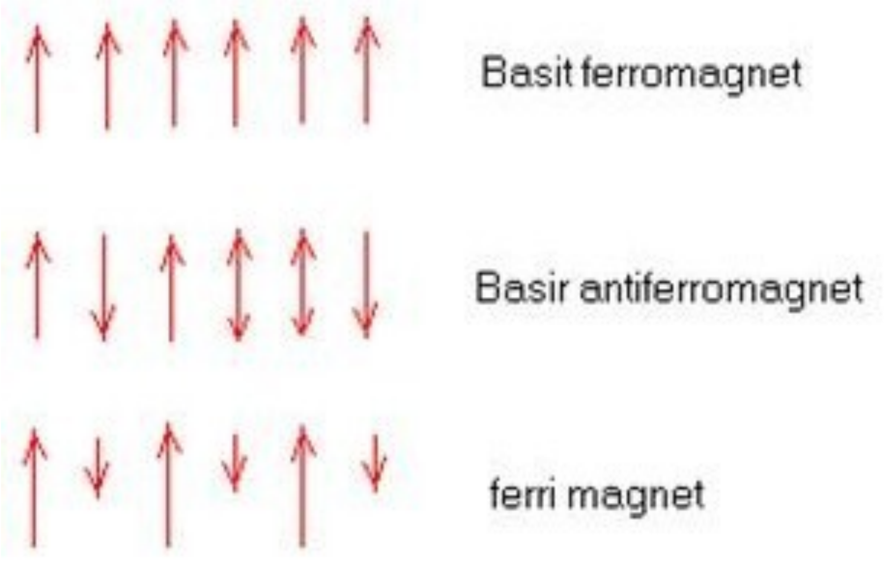
Metal Fiziği
Ders Notları

Ferromanyetizma ve Antiferromanyetizma

Bir ferromagnet, doğal olarak manyetik momente sahiptir. Böyle bir momentin bulunması, madde içinde elektron spinlerinin belli bir düzen içinde bulunması gerekmektedir.

S spinine sahip N iyondan oluşan bir paramagnet düşünelim. Verilen bir iç etkileşme sonunda manyetik momentler birbirine paralele hale gelebilir. Böylece bir Ferromagnet elde etmiş oluruz. Bu etkileşmeye değişim alanı diyoruz ve B_E ile tanımlıyoruz. Değişim alanının genliği 10^7 Gauss mertebesinde olmalıdır. mıknatıslanma ise B_E alanı ile orantılı olmalıdır. Çünkü, mıknatıslanma birim hacim başına manyetik momenttir. manyetik momentleri düzenleyen etki B_E olduğundan M, B_E ile orantılıdır.



$$\vec{B}_E = \lambda \vec{M}$$

yazabiliriz.

Burada λ sabit olup sıcaklıktan bağımsızdır. Böyle bir sistemde Curie sıcaklığı tanımlayabiliriz: (T_e)

$T < T_c$ ise sistemde düzenli ferromanyetik yapı gözlenir.

$T > T_c$ ise sistemde düzensiz paramanyetik yapı oluşur.

Paramanyetik fazı düşünelim. Dışarıdan uygulanan B_a manyetik alanıyla sistemde net bir mıknatıslanma oluşur.

$$M = \chi_p (B_a + B_e)$$ C.G.S olur. $$\mu_0 M = \chi_p (B_a + B_e)$$

Paramanyetik alınganlık Curie yasasıyla verilmektedir.

$$\chi_p = C/T$$ Burada C, Curie sabitidir.

2 denklemi birleştirirsek;

$$MT = C(B_a + \lambda M)$$ $$M = \frac{CB_a}{T - C\lambda}$$ $$\chi = \frac{M}{B_a}$$ olduğundan

$$\chi = \frac{C}{T - C\lambda}$$

manyetik alınganlık $T = C\lambda$ olduğunda "singularity‘ye" sahiptir. Bu ve bundan küçük sıcaklıklarda doğal mıknatıslanma ($B_a = 0$ olsa bile) sistem sahip olmaktadır. $B_a = 0$ için $M \neq 0$ olmaktadır. Buradan Curie-Weiss yasası elde edilir.

$$\chi = \frac{C}{T - C\lambda}$$ $$T_c = c\lambda$$

Bu bağıntıya göre T > Tc için bulunan χ değerleri, gözlenen değerlerle iyi uyum halinde değildir.

$$\chi \infty \frac{1}{(T - T_c)^{1.33}}$$

daha iyi sonuç vermektedir.

manyetik momentlerin daha iyi düzenlenebilmeleri için, ya daha yüksek bir manyetik alan uygulanmalı yada düşük sıcaklıklara inilmelidir. Buradan, dışarıdan uygulanan manyetik alanın manyetik momentlerin düzenlenmesine yeterli olmadığı anlaşılmıştır.

Weiss, Demir'in manyetik alan içindeki davranışlarını ve ferromanyetizmayı açıklamıştır.

Weiss manyetik alanı, katının toplam mıknatıslanması doğrultusunda uyguladı. Bu durumda, katının içindeki toplam alan H+λM 'ye eşittir.

Paramanyetizma ile ilgili Curie yasasını buraya uygularsak;

$$\frac{M}{H + \lambda M} = \frac{C}{T}$$ olur. Buradan $$\frac{M}{H} = \frac{C}{T - \lambda \cdot C} = \frac{C}{T - T_C}$$

Buna Curie-Weiss kanunu denir.

- Buradaki λ.C katsayısının boyutu sıcaklık olup T_c, Curie sıcaklığı olarak bilinir.
- $T = T_c$ olduğunda, manyetik alınganlık sonsuz olmaktadır.
- Bunun anlamı, dış alan sıfır olsa bile, mıknatıslanmanın sıfırdan farklı olabilmesidir. Bunun fiziksel anlamı, kendiliğinden mıknatıslanmanın varlığıdır.

Demir için Curie sıcaklığı T_c =1043 °K ≈ 770 °C tır.

$T > T_c$ olduğunda Demir, aşağı yukarı paramanyetik özellikler gösterir. Yani, mıknatıslanma oldukça zayıf olup, sıcaklıkla değişimi de Curie-Weiss yasasına kolayca uymaktadır.

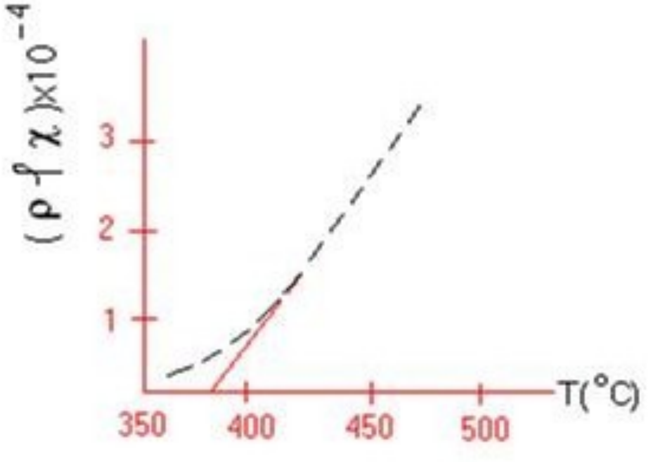
- T_c 'nin altındaki sıcaklıklarda mıknatıslanma çok güçlü olup, Curie-Weiss kanunu da geçerliliğini yitirmektedir.
- Curie sabitinin tanımından yararlanarak, ortalama alan sabiti λ şu şekilde bulunmaktadır;

$$\lambda = \frac{T_C}{C} = \frac{3kT_C}{Ng^2 S(S+1)\mu_B{}^2}$$

<u>Demir için:</u>

T_c =1000 °K g =2 S=1 alınırsa λ =5000 bulunur. M_s ≈1700 alınırsa;

$B_e = \lambda M \approx 10^7$ Gauss bulunur.



Nikel'in gram başına manyetik alınganlığının tersinin sıcaklıkla değişimi

ÇEŞİTLİ FERROMANYETİKLER İÇİN

T, T_c 'ye yukardan yaklaşırsa $\boxed{\chi \approx (T - T_C)^{-\gamma}}$ ile verilir. T, T_c 'ye alttan yaklaşırsa M_s, $(T_c\text{-}T)^{\beta}$ ile orantılıdır. Ortalama alan yaklaşımında γ=1 ve β =1/2 olmaktadır.

FERROMAGNETLERLE İLGİLİ DENEYSEL VERİLER

	γ	β	T_C (°K)
Fe	1,33	0,34	1043
CO	1,21	-	1388
Ni	1,35	0,42	627
Gd	1,3	-	292
CrO_2	1,63	-	396
$CrBr_3$	1,21	0,37	33
EuS	-	0,33	16,5

Doyma mıknatıslanmasının T Sıcaklığına Bağlılığı

Curie sıcaklığının altında mıknatıslanmanın sıcaklığa nasıl bağlı olduğunu araştırabiliriz. mıknatıslanma için Curie yasası yerine Brillouin tam ifadesini kullanmalıyız.

$$M = N\mu \tanh\left(\frac{\mu B}{k \cdot T}\right)$$

Dışarıdan uygulanan manyetik alanı önemsiz sayıp $B = B_E = \lambda M$ alırsak

$$M = N\mu \tanh\left(\frac{\mu\chi M}{kT}\right)$$

dir.

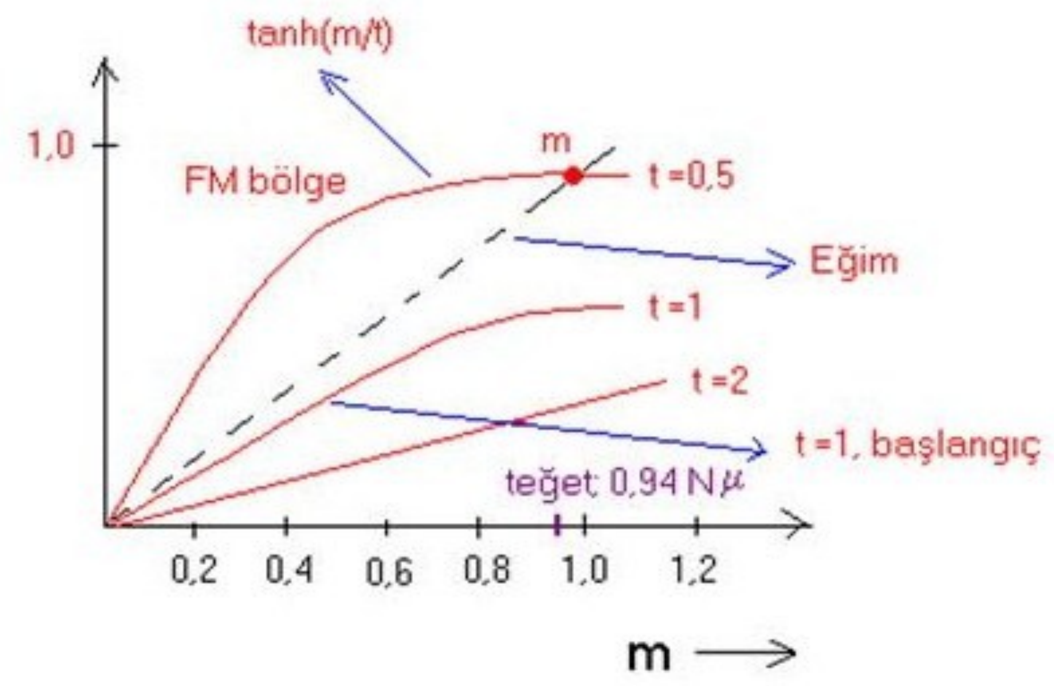
Elde edilen bu denklemin 0 ile T_C arasında çözümleri bulunmaktadır.

$$m = M/N\mu, \; t \equiv \frac{kT}{N\mu^2\lambda} = \frac{T}{T_c}$$

alırsak:

$$m = \tanh(m/t)$$

olarak elde ederiz



İki eğrinin kesiştiği noktadan yararlanarak ‘m’ değeri bulunur.

t=2 eğrisi, doğruyu m=0’da keser ve paramanyetizmayı verir. Dış alan sıfırdır. t=1 alındığında $T = T_C$ olup T_C kritik sıcaklığı elde edilmektedir.

$T_C = N\mu^2\lambda / k$ olup S =1/2 için daha önce elde edilen sonuçla oldukça iyi uyum içindedir.

$t \rightarrow 0$ ’a giderken m=1 de keser ve tüm momentler

Ferromanyetik Kristaller

MADDE	Doyma mıknatıslanması		Ferromanyetik Curie Sıcaklığı
	293 °K	0 °K	
Fe	1707	1740	1043
CO	1400	1446	1388
Ni	485	510	627
Gd	-	2010	292
Dy	-	2920	85
Cu_2MnAl	500	550	710
MnAs	670	870	318
MnBi	820	680	630
Mn_4N	183	-	743
MnSb	710	-	587
MnB	152	163	578
CrTe	247	-	339
$CrBr_3$	-	-	33
CrO_2	515	-	386
$MnOFe_2O_3$	410	-	573
$FeOFe_2O_3$	480	-	858
$CuO\ Fe_2O_3$	400	-	728
$NiO\ Fe_2O_3$	270	-	713

MADDE	CURIE NOKTA SI (°K)	Atomik manyetik Moment	0 °K'deki kendiliğinden mıknatıslanma yoğunluğu
DEMİR	1043	2.2	1.7
KOBALT	1400	1.7	1.4
NİKEL	631	0.6	0.51
GADOLİNYUM	292	7.1	2.0
DYSPROSYUM	85	10.1	2.0
Cu_2MnAl	710	3.5	0.50
MnBi	630	3.5	0.68
CrTe	339	2.5	0.25
CrO_2	392	2.0	0.51
EuO	69	6.8	1.9

Yalnız, çok güçlü manyetik alan olursa, manyetik momentler çok güçlü ise ve düşük sıcaklıklarda, artık Curie yasası geçerliliğini yitirir ve doymaya ulaşırız. Eğer tüm manyetik momentler istenilen doğrultuya yönelmişlerse, 1°K de 3 Teslalık manyetik alanda Gadolinyum sülfatın mıknatıslanması 0.3 Tesla olarak bulunmuştur.

Uygulanan manyetik Alanda, mıknatıslanmanın Sıcaklığın Fonksiyonu Olarak Bulunması:

- Özdeş atomlardan oluşan bir yapı düşünelim. z- doğrultusunda bir alanı uygulayalım. -μ atomik momentinin bu alandaki enerjisi;

$$\boxed{E = \mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu_0 \mu_z \cdot H}$$

manyetik momentin, manyetik alan doğrultusundaki bileşeni 2J+1 kesikli değer alabilir.

$$\boxed{\mu_z = m_j \cdot g\mu_B}$$

m_j = -J, -J+1, …………, J-1, J

z-doğrultusunda uygulanmış H-manyetik alanı etrafında presesyon hareketi yapan bir iğne düşünelim.

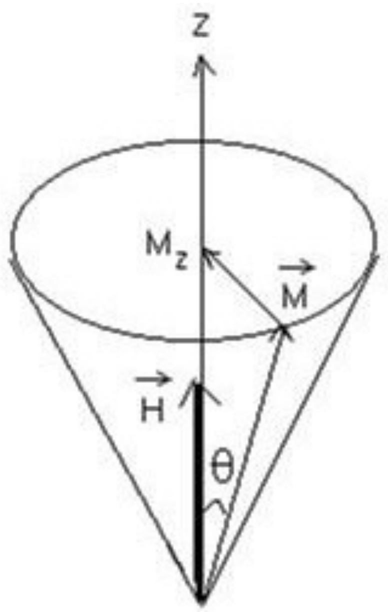
- Alan etrafında hareket eden atomik momentlerin hızı düzgün olup bu doğrultuyla sabit bir açı yapmaktadır. Yapılan 'presesyon' hareketinin özelliğinden dolayı, manyetik momentin alan doğrultusundaki izdüşümü sabittir.

Kuantum teorisine göre bu izdüşüm $g\mu_B.m_J$ değerlerini alabilmektedir.

$m_J = -J, \ldots\ldots, +J$

manyetik alan içinde manyetik momentin enerjisi: $E = \vec{\mu} \cdot \vec{B}$ $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$

$E = -g\mu_B m_J \mu_0 H$ dir.



- Atomik dipol üzerine, manyetik alan etkisi presesyon hareketi ve m_J kuantum katsayısıyla belirlenmektedir.
- Atomik moment her bir m_J için bir doğrultuya sahip olup, m_J nin kesikli değerleri için manyetik alan etrafında dönen farklı bir doğrultuya sahiptir.
- m_J ‘nin değeri değiştikçe manyetik enerji de kesikli olarak değişir.

$\vec{M}$ ‘nin doğrultusunun değişimi 2 fiziksel olaya neden olabilir.

- ❑ Bunlardan birincisi, manyetik enerjiyi minimum yapacak şekilde m_J’ nin mümkün olan büyük değerlere sahip olması.
- ❑ İkincisi, m_j ‘nin –J ile +J arasındaki tüm değerleri eşit olasılıkla alması, bu ise kristal yapıda " disolder " ‘a yani düzensizliklere sahip olmasıdır.

❑ Böyle bir sistemde denge durumu Boltzmann yasası ile belirlenmektedir. m_j durumunda bulunma olasılığı, üstel bir ifade ile verilmektedir:

$$\exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) = \exp\left(g\mu_B m_J \frac{\mu_0 H}{k_B \cdot T}\right)$$

❑ Buna sayısal bir değer vermek gerekirse; H alanını basit bir selenoidin alanı olarak düşünebiliriz.

$\mu_0 H \approx 10^{-3}$ Tesla, T oda sıcaklığı g =2, m_j ‘nin olası değerleri 1/2 ve – 1/2 olduğuna göre, yüksek ve düşük enerjili düzeylerde bulunma olasılığı, bağıl skalada 0.0001 mertebesinde fark etmektedir. Böylece, manyetik momentlerin 2 düzeydeki dağılımları oldukça homojendir. Bu nedenle katının mıknatıslanması oldukça zayıftır. Genel olarak manyetik alan, katı üzerinde küçük bir etki meydana getirmektedir. Eğer atomlar manyetik momentlere sahipse, bunların bir kısmı uygulanan manyetik alanın etkisiyle belli bir yönelime sahip olabilirler. İşte bu fiziksel olaya paramanyetizma denir. Pratikte paramanyetik etki ihmal edilebilmektedir. Yalnız paramanyetizmayı inceleyerek, güçlü manyetik maddelerin özelliklerini anlayabiliriz.

- Bir katının mıknatıslanması M olarak tanımlanır ve birim hacme düşen manyetik momente eşittir. Boltzmann kanunu kullanılarak yapılan hesaplamalara göre, eğer manyetik alan çok güçlü değil ve sıcaklık çok düşük değilse M uygulanan H manyetik alanıyla orantılıdır. M /H oranına ise o katının manyetik alınganlığı denir.

$$\chi_m = M/H = C/T$$

- manyetik alınganlık sıcaklıkla ters orantılıdır. Buna Curie yasası denir ve C Curie sabitidir.
- T sıcaklığında m_J ile tanımlanan düzeyde bulunma olasılığı veya
- $\mu = m_J\, g\, \mu_B$ manyetik momentine sahip olma olasılığı $e^{-\frac{E}{k_B \cdot T}}$ ile orantılıdır. Bu manyetik momente sahip olma olasılığı: (z orantı katsayısı)

$$= \frac{1}{Z} \exp(m_j \cdot g\mu_B \frac{\mu_0 H}{k_B \cdot T})$$ dir.

Tüm mJ değerlerini alırsak;

$$Z = \sum_{m_j=-J}^{+J} \exp(m_j g\mu_B \cdot \frac{\mu_0 H}{k_B \cdot T})$$

❑ Eğer manyetik alan sıfırdan farklı ise, m_J nin pozitif değerlerine göre daha büyük bir olasılık gözlenmektedir. Bunun anlamı manyetik moment, uygulanan alan doğrultusunda ortalama (+) bir değere sahiptir. Bu ortalama değer H arttıkça veya T azaldıkça giderek artar ve daha sonrada doyma noktasına ulaşır. Bu durumda ortalama manyetik moment, m_J 'nin tüm değerleri üzerinden toplama eşittir.

$$<\mu>=\frac{1}{Z}\sum_{m_j=-J}^{+J} m_j g\mu_B \exp(m_j g\mu_B\cdot\frac{\mu_0 H}{k_B\cdot T})$$

❑ Hesaplamanın geri kalan kısmı oldukça kolaydır. Örneğin; manyetik momentlerin spin açısal momentumundan elde edildiğini düşünelim. Buna göre J= 1/2 , g =2 m_J =±1/2 olmaktadır. Bu değerlere göre z ve ‹ μ › yeniden yazılırsa

$$Z=\exp(\frac{\mu_B\mu_0 H}{k_B\cdot T})+\exp(-\frac{\mu_B\mu_0 H}{k_B\cdot T})$$

$$<\mu>=\frac{\mu_B}{Z}\left[\exp(\frac{\mu_B\mu_0 H}{k_B\cdot T})-\exp(-\frac{\mu_B\mu_0 H}{k_B\cdot T})\right]$$

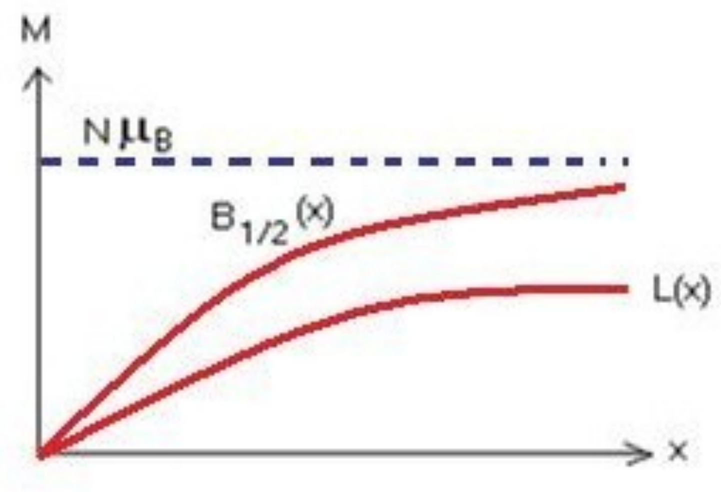
Buna göre;

$$< \mu > = \mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B \mu_0 H}{k_B \cdot T}\right)$$

Eğer birim hacimdeki atom sayısı N ise, bu maddenin mıknatıslanması M =N‹ μ › olarak yazılabilmektedir.

$$M = N\mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B \mu_0 H}{k_B \cdot T}\right) \qquad x = g \cdot J \cdot \frac{\mu_B \mu_0 H}{k_B \cdot T}$$

alınırsa

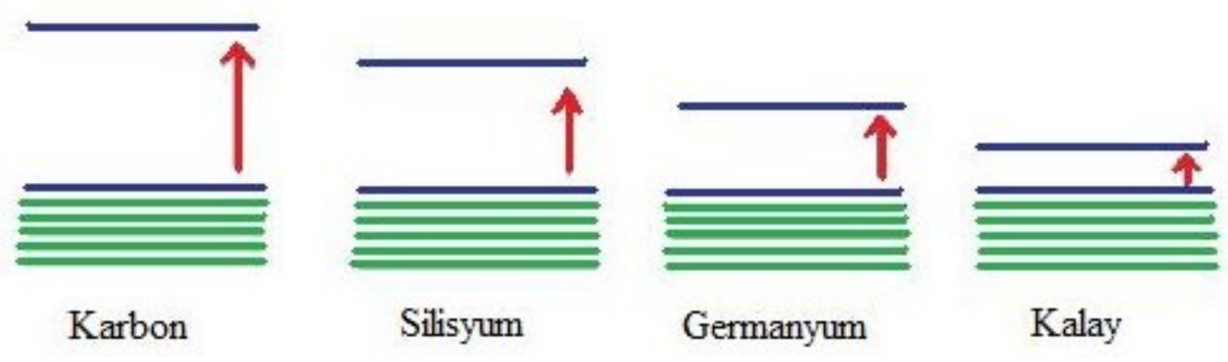


Bu eğriden de anlaşıldığı gibi yüksek sıcaklık ve düşük manyetik alanda, tanhx ≈x alınabilir.

$$M = N\frac{\mu_B{}^2 \mu_0 H}{k_B \cdot T} \qquad \chi = \frac{M}{H} = \frac{N\mu_B{}^2 \mu_0}{k_B} \cdot \frac{1}{T}$$

Curie kanunu geçerlidir.

4 Grup Elementlerinin Enerji Aralıkları



Buradaki bütün bu elementlerin bantları dolu olduğu için aynı yapıda olabilirler. Bunlardan kalayın enerji aralığı en küçük olduğu için elektronları bir üst banda geçirebilmek için fazla bir enerji gerekmez, bu nedenle de kalay'ın özdirenci diğer malzemelere göre daha küçüktür.