

Magnetische materialen

Het magnetisch moment van een atoom Een elektron dat met constante snelheid op een cirkelvormige baan rond een atoomkern beweegt kunnen we beschouwen als een “kleine stroom” met grootte

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e\omega}{2\pi} = \frac{ev}{2\pi r}.$$

Het magnetisch moment dat we aan dit bewegend elektron associëren wordt dan gegeven door

$$\mu = IA = \frac{ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = \frac{evr}{2}.$$

Het impulsmoment voor deze beweging is $L = mvr$, dus hebben we dat

$$\mu = \frac{e}{2m} \cdot L.$$

Het magnetisch moment van het elektron is dus evenredig aan het impulsmoment. Merk op dat $\vec{\mu}$ en $\vec{L}$ tegengestelde richtingen hebben, omdat het elektron negatief geladen is. Uit de kwantummechanica weten we dat het orbitaal impulsmoment gekwantiseerd is: alle mogelijke waarden van L worden gegeven door

$$L = \sqrt{l(l+1)} \cdot \hbar = \sqrt{l(l+1)} \cdot \frac{h}{2\pi} \quad \text{voor } l \in \mathbb{N},$$

waarbij h de constante van Planck is. Het kleinste mogelijke magnetisch moment is dus $\mu = \frac{\sqrt{2}e\hbar}{2m}$.

Het effect van al deze orbitale magnetische momenten is echter klein of zelfs nul, omdat al deze momenten willekeurig georiënteerd zijn en elkaar dus ongeveer opheffen. Elektronen hebben echter een intrinsieke eigenschap die men de *spin* van het elektron noemt, en de spin draagt ook bij tot het totale magnetisch moment. Het magnetisch moment dat we associëren aan de spin van een elektron wordt gegeven door

$$\mu_{\text{spin}} = \frac{e\hbar}{2m}.$$

Deze constante noemen we het *Bohr magneton* $\mu_b \approx 9.27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$. Als een atoom een even aantal elektronen bevat, dan zal meestal $\sum \vec{\mu}_{\text{spin}} = 0$, omdat de elektronen in paren kunnen worden onderverdeeld die tegengestelde spins hebben. Als het atoom een oneven aantal elektronen heeft, dan heeft het atoom minstens één ongepaard elektron, dus $\sum \vec{\mu}_{\text{spin}} \neq 0$. De magnetische momenten van de protonen en elektronen is veel kleiner omdat de massa's veel groter zijn, dus deze momenten kunnen we verwaarlozen. Het totale magnetische moment is dan de vectorsom van alle orbitale en intrinsieke magnetische momenten.

Magnetisatievector en magnetische veldsterkte De magnetisatievector $\vec{M}$ wordt gedefinieerd als het magnetisch moment per volume-eenheid: deze vector beschrijft de magnetische toestand van het materiaal. Het magnetisch moment geeft aanleiding tot een magnetisch veld $\vec{B}_m$, en het totale magnetisch veld $\vec{B}$ is dan $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$, waarbij $\vec{B}_0$ het uitwendig aangelegde magnetisch veld is. We zoeken nu een verband tussen $\vec{M}$ en $\vec{B}_m$. We beelden ons in dat $\vec{B}_m$ afkomstig is van een solenoïde, niet van het materiaal. Dan is

$$B_m = \mu_0 n I = \mu_0 \frac{N}{\ell} I = \mu_0 \frac{N I A}{\ell a} = \mu_0 \frac{\mu}{V} = \mu_0 M.$$

We hebben dus $\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M}$, $\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M}$. We definiëren nu de *magnetische veldsterkte* $\vec{H}$ binnen het materiaal als $\vec{H} = \vec{B}_0 / \mu_0$, dan hebben we $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$. Als we weer een solenoïde bekijken, kunnen we zeggen dat de magnetische veldsterkte H afkomstig is van de stroom in de geleiders, en dat M afkomstig is van de magnetisatie van het materiaal dat zich binnen de solenoïde bevindt. We vinden dat $H = nI$.

Classificatie van magnetische materialen We kunnen magnetische materialen nu in drie groepen verdelen. Materialen waarvoor geldt dat de atomen geen permanente magnetische momenten hebben heten *diamagnetische* materialen. *Paramagnetische* en *ferromagnetische* materialen hebben dan wél atomen met permanente magnetische momenten. Voor de eerste twee soorten materialen zijn $\vec{M}$ en $\vec{H}$ evenredig:

$$\vec{M} = \chi \vec{H},$$

waarbij χ de magnetische *susceptibiliteit* van het materiaal is. We kunnen χ beschouwen als een maat voor de ontvankelijkheid van het materiaal om gemagnetiseerd te worden. Als $\chi > 0$ dan noemen we het materiaal

paramagnetisch, en als $\chi < 0$ dan hebben we te maken met een diamagnetisch materiaal. Het feit dat $\chi < 0$ betekent dan dat het extern magnetisch veld wordt tegengewerkt. We hebben dat

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(\vec{H} + \chi\vec{H}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu_m\vec{H},$$

waarbij $\mu_m = \mu_0(1 + \chi)$ de magnetische *permeabiliteit* van het materiaal is. Voor paramagnetische materialen is dus $\mu_m > \mu_0$ en voor diamagnetische materialen is $\mu_m < \mu_0$. Voor ferromagnetische materialen staan M en H niet in lineair verband. Voor dit type materialen zal er steeds gelden dat $\mu_m \gg \mu_0$.

Ferromagnetisme Een aantal materialen (zoals ijzer, kobalt en nikkel), *ferromagnetische* materialen, hebben sterke magnetische eigenschappen. Deze materialen bezitten permanente magnetische momenten, die evenwijdig met elkaar oplijnen, zelfs als het externe magnetisch veld heel zwak is of als het externe veld verwijderd wordt. Ferromagnetische materialen zijn opgebouwd uit *domeinen*, microscopische gebieden waarin alle magnetische momenten opgelijnd zijn. In een hoeveelheid materiaal die niet gemagnetiseerd is, zijn de magnetische momenten van deze domeinen willekeurig georiënteerd, zodat het totale magnetische moment ongeveer 0 is. Wanneer het materiaal in een extern magnetisch veld geplaatst wordt zullen de volumes van de domeinen met opgelijnde magnetische momenten groter worden, zodat het materiaal gemagnetiseerd wordt. Bij een sterk extern veld zal de oplijning ook zeer sterk zijn. Wanneer het extern veld verwijderd wordt zal het materiaal nog steeds gemagnetiseerd zijn omdat (bij normale temperaturen) de “thermische agitatie” niet sterk genoeg is om de oplijning te verbreken. We kunnen de eigenschappen van een ferromagnetisch materiaal meten met behulp van een “Rowland-ring”. Door de stroom in de solenoïde die een ferromagnetisch materiaal bevat te laten variëren, krijgen we een grafiek van de evolutie van B , de grootte van het totale magnetisch veld, in functie van H . We noemen de curve die we zo verkrijgen een *magnetisatiecurve*. Als alle momenten in het materiaal opgelijnd zijn, dan spreken we van *saturatie*. Door een kringproces via de twee saturatiepunten te beschouwen wordt het duidelijk dat $H = 0$ niet impliceert dat $B = 0$, en dat uit $B = 0$ niet volgt dat $H = 0$. Dit fenomeen noemen we *hysteresis*: de magnetisatie van een ferromagnetisch materiaal is afhankelijk van de “voorgeschiedenis” van het materiaal én van de grootte van het externe magnetisch veld. De oppervlakte onder de hysteresiscurve geeft ons een maat voor de arbeid die nodig is om de volledige cyclus te doorlopen. Aan de hand van de vorm van de curve kunnen we *hard* en *zacht* ferromagnetisch materiaal onderscheiden. Een ferromagnetisch materiaal kan gedemagnetiseerd worden door middel van mechanische schokken, of door middel van opeenvolgende hysteresis-lussen bij een afnemende externe veldsterkte. Wanneer de temperatuur van het materiaal een bepaalde kritische waarde overschrijdt, de *Curie-temperatuur*, dan wordt het paramagnetisch (de thermische agitatie is dan groot).

Paramagnetisme Voor paramagnetische materialen is $0 < \chi \ll 1$, een gevolg van de aanwezigheid van atomen met permanente magnetische momenten. De interactie tussen deze momenten is echter zwak. De magnetische momenten van de atomen hebben de neiging om op te lijnen met een extern veld, maar dit proces wordt al vlug verstoord door thermische agitatie, zodat de momenten vrij willekeurig georiënteerd zijn. De *wet van Curie* stelt dat de magnetisatie van het materiaal evenredig is met de sterkte van het uitwendige veld en omgekeerd evenredig is met de absolute temperatuur:

$$M = C \frac{B_0}{T},$$

met C de Curie-constante. Als B_0 is er dus geen magnetisatie. Als $B_0 \gg T$ dan zijn alle magnetische momenten opgelijnd: in deze toestand van saturatie is de wet van Curie niet meer geldig.

Diamagnetisme Wanneer een diamagnetisch materiaal in een extern magnetisch veld wordt geplaatst, dan wordt er een zwak magnetisch moment in de tegengestelde richting van het externe veld geïnduceerd. Diamagnetische materialen worden dus zwak afgestoten door een magneet, maar dit effect is slechts merkbaar als er geen paramagnetische of ferromagnetische effecten aanwezig zijn. Dit effect kunnen we begrijpen als we het klassieke model beschouwen van twee elektronen die in tegengestelde richting rond eenzelfde atoomkern cirkelen. De magnetische momenten van deze elektronen vallen weg ten opzichte van elkaar, maar in de aanwezigheid van een extern veld ondervinden beide elektronen een kracht met grootte qvB . Deze kracht zorgt er voor dat de snelheid van het elektron waarvan het moment evenwijdig is met het magnetisch veld afneemt en dat de snelheid van het andere elektron toeneemt. Dan vallen de magnetische momenten van deze elektronen niet langer weg ten opzichte van elkaar, dus krijgt het materiaal een netto magnetisch moment (verschillend van 0) waarvan de richting tegengesteld is aan die van het veld. Een mooi voorbeeld van diamagnetisme is het *Meissner-effect*: bepaalde supergeleiders zijn perfect diamagnetisch in de toestand van supergeleiding. Een extern magnetisch veld gaat dus “verdrongen” worden door een supergeleider.