

Die letzten Folien habe ich nicht mehr gezeigt, Sie folgen dann am 4.1.  
(d.h., ich hätte den "Endspurt" nicht machen müssen - hinterher ist man klüger...)

Ein gutes neues Jahr!

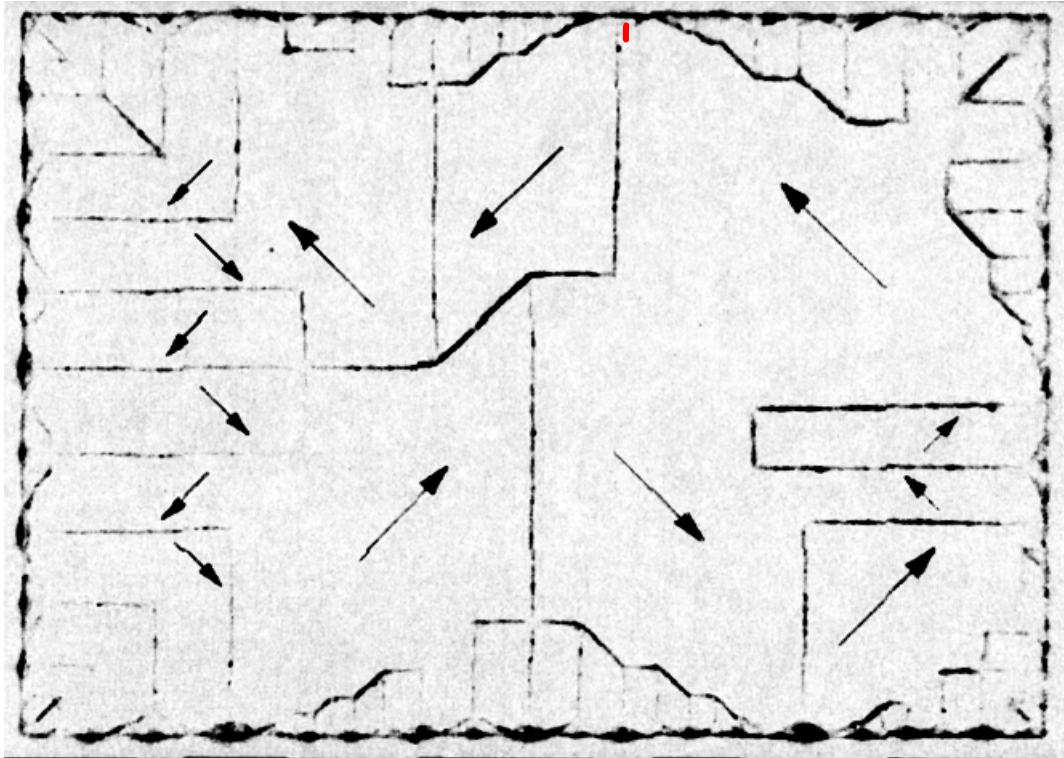


(Statt Feuerwerks)

M von Ferromagneten ist viel kleiner als zu erwarten ...

# Domänen

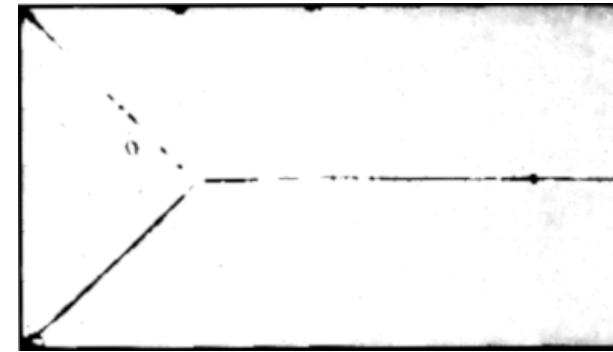
Nickel



(Negativbilder)

**Figure 24** Ferromagnetic domain pattern on a single crystal platelet of nickel. The domain boundaries are made visible by the Bitter magnetic powder pattern technique. The direction of magnetization within a domain is determined by observing growth or contraction of the domain in a magnetic field. (After R. W. De Blois.)

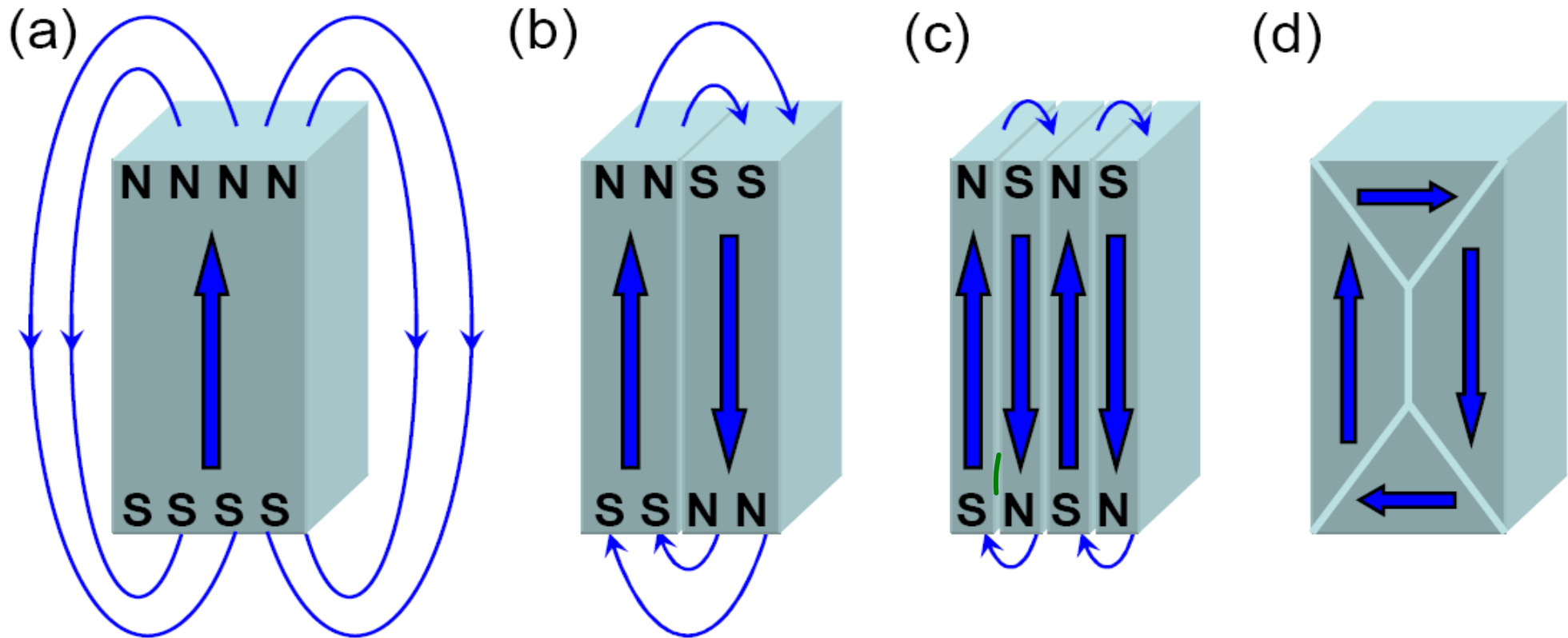
Eisenwhisker



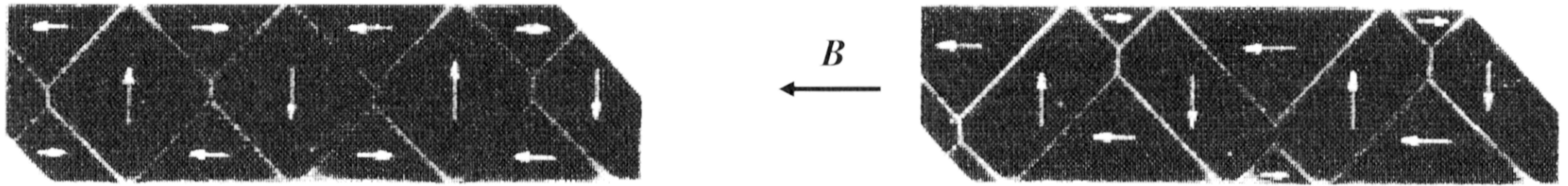
**Figure 31** Domain of closure at the end of a single crystal iron whisker. The face is a (100) plane; the whisker axis is [001]. (Courtesy of R. V. Coleman, C. G. Scott, and A. Isin.)

# Abschlussdomänen

$$U_{\text{Feld}} \sim \int dV B^2$$

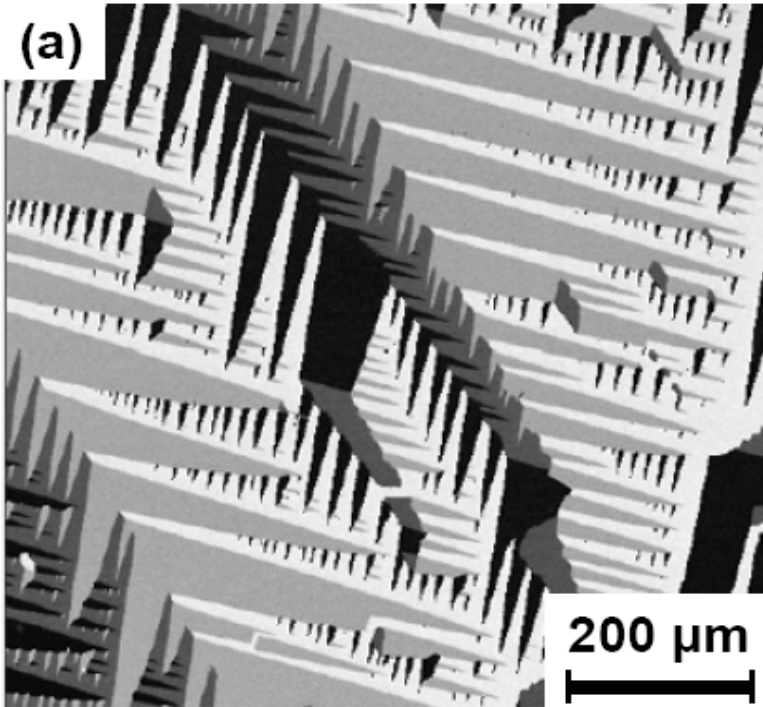


# Fe: Domänen mit und ohne externes Feld



**Bild 12.15:** Richtung der spontanen Magnetisierung in den Domänen eines 50 µm breiten Eiseneinkristalls. Die Domänenwände sind mit Hilfe eines feinen magnetischen Pulvers sichtbar gemacht. Das linke Bild wurde ohne, das rechte mit Magnetfeld in angegebener Richtung aufgenommen. (Nach R.W. De-Bois, C.D. Graham J. Appl. Phys. **29**, 931 (1958)).

# Mehr Domänen

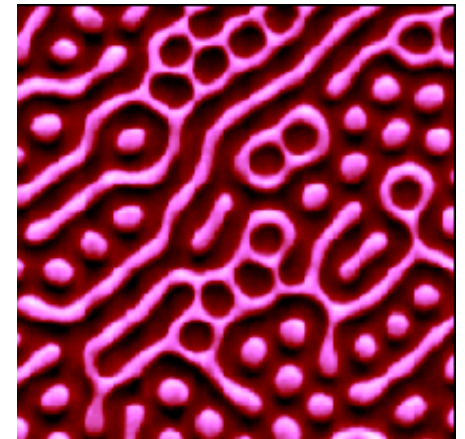


Fe (100) Film  
(spinpolarisiertes SEM)



Amorpher Gd-Co-Film  
(Kerr-Mikroskopie)

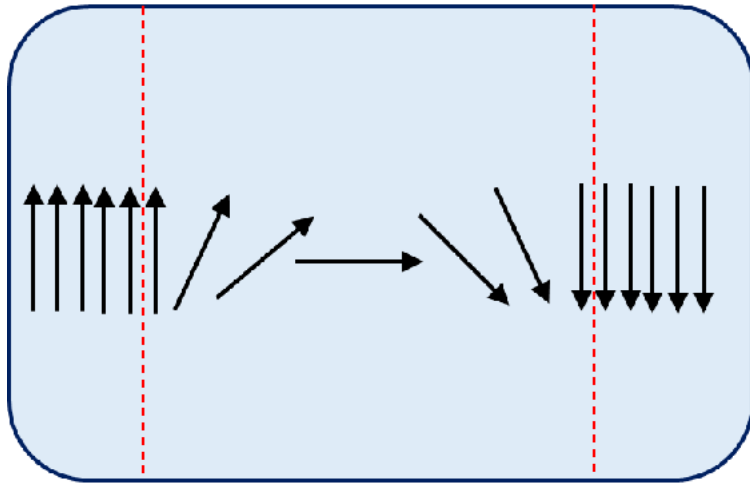
Granat



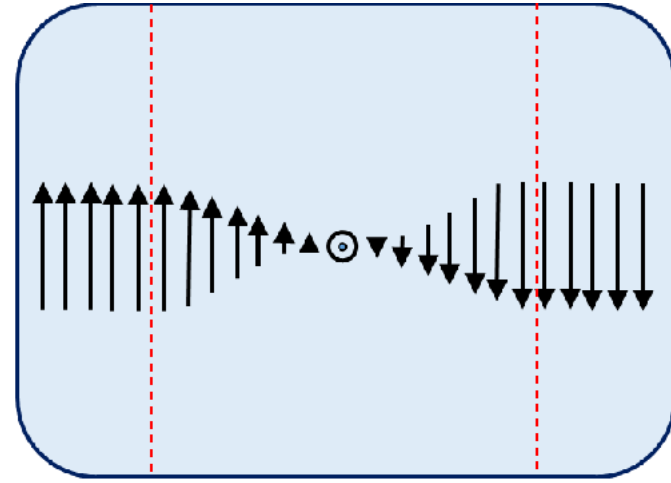
# Domänenwände

Bloch: M rotiert um Achse senkrecht zur D.wand

Néel: M rotiert um Achse parallel zur D.wand



Néel wall



Bloch wall

# Spinorientierung in einer 180° Blochwand

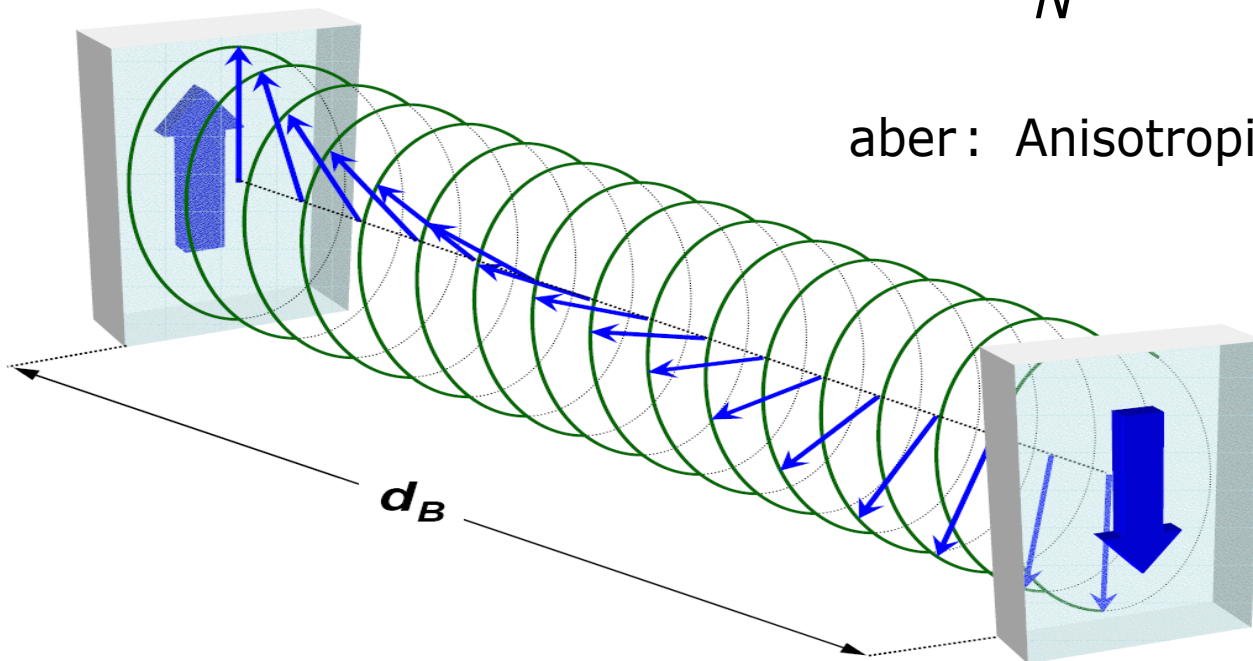
Spin–Spin–Wechselwirkung:  $E \propto J \vec{S}_1 \vec{S}_2$

klassisch:  $E \propto \cos(\phi) \approx 1 - \frac{1}{2}\phi^2 \Rightarrow E \propto JS^2\phi^2$

Blochwand:  $\Delta\phi = \pi$ ;  $N$  Schritte à  $\frac{\pi}{N}$

$E_{ges} = NE \propto JS^2 \frac{\pi^2}{N} \Rightarrow E_{ges} \rightarrow 0 \text{ for } N \rightarrow \infty$

aber: Anisotropieenergie



# Dicke von Domänenwänden

Behandle Spins als klass. Vektoren

Sei  $\phi_n$  der Winkel zw. Spin  $n$  und "c-Achse"

Über  $180^\circ$  Blochwand variiert  $\phi$  von  $0$  bis  $\pi$ .

$$H = -J S^2 \sum_n \cos(\phi_{n+1} - \phi_n) - K S^2 \sum_n \cos^2 \phi_n$$

WW der NN                      "Steifigkeit bez. Gitter"

$\phi_{n+1} \approx \phi_n \Rightarrow$  Näherung  $\cos x = 1 - \frac{1}{2}x^2$ ;  $\cos^2 x = \frac{1}{2}(1 - \cos 2x)$

$$\Rightarrow H = \frac{1}{2} J S^2 \sum_n (\phi_{n+1} - \phi_n)^2 - \frac{1}{2} K S^2 \sum_n \cos 2\phi_n + \text{const.}$$

Im Gleichgewicht ist  $\frac{\partial H}{\partial \phi_n} = 0$



$$\Rightarrow J \cdot (2\phi_n - \phi_{n+1} - \phi_{n-1}) + k \sin 2\phi_n = 0$$

Ersetze  $\phi_n$  durch stetige Funktion  $\phi(n)$ .

$\Rightarrow$  (...) ist 2. Ableitung dieser Funktion.

$$\Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial n^2} \phi = \frac{k}{J} \sin 2\phi \quad \text{Sine-Gordon-Gleichung}$$

Umstellen, mit  $\frac{\partial \phi}{\partial n}$  multiplizieren:

$$0 = \frac{\partial \phi}{\partial n} \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2} - \frac{k}{J} \sin 2\phi \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial n} \left( \left( \frac{\partial \phi}{\partial n} \right)^2 + \frac{k}{J} \cos 2\phi \right)$$

$\Rightarrow$  muss konstant sein

In Domänen ist  $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ ; setze dort  $\phi = 0$

$$\Rightarrow \frac{k}{J} \cos(2 \cdot 0) = \text{const} \Rightarrow \text{const} = \frac{k}{J}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial \phi}{\partial n}\right)^2 = \frac{k}{j} (1 - \cos 2\phi) = 2 \frac{k}{j} \sin^2 \phi ; \quad \dots ; \text{trenne } \partial \phi, \partial n ; \int d\phi \dots$$

$$\Rightarrow n(\phi) = \sqrt{\frac{j}{2k}} \int_0^\pi d\phi \frac{1}{\sin \phi} = \sqrt{\frac{j}{2k}} \ln \left( \tan \frac{\phi}{2} \right)$$

$$\Rightarrow \phi = 2 \arctan \left( \exp \left( n \sqrt{\frac{2k}{j}} \right) \right)$$

Exp. Methoden messen Komponenten von  $\eta$   $\parallel$  &  $\perp$  zur Wand

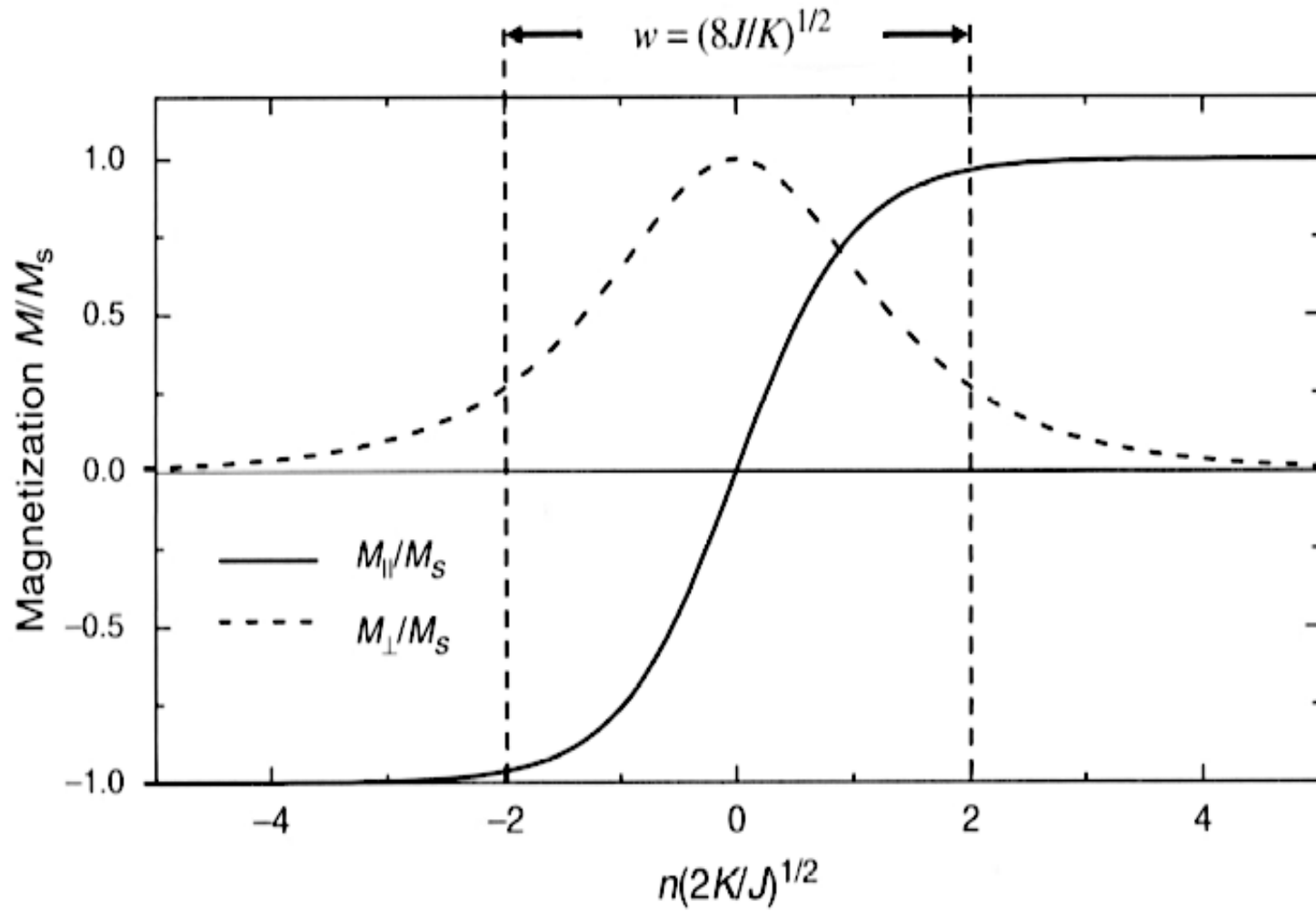
$$\eta_{\parallel} \sim \cos \phi = \tanh \left( n \sqrt{\frac{2k}{j}} \right)$$

$$\eta_{\perp} \sim \sin \phi = \frac{1}{\cosh \left( n \sqrt{\frac{2k}{j}} \right)}$$

Übliche Def. der Wanddicke:  $W = \sqrt{8 \frac{j}{k}}$

Austausch  
Steifigkeit

# 180° Blochwand (Ibach Lüth)



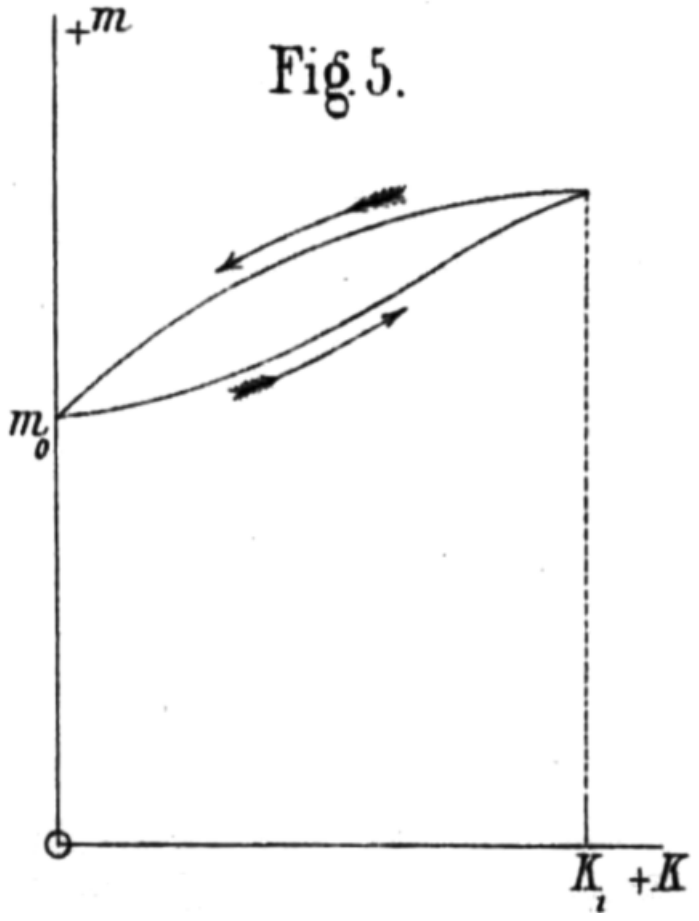
# Magnetische Hysterese in einem Ferromagnetikum

Annalen der Physik und Chemie **20**, 814 (1881)

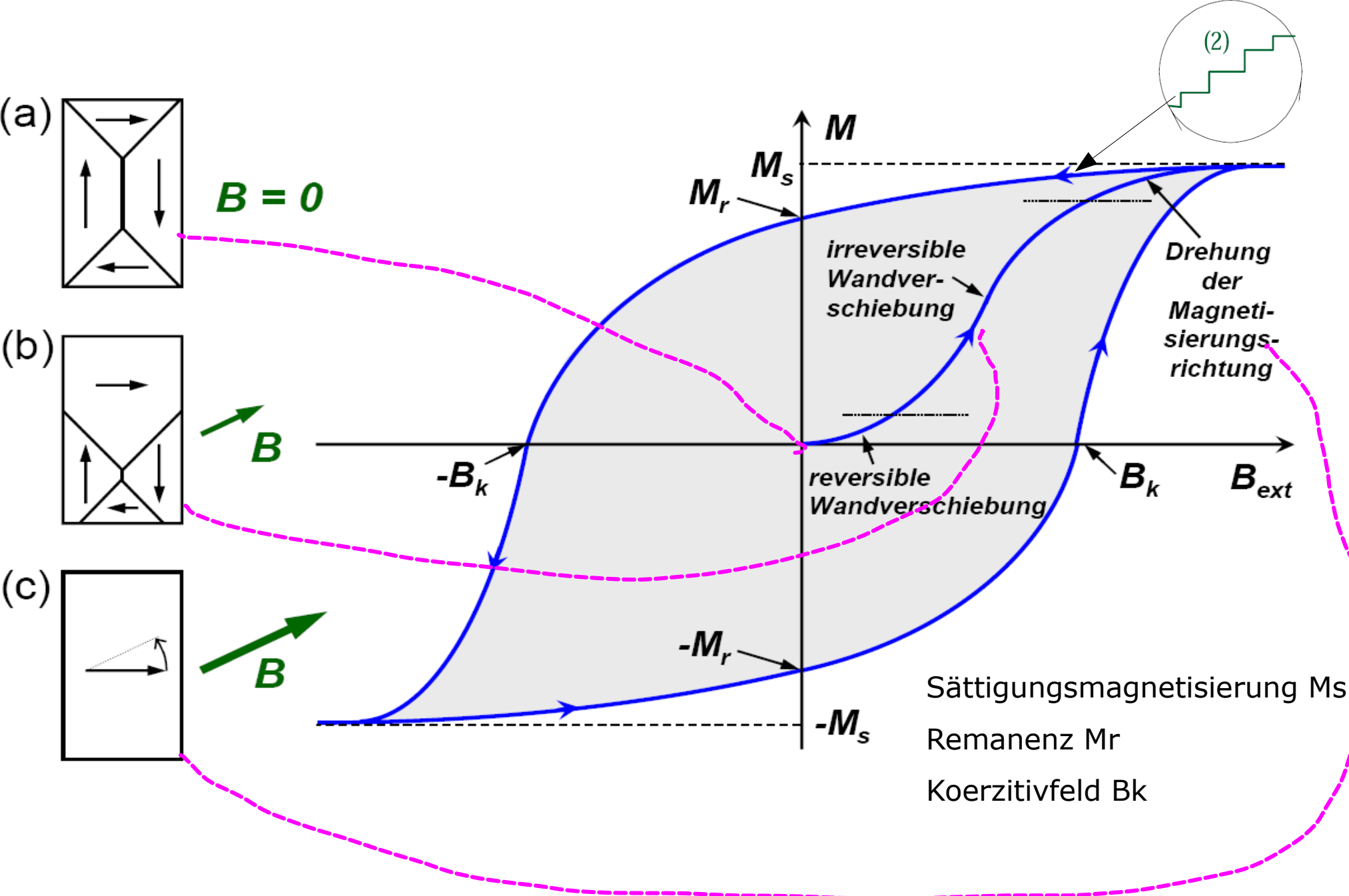


Prof. Dr. Warburg

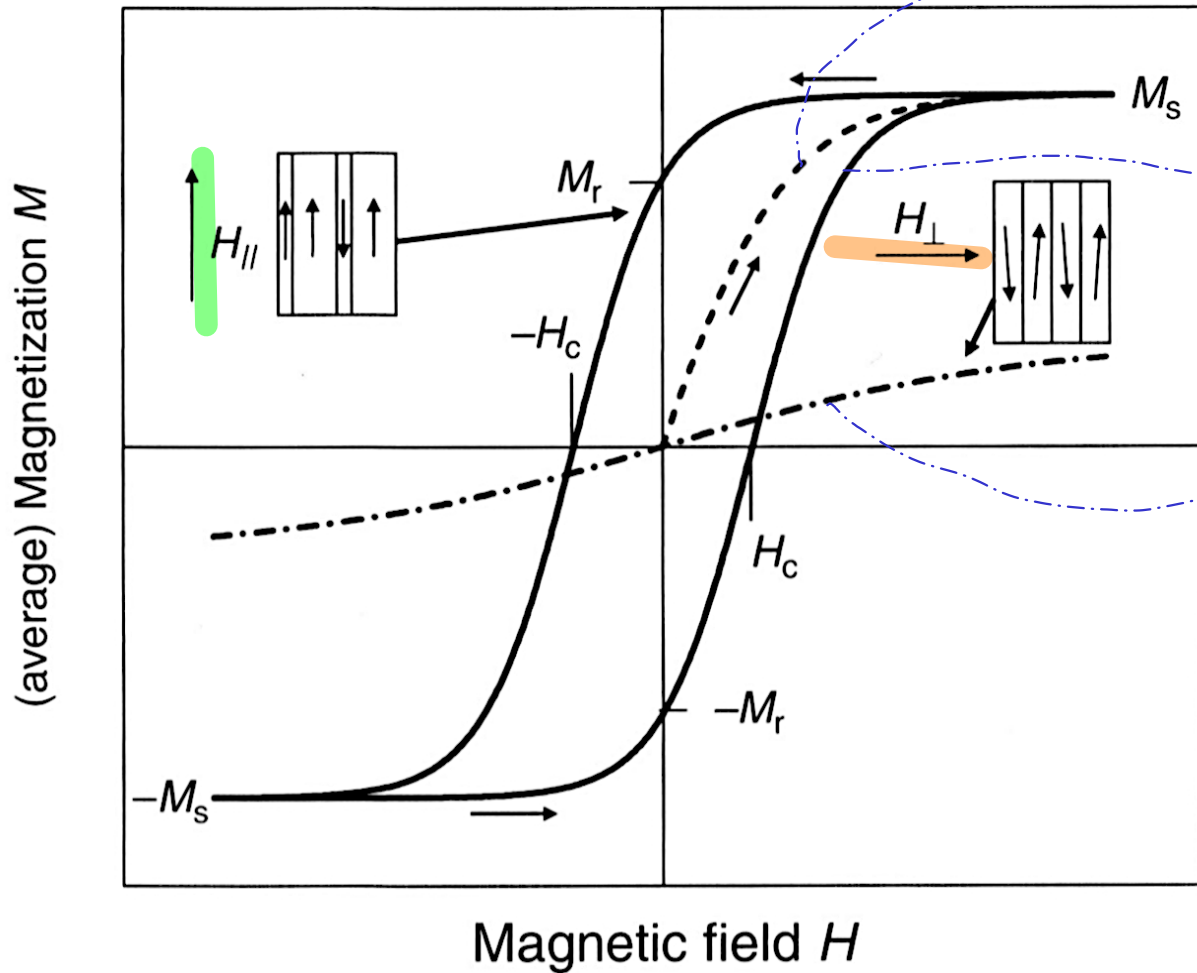
Emil G. Warburg  
(1846 - 1931)



# Ferromagnetische Hysterese



# Mittlere Magnetisierung $M(H)$ eines Ferromagneten mit einer einzigen leichten Achse (hcp Cobalt) im äußeren Feld $H$



schematische Magnetisierungszyklus  
gestrichelt: anfängliche  $M$  (Neukurve)

ausgezogen:

$H$  parallel zur leichten Achse

→ ausgeprägte Hysterese

strichpunktiert:

$H$  senkrecht zur leichten Achse

→ keine deutliche Hysterese

$H_c$ : Koerzitivfeldstärke

$M_r$ : Remanenz

$M_s$ : Sättigungsmagnetisierung

Domänengrenzen haften an **Kristallfehlern**  $\Rightarrow H_c$  wächst

**Dissipation**: eingeschlossene Fläche (vgl.  $u = \frac{1}{2}BH$ )

klein / groß: magnetisch weich / hart

## Weichmagnete

Transformatoren und Motoren.

breite Domänenwände, leicht beweglich über Fehler

Permalloy, NiFe-Legierung, ca. 80:20,  $\mu_0 H_c \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ T}$

## Hartmagnete

Permanentmagnete

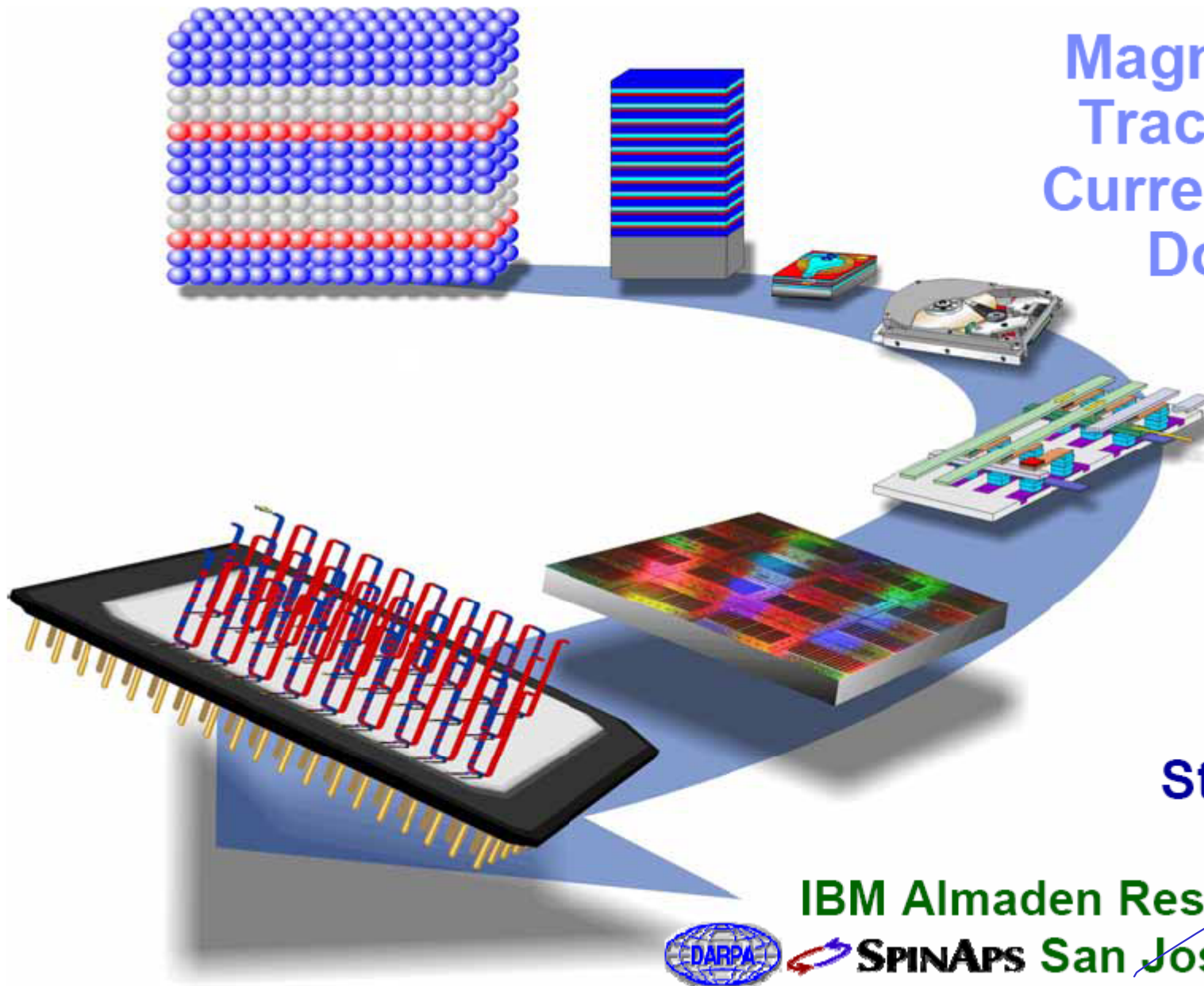
dünne Domänenwände, stark "gepinnt"

$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  mit  $T_C = 585 \text{ K}$ ,  $\mu_0 H_c \approx 1,2 \text{ T}$

## Magnetostriktion

magnetokristalline Anisotropie  $\Rightarrow$  magnetoelastische Kopplung

# Magnetic Race-Track Memory: Current Induced Domain Wall Motion!



**Stuart Parkin**  
IBM Fellow

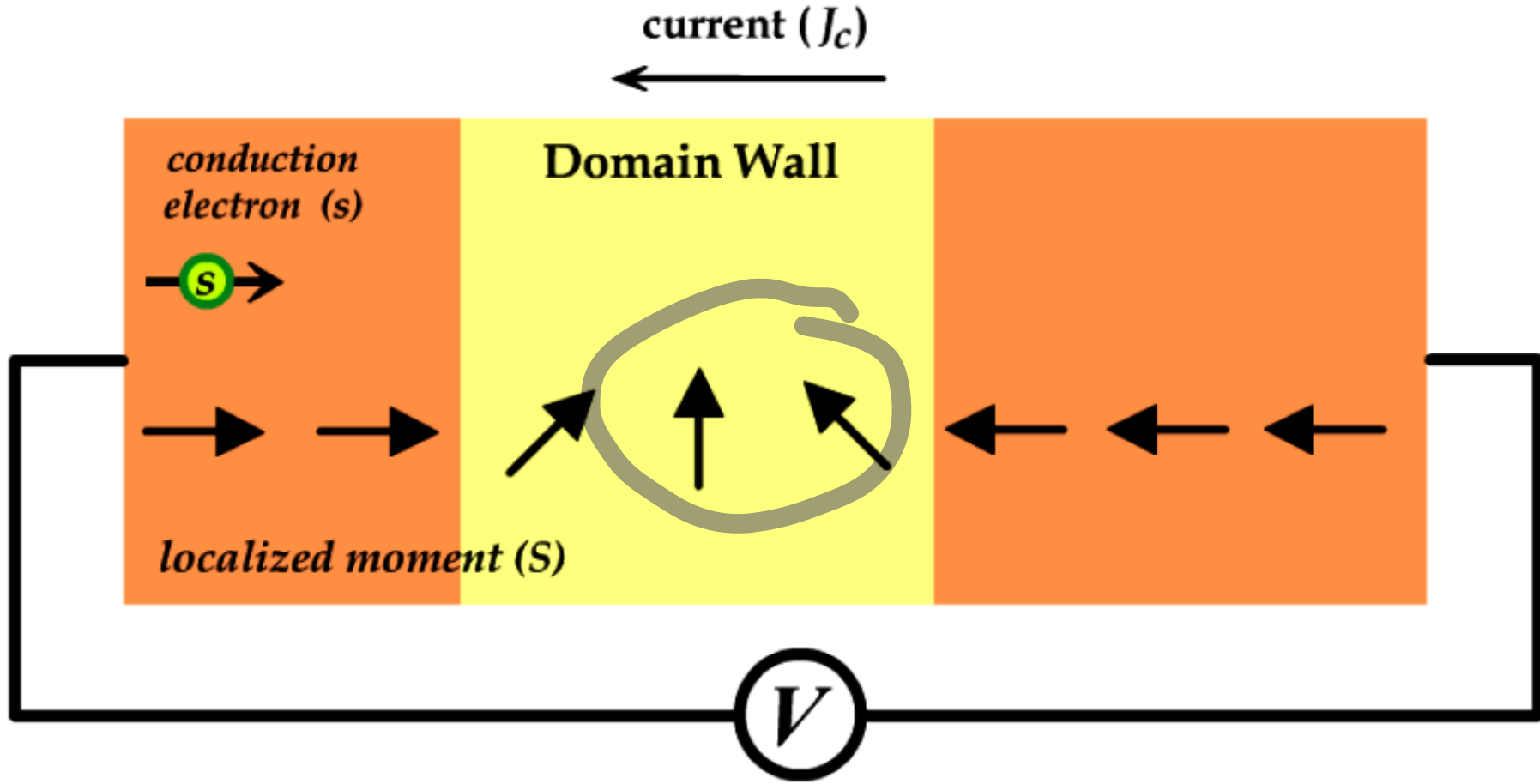
IBM Almaden Research Center  
SPINAPS San Jose, California



MPI Halle



# Domain wall motion

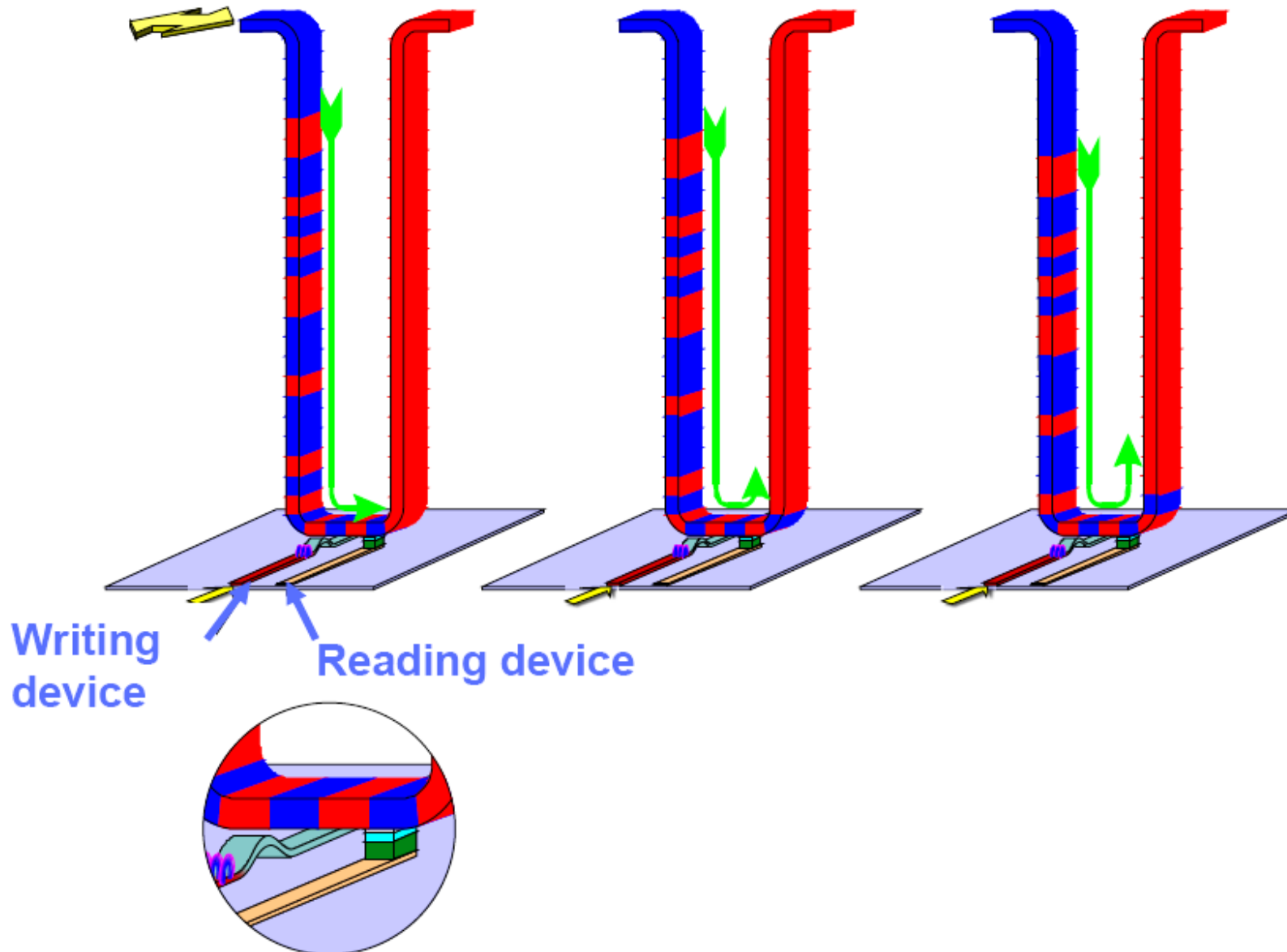


Current  $\rightarrow$  torque on DW  $\frac{\partial \theta}{\partial t} \neq 0, \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$  **Massless motion!!**

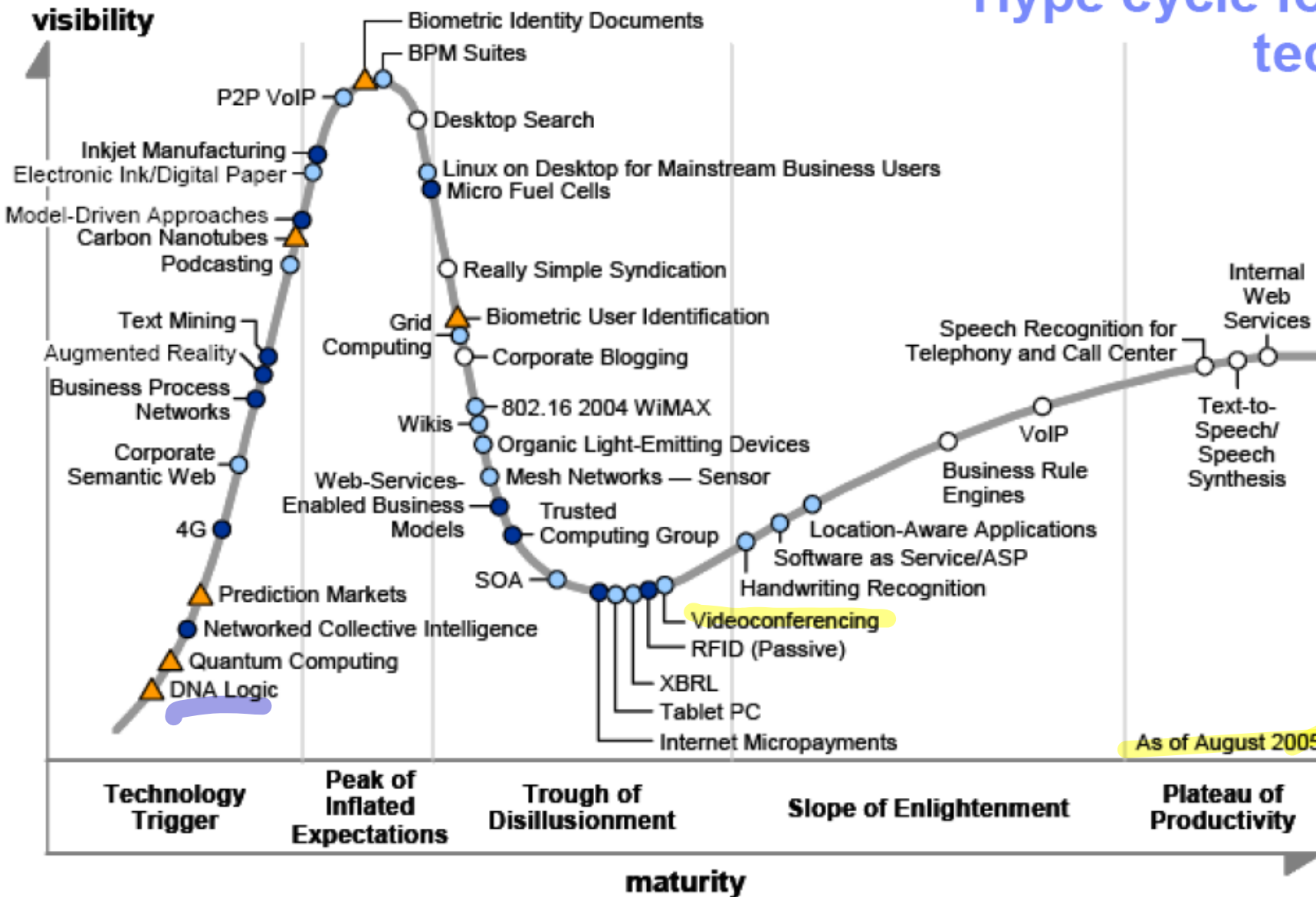
(Magnetic field  $\rightarrow$  pressure on DW,  $\frac{\partial \theta}{\partial t} \neq 0, \frac{\partial \phi}{\partial t} \neq 0$  ) *From Sadamichi Maekawa*

# Magnetic Shift Register Memory

- Nanosecond long current pulses push domain walls around race-track
- due to a spin torque from transfer of spin angular momentum



# Hype cycle for emerging technologies!



Plateau will be reached in:

- less than 2 years
- 2 to 5 years
- 5 to 10 years
- ▲ more than 10 years
- ⊗ obsolete before plateau

Source: Gerstner, August 2005



2 Ferriionen  $\text{Fe}^{3+}$  mit  $S = 5/2$ , 1 Ferroion  $\text{Fe}^{2+}$  mit  $S = 2$

L im Kristall i. w. unterdrückt

man erwartet also:  $2 \times 5 \mu_B + 4 \mu_B = 14 \mu_B$

Experiment zeigt ca.  $4,1 \mu_B$

Antiparallele Spins ergeben effektive Magnetisierung

**Ferrimagnetismus**

Ferrite  $\text{MO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$  mit  $M = \text{Zn}, \text{Cd}, \text{Fe}, \text{Ni}, \text{Co}, \text{Cu}, \text{Mg}$

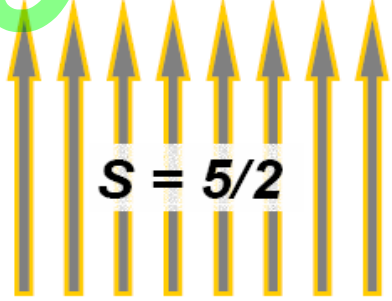
Anwendung: schlechter Leiter mit großem  $\mu$  -- Trafos

↓  
wozu?

↓  
wozu?

# Magnetit $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$

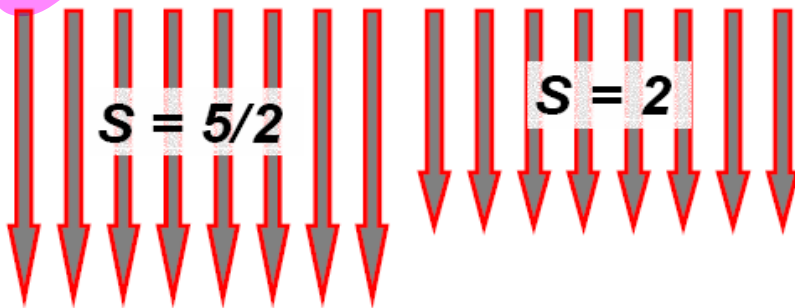
(a) A-Plätze, tetraedrisch



$$S = 5/2$$



B-Plätze, oktaedrisch

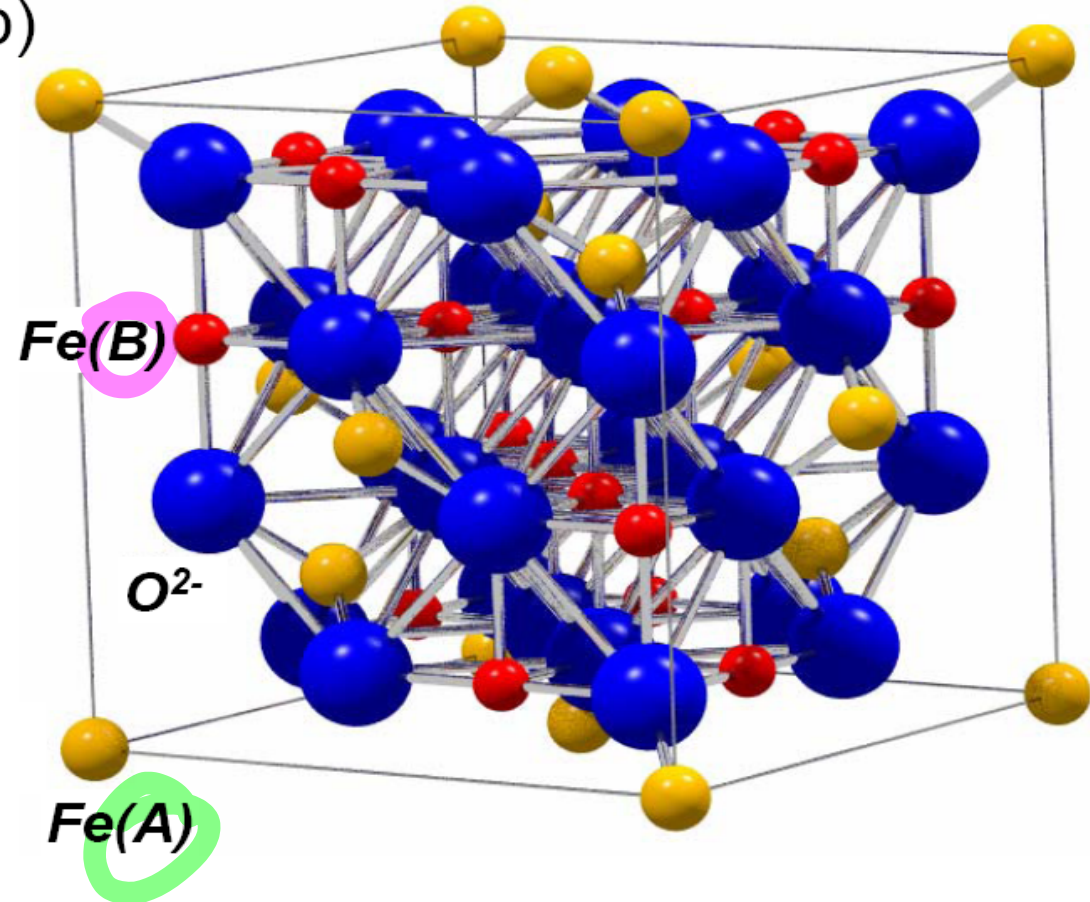


$$S = 5/2$$

$$S = 2$$



(b)



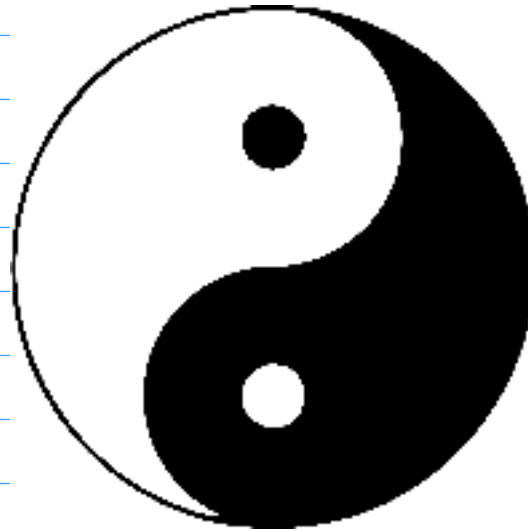
$\text{Fe}(B)$

$\text{O}^{2-}$

$\text{Fe}(A)$

Spins an tetraedrisch und oktaedrisch  
 koordinierte  $\text{Fe}^{3+}$ -Ionen: antiparallel  
 Magnetisierung nur aufgrund der  
 oktaedrisch koordinierten  $\text{Fe}^{2+}$ -Ionen

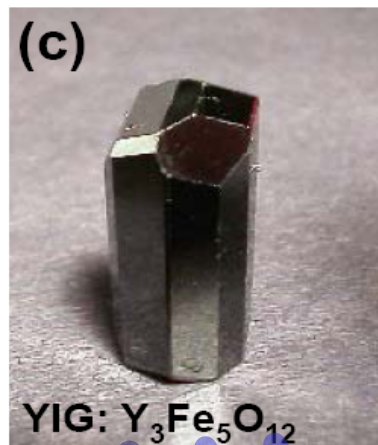
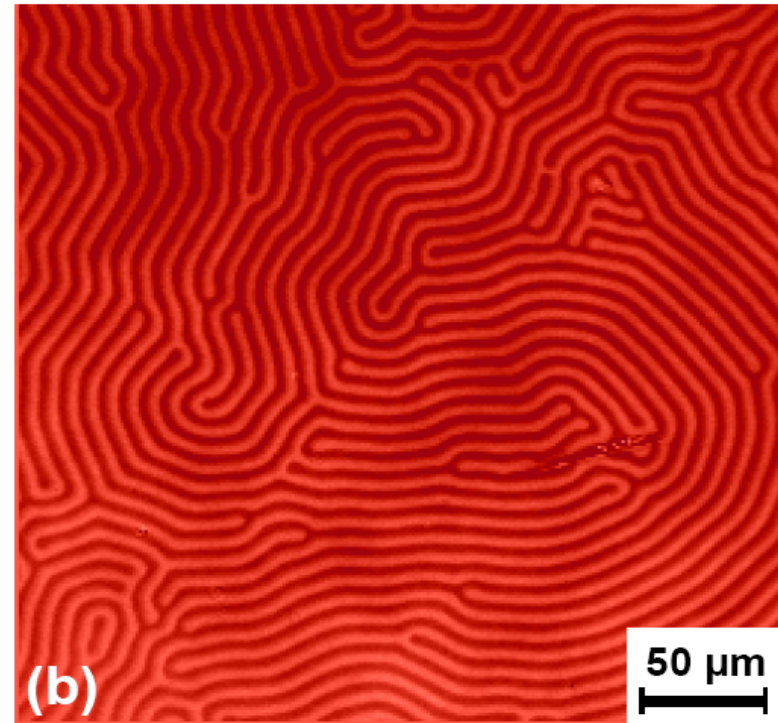
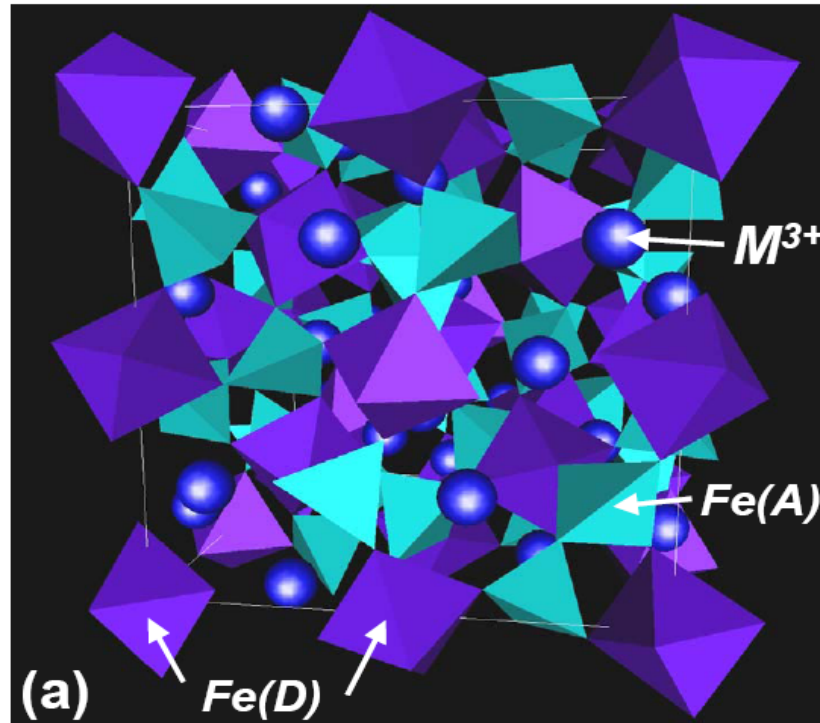
Inverse Spinellstruktur von Magnetit  
 tetraedrische A-Plätze: 3-wertige Ionen  
 oktaedrische B-Plätze: je zur Hälfte  
 2- & 3-wertige Ionen  
 (Normaler Spinell: A-Plätze nur 2-wertige,  
 B-Plätze nur 3-wertige Ionen)



YIN & YANG

Yttrium Iron Garnet: Kristallstruktur  
A-Plätze tetra-, D-Plätze oktaedrisch  
(gezeigt nur die O-tetra- & -oktaeder  
ohne die Fe<sup>3+</sup>-Ionen in ihrem Zentrum)

Kerr-Mikroskopiebild magnetischer  
Streifendomänen in YIG-Film bei B  
senkrecht zum Film



# Eisengranate $M_3Fe_5O_{12}$ : ferrimagnetisches Oxide

z. B.: Yttrium Iron Garnet (YIG)

Faraday effect (rotation of plane of polarization with  $\mathbf{B}$  parallel to  $\mathbf{k}$ )

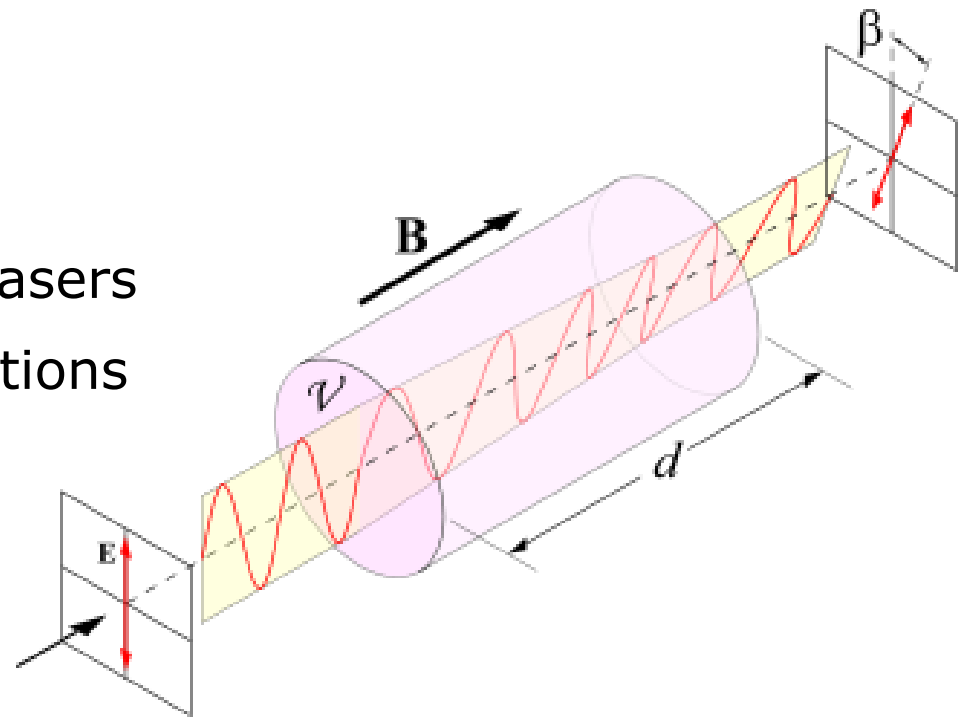
low absorption: infrared up to 600 nm

## Applications

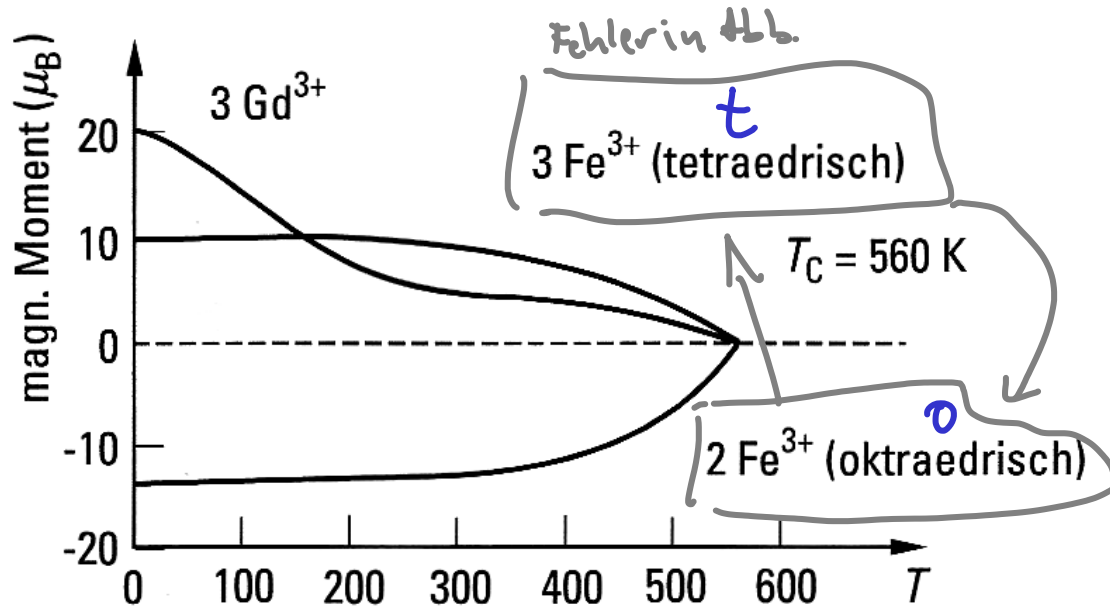
microwave filters

Faraday rotators in solid-state lasers

various nonlinear optics applications

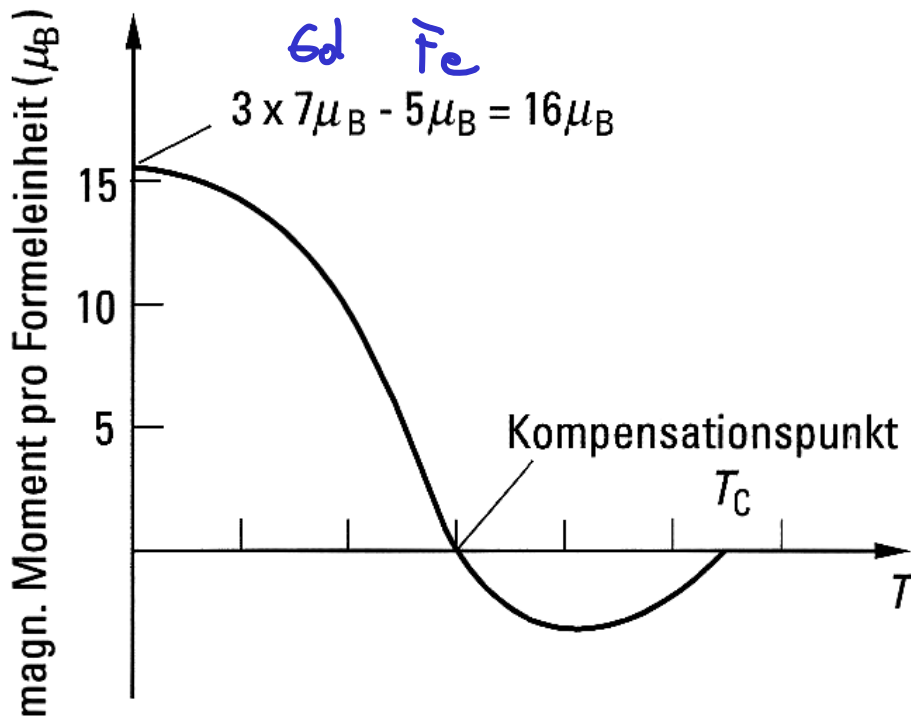




Magnetisches Moment von  $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 

$$\text{Gd}^{3+}: 7\mu_B \quad \text{Fe}^{3+}: 5\mu_B$$

- WW Fe-Fe stark  $\hat{=} T_C \uparrow$
  - WW Fe-Gd schwach;  $\hat{=} T_C \downarrow$
- Gd  $\uparrow \downarrow t$   
 $\uparrow \uparrow o$



Anwendung: magnetooptische Speicher  
kleines M bei RT

→ Ummagnetisierung kaum möglich

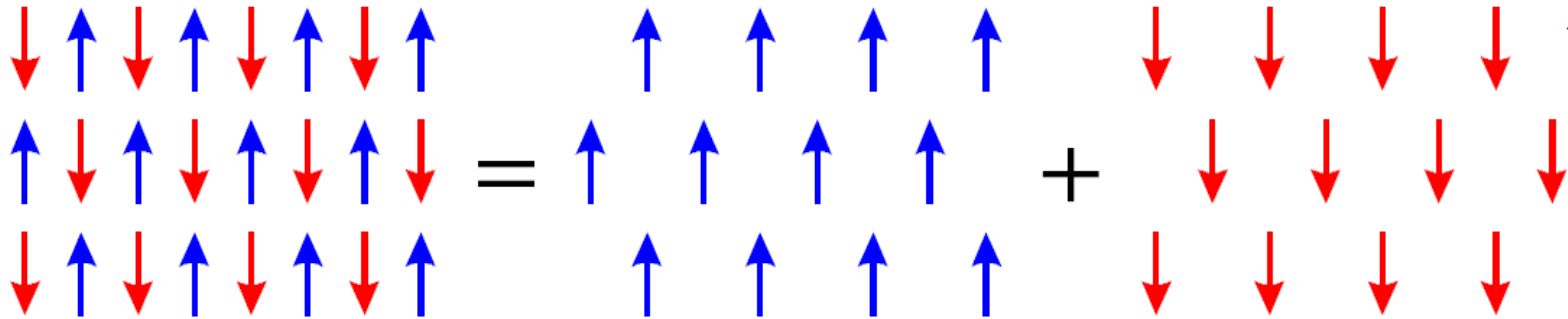
Laserheizen

→ M steigt

→ ermöglicht Ummagnetisierung

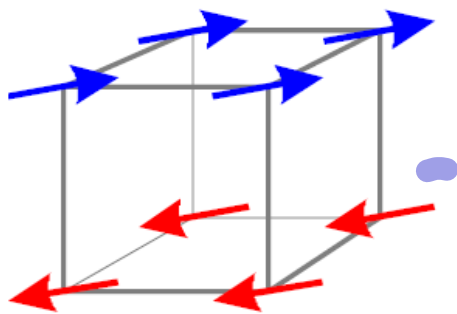
"Ferrimagnet mit  $M \approx 0$ "

Antiferromagnetisches Gitter aufgebaut aus zwei ferromagnetischen



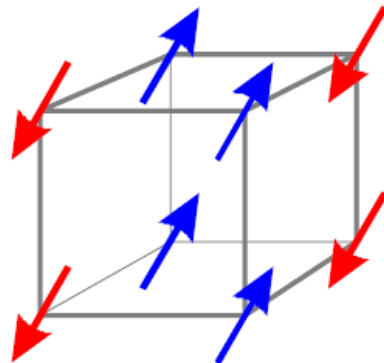
Einige mögliche antiferromagnetische Anordnungen im SC Gitter

(a) Typ A



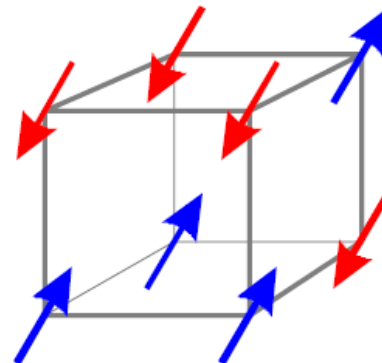
lagenartig

(b) Typ C

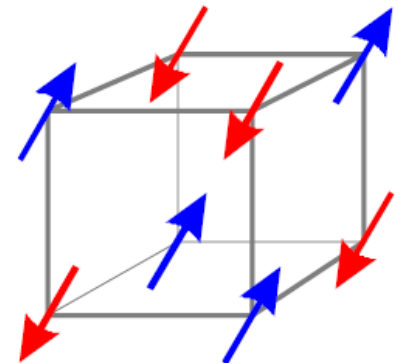


kettenartig

(c) Typ E

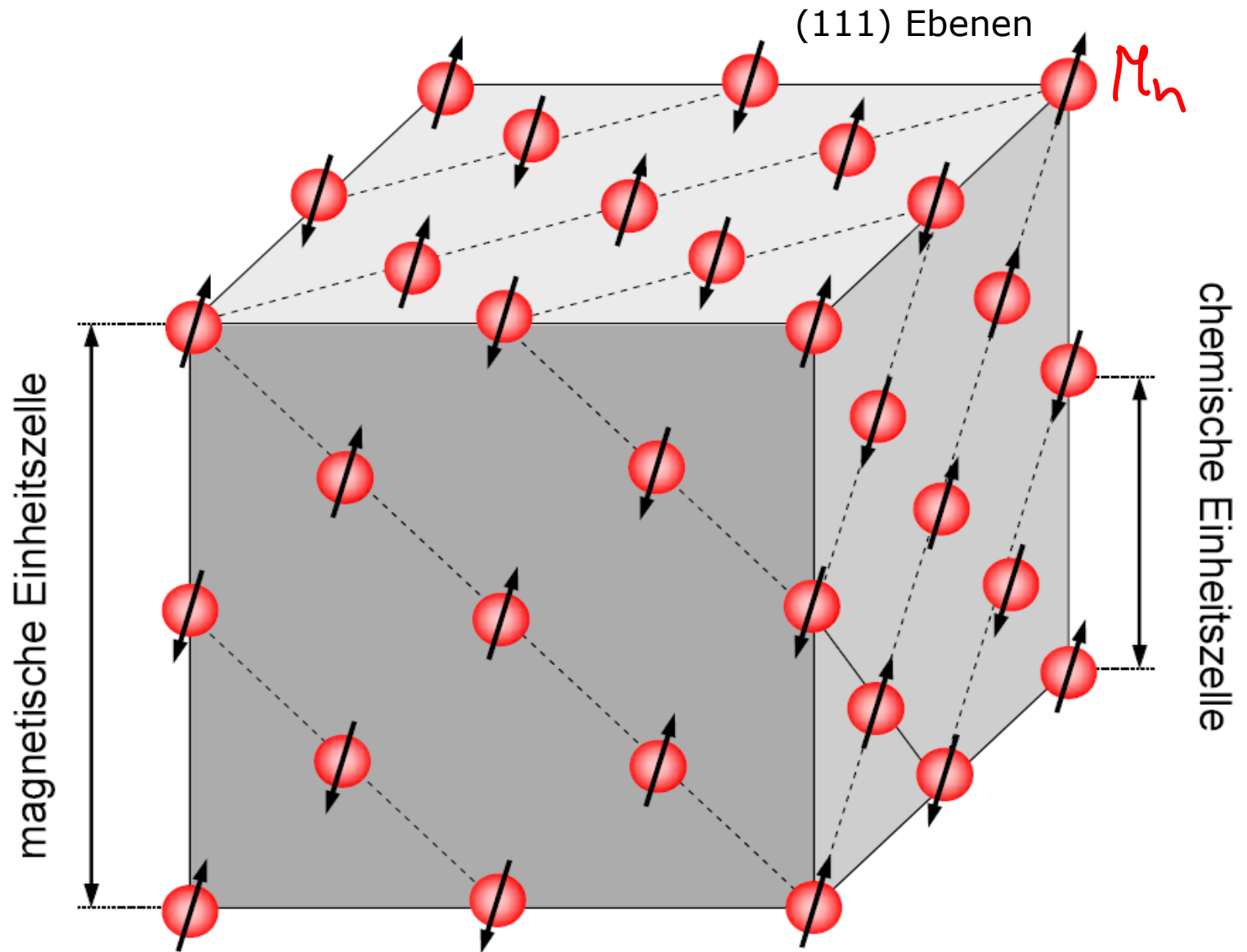


(d) Typ G



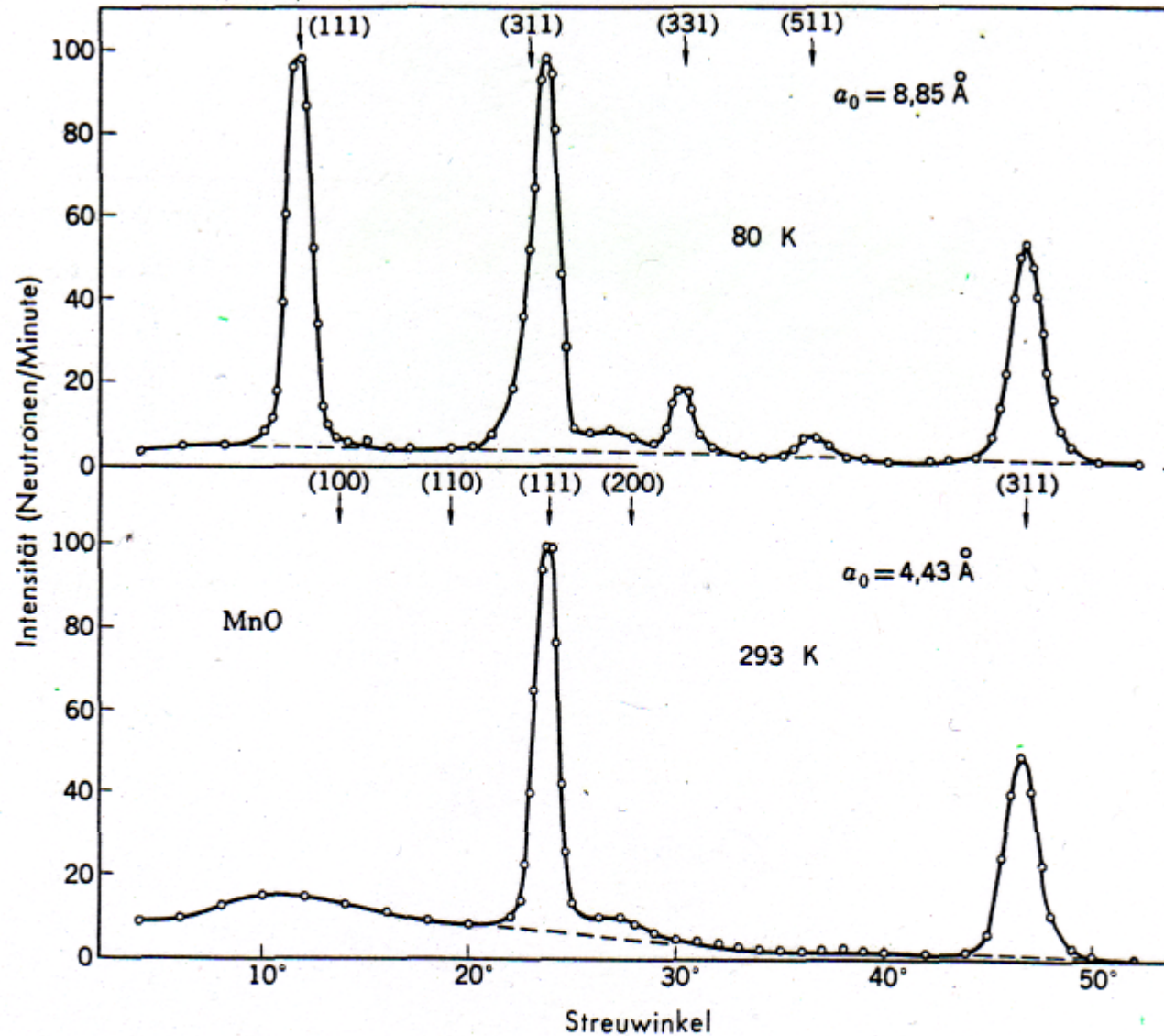
# MnO

NaCl-Struktur



Spins der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen in antiferromagnetischem MnO  
( $\text{O}^{2-}$ -Ionen nicht dargestellt) für  $T < T_{\text{Néel}} = 116 \text{ K}$

80 K



293 K

**Bild 20** Neutronenbeugungsaufnahme von MnO unterhalb und oberhalb der Spinordnungstemperatur bei 120 K, nach C. G. Shull, W. A. Streuser und E. O. Wollan. Für die Reflexionsindizes wurde bei 80 K eine 8,85 Å-Elementarzelle und bei 293 eine 4,43 Å-Elementarzelle zugrunde gelegt. Bei der höheren Temperatur sind die Mn<sup>2+</sup>-Ionen immer noch magnetisch aber nicht mehr geordnet.

# Molekularfeldrechnung für Ferrimagneten

2 Untergitter A, B mit Curiekonstanten  $c_A, c_B$

primitives Modell: keine WW außer A-B antiparallel

$$\vec{B}_A^{\text{eff}} = -\mu_0 \lambda \vec{M}_B \quad \& \quad \vec{B}_B^{\text{eff}} = -\mu_0 \lambda \vec{M}_A ; \lambda > 0$$

$$\Rightarrow \mu_0 M_A = \frac{c_A}{T} (B_a - \mu_0 \lambda M_B) \quad \& \quad \mu_0 M_B = \frac{c_B}{T} (B_a - \mu_0 \lambda M_A)$$

für  $B_a = 0$  gibt es nichttriv. Lsg, falls

$$\begin{vmatrix} T & \lambda c_A \\ \lambda c_B & T \end{vmatrix} = 0$$

$$\Rightarrow \text{Curietemperatur } T_c = \lambda \sqrt{c_A c_B}$$

obige Glu. für  $T > T_c$  lösen

$$\Rightarrow \chi_{\text{para}} = \frac{\mu_0 (M_A + M_B)}{B_0} = \frac{(c_A + c_B) T - 2 \lambda c_A c_B}{T^2 - T_c^2}$$

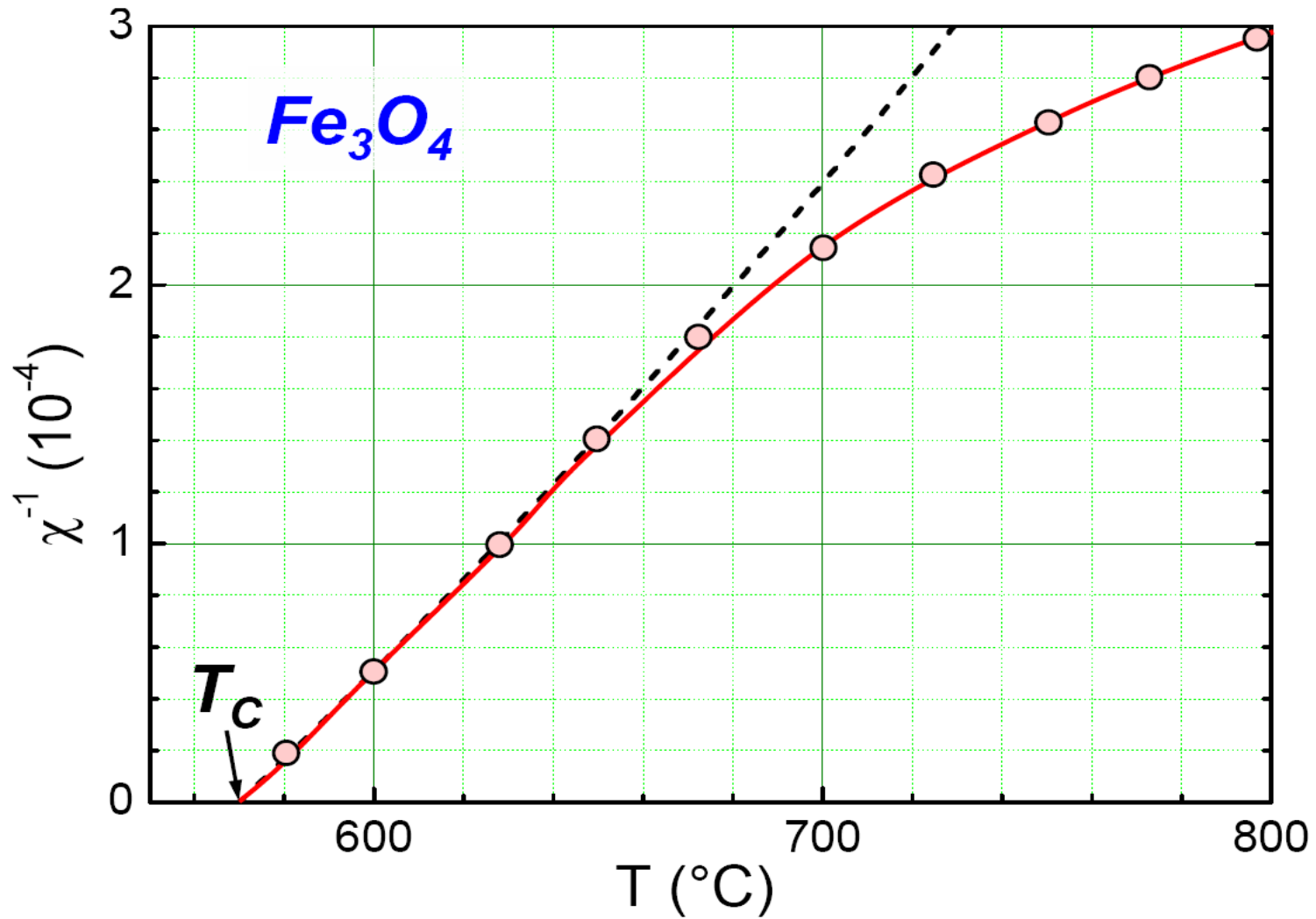
vgl.  $\frac{C}{T}$   
→ Folie  $\text{Fe}_3\text{O}_4$

Spezialfall Antiferromagn.:  $C = c_A = c_B$

$$\Rightarrow T_N = \lambda C$$

$$\chi_{\text{para}} = \frac{2cT - 2\lambda C^2}{T^2 - \lambda C^2} = \frac{2c}{T + \lambda C} = \frac{2c}{T + T_N}$$

Jetzt: exp. Daten anpassen mit  $\frac{1}{\chi} = \frac{1}{2c}(T + \Theta)$



Reziproke Suszeptibilität von Magnetit  
Krümmung typisch für Ferrimagneten

# Antiferromagnetic Crystals

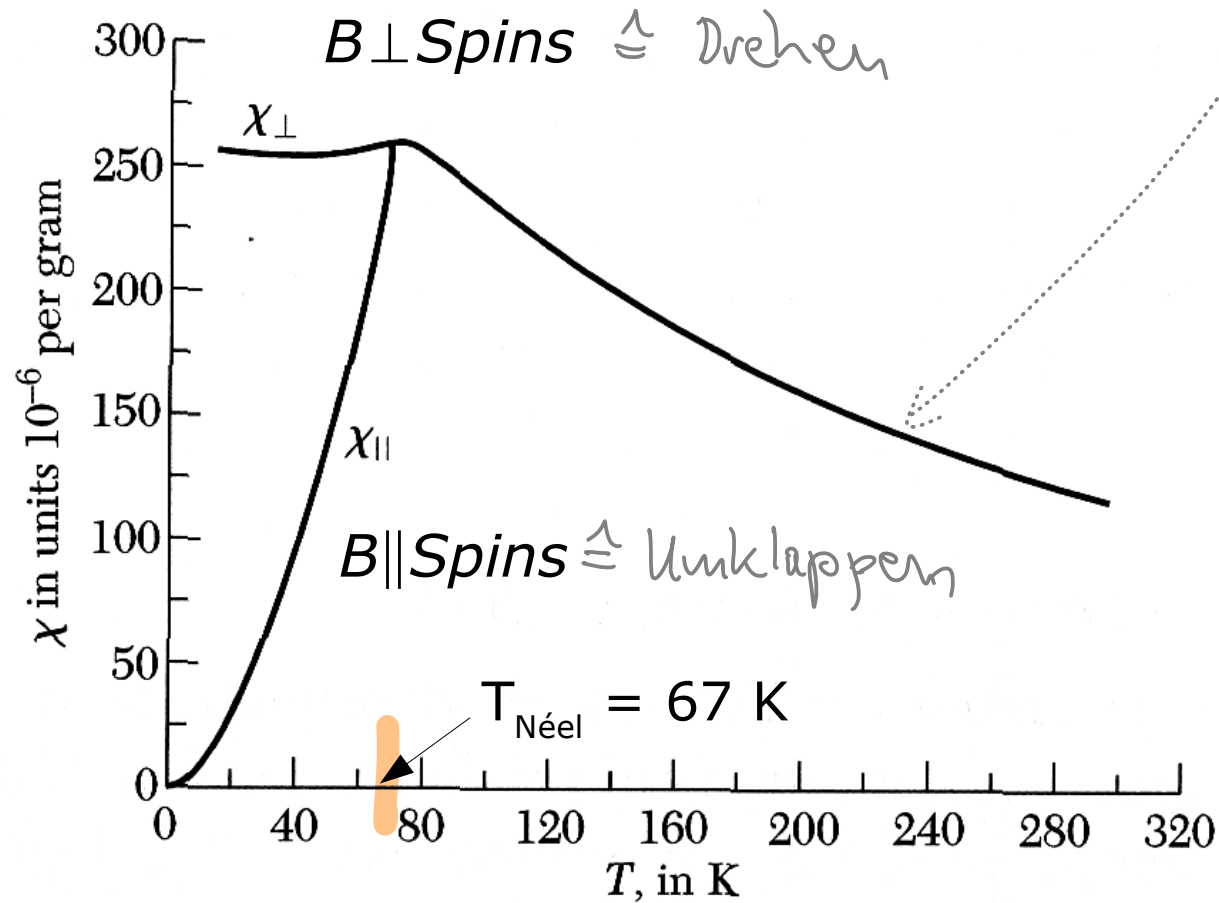
Substance	Paramagnetic ion lattice	Transition temperature, $T_N$ , in K	Curie-Weiss $\theta$ , in K	$\frac{\theta}{T_N}$	$\frac{\chi(0)}{\chi(T_N)}$
MnO	fcc	116	610	5.3	$\frac{2}{3}$
MnS	fcc	160	528	3.3	0.82
MnTe	hex. layer	307	690	2.25	
MnF <sub>2</sub>	bc tetr.	67	82	1.24	0.76
FeF <sub>2</sub>	bc tetr.	79	117	1.48	0.72
FeCl <sub>2</sub>	hex. layer	24	48	2.0	<0.2
FeO	fcc	198	570	2.9	0.8
CoCl <sub>2</sub>	hex. layer	25	38.1	1.53	
CoO	fcc	291	330	1.14	
NiCl <sub>2</sub>	hex. layer	50	68.2	1.37	
NiO	fcc	525	~2000	~4	
Cr	bcc	308			

passt "so late".

bessere Modelle : • WW im Untergitter beachten (≡ weitere Molekularfeld konst.  $\nu$ )  
 • geometr. Anordnung

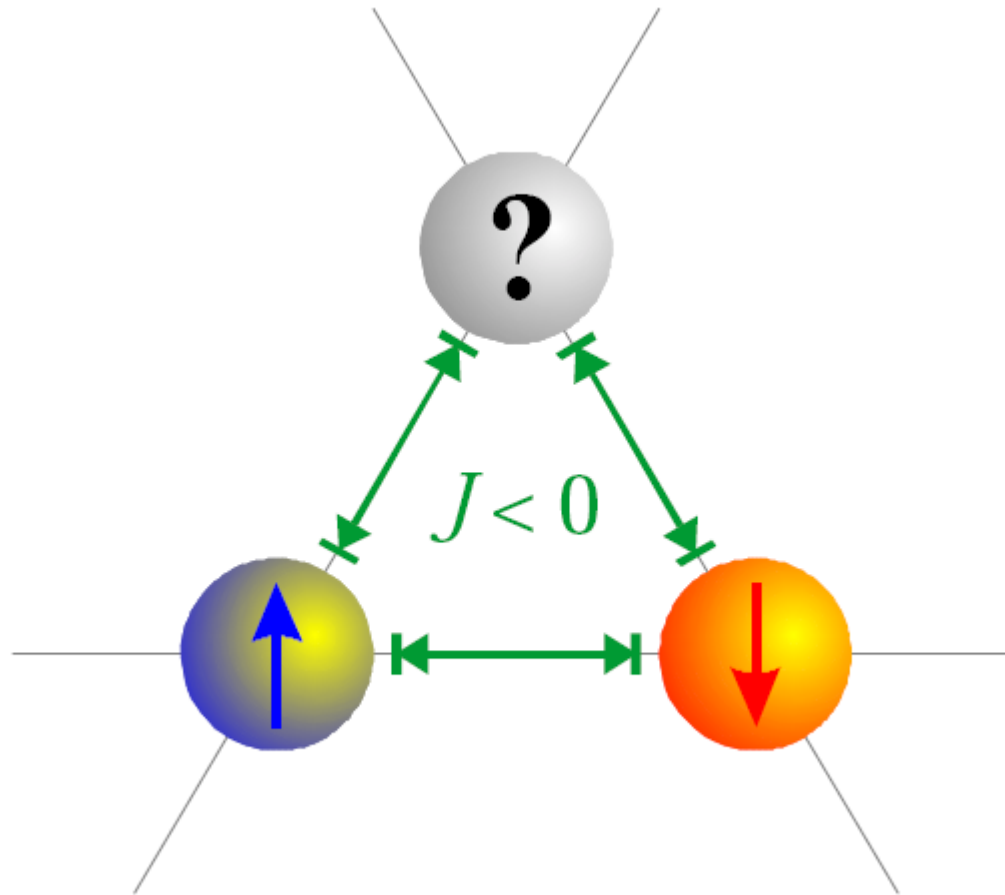


Molekularfeldnäherung für 2 Spingitter liefert für  $T > T_{\text{néel}}$ :  $\chi_{AF} = \frac{2C}{T + T_{\text{Néel}}}$



**Figure 22** Magnetic susceptibility of manganese fluoride,  $\text{MnF}_2$ , parallel and perpendicular to the tetragonal axis. (After S. Foner.)

# Frustration im 2D Dreiecksgitter



# Spingläser

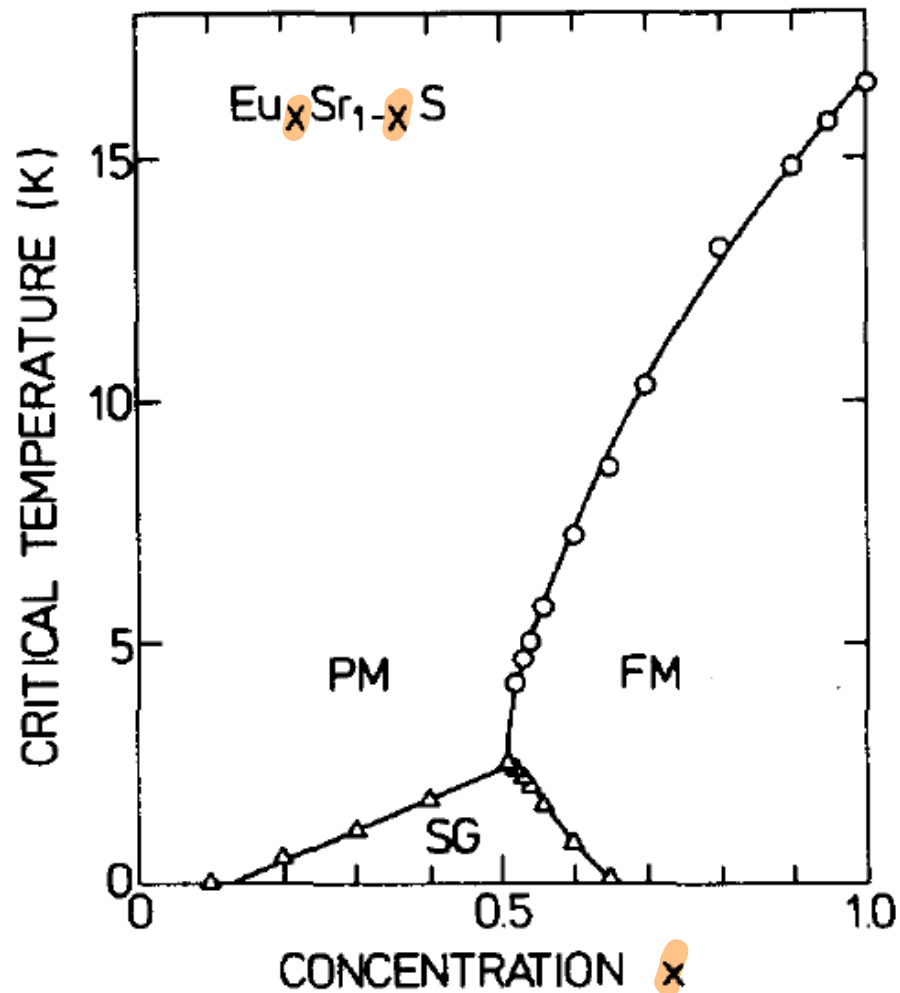
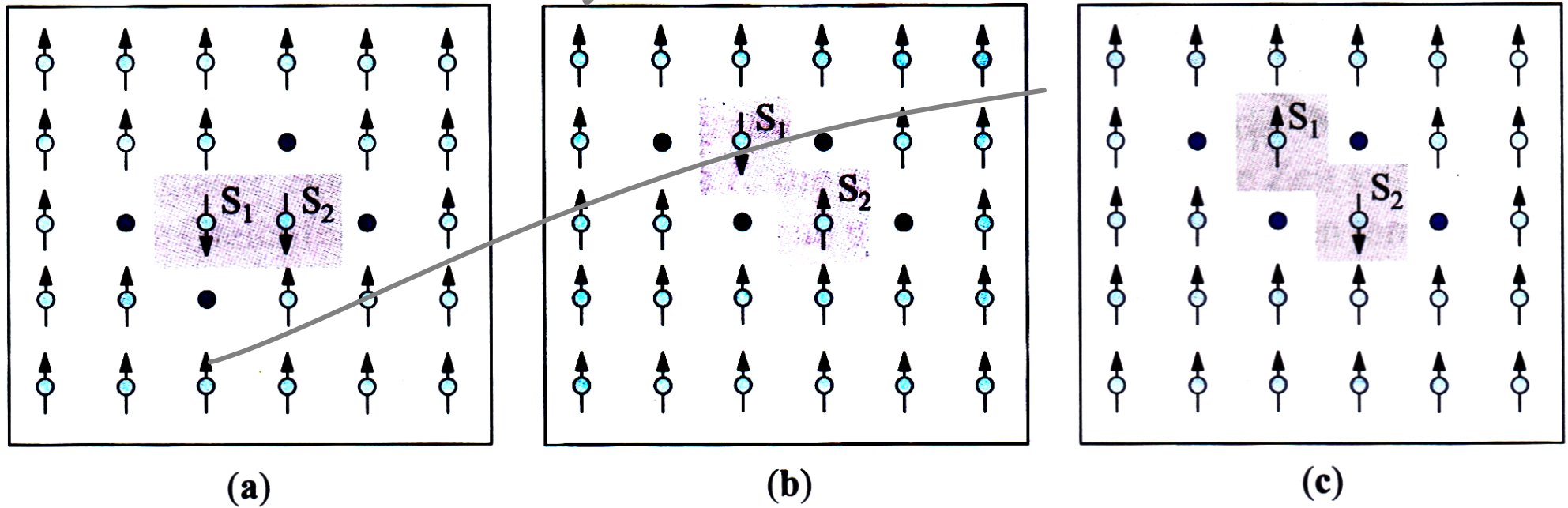


Fig. 1. Magnetic phase diagram of  $\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}\text{S}$ : PM, paramagnetic; FM, ferromagnetic; SG, spin glass (6).

Skip



**Bild 12.20:** Zweidimensionales Modell zum Frustrationseffekt. Die dunkelblauen Kreise repräsentieren die unmagnetischen Ionen. **a)** Die beiden grau hinterlegten Spins  $S_1$  und  $S_2$  nehmen die energetisch tiefste Lage ein. **b)** Die Anwesenheit von Spin  $S_2$  verhindert die ferromagnetische Ausrichtung von Spin  $S_1$ . **c)** Diese Anordnung ist energetisch äquivalent zur Anordnung b) trotz der Drehung der beiden Spins.

Wieviel Energie ist notwendig,

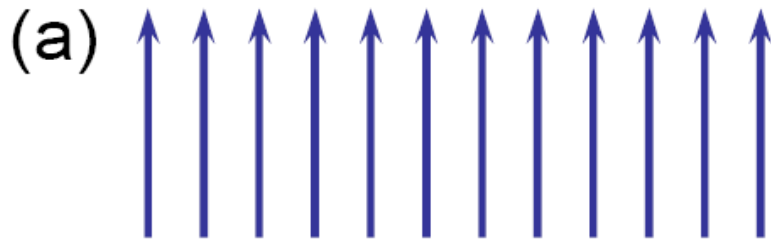
um das magn. Moment einer

FM Probe um einen Spin zu ändern?

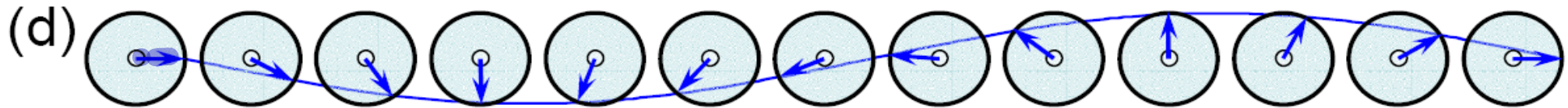
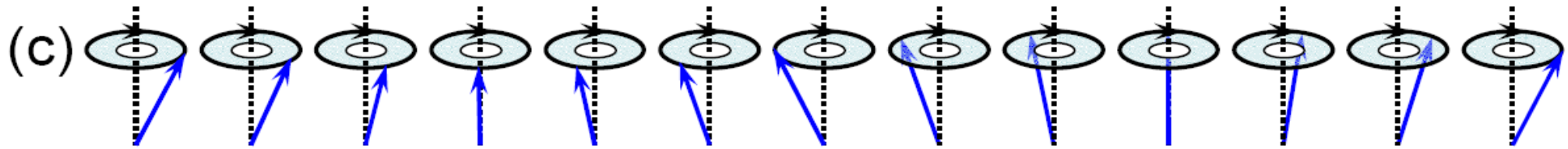
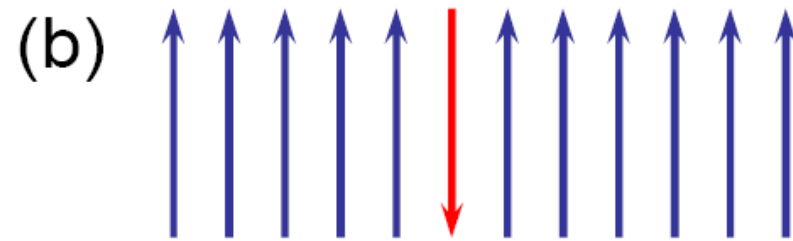
→ Stoner-Wohlfarth-Modell

# Magnetische Anregungen

Ferromagnet im  
klassischen Grundzustand



Umklappen eines  
einzelnen Moments



Spin-Welle in einer linearen Kette

# Dispersionsrelation für Magnonen: 1D Kette

1d Kette, WW nur zu NN

Betrachte Spin am Platz  $p$

Austauschenergie  $E = -J \vec{S}_p (\vec{S}_{p-1} + \vec{S}_{p+1})$

magn. Moment  $\vec{\mu} = -g\mu_B \vec{S}$

$$\Rightarrow E = -\vec{\mu}_p \cdot \left( -\frac{J}{g\mu_B} (\vec{S}_{p-1} + \vec{S}_{p+1}) \right) = -\vec{\mu}_p \cdot \vec{B}_p \quad \begin{array}{l} \text{effektives} \\ \text{B-Feld} \end{array}$$

$$\Rightarrow \text{auf } \vec{S}_p \text{ wirkt Drehmoment } \vec{\mu}_p \times \vec{S}_p$$

$$\Rightarrow \hbar \dot{\vec{S}}_p = \overbrace{-g\mu_B}^{\mu_p} \vec{S}_p \times \vec{B}_p$$

$B_p$  einsetzen...

$$\Rightarrow \dot{S}_p = \frac{J}{\hbar} (\vec{S}_p \times \vec{S}_{p-1} + \vec{S}_p \times \vec{S}_{p+1})$$

komponentenweise:

$$\dot{S}_p^x = \frac{J}{\hbar} (S_p^y (S_{p-1}^z + S_{p+1}^z) - S_p^z (S_{p-1}^y + S_{p+1}^y))$$

$$\vdots$$

geringe Anregung:  $S_p^x, S_p^y \ll S$  und  $S_p^z \approx S$

alle Terme streichen, die Produkt von 2 kleinen Werten sind

$$\dot{S}_p^x = \frac{J}{\hbar} S (2S_p^y - S_{p-1}^y - S_{p+1}^y)$$

$$\dot{S}_p^y = \frac{J}{\hbar} S (2S_p^x - S_{p-1}^x - S_{p+1}^x)$$

} damit weiter...

$$\dot{S}_p^z = 0$$

✓



Ansatz ebener Wellen:  $S_p^x = u \exp(i(pk_a - \omega t))$  2Gln.

$$\Rightarrow -i\omega u = \frac{\hbar}{m} S (2 - \exp(-ika) - \exp(ika)) = \underbrace{2 \frac{\hbar}{m} S (1 - \cos ka)}_a v$$

Lösen durch  $\text{Det.} \stackrel{!}{=} 0 \Rightarrow \omega = \pm \alpha$

$$\Rightarrow \hbar\omega = 2\hbar S (1 - \cos(ka))$$

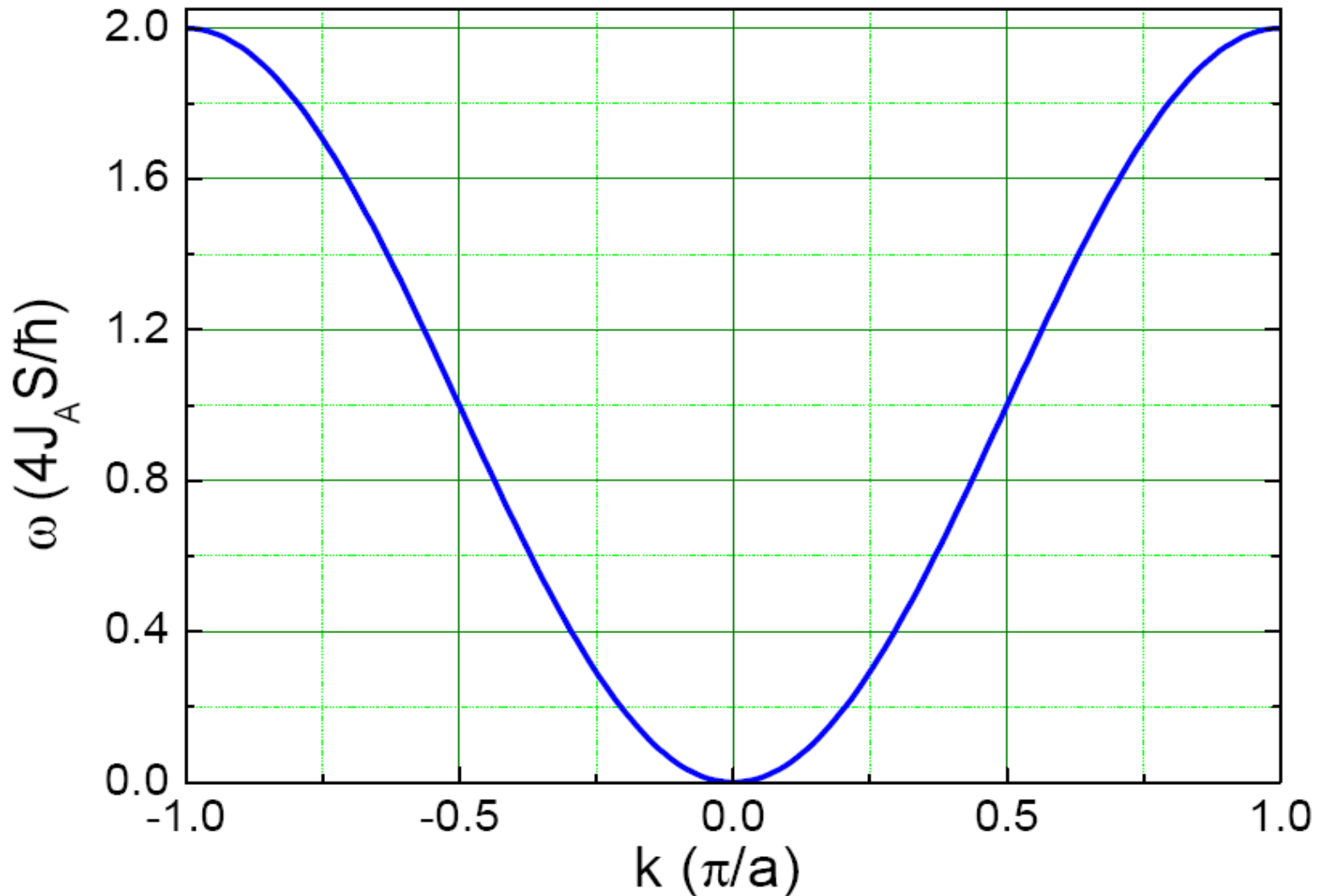
$\Rightarrow v = -iu \cong \Delta\varphi = 90^\circ \triangleq$  kreisen um z-Achse

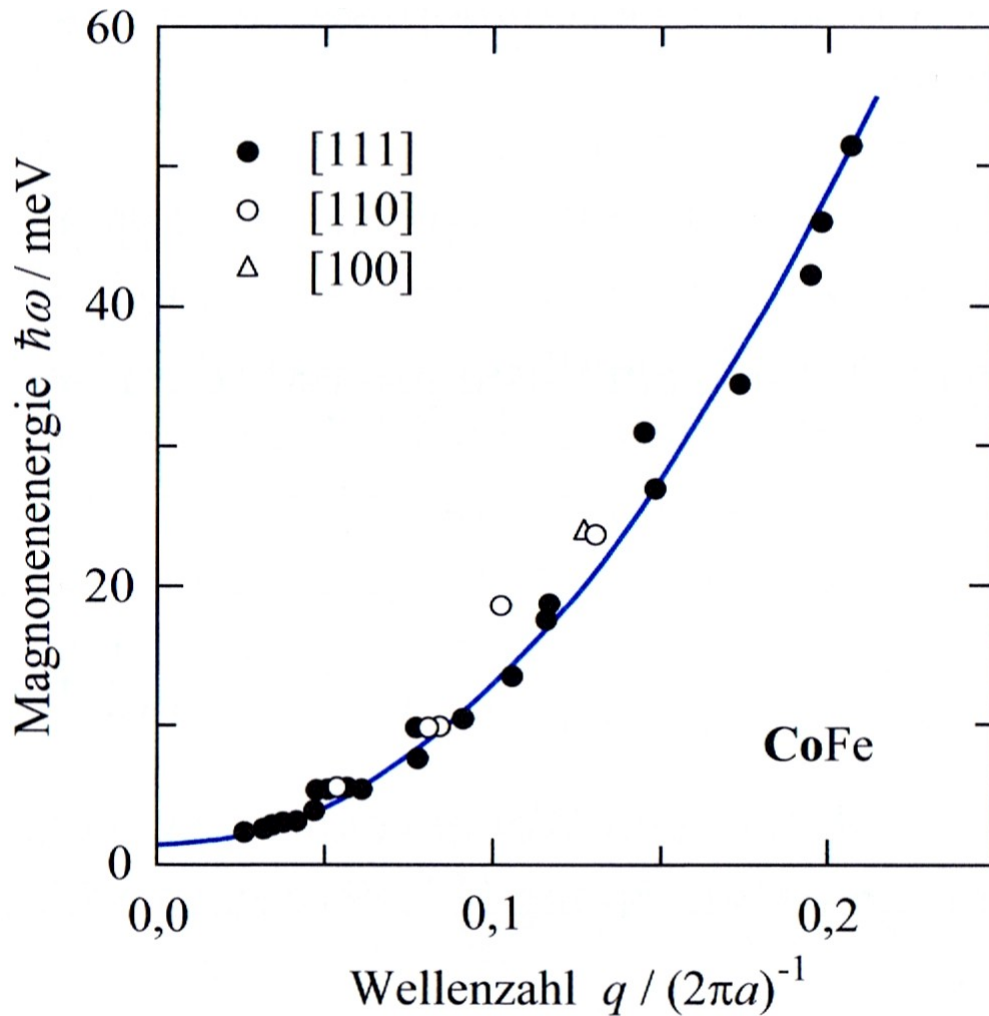
Näherung für große Wellenlängen ( $ka \ll 1$ ):

$$1 - \cos x \approx \frac{1}{2} x^2 \quad \hbar\omega = \hbar S a^2 k^2$$

# Dispersion ferromagnetischer Spinwellen

in einer 1D Spinkette,  $B_{\text{ext}} = 0$





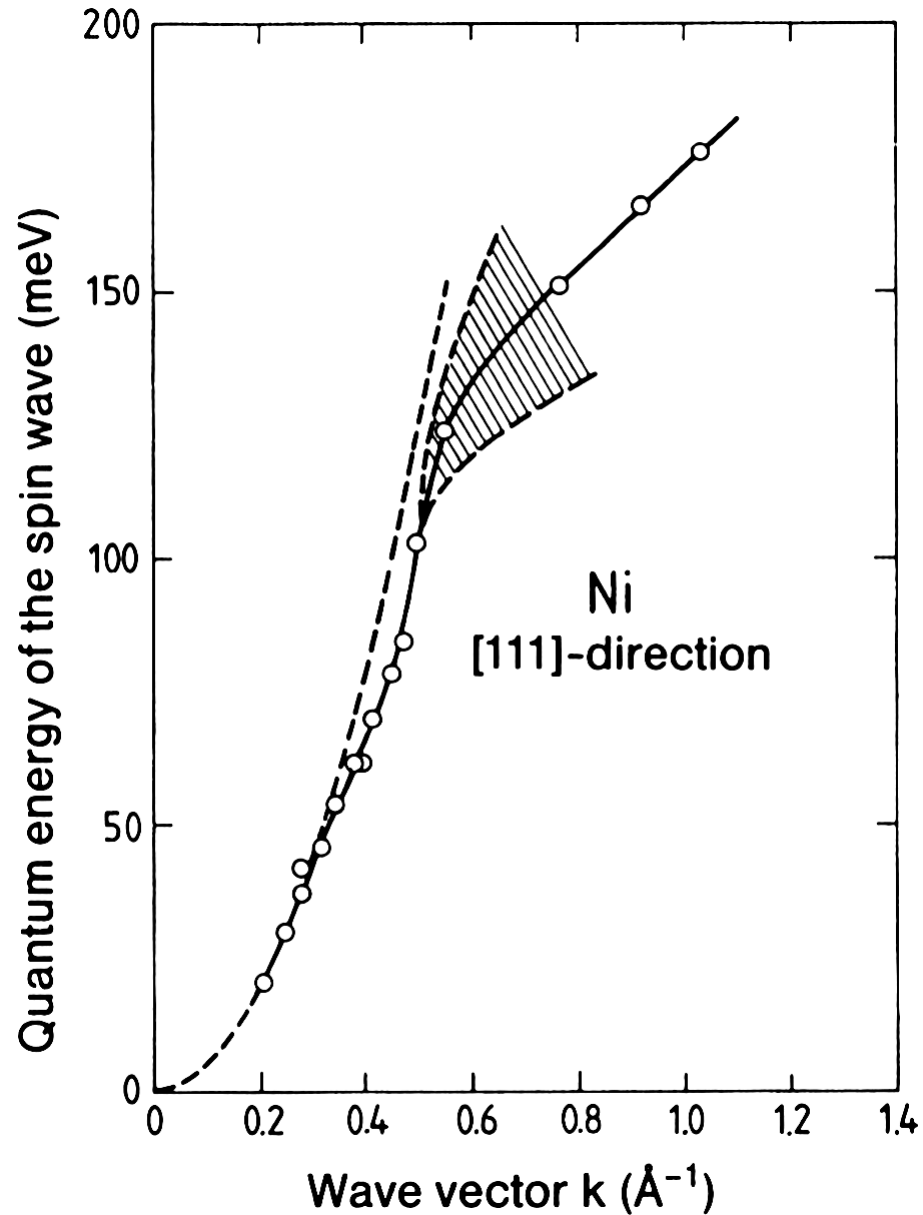
**Bild 12.13:** Magnonendispersionskurve von Kobalt legiert mit 8% Fe. Wie erwartet verläuft die Dispersionskurve parabelförmig. Die Lücke bei kleinen Energien beruht auf der Anisotropie der Austauschwechselwirkung. (Nach R.N. Sinclair, B.N. Brockhouse, Phys. Rev. **120** 1638 (1960).

Das passt zu Messergebnissen von...

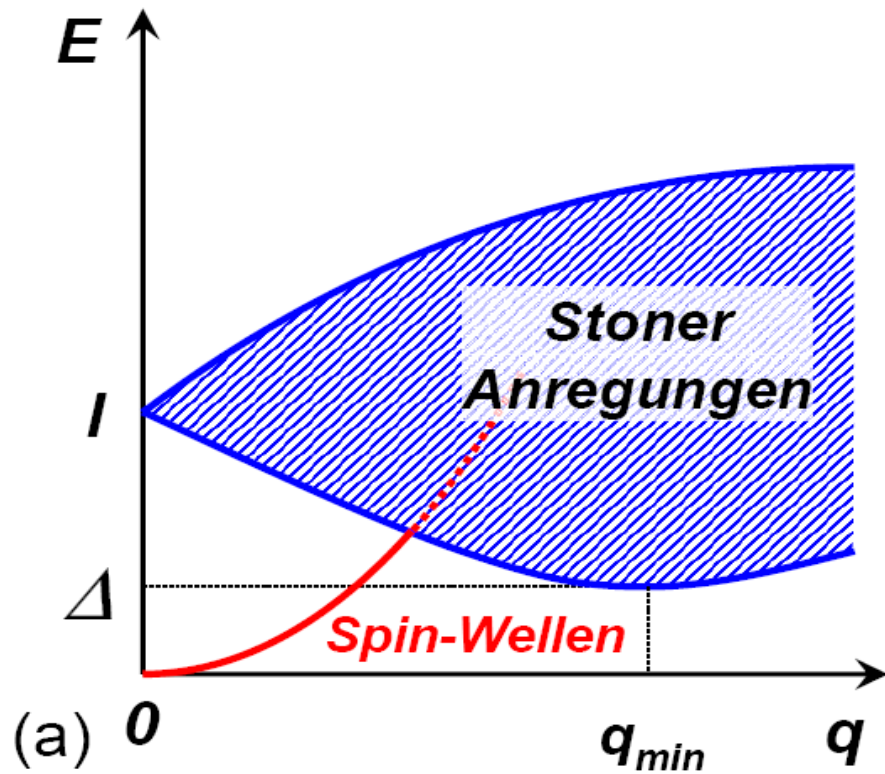
- inelastischer Neutronenstreuung

- Brillouin-Lichtstreuung

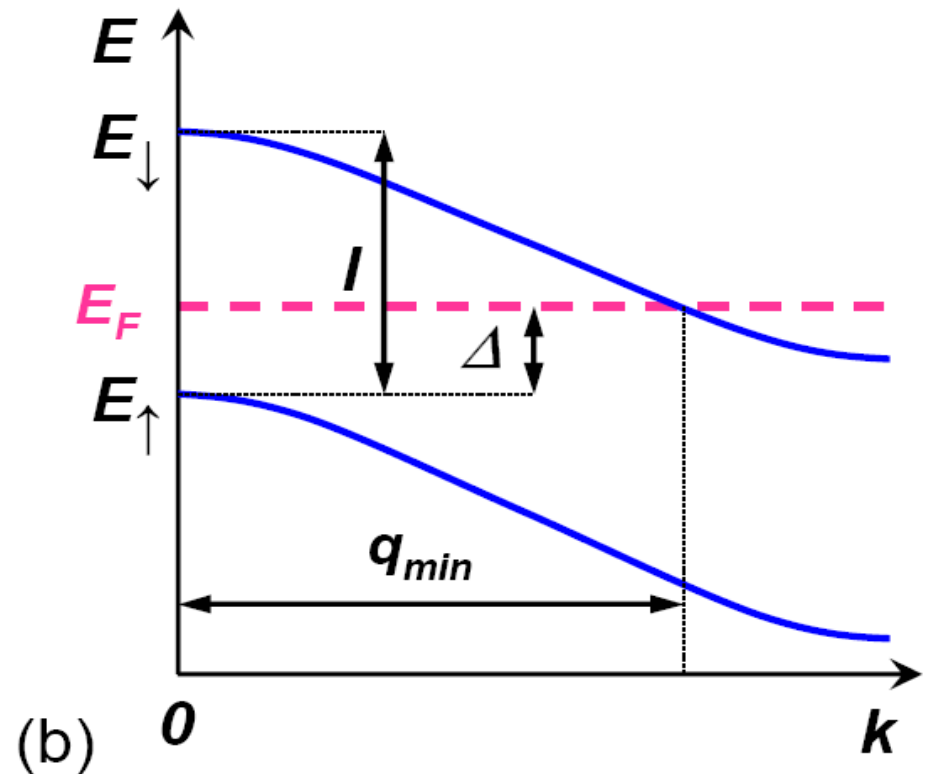
kleine  $|k|$ ;  $\Delta E(\text{Photon}) \cong \text{Spinwellenenergie}$



**Fig. 8.13.** Experimental dispersion relation for spin waves in nickel along the [111] direction [8.6]. The measurements were made at  $T = 295$  K. The dashed line shows a dependence of the quantum energy proportional to  $k^2$ . Deviations from this line are due firstly to the exchange interaction between more distant neighbors, and secondly to the onset of one-electron excitations. The latter cause a reduction in the lifetime of the spin waves, leading to a lifetime broadening of the spectra (*shaded region*)



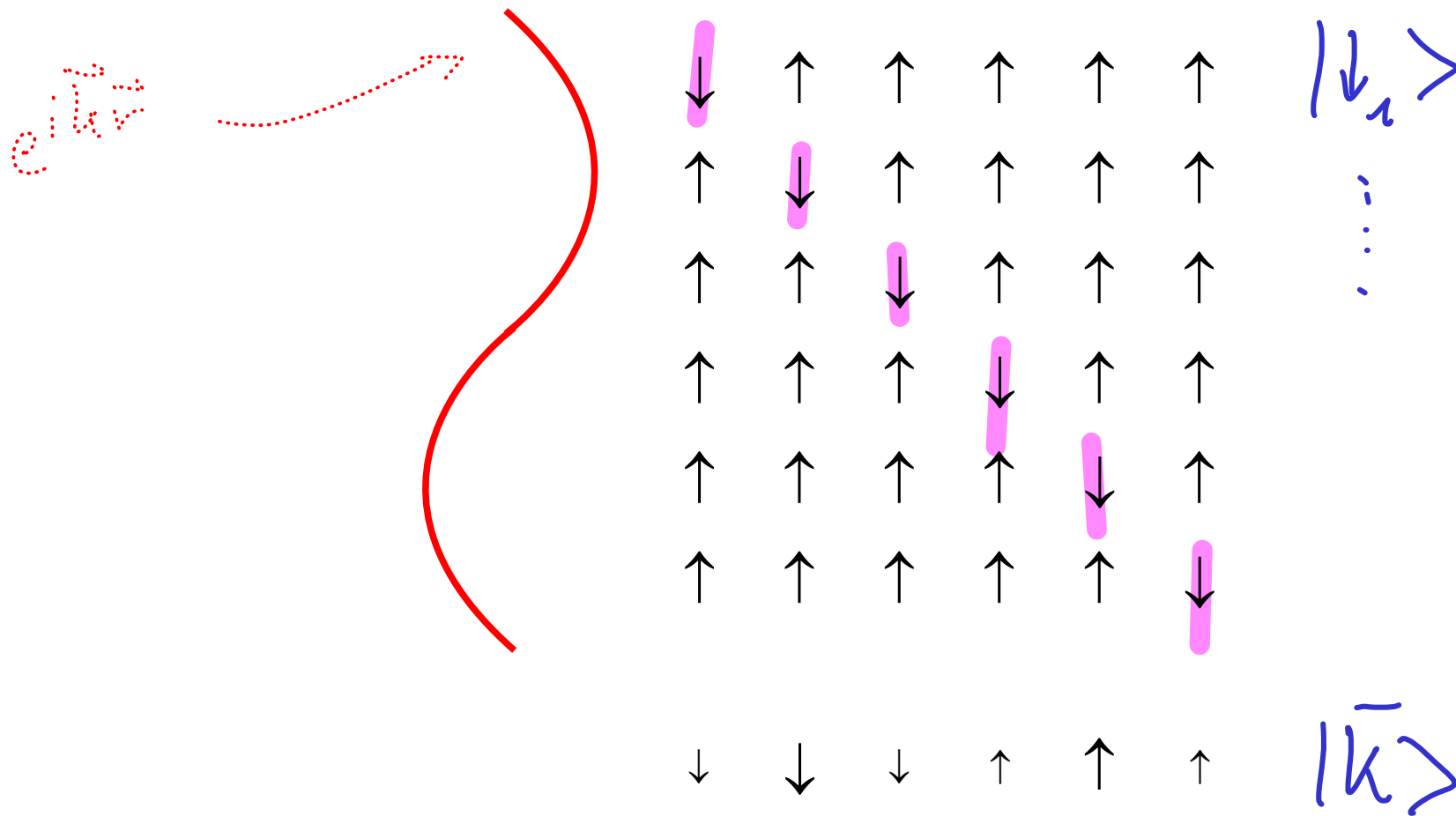
Dispersion von Spinwellen & Spektrum der Eielektronen-Spinaanregungen in einem Ferromagneten



Bandstruktur mit Austauschspaltung  $I$  und Stoner-Lücke  $\Delta$ : min. Energie für spin flip

$$\Delta_{Ni} \approx 100 \dots 500 \text{ meV}$$

# Spin reversal in the model of localised electrons: $\uparrow \downarrow$



$$|\vec{k}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j \exp(i\vec{k}\vec{r}_j) |\downarrow_j\rangle$$

# Einfluss der Magnonanregung auf $M(T)$

Kristall bestehe aus  $N$  Atomen (mit Spin  $S$ )

$n$  Magnonen seien angeregt (mit Spin 1)

Gesamtspin dadurch reduziert auf  $N \cdot S - n \cdot 1$

$$\Rightarrow \frac{M_s(0) - M_s(T)}{M_s(0)} = \frac{n(T)}{NS}$$

$$\text{zu berechnen: } n(T) = \int d\omega D(\omega) \left[ \exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$$

nutze  $\omega \sim k^2$  (bei  $T \rightarrow 0$ ) vgl. FEG!

$\Rightarrow \omega$  ist konstant auf Kugel flächen



Einen Kugelschalenvolumen  $4\pi k^2 dk$  entspricht

ein  $\omega$ -Intervall  $2\pi \left( \frac{\hbar}{2JSa^2} \right)^{3/2} \sqrt{\omega} d\omega$

$$\Rightarrow D(\omega) = \frac{V}{4\pi^2} \left( \frac{\hbar}{2JSa^2} \right)^{3/2} \sqrt{\omega}$$

$$\Rightarrow n = \frac{V}{4\pi^2} \left( \frac{\hbar}{2JSa^2} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} d\omega \frac{\sqrt{\omega}}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad \text{mit } \int\text{-Tafel} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow n = 0,0587 \frac{V}{a^3} \frac{1}{S} \left( \frac{k_B T}{2JS} \right)^{3/2}$$

$$\Rightarrow \frac{M_s(0) - M_s(T)}{M_s(0)} = 0,0587 \frac{V}{Na^3} \frac{1}{s} \left( \frac{kT}{2J_s} \right)^{3/2}$$

$\frac{V}{a^3}$  = Zahl der Einheitszellen

$$\Rightarrow r \approx \frac{Na^3}{V} = \begin{cases} 1 & \text{s.c.} \\ 2 & \text{bcc} \\ 4 & \text{fcc} \end{cases} \quad \text{Atome pro Einheitszelle}$$

$$\Rightarrow \frac{M_s(0) - M_s(T)}{M_s(0)} = \frac{0,0587}{r s} \left( \frac{kT}{2J_s} \right)^{3/2} \quad \text{Bloch'sches } T^{3/2}\text{-Gesetz}$$

Dimensionen	$D(\omega)$
3	$\sqrt{\omega}$
2	const.
1	$\frac{1}{\sqrt{\omega}}$

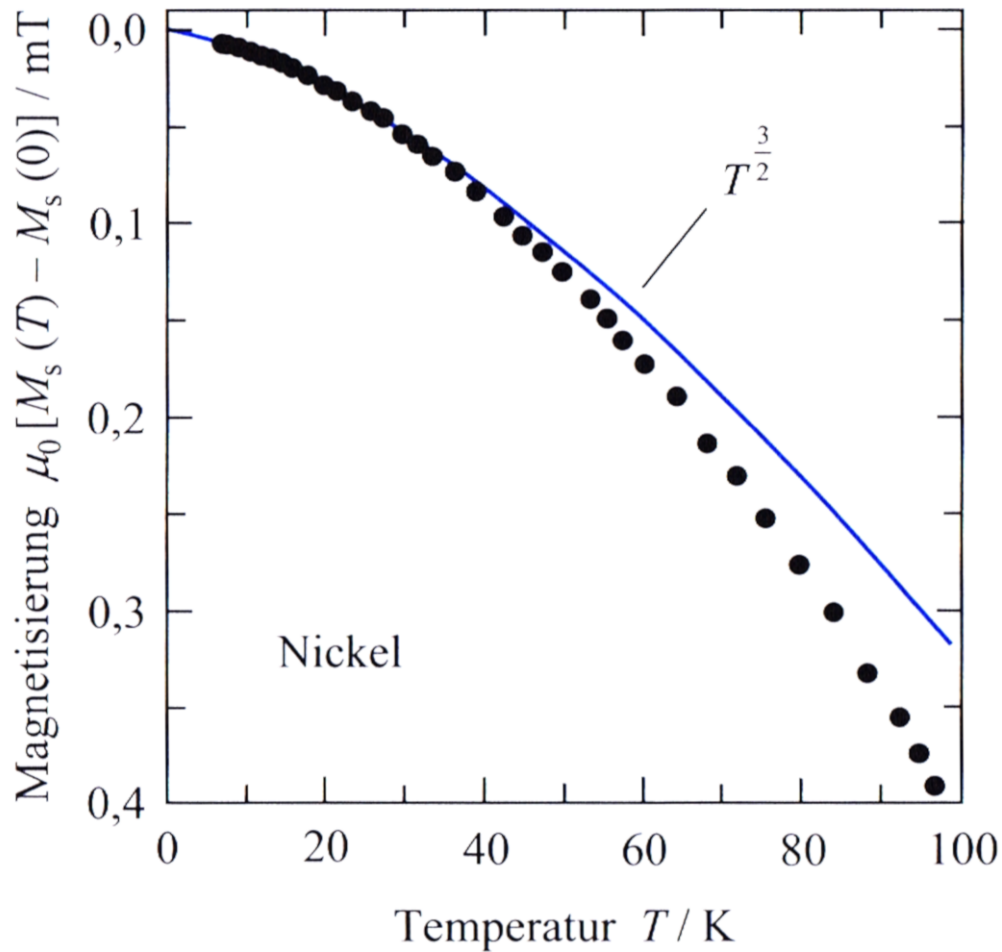
$\Rightarrow$  in 1 & 2d divergiert  $\int_0^{\infty} d\omega \frac{D(\omega)}{\exp(\frac{\hbar\omega}{kT}) - 1}$  !

**Mermin-Wagner-Theorem:**

Im Heisenbergmodell FTL bei  $T > 0$  nur in 3d

Aber: Anisotropie  $\Rightarrow$  Lücke bei  $q=0$

$\Rightarrow$   $\int$  bleibt endlich



Abweichung aufgrund  
der Näherung kleiner  
Wellenvektoren

aus Gross Marx

**Bild 12.14:** Spontane Magnetisierung von Nickel als Funktion der Temperatur. Bei tiefen Temperaturen folgt die Magnetisierung dem erwarteten  $T^{3/2}$ -Verlauf. (Nach B.E. Argyle et al., Phys. Rev. **132**, 2051 (1963)).