ohne „h“!),  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Sieht ziemlich komplex aus, ist aber nur ein Ausdruck der Minimierung der freien Energie.

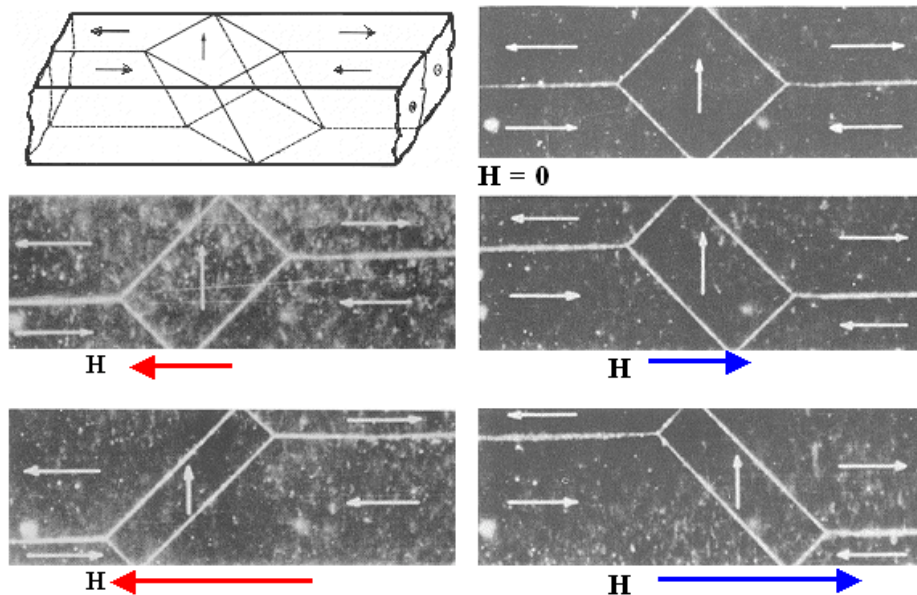
Um bei dieser Vielfalt an Erscheinungsformen überhaupt etwas Grundlegendes verstehen zu können, ist eine Vereinfachung nötig: Es soll darum gehen, das Wesentliche dessen zu erfassen, was passiert, wenn an ein magnetisches Material mit einer Gleichgewichts-Domänenstruktur ein magnetisches Feld angelegt wird. Im einfachsten Fall läuft es so ab:



Ganz links ist der feldfreie Fall gezeigt: Die Magnetisierung zeigt die leichten Richtungen, das äußere Feld ist minimiert, indem sich die Beiträge der Domänen gegenseitig aufheben. Wird nun ein kleines äußeres Feld angelegt, führt die Wechselwirkung mit diesem Feld dazu, daß die Domänen unterschiedlich zur Minimierung der freien Energie beitragen: Die Domänen,



deren Magnetisierung halbwegs in Feldrichtung zeigen, sind energetisch besonders günstig; der Rest wird energetisch mehr oder weniger ungünstig. Das hat zur Folge, daß die günstig orientierten Domänen größer werden, die ungünstig orientierten dafür kleiner; das kann so weit gehen, daß nur noch eine Domäne verbleibt. Für sehr große Felder kann es dann nur noch dazu kommen, daß sich die Magnetisierung dieser Domäne in Feldrichtung dreht. – Direkt an einem Material beobachtet, sieht das so aus:



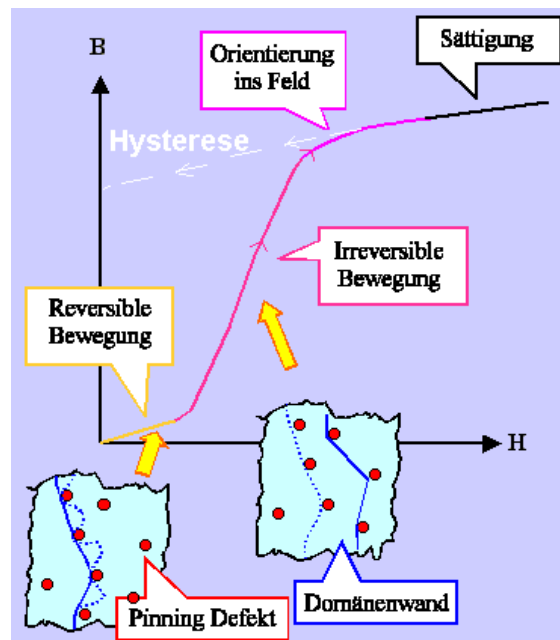
Offenbar müssen sich die Domänenwände *bewegen*, damit das alles passieren kann! Damit stellen sich folgende Fragen: Wie leicht lassen sich Domänenwände verschieben; was steht ihrer Verschiebung entgegen? Wie schnell kann das Verschieben ablaufen? Geht es vorwärts und rückwärts gleich gut?

Wir gehen nicht in die Details, aber Domänenwände zu verschieben, ist ein relativ mühsames Geschäft. Es geht weder besonders schnell noch besonders einfach, und die Konsequenzen sind weitreichend. Über die schon mal kurz erwähnte Magnetostriktion spüren Domänenwände die Kristalldefekte und bleiben dann gerne daran hängen. Sie werden, so sagt man, daran „gepinnt“ (d. h. wie mit einer Nadel [engl. *pin*] lokal festgesteckt). Zum Losreißen wird eine zusätzliche Kraft benötigt, z. B. durch ein höheres externes Magnetfeld oder einfach dadurch, daß die Wand neben dem Defekt weitergewandert ist.

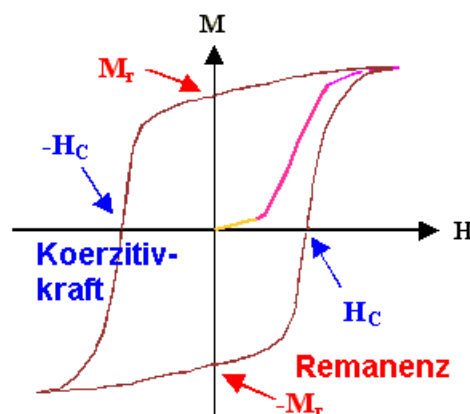
Das Losreißen kann also nicht beliebig schnell vonstattan gehen, sondern erfolgt erst nach einer gewissen *Wartezeit* – und das hat einen entscheidenden Einfluß auf die Frequenzabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität: Schon im MHz-Bereich wird es im allgemeinen Fall schwierig; nur in kleinen Spezialstrukturen ist vielleicht bis zu 1 GHz drin. Bei der Optik geht aber schon lange gar nichts mehr. Deshalb schreibt man immer nur  $n = \sqrt{\epsilon_r}$  und nicht, wie es eigentlich richtig wäre,  $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ , denn  $\mu_r$  ist bei diesen Frequenzen schon längst = 1. (Die nicht-ferromagnetischen Materialien haben zwar keine Domänenwände, aber deren  $\mu_r$  ist per se schon sehr nah bei 1, so daß dessen Einfluß bei allen Frequenzen zu vernachlässigen ist.) Hinzu kommt, daß bei stärkeren äußeren Feldern alles nichtlinear wird – wir erhalten **Hystereseeffekte**, deren Ausprägung von den Kristalldefekten im Material abhängt.

Einzig tröstliche Nachricht: Wir brauchen keine „komplexe magnetische Suszeptibilität“ (obwohl man eine definieren könnte und das durchaus für spezielle Fälle auch tut). Magnetische Verluste kommen insbesondere auch nicht von einem Imaginärteil, sondern vom Hystereseeffekt. Dazu hier zunächst Details zum „Anfang“ einer Magnetisierungskurve (**Neukurve**

genannt); wir gehen noch mal die Abfolge durch, die wir schon oben beim Anlegen eines immer größeren Feldes besprochen haben, berücksichtigen jetzt aber die Kristalldefekte:



Für kleine externe Magnetfelder beulen sich die an irgendwelchen Defekten gepinnten Domänenwände nur etwas in die richtigen Richtungen aus. Die Magnetisierung  $M$  [oder die Flußdichte  $B = \mu_0 (H + M)$ ] nimmt ungefähr linear mit dem Feld zu. Für größere Feldstärken reißen sich die am höchsten belasteten Domänenwände los und laufen durch den Kristall, bis sie am nächsten Defekt wieder gepinnt werden. Schaltet man das Feld jetzt ab, sind sie am neuen Platz gepinnt. Die ganze Chose ist also nicht reversibel, der Ausgangszustand wird nicht wieder erreicht. Bei sehr großen Magnetfeldern gibt es irgendwann nur noch eine Domäne; die Magnetisierungsrichtung in dieser Domäne ist aber immer noch die einer leichten Richtung des Kristalls und nicht die des angelegten Feldes. Bei sehr hohem Feld drehen sich die Momente zuletzt auch noch in Feldrichtung, und damit ist die Sättigung erreicht; mehr geht nicht. Dreht man das Feld wieder zurück, folgt die Magnetisierung einer Hystereseschleife, die durch die Werte von Remanenz und Koerzitivkraft halbwegs eindeutig beschrieben wird:



Es fällt auf, daß das Material nach Abschalten des Magnetfeldes seine Domänen nicht wieder so justiert, daß auch das externe Feld null ist – aber das gehört doch zum Minimum der freien Energie? Das schon, aber es braucht manchmal auch ein bißchen Energie, um diesen Zustand einzustellen. Die hartmagnetischen Werkstoffe mit ausgeprägter Hysterese bleiben in einem metastabilen Zustand hängen. Um ins absolute Minimum zu gelangen, muß man entweder

sehr lange warten oder etwas Energie zuführen. Bevor wir uns aber der Thematik „hart- versus weichmagnetisch“ näher zuwenden, schauen wir uns die magnetischen Verluste näher an.

### 7.2.2 Magnetische Verluste

Wir betrachten ein ferromagnetisches Material mit einer gegebenen Hysteresekurve, das wir einem oszillierenden Magnetfeld aussetzen; der Frequenz soll das Material noch problemlos folgen können. Dann gibt es zwei unabhängige Mechanismen, die zu magnetischen Verlusten führen, d. h. das Material aufheizen. Beide Effekte addieren sich:

– Sofern es leitfähig ist, induziert das magnetische Wechselfeld sogenannte **Wirbelströme** im ferromagnetischen Material; in Isolatoren treten sie nicht auf. Die wirklich guten (oder billigen) Ferromagnete sind aber i. d. R. Metalle („Trafoeisen“), und damit sind Wirbelstromverluste (Verlustleistung  $P_{\text{Wirb}}$ ) sehr real.

– Die „holprige“ **Bewegung der Domänenwände** braucht Energie, und die wird letztlich in Wärme umgewandelt; das natürlich auch in nichtleitenden Ferrimagneten. Das sind dann intrinsische magnetische Verluste oder Hystereseverluste  $P_{\text{Hyst}}$ .

Eine genauere theoretische Betrachtung ergibt das folgende näherungsweise Ergebnis für die gesamten magnetischen (oder, wie man auch sagt, „Eisenverluste“)  $P_{\text{Fe}}$  pro  $\text{cm}^3$ :

$$P_{\text{Fe}} \approx P_{\text{Wirb}} + P_{\text{Hyst}} \approx \frac{\pi \cdot d^2}{6\rho} \cdot (f \cdot B_{\text{max}})^2 + 2f \cdot H_C \cdot B_{\text{max}}$$

Laut dieser Formel nehmen die magnetischen Verluste wie folgt zu: (i) mit steigender Frequenz  $f$  (denn in jedem Zyklus um die Hysteresekurve herum fällt ein bestimmter Verlust an); (ii) mit der Sättigungsmagnetisierung bzw. mit dem Maximalwert  $B_{\text{max}}$  des magnetischen Flusses; (iii) bei Wirbelstromverlusten mit der Leitfähigkeit  $\sigma = 1/\rho$  und der Dicke  $d$  des Materials; (iv) bei intrinsischen magnetischen Verlusten mit der Koerzitivfeldstärke.

Damit ist aber auch klar, was zu tun ist, um die Wirbelstromverluste zu minimieren: Verwende ein Material mit hohem elektrischem Widerstand, d. h. einen Ferrimagneten oder Ferrit. Falls das nicht geht: Mache  $d$  klein durch Stapeln dünner, voneinander isolierter ferromagnetischer Scheiben. Das ist die Lösung, die man in jedem Standardtransformator findet.

Nun zu den Hystereseverlusten: Der Anteil  $H_C \cdot B_{\text{max}}$  entspricht im wesentlichen der Fläche unter der Hysteresekurve. Und das war's auch schon; für ein gegebenes magnetisches Material sind das die magnetischen Verluste, gegen die man nichts tun kann. – Aha: Es bleibt also nur, ein Material zu nehmen, dessen Hysteresekurve für den geplanten Zweck besser geeignet ist (sofern es das denn gibt bzw. sich die Hysteresekurve entsprechend manipulieren läßt).

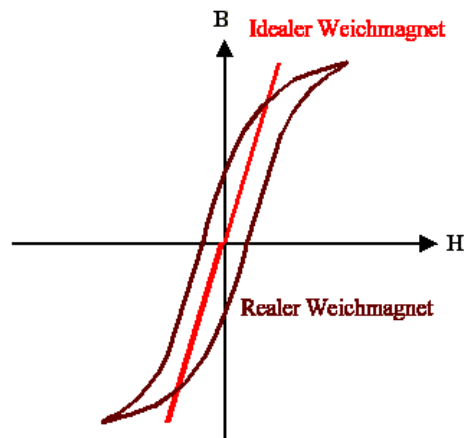
## **Unterkapitel 7.3: Technische Nutzung des Ferromagnetismus**

### 7.3.1 Hart- und weichmagnetische Materialien

Was wäre überhaupt die optimale Hysteresekurve für die geplante Anwendung? Dazu greifen wir uns zwei Hauptanwendungen heraus: Transformatorkern und magnetischer Speicher.

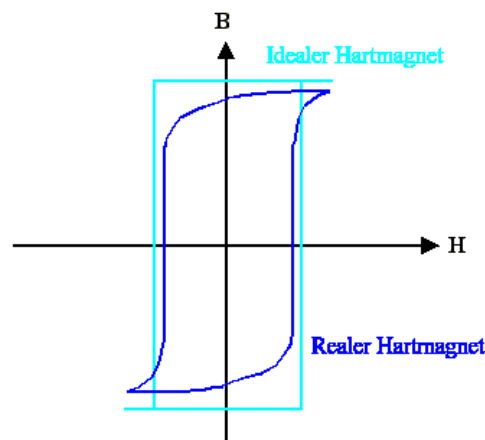
Der **Transformator** muß so ferromagnetisch wie möglich sein, um einen möglichst großen magnetischen Fluß von der Primärspule zur Sekundärspule transportieren zu können. Dabei möchte man, daß der induzierte Fluß  $B$  dem Primärfeld  $H$  so perfekt wie möglich folgt. Daraus folgt, daß wir ein Material mit *möglichst gar keiner* Hysterese benötigen; die Abhängigkeit  $B(H)$  sollte im Idealfall eine möglichst gerade Linie sein, wie hier gezeigt:





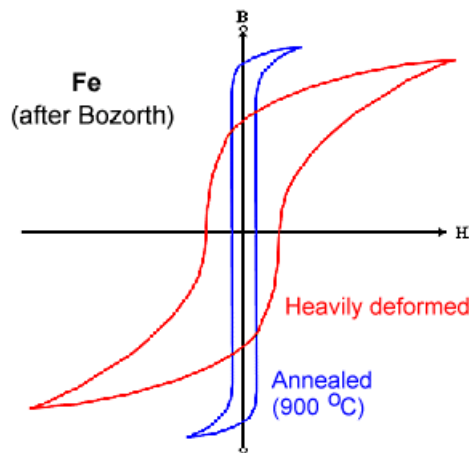
Eine ideale, hysteresefreie Magnetisierungskurve eines **Weichmagneten** gibt es in technisch relevanten Materialien jedoch nicht. Allenfalls gibt es Weichmagnete mit sehr schlanker Hysterese und damit kleinen Werten für Koerzitivkraft und Remanenz – wobei „klein“ bei der Remanenz bedeutet, daß sie **klein gegenüber der Sättigungsmagnetisierung** ist. Ein weiterer Nachteil der nicht perfekt linearen Magnetisierungskurve ist die Verzerrung des Ausgangssignals gegenüber dem Eingangssignal: Gibt man einen  $\sin(\omega t)$  rein, kommen zusätzlich auch höhere Harmonische, d. h.  $\sin(n\omega t)$  mit  $n \in \mathbb{N}$ , mit raus (mit kleiner Amplitude).

Für die **magnetische Speicherung von Daten** braucht man dagegen einen Permanentmagneten (auf einem Band oder als Scheibe), dem ein bestimmtes Magnetisierungsmuster aufgezungen wird. Diese Magnetisierung sollte für viele Jahre unverändert bleiben können. Das magnetische Bit muß also stark genug sein, um nicht bei kleinsten Störungen zufällig gelöscht zu werden, und das selbst dann, wenn es nur eine winzige Fläche in Anspruch nimmt. Das Material sollte damit eine Hysteresekurve haben, die so rechteckig als möglich ist, Koerzitivkraft und Remanenz sollen genau definierte Werte haben; je weniger die Remanenz von der Sättigung abweicht, desto besser:



Also brauchen wir einen **Hartmagneten**, dessen Magnetisierung sich oberhalb eines bestimmten Feldes kaum mehr ändert; auch wenn die Feldrichtung umgedreht wird, ändert sich erst kaum was, dann klappt die Magnetisierung ziemlich plötzlich um.

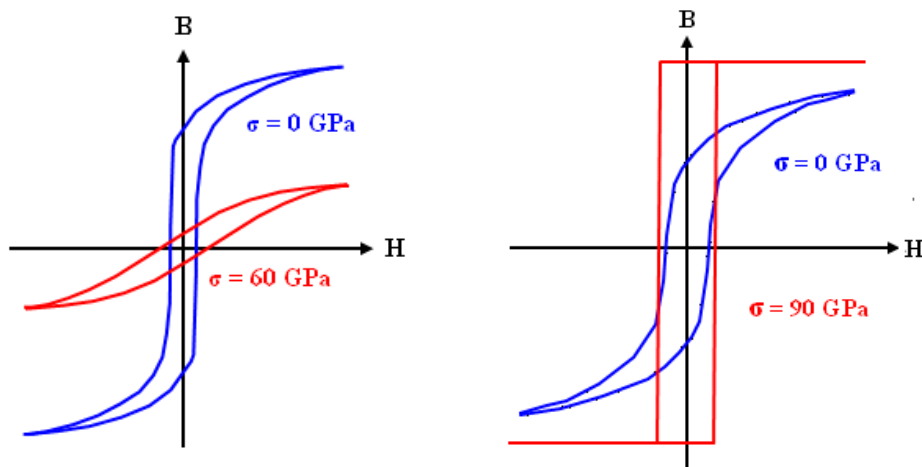
Nun zur Frage, ob bzw. wie sich Hysteresekurven manipulieren lassen. Die Antwort ist „ja, allerdings immer in Grenzen“: *Hysteresekurven repräsentieren immer auch, wie leicht oder schwer es ist, Domänenwände zu verschieben.* Da Domänenwände an Defekten gepinnt werden können, hängt das von den Defekten ab – und die kann man ändern. Dazu ein Beispiel:



Zwischen „ausgeheiltem“ Eisen, d. h. Eisen mit wenigen Versetzungen und großen Körnern, und stark verformten Eisen mit kleinen Körnern und hohen Versetzungsdichten, besteht bezüglich der Hysteresekurven ein großer Unterschied: Offenbar ist die Domänenbewegung im stark verformten Eisen sehr viel schwieriger. (Mitdenkfrage an alle: Warum ist das so; wie kommt man anhand der Graphik zu dieser Aussage?)

Das wird in allen anderen Materialien ähnlich sein. Statt zu verformen, können wir auch atomare Fehlstellen („Dreck“) einbringen, kleine Ausscheidungen machen, etc. Allerdings wird damit das Material immer nur „härter“.

Wir können auch das Material lediglich mal unter mechanische Spannung setzen, d. h. die Atomabstände durch Ziehen oder Drücken in einer Richtung etwas ändern. Da die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten der Atome, die die Ausrichtung erzwingt, sehr stark vom Abstand abhängt, sollte etwas passieren. Die Effekte sind in der Tat bemerkenswert, besonders im Nickel:



Links ist die Dehnung parallel zum externen Feld  $H$  gezeigt. Wir finden eine große Absenkung der Remanenz, aber keine großen Unterschiede bei der Koerzitivfeldstärke. Rechts ist die Dehnung im rechten Winkel zum externen Feld  $H$  zu sehen. Wiederum gibt es keine großen Unterschiede bei der Koerzitivfeldstärke, aber eine große Anhebung der Remanenz. Wir haben ideales hartmagnetisches Verhalten.

### 7.3.2 Anwendungen außer magnetische Speicher

Das meiste aus diesem Abschnitt ist für unsere Zwecke bereits zu speziell; es genügt, sich das einmal flüchtig angeschaut zu haben.

### **Unterkapitel 7.4: Zusammenfassungen zu Kapitel 7**

Die „Merkmale“ in 7.4.1 sind eine Kurzzusammenfassung dessen, was ich Ihnen hier präsentiert habe; das sollten Sie alles verstanden haben bzw. sollte es Ihnen sehr bekannt vorkommen. Worum es bei „Was man wissen muß“ unter 7.4.2 geht, erklärt sich von selbst.

#### Literaturverweise:

- [1] <https://www.spektrum.de/news/magnetische-monopole-nachgewiesen/1006701>
- [2] <https://www.weltderphysik.de/gebiet/teilchen/news/2014/magnetische-monopole-in-ultrakaltem-gas-beobachtet/>
- [3] <https://www.spektrum.de/news/supermagnete-neues-molekuel-ist-der-staerkste-bekannte-magnet/1973011>