

6.5 Magnetische Eigenschaften von Materie

6.5.1 Die Permeabilität

Bringt man Materie in ein magnetisches Feld, dann ändert sich die Feldstärke in Abhängigkeit vom Material. Ein Maß für die Feldänderung ist die Permeabilität μ , definiert als

$$\mu = \frac{\text{Induktivität einer Ringspule mit Material}}{\text{Induktivität einer Ringspule im Vakuum}} = \frac{L}{L_0}$$

$$L = \mu \cdot L_0$$

bei vollständiger Füllung des Toroids mit dem entsprechenden Material. L ist proportional zu der bei Stromänderung induzierten Spannung:

$$U = -L \frac{dI}{dt}$$

In Spulen mit unterschiedlicher Permeabilität werden deshalb bei Betrieb mit gleichem Wechselstrom unterschiedliche Spannungen induziert.

Versuch 1 Induktion in einer Schleife um eine Toroidspule mit 250 Windungen, Betrieb mit Sägezahnspannung : a) Auf Holzring, Sekundärspule 1000 Windungen, $U_{\text{ind}} = 1$ Skt. b) Auf Eisenring, Sekundärspule 1 Windung, $U_{\text{ind}} = 12$ Skt. Wird der Strom erhöht, dann ist die Strom- Spannungskennlinie nur in der Holzspule linear

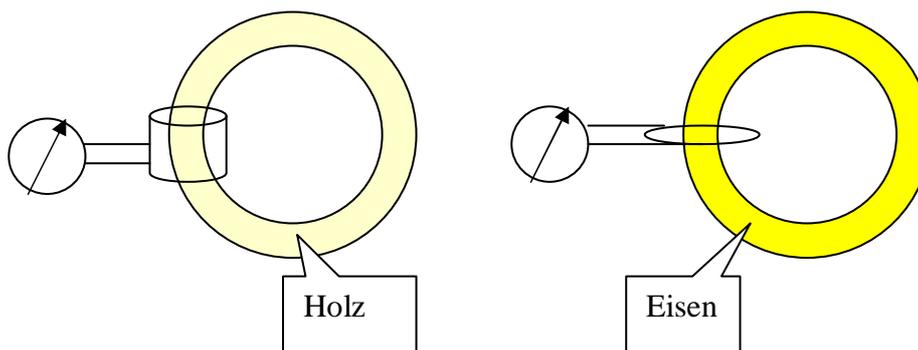


Abbildung 1 Ringmagneten mit unterschiedlicher Permeabilität, die durch eine Holz- und eine Eisenerfüllung erreicht wird. Bei gleichem Primärstrom induziert der Ring mit der Eisenerfüllung auf der Sekundärseite mehr als die 1000-fache Spannung gegenüber der Induktion bei Holzfüllung.

6.5.2 Die Magnetisierung

Spulen, die mit unterschiedlichen Materialien gefüllt sind, zeigen unterschiedliche, materialabhängige magnetische Eigenschaften. Für eine makroskopische Beschreibung der Unterschiede definiert man, analog zur Elektrostatik, Felder im Vakuum B_{vak} , im Innern der Spule B und schließlich die Magnetisierung M des Materials. Die Magnetisierung ist die Summe der atomaren Dipole, sie verknüpft daher die mikroskopischen- mit den makroskopischen Eigenschaften. Die makroskopische Materialeigenschaft ist die magnetische Permeabilität μ bzw. die daraus abgeleitete Suszeptibilität χ_{mag} . Die folgende Zusammenstellung zeigt die Begriffe zusammen mit den entsprechenden der Elektrostatik.

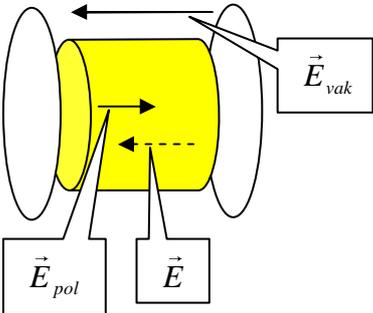
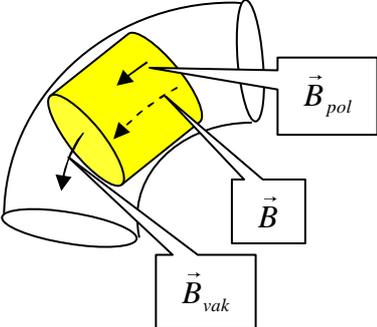
	Elektrostatik Plattenkondensator	Magnetismus Toroidspule
Geometrie für den jeweils idealen, homogenen Feldverlauf, ohne Streufeld		
Feld im Vakuum	\vec{E}_{vak}	\vec{B}_{vak}
Feld vom Material erzeugt	\vec{E}_{pol}	\vec{B}_{mag}
Feld im Material	$\vec{E} = \vec{E}_{vak} - \vec{E}_{pol}$	$\vec{B} = \vec{B}_{vak} + \vec{B}_{mag}$
Def. der Dielektrizitätskonstanten ϵ und der magnetische Permeabilität μ	$\vec{E}_{vak} = \epsilon \cdot \vec{E}$	$\vec{B}_{vak} = \frac{\vec{B}}{\mu}$
Im Material entstehen elektrische bzw. magnetische Momente pro Volumeneinheit:	Polarisation	Magnetisierung
	$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \vec{E}_{pol}$	$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \vec{B}_{mag}$
Die Materialkonstanten eingesetzt, folgt	$\vec{E}_{pol} = \vec{E}_{vak} - \vec{E} = \left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) \cdot \vec{E}_{vak}$	$\vec{B}_{mag} = \vec{B} - \vec{B}_{vak} = (\mu - 1) \cdot \vec{B}_{vak}$
	$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon}\right) \cdot \vec{E}_{vak}$	$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \cdot (\mu - 1) \cdot \vec{B}_{vak}$
Mit der Suszeptibilität	$\chi_{el} = \epsilon - 1$	$\chi_{mag} = \mu - 1$
folgt schließlich	$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi_{el} \cdot \vec{E}$	$\vec{M} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \chi_{mag} \cdot \vec{B}_{vak}$
Mikroskopische Ursache: Molekulare und atomare Dipolmomente	$\vec{P} = n \cdot \vec{p}$	$\vec{M} = n \cdot \vec{m}$

Tabelle 1 Magnetisierung, mag. Suszeptibilität und die Analogie zur Elektrostatik

Suszeptibilität $\chi \cdot 10^6$			
Diamagnetika		Paramagnetika	
Wismut	-14	Platin	19,3
Wasser	-0,72	Fl. Sauerstoff	360
Stickstoff	-0,0003	Sauerstoff	0,14

Tabelle 2 Suszeptibilitäten einiger Substanzen

Versuch 2 Para- und Diamagnetismus: Unterschiedliche Substanzen werden in ein inhomogenes Magnetfeld gebracht: Kohlenstoff und Wismut werden abgestoßen, Nickel wird leicht angezogen. Eisen, Magannitrat stark angezogen, Trovidur ist neutral.

Versuch 3 Steighöhenmethode mit Mangannitrat: Die Flüssigkeit wird durch die Kräfte aus dem inhomogenen Feldbereich in das Feld hineingeschoben.

6.5.3 Magnetismus von Atomen

Im Bohrschen Atommodell bestehen die Atome aus den positiv geladenen Kernen, die von den negativ geladenen Elektronen umkreist werden. Jedes Elektron zeigt somit einen Bahndrehimpuls. Das negativ geladene umlaufende Elektron beschreibt aber auch einen Kreisstrom, durch den nach der Definition des magnetischen Dipolmoments $\vec{m} = I \cdot \vec{A}$ ein magnetischer Dipol entsteht. Der Bahndrehimpuls und das magnetische Dipolmoment sind zueinander proportional, die Proportionalitätskonstante ist das *gyromagnetische Verhältnis*.

$T = \frac{2\pi \cdot R}{v}$	Periode des Elektrons mit Geschwindigkeit v auf seiner Kreisbahn mit Radius R
Magnetisches Moment $\vec{\mu} = \vec{m}$ des Elektrons auf der Kreisbahn:	
$\vec{m} = I \cdot \vec{A}$	Magnetisches Dipolmoment eines die Fläche A umlaufenden Stromes I
$I = \frac{-e}{T} = \frac{-e \cdot v}{2\pi \cdot R}$	Durch das Elektron erzeugter Kreisstrom
$A = \pi \cdot R^2$	Fläche des Stromkreises
$ \vec{m} = I \cdot \vec{A} = \frac{-e \cdot v}{2 \cdot \pi \cdot R} \cdot \pi \cdot R^2 = \frac{-e \cdot v \cdot R}{2}$	Von diesem Kreisstrom erzeugtes magnetisches Moment
Mechanischer Drehimpuls \vec{l} des Elektrons auf der Kreisbahn:	
$ \vec{l} = m \cdot \vec{v} \times \vec{R} = m \cdot v \cdot R$	Drehimpuls eines Massenpunktes m mit Geschwindigkeit v auf einer Kreisbahn mit Radius R
Das gyromagnetische Verhältnis γ :	
$\vec{\mu} = \gamma \cdot \vec{l}$	Das magnetische Moment ist <i>proportional</i> zum mechanischen Drehimpuls
$\gamma = -\frac{e}{2 \cdot m}$	Nach Einsetzen von $ \vec{\mu} , \vec{l} $ folgt das „gyromagnetische Verhältnis γ “ für den Bahndrehimpuls des Elektrons
$\vec{\mu}_{Spin} = 2 \cdot \gamma \cdot \vec{s}$	Der Spin \vec{s} koppelt mit dem doppelten Wert des gyromagnetischen Verhältnisses des Bahnmoments an das magnetische Moment $\vec{\mu}_{Spin}$

Tabelle 3 Zum gyromagnetischen Verhältnis

Zur vollständigen Beschreibung der elektronischen Zustände gibt es außerdem noch den Eigendrehimpuls jedes Elektrons, den Spin, der nur zwei entgegengesetzt gleich große Werte annehmen kann. Auch mit dem Spin ist ein magnetisches Moment verbunden, allerdings mit einem gegenüber dem Bahndrehimpuls doppelt so großen gyromagnetischen Verhältnis.

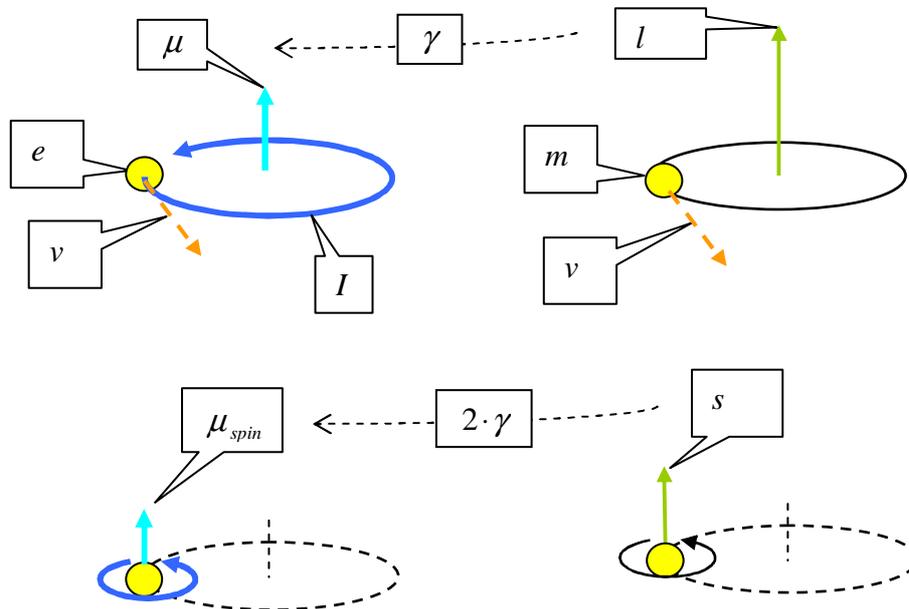


Abbildung 2 Drehimpuls und magnetisches Moment für Bahn (oben) und Spin (unten)

6.5.4 Diamagnetismus

6.5.4.1 Atomarer Diamagnetismus

Diamagnetische Stoffe zeigen kein permanentes magnetisches Moment. In jedem Atom sind die magnetischen Dipole von Bahn und Spin paarweise entgegengesetzt. Trotzdem „antwortet“ diese Stoffe abstoßend auf ein äußeres magnetisches Feld. Der Diamagnetismus ist ein Quanteneffekt. Im Bild der klassischen Elektrodynamik kann die diamagnetische Abstoßung qualitativ durch in der Elektronenwolke induzierte Ströme erklärt werden. Die Induktion beginnt, wenn sich das Material einem äußeren Feld B nähert. Das Feld B übt auf das magnetische Moment μ der Elektronen ein Drehmoment aus:

$$\vec{T} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

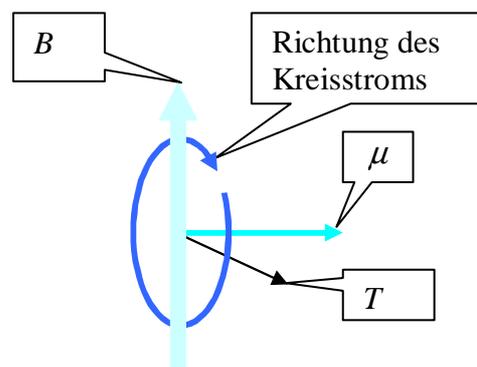


Abbildung 3 Drehmoment T auf den „Kreisel“ zum mag. Moment μ im Feld B

Wirkt auf einen Kreisel ein Drehmoment, so reagiert er mit einer Präzessionsbewegung, die ihrerseits wieder Ursache eines Kreisstroms ist. Gemäß der Lenzschen Regel ist das von Strom erzeugte Magnetfeld aber so gerichtet, daß es seiner Ursache, also dem äußeren Feld, entgegenwirkt: Diamagnetische Stoffe weichen einem Magnetfeld aus.

Die Präzessionsfrequenz heißt „Larmorfrequenz“. Von einer Präzessionsbewegung kann man sich leicht überzeugen, indem man z. B. ein Vorderrad eines Fahrrades ausbaut, die Achse in der Waagrechten festhält, und es kräftig zur Rotation bringt. Überwindet man sich, die Achse auf der einen Seite loszulassen und sie nur auf einem Finger aufzulegen, dann erkennt man, daß das Rad nicht wie erwartet herunterkippt, sondern mit einer Präzessionsbewegung beginnt, der man durch langsames Drehen im Kreis folgen kann. Die Frequenz dieser Drehung entspricht der Larmorfrequenz, die rotierende Felge zeigt die Elektronenbahn.

Der Diamagnetismus wirkt im Vergleich zum Para- und Ferromagnetismus nur sehr schwach, er ist eine Eigenschaft aller Materialien. Sein Beitrag zur Permeabilität ist negativ und unabhängig von der Temperatur.

6.5.4.2 Diamagnetismus in Supraleitern

Eine Besonderheit ist die diamagnetische Abstoßung in Supraleitern. Nähert man ein Material in supraleitendem Zustand einem Magnetfeld, dann wird in diesem Material gemäß der Lenzschen Regel eine Spannung induziert, so daß der dadurch entstehende Strom das äußere Magnetfeld vollständig kompensiert. Im Innern des Materials ist die magnetische Feldstärke Null. Der Strom fließt ohne Verluste mit konstanter Stärke, so daß der Supraleiter dauerhaft über dem Magneten in Schwebelage gehalten werden kann.

Versuch 4 Ein kleiner scheibenförmiger Magnet bleibt über einem supraleitenden Material (Sprungtemperatur ca. 80 K) stabil in einem schwebenden Zustand.

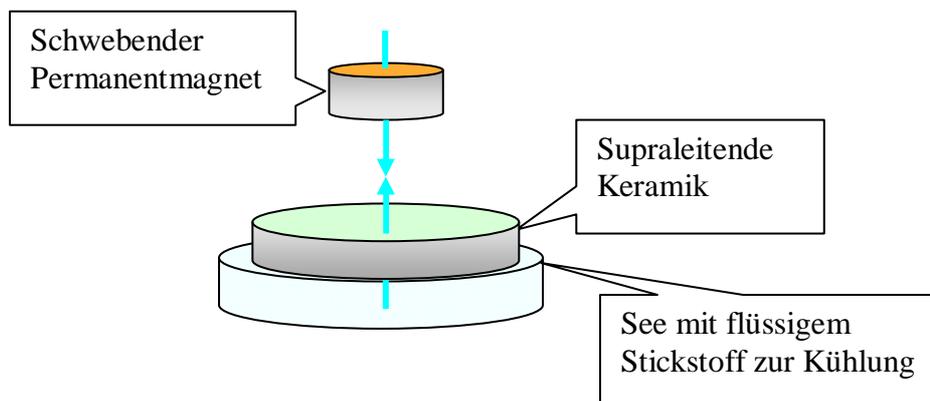


Abbildung 4 Schweberversuch nach Dr. Klaus Knorr: Über einem keramischen Supraleiter im Stickstoff See schwebt eine Scheibe aus magnetischem Material (Durchmesser der Keramikscheibe ca. 20mm).

Versuch 5 Supraleitendes Material wird von einem Magneten abgestoßen. Bei Erwärmung über die Sprungtemperatur wird das Material paramagnetisch und deshalb vom Magneten angezogen.

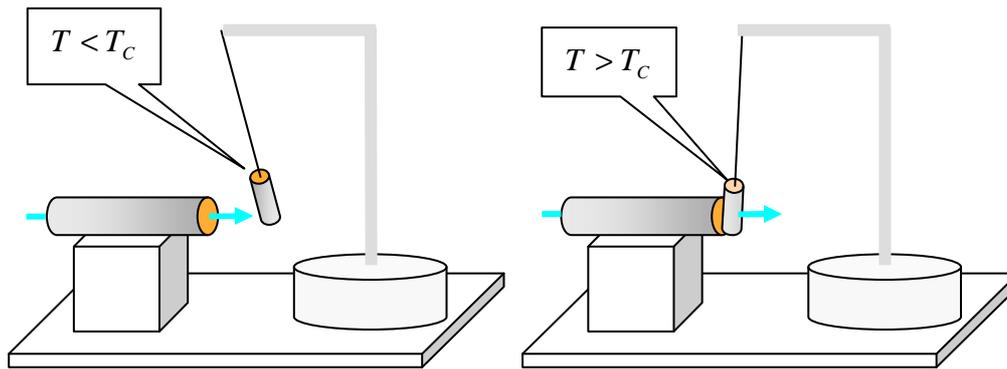


Abbildung 5 Links: Unterhalb der Sprungtemperatur T_c . Der schwingend aufgehängte Supraleiter wird vom starken Magneten diamagnetisch abgestoßen. Rechts: Über der Sprungtemperatur T_c : Das jetzt nur noch halbleitende keramische Material wird paramagnetisch und deshalb vom starken Magneten angezogen.

6.5.5 Paramagnetische Stoffe

Zum immer vorhandenen Diamagnetismus tritt in vielen Stoffen eine weitere magnetische Wechselwirkung mit äußeren Feldern. Immer dann, wenn es ungepaarte Elektronen gibt oder durch chemische Bindung ungleichwertige Bahnen entstanden sind, versuchen die Teilchen, sich nach dem äußeren Feld auszurichten. Durch die Temperaturbewegung gelingt das aber nur teilweise, um so weniger, je höher die Temperatur ist. Die magnetische Suszeptibilität ist also temperaturabhängig, es gilt das *Curie-Gesetz*

$$\chi_{mag} = \frac{1}{T}$$

Im Gegensatz zum in Folgenden behandelten Ferromagnetismus wird aber eine vollständige Ausrichtung aller magnetischen Momente bei keiner Temperatur erreicht.

6.5.6 Ferromagnetismus

Ferromagnetismus setzt eine Ordnung im Aufbau des Festkörpers voraus, die in Kristallen vorhanden ist. Es gibt, wie in Paramagneten, permanente magnetische Dipole, deren Ursache hier ungepaarte Spins sind. Als entscheidender Unterschied zum Paramagneten gibt es in Ferromagneten aber zwischen benachbarten Atomen eine so große Wechselwirkung, daß sich auch ohne äußeres Feld Spins auf benachbarten Gitterplätzen parallel oder antiparallel zueinander einstellen.

Bereiche mit geordneten Spins heißen „*Weißsche Bezirke*“. Die Wände zwischen ihnen kann man sich als mit dem Kristallgitter verhakt vorstellen, sie heißen „*Blochwände*“. Jeder dieser Bezirke zeigt ein magnetisches Moment. Die Bezirke sind aber unterschiedlich ausgerichtet, deshalb heben sich ihre magnetischen Momente in Summe auf. Kommt nun ein Ferromagnet in ein äußeres Feld, dann wachsen Bezirke, deren Momente günstig zur Feldrichtung stehen: Die Blochwände unterschiedlicher Bezirke verschieben sich also zugunsten anderer.

Versuch 6 Gittermodell, zweidimensional, mit Magnetnadeln. Man sieht schon ohne Magnetisierung die Weißschen Bezirke.

Die Magnetisierung wächst bei kleinen Feldstärken stark an und erreicht die *Sättigungsmagnetisierung*, wenn alle magnetischen Momente ausgerichtet sind. Bei Abnahme der Feldstärke hinkt die abnehmende Magnetisierung dem Feld hinterher: Die verhakten Blochwände konservieren gewissermaßen den Vorzustand. Bei Feldstärke 0 und vorheriger Magnetisierung wird das Material nicht vollständig entmagnetisiert, es bleibt die *remanente Magnetisierung*.

Trägt man die Magnetisierung bei wechselnder Feldstärke gegen diese auf, dann erhält man die für Ferroelektrika typische Hysteresiskurve.

Versuch 7 Hysterese an Ni-Fe und Ferrit

Das Umklappen der Blochwände kann im „Barkhausen Effekt“ hörbar gemacht werden:

Versuch 8 Ein Weicheisendraht steckt in einer Spule, deren Enden mit einem Lautsprecher verbunden sind. Nähert man sich dem Draht mit einem Magneten, dann klappen die Weißschen Bezirke um. Dadurch werden in der Spule Ströme induziert, die im Lautsprecher prasselnd hörbar werden.

Bei genügend hoher Temperatur kommen auch in ferromagnetischen Materialien die ordnenden Wechselwirkungskräfte nicht mehr gegen die thermische Bewegung an: Bei Temperaturen oberhalb der „Curie Temperatur“ T_C verhält sich der Ferromagnet wie ein Paramagnet, seine Suszeptibilität ist dann

$$\chi = \frac{C'}{T - T_c}$$

Versuch 9 Eine zuvor ferromagnetische (a) Gadolinium Kugel wird auf ca. 50°C erwärmt: Sie ist paramagnetisch und wird vom Magneten nicht mehr angezogen. Unterhalb 16°C wird sie wieder ferromagnetisch (b) Die Gd-Kugel wird durch eine Fe-Kugel ersetzt: Eisen wird erst über $T_C=768^\circ\text{C}$ paramagnetisch.

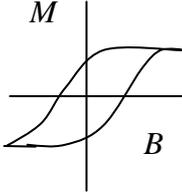
Magnetische Materialeigenschaft		Verhalten im magnetischen Feld	Die Suszeptibilität und ihre Temperaturabhängigkeit	
Dia-	Supraleiter, kristalliner Zustand	Im Supraleiter fließen Ströme widerstandslos, die dem äußeren Feld ein gleiches entgegengesetzten: Im Innern des Supraleiters gilt $B = 0$.	Bei $T > T_C$ geht der Supraleiter in einen dia- oder paramagnetischen Zustand über	$T < T_C$ -1
	In allen Materialien, unabhängig vom Aggregatzustand	Quanteneffekt: Unter dem Einfluß eines äußeren Feldes werden in den Elektronenhüllen Ströme induziert, die dem äußeren Feld entgegenwirken	Temperatur unabhängige Stoffkonstante, klein	$\approx -10^{-6}$
Para-	Materialien mit ungepaarten Elektronenbahnen	Im Material permanent vorhandene mag. Dipole richten sich nach dem äußeren Feld aus, die Temperaturbewegung arbeitet dagegen	Stoffkonstante, klein, Temperatur abhängig nach dem <i>Curie-Gesetz</i> : $\chi = \frac{1}{T}$	$\approx 10^{-4}$
Ferro-	Nur im kristallinen Zustand	Permanent vorhandene Dipole ordnen sich durch Austauschwechselwirkung auch ohne äußeres Feld in ganzen Bereichen, den Weißschen Bezirken. Mit äußerem Feld wachsen Bezirke, die in Feld Richtung liegen, durch Verschieben der Blochwände. Teilweise klappt auch in ganzen Bezirken die Magnetisierung gleichzeitig um.	Keine Stoffkonstante, abhängig von der Feldstärke und der Vorgeschichte, kann sehr groß werden, zeigt die typische Hysterese 	$T < T_C$ bis zu 10^4
			Nimmt ab mit zunehmender Temperatur, über der Curie Temperatur T_C paramagnetisch: $\chi = \frac{1}{T - T_C}$ <i>Curie-Weiß Gesetz</i>	$T > T_C$ $\approx 10^{-6}$

Tabelle 4 Magnetische Materialeigenschaften und die Größenordnung der Suszeptibilität