



**Physik der
Kondensierten Materie 2**

Rudolf Gross

SS 2021

Teil 22

Vorlesungsstunde: 17.05.2021-2

• Ferrimagnetismus

- „antiferromagnetische“ Ordnung von magnetischen Momenten unterschiedlicher Größe
- zwei Untergitter A,B mit entgegengesetzter Magnetisierung \mathbf{M}_A und \mathbf{M}_B : $\mathbf{M} = \mathbf{M}_A + \mathbf{M}_B \neq 0$
- Beispiel: Fe_3O_4 (Magnetit),
 - weitere Ferrite: MFe_2O_3 ($M=\text{Co}, \text{Ni}, \text{Zn}, \text{Mn}, \dots$)
 - Granate, z.B. $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG)

- alle Austauschwechselwirkungen sind AFM

$$J_{AA}, J_{BB}, J_{AB} < 0$$

- aber: $|J_{AA}|, |J_{BB}| \ll |J_{AB}| \rightarrow$ **antiparallele Ausrichtung von A und B Untergitter**

• Beschreibung von Ferrimagnetismus mit Molekularfeldtheorie

- effektives Feld: $B_A^{\text{eff}} = B_A^a + B_{\text{ext}} = \mu_0 \gamma_{AA} M_A + \mu_0 \gamma_{AB} M_B + B_{\text{ext}}$ \rightarrow
- $B_B^{\text{eff}} = B_B^a + B_{\text{ext}} = \mu_0 \gamma_{BB} M_B + \mu_0 \gamma_{AB} M_A + B_{\text{ext}}$ \rightarrow

$$\gamma_{AB} = \gamma_{BA} \gg \gamma_{AA}, \gamma_{BB}$$

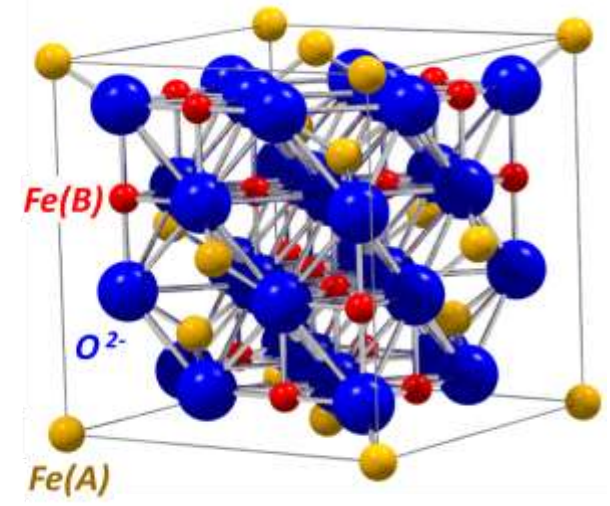
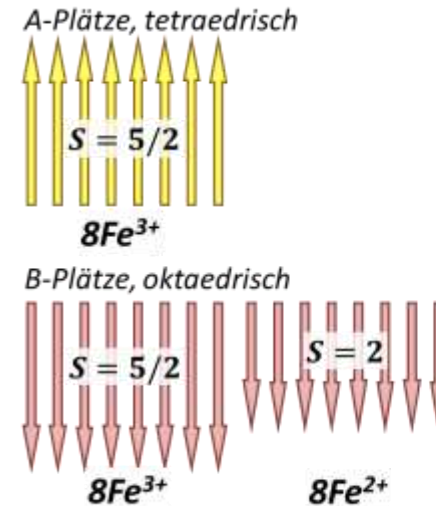
$$\mathbf{M}_A = \frac{C_A}{\mu_0 T} \mathbf{B}_A^{\text{eff}} = \frac{C_A}{\mu_0 T} (\mathbf{B}_{\text{ext}} + \mu_0 \gamma_{AB} \mathbf{M}_B)$$

$$\mathbf{M}_B = \frac{C_B}{\mu_0 T} \mathbf{B}_B^{\text{eff}} = \frac{C_B}{\mu_0 T} (\mathbf{B}_{\text{ext}} + \mu_0 \gamma_{AB} \mathbf{M}_A)$$

- Lösung des gekoppelten Gleichungssystems für $B_{\text{ext}} = 0$ ($\gamma_{AA}, \gamma_{BB}, \gamma_{AB} < 0$):

$$T_C = |\gamma_{AB}| \sqrt{C_A C_B}$$

ferrimagnetische Curie-Temperatur



- Suszeptibilität von Ferrimagneten oberhalb von T_C ($B_{\text{ext}} \neq 0$):

$$\chi = \mu_0 \left(\frac{\partial(M_A + M_B)}{\partial B_{\text{ext}}} \right)_{T,V} = \frac{(C_A + C_B)T - 2C_A C_B |\gamma_{AB}|}{T^2 - T_C^2}$$

(für $\gamma_{AA} = \gamma_{BB} \approx 0$) $C_A = \chi_A/T$, $C_B = \chi_B/T$

- Auftragen von χ^{-1} gegen T ergibt keine Gerade mehr
- **Charakteristikum von Ferrimagnet**

- wichtiges Anwendungsgebiet: Hochfrequenzelektronik

• Antiferromagnetismus

- entspricht Ferrimagnetismus mit $\mathbf{M}_A = -\mathbf{M}_B$ und $C_A = C_B = C$

$$T_N = |\gamma_{AB} - \gamma_{AA}| \sqrt{C_A C_B} = |\gamma_{AB} - \gamma_{AA}| C \quad \text{Néel-Temperatur}$$

- Suszeptibilität von Antiferromagneten oberhalb von T_N ($B_{\text{ext}} \neq 0$):

$$\chi = \mu_0 \left(\frac{\partial M}{\partial B_{\text{ext}}} \right)_{T,V} = \frac{2C}{T - C(\gamma_{AB} + \gamma_{AA})} = \frac{2C}{T + \Theta}$$

paramagnetische Néel-Temperatur

$$\Theta = -(\gamma_{AB} + \gamma_{AA})C = |\gamma_{AB} + \gamma_{AA}|C$$

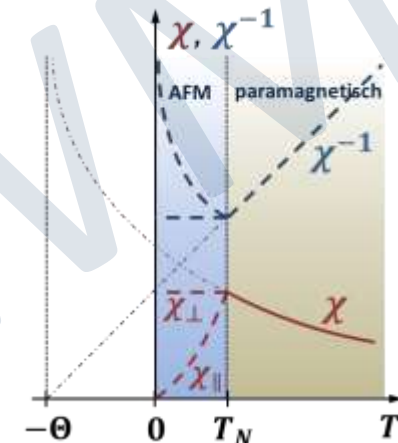
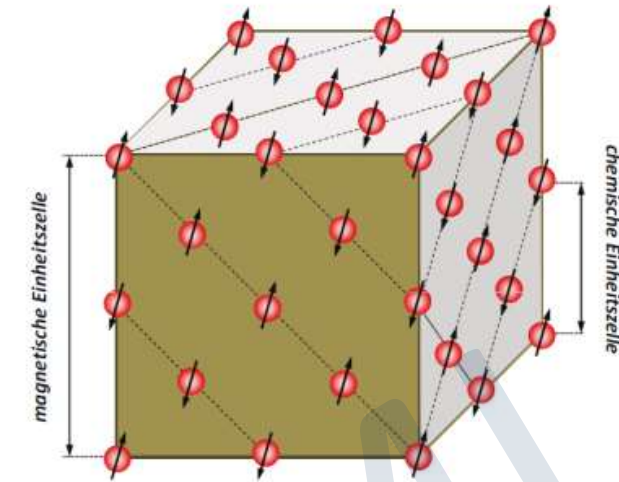
$$\frac{\Theta}{T_N} = \frac{|\gamma_{AB} + \gamma_{AA}|}{|\gamma_{AB} - \gamma_{AA}|}$$

- $\Theta > T_N$, falls alle Kopplungen negativ (afm) sind
- nur wenn AA (übernächste Nachbar) Kopplung verschwindet, sind beide Temperaturen gleich

- Suszeptibilität von Antiferromagneten unterhalb von T_N ($B_{\text{ext}} \neq 0$):

(i) $B_{\text{ext}} \perp$ Spin-Richtung: $\chi_{\perp} = 1/|\gamma_{AB}|$, unabhängig von T

(ii) $B_{\text{ext}} \parallel$ Spin-Richtung: $\chi_{\parallel} = 0$ @ $T = 0$
 $\chi_{\parallel} \rightarrow 1/|\gamma_{AB}|$ für $T \rightarrow T_N$



Kapitel 12

Magnetismus

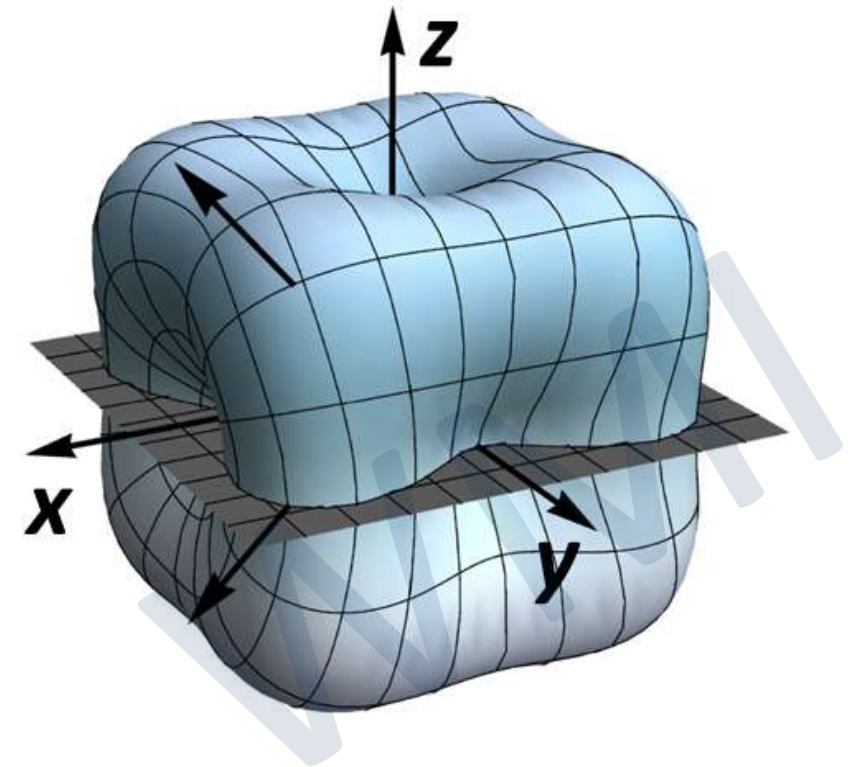
WMM

12.7 Magnetische Anisotropie

- in Experiment wird beobachtet, das M in bevorzugte Richtung zeigt
 - bevorzugte Richtung der Momente relativ zu Kristallstruktur → *magnetisch leichte Achse*
 - gemiedene Richtung der Momente relativ zu Kristallstruktur → *magnetisch schwere Achse*

- Definition der *Anisotropieenergie* E_{ani} :
 - Energie, die aufgebracht werden muss, um M von der leichten in die schwere Richtung zu drehen
 - *magnetische freie Energiedichte* hängt von Richtung von M ab

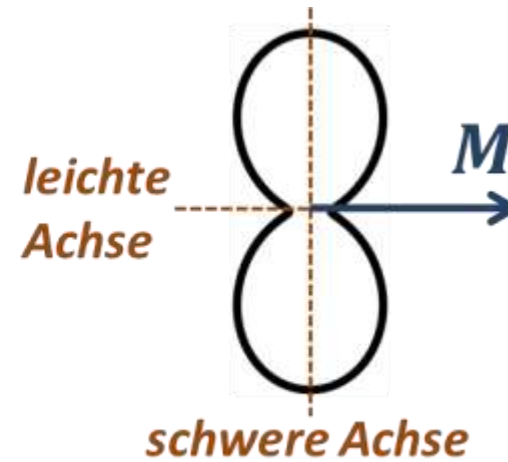
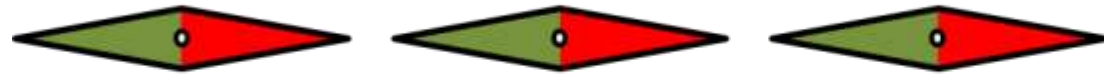
- hohe Relevanz für Anwendungen:
 - wäre $E_{ani} = 0$, so könnte man die Magnetisierungsrichtung ohne Energieaufwand drehen (z.B. Umpolen von Kompassnadel)



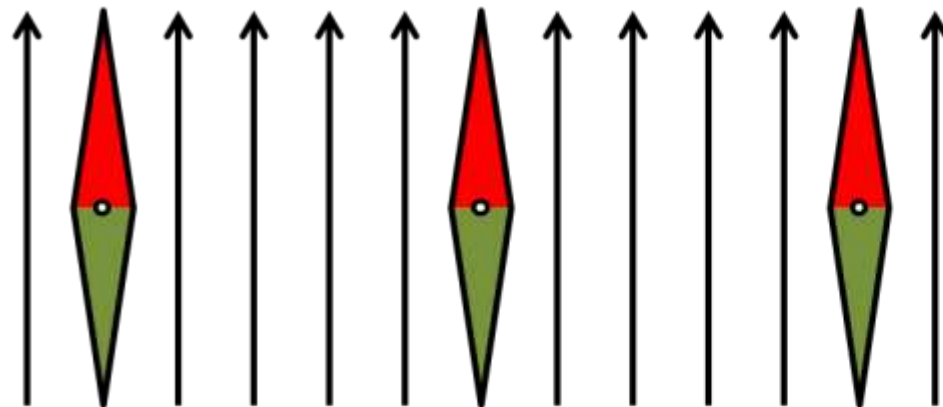
12.7 Magnetische Anisotropie

- Beispiel: Dipol-Wechselwirkung von Kompass-Nadeln

$$H_{\text{ext}} = 0$$

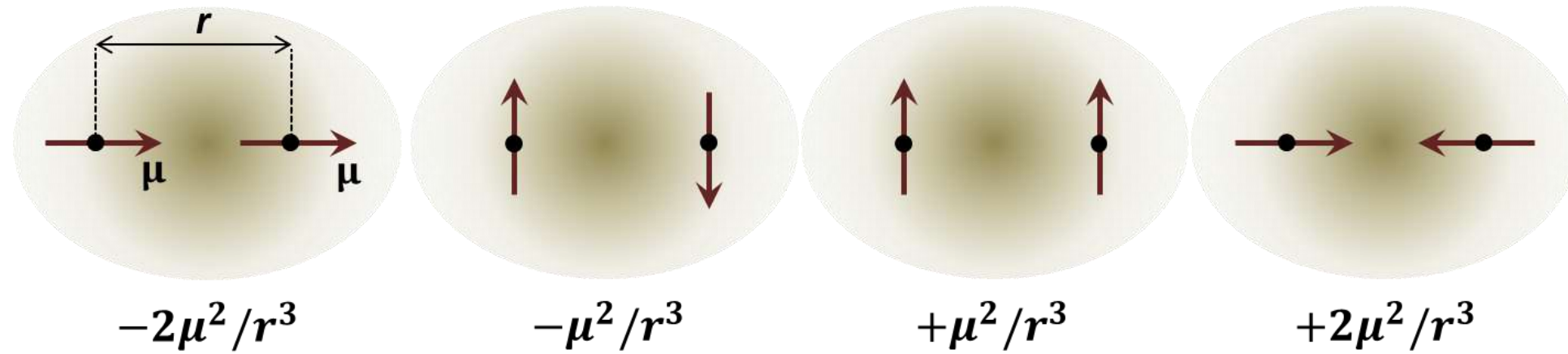


$$H_{\text{ext}} \neq 0$$



12.7 Magnetische Anisotropie

- Wiederholung: Dipol-Dipol-Wechselwirkung



$$E_{\text{dd}} = \mu_0 \frac{\mu_1 \cdot \mu_2 - 3(\mu_1 \cdot \hat{\mathbf{r}})(\mu_2 \cdot \hat{\mathbf{r}})}{r^3}$$

12.7 Magnetische Anisotropie

- Ursachen der magnetischen Anisotropie

- im Wesentlichen folgende Hauptursachen (@ $B_{\text{ext}} = 0$)

- **magnetokristalline Anisotropie** (Kopplung von Spinnmoment an Kristallrichtung durch Spin-Bahn-WW)
- **Formanisotropie** (Form des Festkörpers, bestimmt Größe von Streufeldern)
- **induzierte Anisotropie** (z.B. durch Verspannungseffekte, Austauschkopplung an Grenzflächen, ...)
- **Wandenergie** (durch Domänenwände zwischen Bereichen mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung)

- **magnetische freie Energiedichte:**

$$\frac{\mathcal{F}}{V} = \mathcal{f} = \mathcal{f}_{\text{mc}} + \mathcal{f}_{\text{form}} + \mathcal{f}_{\text{ind}} + \mathcal{f}_{\text{wand}} + \dots$$

- für $B_{\text{ext}} \neq 0$ muss zusätzlich **Zeeman-Energie** berücksichtigt werden:

$$\frac{E_{\text{Zeeman}}}{V} = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}}$$

- **Wichtig:** Kristallfelder, Probenform oder elastische Verspannungen werden durch polare Vektoren beschrieben
 - sie können deshalb keine Vorzugsrichtung der Magnetisierung definieren, die ja einen axialen Vektor darstellt
 - **es existieren nur leichte und schwere Achsen, keine Richtungen**

12.7.1 Magnetische freie Energiedichte

- Richtung von M bzw. Domänenstruktur wird durch Minimum der freien Energie der gesamten Probe bestimmt
 - Bestimmung der gesamten magnetischen freien Energie durch Integration über Probenvolumen

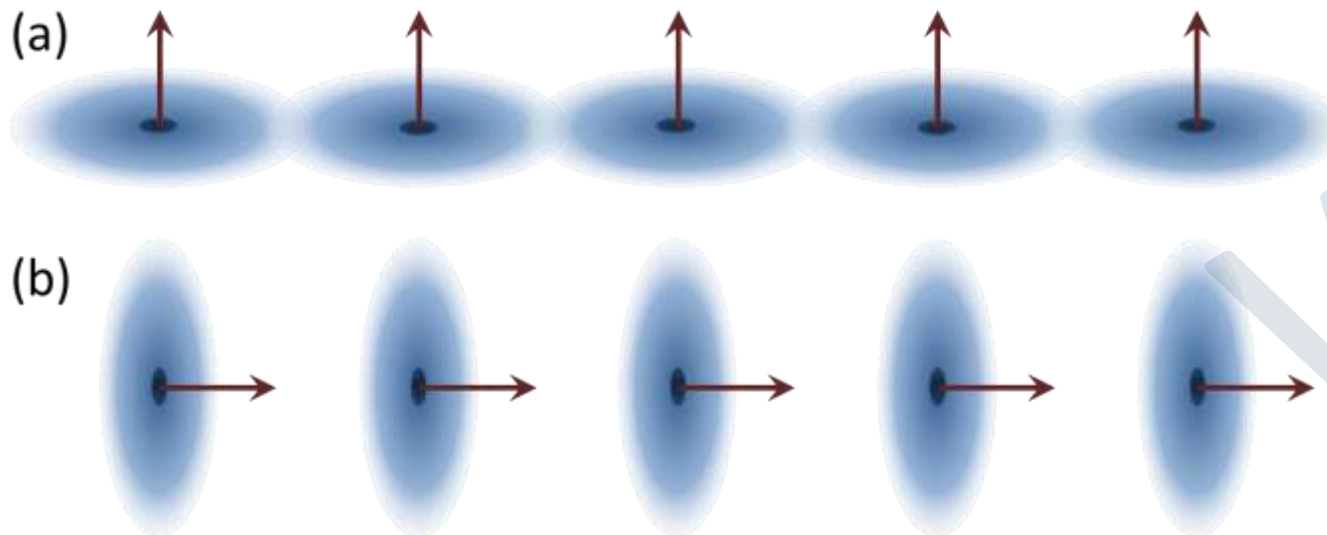
$$\mathcal{F} = \int_{\text{Vol}} [\mathcal{f}_{\text{mc}} + \mathcal{f}_{\text{form}} + \mathcal{f}_{\text{ind}} + \mathcal{f}_{\text{wand}} + \dots - \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}}] dV$$

- suche Minimum von \mathcal{F} unter Berücksichtigung von Randbedingungen
 - $\nabla \cdot \mathbf{B}_s = 0$
 - $\nabla \times \mathbf{B}_s = 0$
 ➔ **kompliziertes Problem**, meist nur numerisch lösbar



12.7.2 Magnetokristalline Anisotropie

- Ursache der magnetokristallinen Anisotropie ist nicht Austausch-Wechselwirkung sondern Spin-Bahn-Kopplung
 - **Spin-Bahn-Wechselwirkung:**
 - koppelt Spin-Moment mit Bahnmoment (kristallographische Richtung)
 - Spin-Richtung wird über Spin-Bahn-WW an Kristallrichtung gekoppelt
 - **Wichtig:**
 - für unvollständig gefüllte Schalen ist Elektronenverteilung nicht sphärisch
 - Drehung des Bahnmoments führt zu Änderung des Überlapps der Wellenfunktionen
 - ➔ Änderung der elektrostatischen WW-Energie
 - ➔ Bahnmomente haben Vorzugsrichtung und wegen Spin-Bahn-WW damit auch Spin-Momente



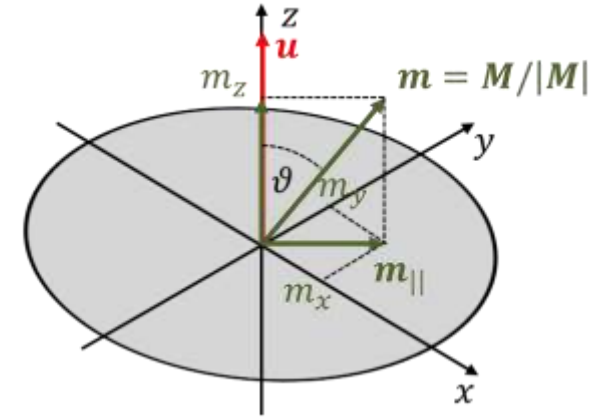
12.7.2 Magnetokristalline Anisotropie

- Phänomenologische Beschreibung der magnetokristallinen Anisotropie
 - Phänomenologische Beschreibung, da detaillierte Berechnung schwierig ist
 - Entwicklung von \mathcal{f}_{mc} nach Potenzen der Richtungskosinusse der Magnetisierung

$$m_x = \cos \alpha_x = M_x/|M|,$$

$$m_y = \cos \alpha_y = M_y/|M|,$$

$$m_z = \cos \alpha_z = M_z/|M|$$
 - es können aber auch nach anderen Funktionen entwickelt werden



$$\mathcal{f}_{\text{mc}} = K_0 + K_1 f_1(\mathbf{m}(\mathbf{r})) + K_2 f_2(\mathbf{m}(\mathbf{r})) + K_3 f_3(\mathbf{m}(\mathbf{r})) + \dots$$

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{|\mathbf{M}(\mathbf{r})|}$$

Entwicklungskoeffizienten $K_0, K_1, K_2, K_3, \dots$: **Anisotropie-Konstanten** (Einheit: J/m³)

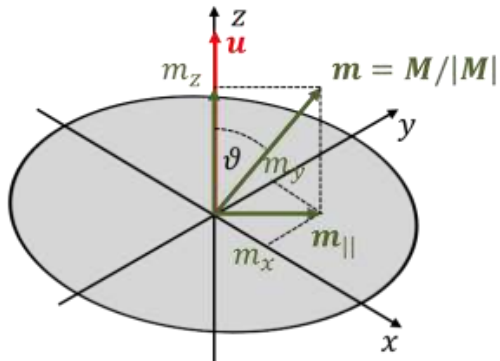
12.7.2 Magnetokristalline Anisotropie

- **Uniaxiale Anisotropie**

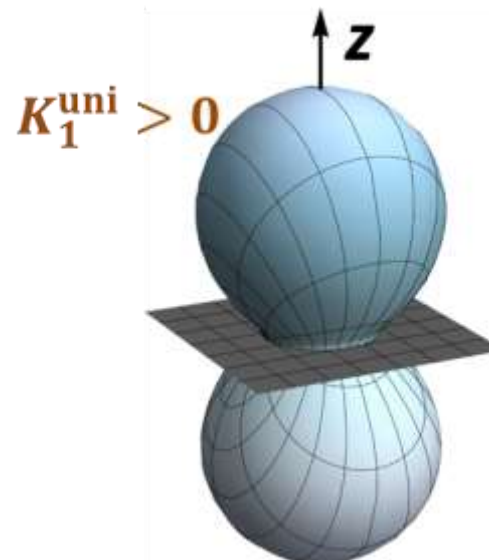
- es liegt eine ausgezeichnete Kristallrichtung vor (z.B. Achse hoher Symmetrie) → **Anisotropieachse \mathbf{u}**
- **freie Energiedichte $\mathcal{f}_{\text{mc}}^{\text{uni}}$**
 - Annahme: $\mathbf{u} \parallel \hat{\mathbf{z}}$
 - Entwicklung nach $m_z^2 = \cos^2 \vartheta$ bzw. analog nach $m_x^2 + m_y^2 = 1 - m_z^2 = 1 - \cos^2 \vartheta = \sin^2 \vartheta$

$$\mathcal{f}_{\text{mc}}^{\text{uni}} = K_0^{\text{uni}} + K_1^{\text{uni}}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u})^2 + K_2^{\text{uni}}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u})^4 + \dots \quad K_1^{\text{uni}}, K_2^{\text{uni}}: \text{uniaxiale Anisotropiekonstanten 1. und 2. Ordnung}$$

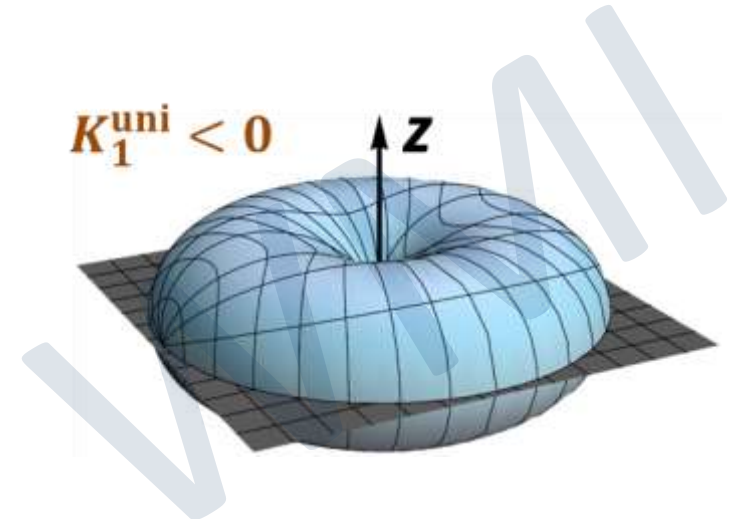
- **Beispiel: $K_1^{\text{uni}} \neq 0, K_2^{\text{uni}} = 0$**



$$\mathcal{f}_{\text{mc}}^{\text{uni}} = K_0^{\text{uni}} + K_1^{\text{uni}} \cos^2 \vartheta$$



leichte Achse in xy -Ebene



leichte Achse in z -Richtung

12.7.2 Magnetokristalline Anisotropie

- **Kubische Anisotropie**

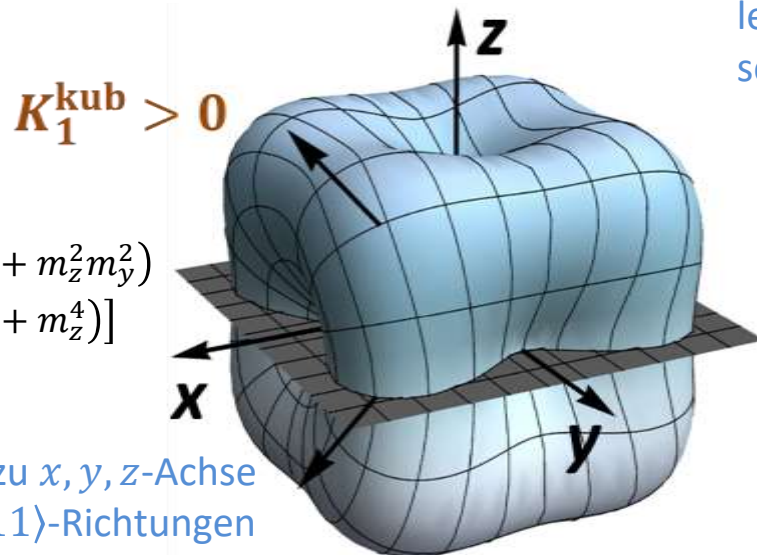
- wir betrachten System mit Inversionssymmetrie: nur gerade Potenzen der Richtungskosinusse
- freie Energiedichte

$$\mathcal{f}_{\text{mc}}^{\text{kub}} = K_0^{\text{kub}} + K_1^{\text{kub}}(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2^{\text{kub}}(m_x^2 m_y^2 m_z^2) + \dots$$

$K_1^{\text{kub}}, K_2^{\text{kub}}$: **kubische Anisotropiekonstanten** 1. und 2. Ordnung

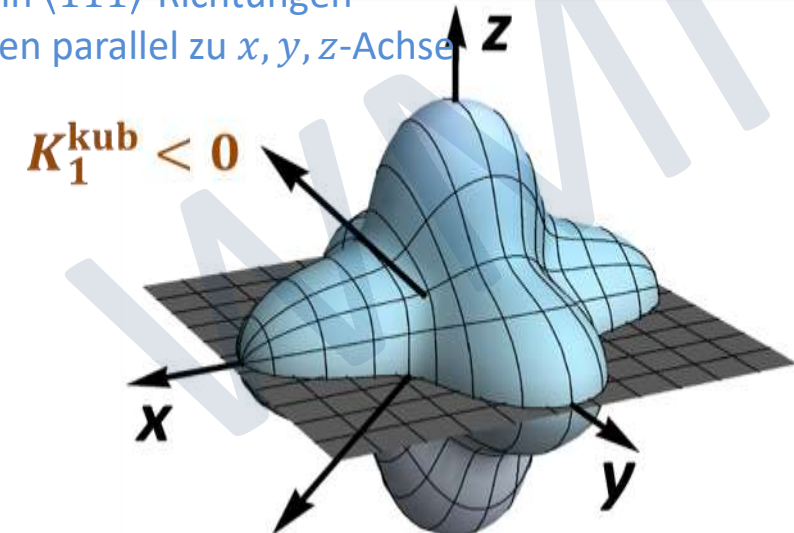
- bei Entwicklung wird folgendes ausgenutzt:
 - Anisotropieenergie muss invariant gegenüber Vertauschung der Richtungskosinusse sein: wird in niedrigster Ordnung erfüllt von $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2$, was aber eins und damit isotropes Verhalten ergibt
 - beide nächsthöheren Ordnungen sind berücksichtigt
- **Beispiel:** $K_1^{\text{kub}} \neq 0, K_2^{\text{kub}} = 0$

$$\begin{aligned} \mathcal{f}_{\text{mc}}^{\text{kub}} &= K_0^{\text{kub}} + K_1^{\text{kub}}(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) \\ &= K_0^{\text{kub}} + \frac{1}{2} K_1^{\text{kub}} [1 - (m_x^4 + m_y^4 + m_z^4)] \end{aligned}$$



leichte Achse parallel zu x, y, z -Achse
schwere Achsen in $\langle 111 \rangle$ -Richtungen

leichte Achse in $\langle 111 \rangle$ -Richtungen
schwere Achsen parallel zu x, y, z -Achse



12.7.3 Formanisotropie

- Formanisotropie wird verursacht durch magnetostatische Selbstenergie

- magnetostatische Selbstenergie E_m :

$$E_M = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \mathbf{H}_N \cdot \mathbf{M} dV = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{M} dV$$



$$\mathcal{f}_{\text{form}} = \frac{E_M^{\text{max}} - E_M^{\text{min}}}{V}$$

- für homogen magnetisierten Festkörper gilt:

$$E_M = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{M} dV = \frac{1}{2}\mu_0 V N M^2$$

E_M ist minimal für kleinstes N
 → M richtet sich so aus, dass N minimal wird

- **Beispiel:** dünner Film mit $N \simeq 1$ für $M \perp$ Film und $N \simeq 0$ für $M \parallel$ Film:

$$\frac{\Delta E_M}{V} = \frac{E_{M,\perp} - E_{M,\parallel}}{V} = \mathcal{f}_{\text{form}} \simeq \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \simeq 400 \text{ kJ/m}^3 @ \mu_0 M_S \simeq 1 \text{ T}$$

- Wert vergleichbar mit typischer magnetokristalliner Anisotropie
- Magnetisierung in dünnen Schichten liegt deshalb meist in der Filmebene

Substanz	Kristallstruktur	K_1 (kJ/m ³)	K_2 (kJ/m ³)
Fe	bcc	40-55	5-15
Ni	fcc	-(50-130)	20-60
Co	hexagonal	400-800	100-150
Gd	hexagonal	-(70-90)	230-280

12.7.4 Induzierte Anisotropie

- Induzierte magnetische Anisotropie kann verschiedene Ursachen haben

i. **elastische Verspannung** (z.B. epitaxial strain)

- Verzerrung der Ladungsverteilung durch mechanische Verformung
 → Vorzugsrichtung von Bahnmoment → Vorzugsrichtung von Spin-Moment über Spin-Bahn-WW

$$\phi_{\text{ind}}^{\text{strain}} = \frac{\mu_0}{2} \int_{\text{Vol}} \frac{3}{2} \sigma \lambda_s dV$$

σ = Verspannung

λ_s = Sättigungsmagnetostriktion



12.7.4 Induzierte Anisotropie

- ii. **Austauschanisotropie** (exchange bias)
- Vorzugsrichtung von M in FM durch Kopplung an AFM
 - Ursache: Austauschkopplung J_{ex} an Grenzfläche

$$\frac{\Delta E}{F} = \frac{nJ_{ex}}{2\hbar^2} \mathbf{S}_{FM} \cdot \mathbf{S}_{AFM} - \mathbf{M}_{FM} \cdot \mathbf{B}_{ext} t_{FM}$$

n = Flächendichte der Grenzflächenspins
 t_{FM} = Dicke der FM-Schicht

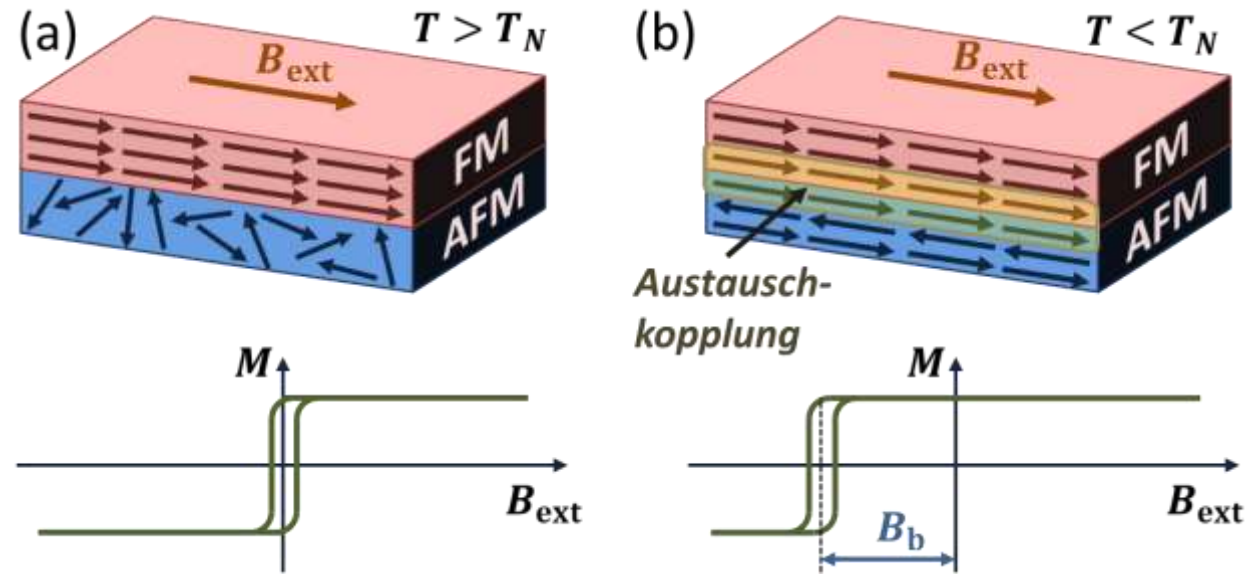
- Schalten der Magnetisierung bei Umpolen von B_{ext} für $\Delta E = 0$

$$B_b = \frac{nJ_{ex} S_{FM} S_{AFM}}{2\hbar^2 M_{FM} t_{FM}}$$

experimentell gemessene Werte sind meist viel niedriger wegen Oberflächenrauigkeiten

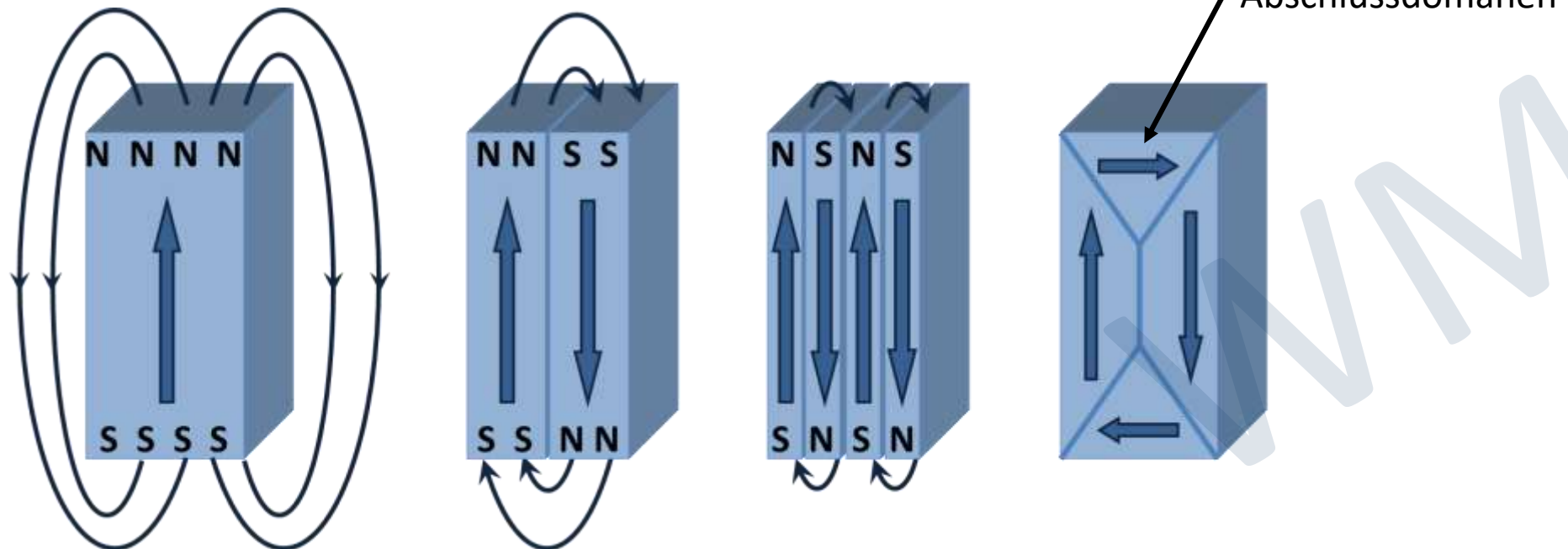
- Beitrag der Austauschanisotropie zur freien Energiedichte

$$\mathcal{f}_{ind}^{aus} = B_b M_{FM} = \frac{nJ_{ex} S_{FM} S_{AFM}}{2\hbar^2 t_{FM}}$$



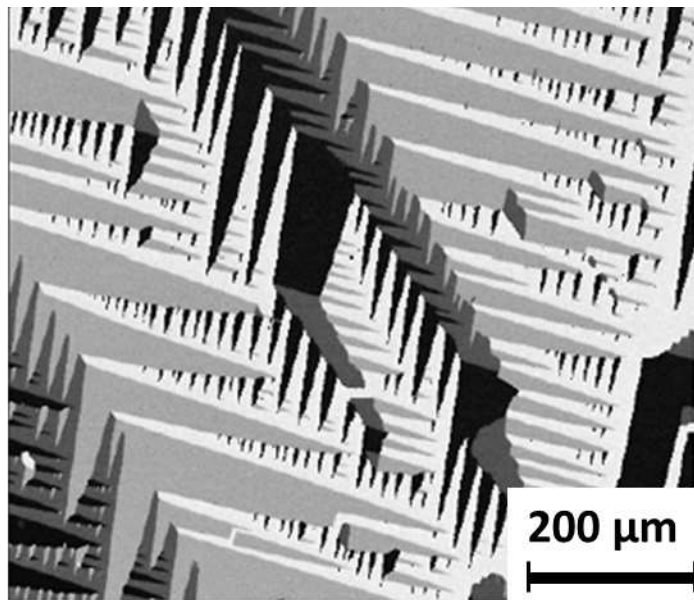
12.8 Magnetische Domänen

- Minimierung von magnetischer freier Energiedichte führt zu Bildung von magnetischen Domänen
 - man erwartet, dass in Ferromagnet $M \simeq M_S$ für $T \ll T_C$
 - in Experiment wird aber sogar $M \simeq 0$ gemessen
 - ➔ Ursache sind Domänen mit unterschiedlicher M -Richtung
 - ➔ *Weissche Bezirke*
 - physikalische Ursache: *Minimierung der freien Energiedichte*
 - ➔ Plausibilitätsbetrachtung anhand von Streufeldern

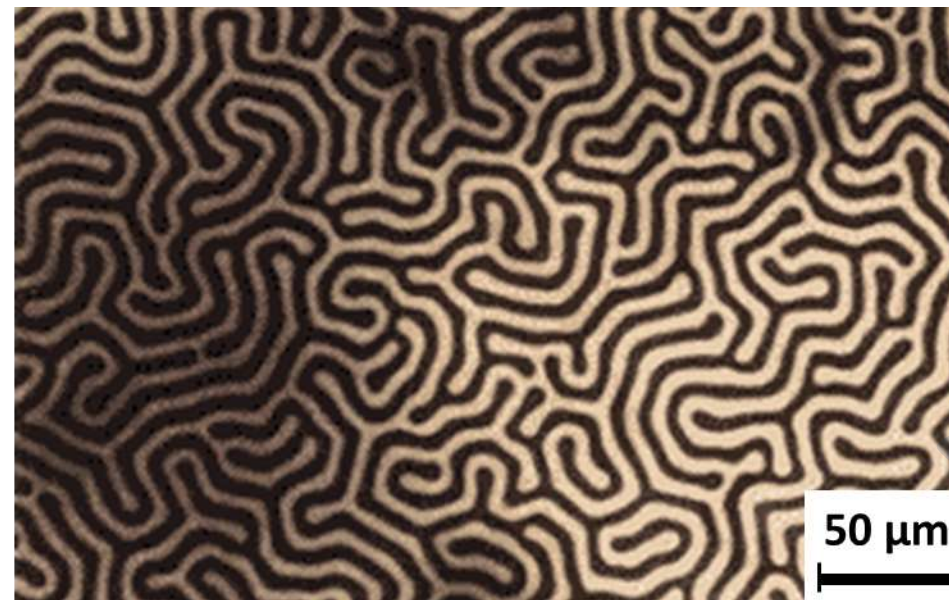


12.8.1 Ferromagnetische Domänen

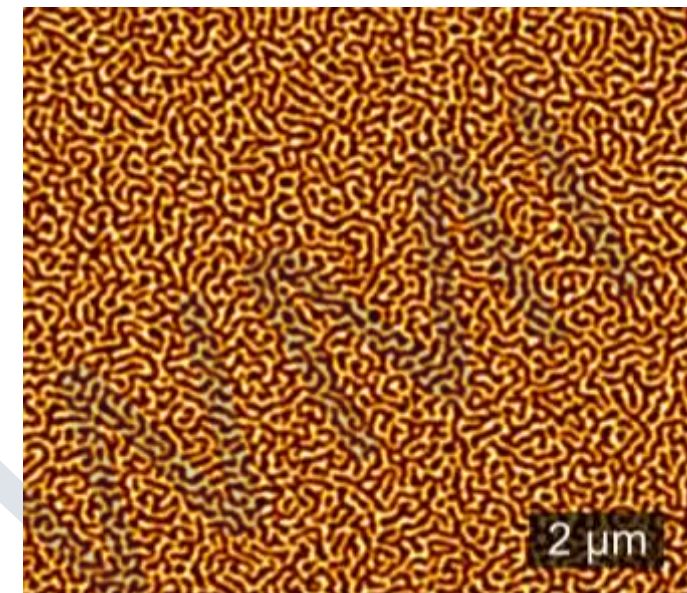
- Domänenstruktur in Ferromagneten kann sehr unterschiedlich sein
 - Minimierung der gesamten magnetischen freien Energie unter Berücksichtigung von $\nabla \cdot \mathbf{B}_s = 0$ (keine magnetischen Oberflächen-Monopole) und $\nabla \times \mathbf{B}_s = 0$ (keine Oberflächenströme)
 - Domänenstruktur kann sehr komplex sein
 - ➔ numerische Lösung notwendig
 - ➔ experimentelle Untersuchung/Abbildung mit (i) Magnetooptik, (ii) spin-polarisiertem SEM, (iii) MFM



Fe(001) Schicht



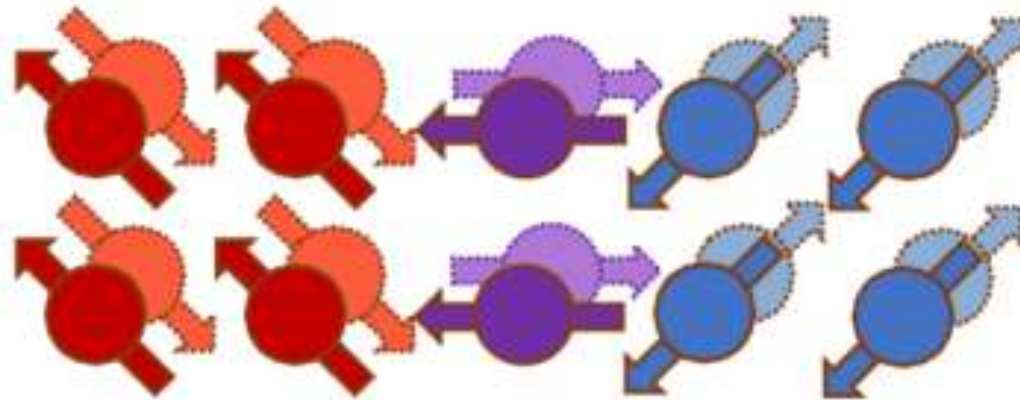
YIG



Co/Pt Heterostruktur

12.8.2 Antiferromagnetische Domänen

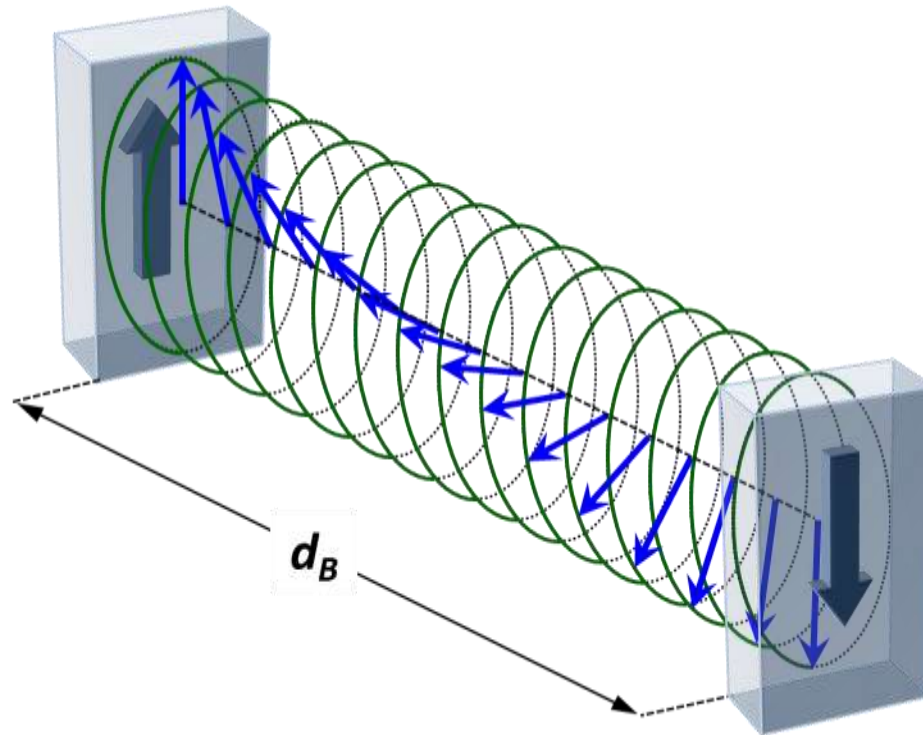
- auch in Antiferromagneten gibt es Domänen, obwohl keine Streufelder vorliegen
 - Ursachen:
 - Defekte wie Korngrenzen, Zwillingsgrenzen, etc.
 - selbst in perfektem Kristall führt Domänenbildung zur Erniedrigung der freien Energie
 - ➔ Erhöhung der Entropie ➔ Beitrag $-TdS$ in freier Energie



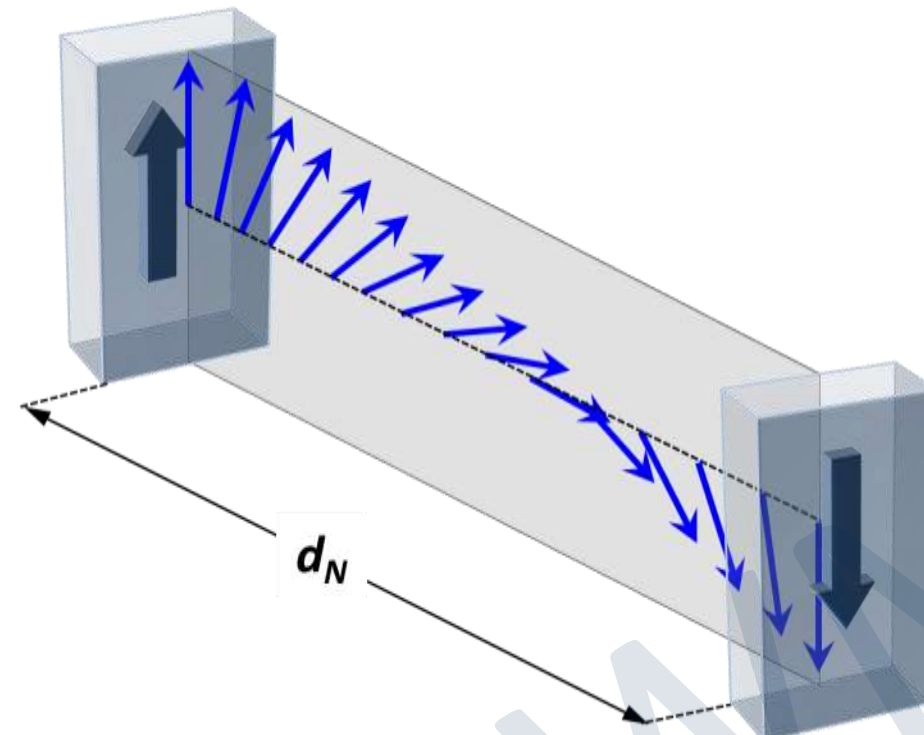
WMI

12.8.3 Domänenwände

- Was bestimmt die Struktur und Breite von Domänenwänden
 - Unterscheidung zwischen Bloch- und Néel-Wänden



Bloch-Wand



Néel-Wand

12.8.3 Domänenwände

- Wandenergie am Beispiel einer 180° Bloch-Wand

- Austauschenergie von zwei um Winkel φ gegeneinander gekippte Spins

$$E_\varphi = -J_A \frac{S^2}{\hbar^2} \cos \varphi$$

- Energieänderung durch Änderung der Spin-Richtung an einer Stelle in einem Schritt um $\varphi = 180^\circ$

$$\Delta E_1 = 2J_A \frac{S^2}{\hbar^2}$$

- Änderung der Spin-Richtung in n kleinen Winkelschritten insgesamt auch um 180°

$$E_n = -n \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2} \cos \varphi \simeq -n \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2} \left(1 - \frac{\varphi^2}{2} \right)$$

- resultierende Energieänderung gegenüber Parallelstellung

$$\Delta E_n = n \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2} \frac{\varphi^2}{2} = \frac{1}{n} \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2} \frac{(n\varphi)^2}{2} = \frac{\pi^2}{2n} \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2}$$

- Vergleich der beiden Energieänderungen

$$\Delta E_n = \frac{\pi^2}{4n} \cdot 2J_A \frac{S^2}{\hbar^2} = \frac{\pi^2}{4n} \cdot \Delta E_1$$

- Drehung in n kleinen Schritten günstiger → Wand möglichst breit
- viele Spins nicht in optimale Richtung → Wand möglichst schmal
- Wandstärke durch Minimierung der Summe beider Beiträge

12.8.3 Domänenwände

- Abschätzung der Dicke einer 180° Domänenwand für FM mit kubischem Gitter

- Energiezuwachs pro Fläche aufgrund Austauschkopplung (Gitterkonstante: a , $n \cdot \varphi = \pi$)

$$\frac{\Delta E_n}{F} = \frac{\pi^2}{2na^2} \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2}$$

$\frac{1}{a^2}$ = Anzahl der Spins pro Fläche

- Anisotropieenergie

$$\frac{\Delta E_{\text{ani}}}{F} \simeq K \cdot n a$$

K = Anisotropiekonstante

- Wandenergie

$$\frac{\Delta E_{\text{Wand}}}{F} \simeq \frac{\pi^2}{2na^2} \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2} + K \cdot n a$$

→ Minimum für $\frac{1}{F} \frac{\partial \Delta E_{\text{Wand}}}{\partial n} = -\frac{\pi^2}{2n^2 a^2} \cdot J_A \frac{S^2}{\hbar^2} + K \cdot a = 0$

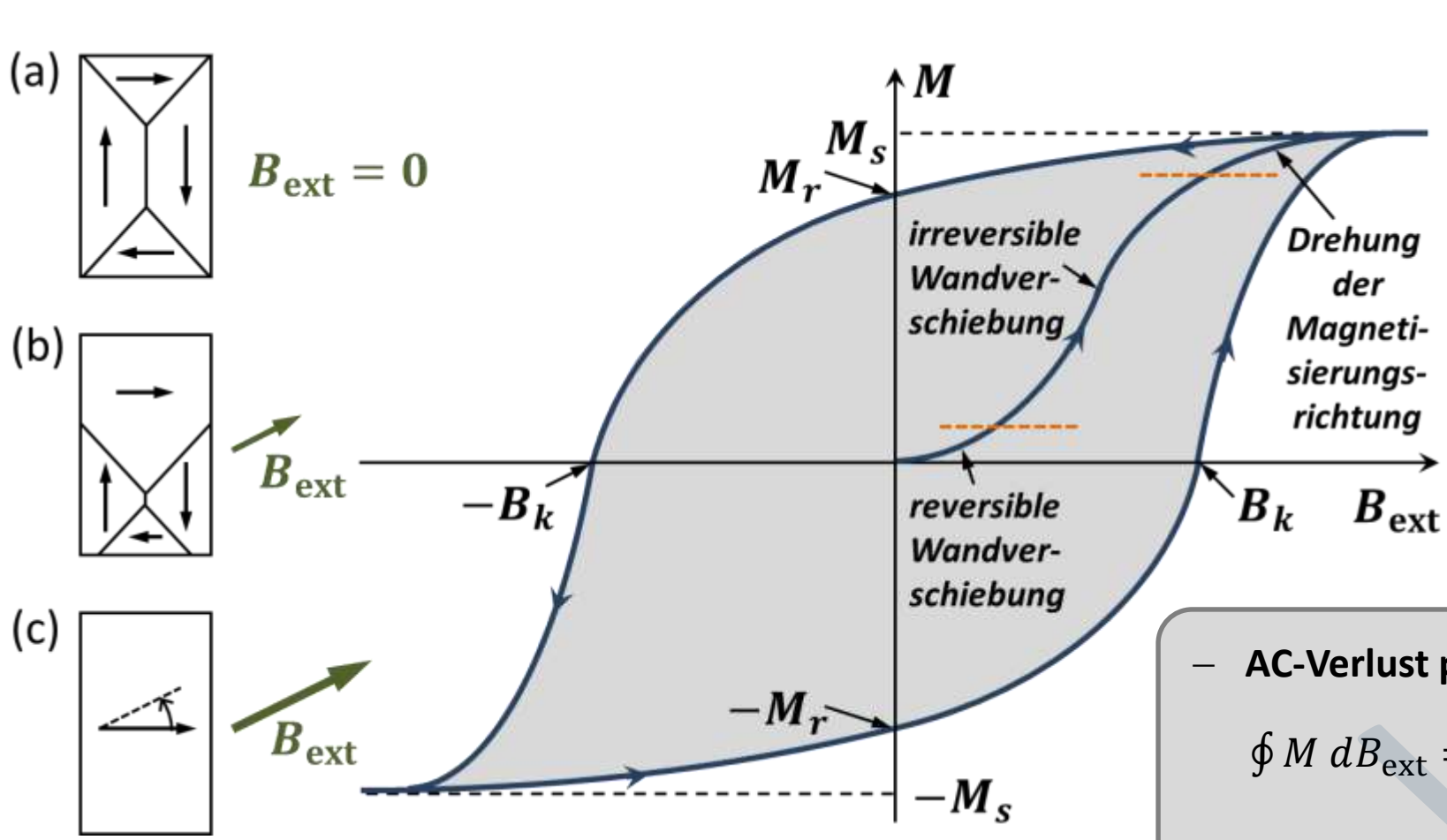
- Wanddicke

$$d_{\text{Wand}} = n a = \left(\frac{\pi^2 J_A S^2}{2 \hbar^2 K a} \right)^{1/2}$$

- Wand ist umso breiter, je größer J_A und je kleiner K
- Beispiel Fe: $d_{\text{Wand}} \approx 50$ nm bzw. $n \approx 300$

12.8.5 Magnetisierungskurve

- Form der Hysteresekurve eines Ferromagneten wird durch magnetische Anisotropie und Domänenstruktur bestimmt

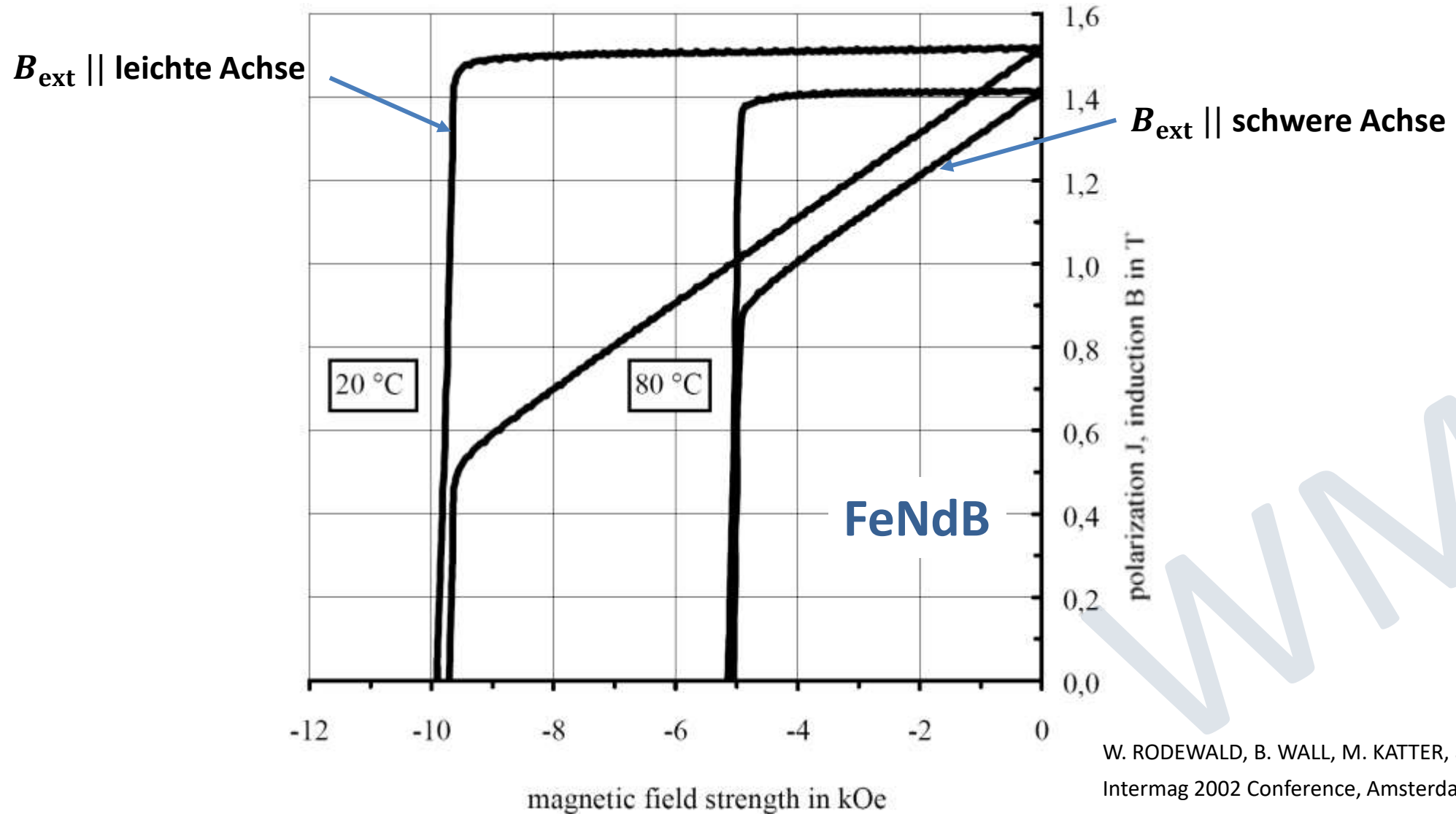


M_r = Remanenz
 M_s = Sättigungsmagnetisierung
 B_k = Koerzitivfeld

- AC-Verlust pro Zyklus:
 $\oint M dB_{\text{ext}} = \text{Fläche der Hystereseschleife}$
- Transformatorblech: $\oint M dB_{\text{ext}} = \text{min.}$
- Permanentmagnet: $B_k, M_r = \text{max.}$

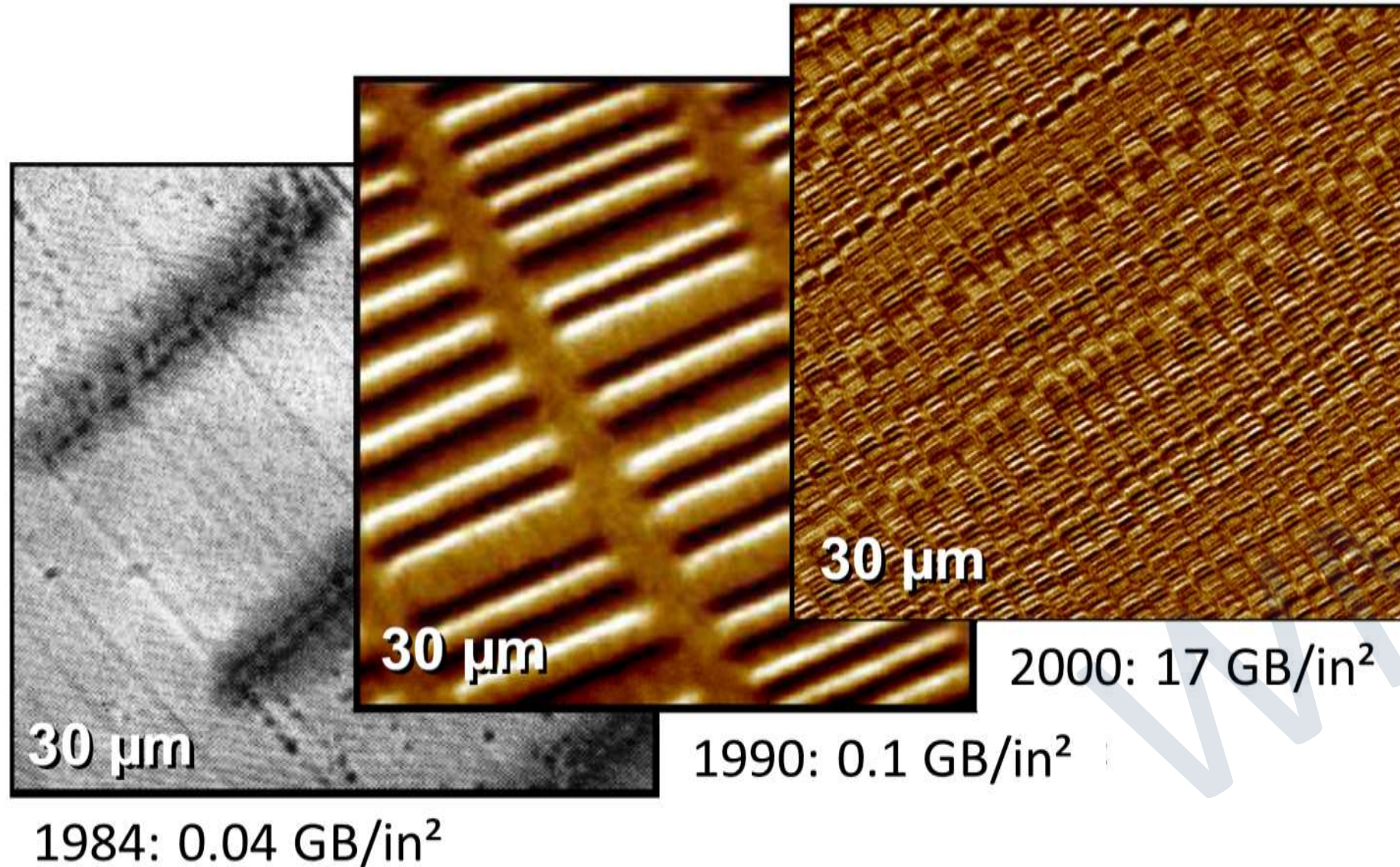
12.8.5 Magnetisierungskurve

- Beispiel: FeNdB-Hartmagnet



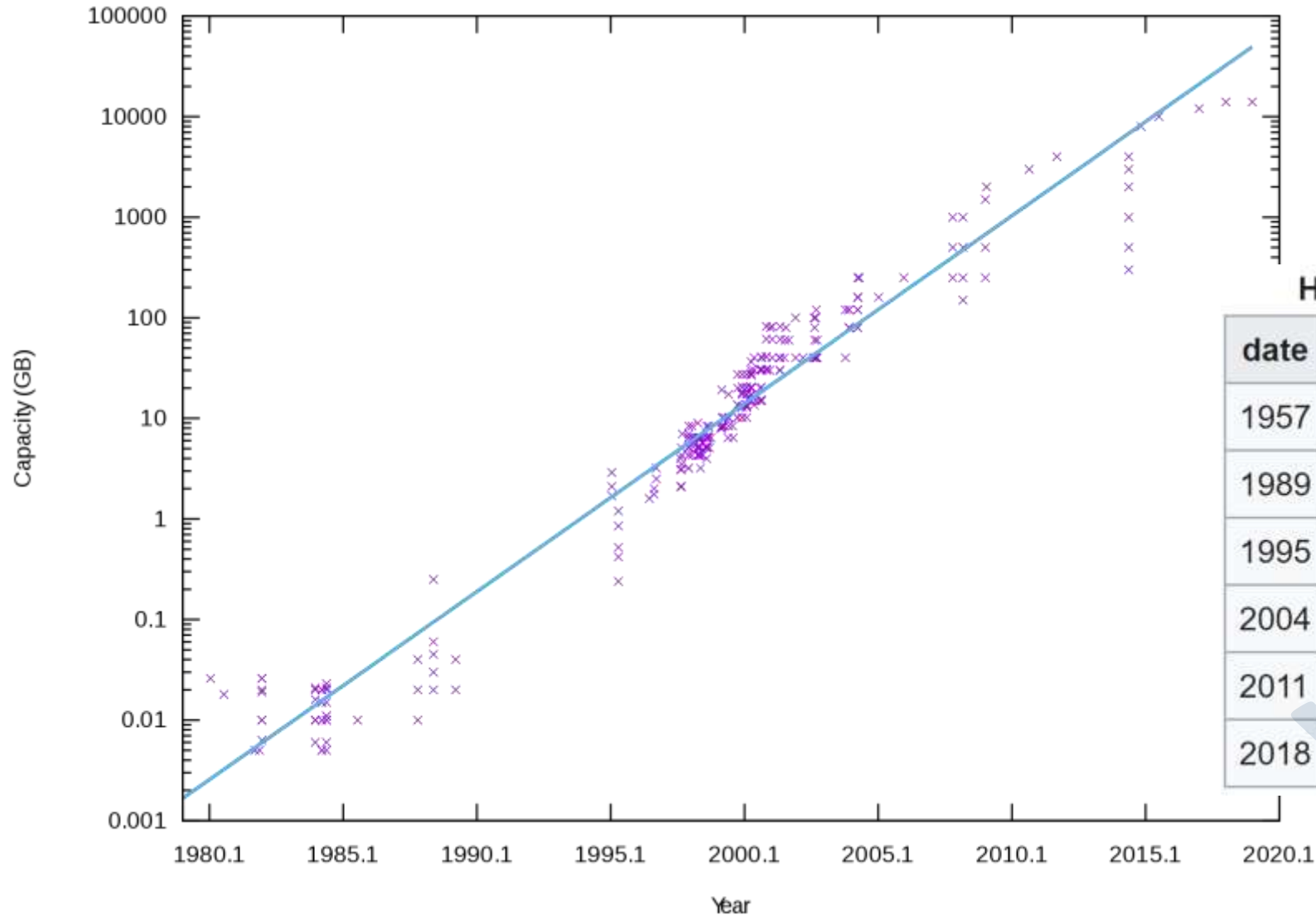
12.8.6 Magnetische Speichermedien

- Hauptanwendung ferromagnetischer Materialien ist die magnetische Datenspeicherung



12.8.6 Magnetische Speichermedien

- Riesige Fortschritte bei der Speicherdichte



Heutige Speicherdichte:

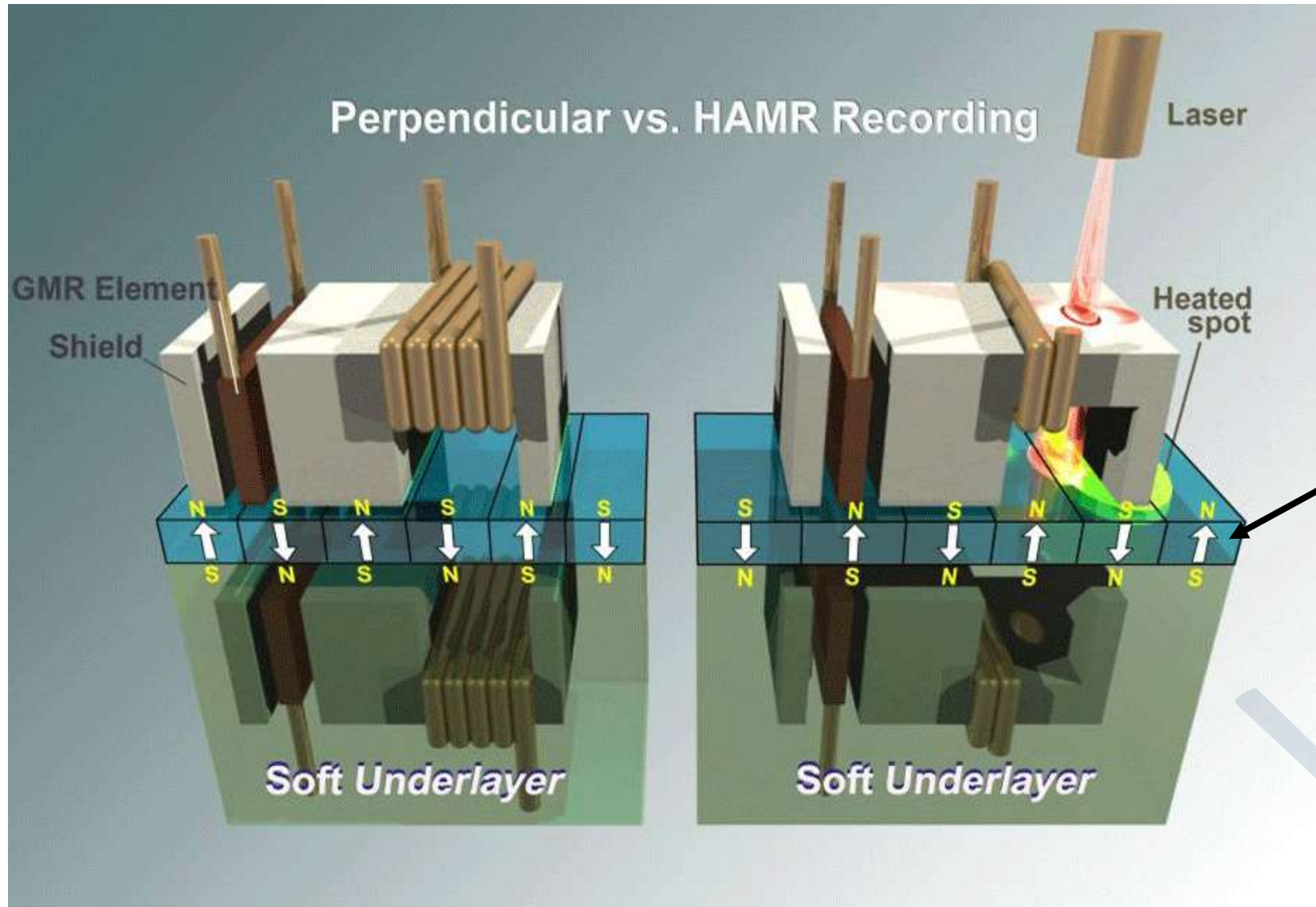
> 2 TB/in²

Hard drive cost per GB over time

date	capacity	cost	\$/GB
1957	3.75 MB	\$34,500	\$9.2 million/GB
1989	40 MB	\$1,200	\$30,000/GB
1995	1 GB	\$850	\$850/GB
2004	250 GB	\$250	\$1/GB
2011	2 TB	\$70	\$0.035/GB
2018	4 TB	\$75	\$0.019/GB

12.8.6 Magnetische Speichermedien

- Schematische Darstellung des Lese/Schreibkopfes einer magnetischen Festplatte



Magnetisierung in Datenbits steht senkrecht zur Schicht
erfordert große magnetokristalline Anisotropie

• magnetische Anisotropie

- Magnetisierung hat
 - bevorzugte Achse: **leichte Achse**
 - vermiedene Achse: **schwere Achse**
- **Anisotropieenergie**
Energieaufwand, um \mathbf{M} aus der leichten in die schwere Achse zu drehen

mehrere Hauptbeiträge zur magnetischen freien Energiedichte (@ $B_{ext} = 0$)

$$\mathcal{F}/V = \mathcal{f} = \mathcal{f}_{mc} + \mathcal{f}_{form} + \mathcal{f}_{ind} + \mathcal{f}_{wand} + \dots$$

magnetokristalline Anisotropie
(Spin-Bahn-Kopplung)

Form-Anisotropie
(Selbstenergie)

induzierte Anisotropie
(Verspannung, Austauschkopplung, ...)

Domänenwände

• magnetokristalline Anisotropie

- Ursache: Spin-Bahn-Kopplung, asphärische Ladungsverteilung
- phänomenologische Beschreibung:
Entwicklung der magnetischen freien Energiedichte nach Richtungskosinussen $m_i = M_i/|M|$

uniaxiale Anisotropie: $f_{mc}^{uni} = K_0^{uni} + K_1^{uni} m_z^2 + K_2^{uni} m_z^4 + \dots$

kubische Anisotropie: $f_{mc}^{uni} = K_0^{kub} + \frac{1}{2} K_1^{kub} [1 - (m_x^4 + m_y^4 + m_z^4)^2] + \dots$

z.B. kubisches Fe, leichte Achsen: $\langle 100 \rangle$ -Achsen

• Formanisotropie

- Minimierung der magnetostatischen Selbstenergie
→ Magnetisierung von dünnen Schichten liegt in Filmebene

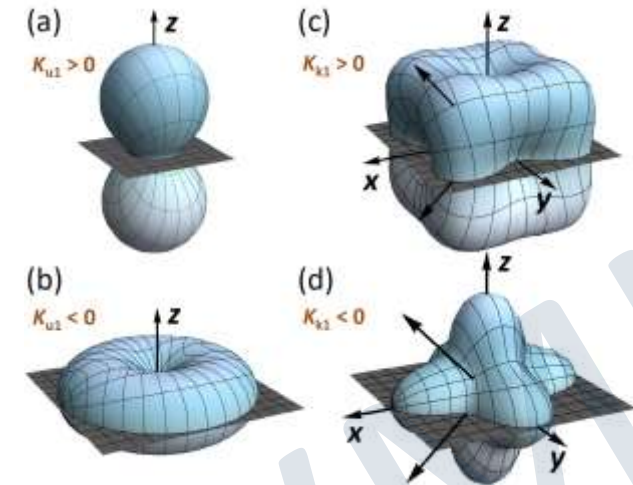
$$E_M = \frac{1}{2} \mu_0 \int_{Vol} \mathbf{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \mathbf{M} dV = \frac{1}{2} \mu_0 V N M^2$$

• induzierte magnetische Anisotropie

- elastische Verspannungen (z.B. epitaxiale Gitterfehlpassung)
- Austauschanisotropie an Grenzflächen (engl. exchange bias)

$$\mathcal{f}_{ind}^{strain} = \frac{\mu_0}{2} \int_{Vol} \frac{3}{2} \sigma \lambda_s dV$$

$$\mathcal{f}_{ind}^{aus} = B_b M_{FM} = \frac{n J_{ex} S_{FM} S_{AFM}}{2 \hbar^2 t_{FM}}$$

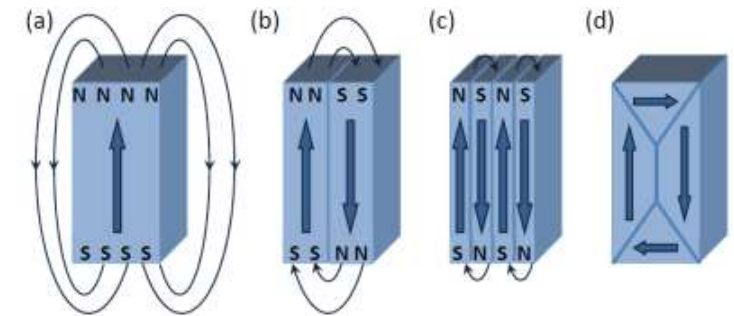


• magnetische Domänen

- Minimierung der gesamten freien Energie

$$\mathcal{F} = \int_{\text{Vol}} [\mathcal{f}_{\text{mc}} + \mathcal{f}_{\text{form}} + \mathcal{f}_{\text{ind}} + \mathcal{f}_{\text{wand}} + \dots - \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}}] dV$$

- Randbed.: $\nabla \cdot \mathbf{B}_s = 0$ (keine magnetischen Oberflächen-Monopole)
- $\nabla \times \mathbf{B}_s = 0$ (keine Oberflächenströme)



• ferromagnetische Domänen

- komplexe Domänenstruktur → numerische Behandlung notwendig
- Abbildung: (i) Magnetooptik, (ii) spin-polarisiertes SEM, (iii) MFM

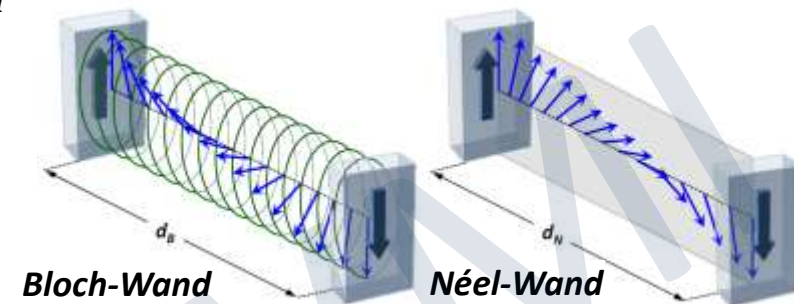
• aniferromagnetische Domänen

- keine Streufelder wegen antiparalleler Ausrichtung magnetischer Momente
- trotzdem Ausbildung von Domänen, Ursachen: (i) Defekte (ii) Entropieerhöhung → $d\mathcal{F} = -SdT$

• Domänenwände

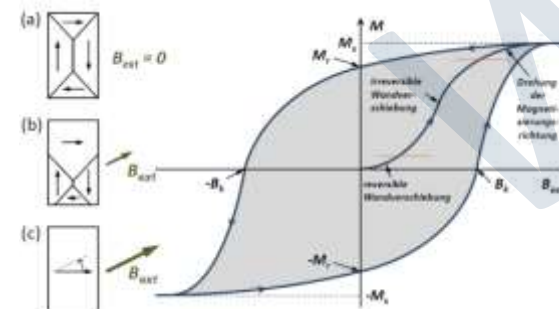
- Bloch- und Néel-Wände
- Wandenergie: Austauschenergie ($\propto J_A$) + Anisotropieenergie ($\propto K^{\text{ani}}$)
- Minimierung der Wandenergie: → Wanddicke ($\approx 50\text{nm}$ für Fe):

$$d_{\text{Wand}} = n a = \left(\frac{\pi^2 J_A S^2}{2 \hbar^2 K a} \right)^{1/2}$$



• Magnetisierungskurve

- Remanenz M_r und Koerzitivfeld B_k
- Energiedissipation = Fläche der Hystereseschleife: $\oint M dB_{\text{ext}}$



• Magnetische Speichermedien