

**T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**YARIMAGNETİK YARIİLETKEN NANOŞERİTLERDE
MANYETOKALORİK ETKİ**

Ali Osman UÇAR

**Danışman
Prof. Dr. Arif BABANLI**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
ISPARTA – 2017**

©2017 [Ali Osman UÇAR]

TEZ ONAYI

Ali Osman UÇAR tarafından hazırlanan "**Yarımagnetik Yarıiletken Nanoşeritlerde Manyetokalorik Etki**" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri önünde Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Fizik Anabilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak başarı ile savunulmuştur.

Danışman

Prof. Dr. Arif BABANLI
Süleyman Demirel Üniversitesi



Jüri Üyesi

Prof. Dr. Ekrem ARTUÇ
Süleyman Demirel Üniversitesi



Jüri Üyesi

Doç. Dr. Betül ÇETİN
Amasya Üniversitesi



Enstitü Müdürü

Prof. Dr. Yasin TUNCER

TAAHHÜTNAME

Bu tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Ali Osman UÇAR



İÇİNDEKİLER

Sayfa

İÇİNDEKİLER	i
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
1.GİRİŞ	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	4
3. MATERYAL VE YÖNTEM	6
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	13
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	23
KAYNAKLAR	25
ÖZGEÇMİŞ	28

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

YARIMAGNETİK YARIİLETKEN NANOŞERİTLERDE MANYETOKALORİK ETKİ

Ali Osman UÇAR

**Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Ana Bilim Dalı**

Danışman: Prof. Dr. Arif BABANLI

Magnetik alanda yarımagnetik yarıiletkenlerde magnetokalorik etki incelenmiştir. Termodinamik potansiyel ve entropi için analitik ifadeler bulunmuştur. Entropi değişiminin osilasyonu olan ve olmayan kısmı olduğu görülmüştür. Entropi değişiminin sıcaklığa göre değişimi incelenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Parabolik potansiyel, Manyetokalorik etki, yarımagnetik yarıiletken, Entropi

2017, 28 sayfa

ABSTRACT

M.Sc. Thesis

MAGNETOCALORIC EFFECT IN DILUTED MAGNETIC SEMICONDUCTOR NANORIBBONS

Ali Osman UÇAR

**Süleyman Demirel University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics**

Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Arif BABANLI

The magnetocaloric effect of semimagnetic semiconductors in magnetic field is investigated. Analytical expressions for thermodynamic potential and entropy are found. It appears that the change of entropy is the oscillatory and non-oscillatory part. The temperature dependence of entropy change was investigated.

Key Words: Parabolic potential, Magnetocaloric effect, Diluted semiconductor, Entropy

2017, 28 pages

TEŞEKKÜR

Bu araştırmamda beni yönlendiren ve her aşamasında desteğini esirgemeyen değerli danışmanım Prof. Dr. Arif BABANLI hocama teşekkürlerimi sunarım.

SDÜ BAP 4687-YL1-16 numaralı proje ile tezimi maddi olarak destekleyen Süleyman Demirel Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Yönetim Birimi Başkanlığı'na teşekkür ederim.

Ali Osman UÇAR
ISPARTA, 2017

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 3.1. Şekil 3.1. Manyetokalorik Etki a) manyetizma b) demanyetizma.....	6
Şekil 3.2. Manyetokalorik Soğutma. Buhar döngülü Soğutma ile birlikte verilmiştir.....	7
Şekil 3.3. Şekil 3.3 Manyetokalorik Etki.....	8
Şekil 3.4 Magnetokalorik Etki de Entropi-Sıcaklık Değişimi.....	9
Şekil 4.1. Seyreltik Manyetik Yarıiletken Yapı.....	12
Şekil 5. 1.Manyetik entropinin osilyasyon olmayan kısmının farklı x değerleri için sıcaklığa göre değişimi.....	19
Şekil 5.2. Manyetik entropinin osilyasyon kısmının farklı n değerleri için sıcaklığa göre değişimi.....	20

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

T	Sıcaklık (K)
H	Magnetik Alan
S	Entropi
M	Magnetizasyon
C	Curie sabiti
E	Enerji
B_s	Brillion Fonksiyonu
X	Yoğunluk
J	Değiş-tokuş parametresi
N_0	Birim hücre yoğunluğu
Ω	Termodinamik potansiyel
Z	Eş bölüşüm fonksiyonu
m_e	Etkin kütle
m_0	Serbest elektron kütlesi

1. GİRİŞ

Günümüzde kullanılan geleneksel buhar sıkıştırmalı soğutma sistemleri, ev uygulamaları ve büyük ticari uygulamalar için yaygın olarak kullanılmaktadır. Kullanılan geleneksel gaz sıkıştırmalı soğutucular %30 ile %40 arasında bir verimlilikle çalışırlar (Zimm vd., 1998). Geleneksel buhar sıkıştırmalı soğutma sistemlerinin tükettiği enerji miktarı ve kullanılan soğutucu akışkanın çevreye olan zararlarından dolayı, soğutma uygulamalarında alternatif yöntem arayışları sürmektedir. Yeni teknolojilerle üretilecek olan soğutucuların mümkün olduğu kadar az enerji tüketmeleri, yüksek verime sahip olmaları ve çevre dostu olmaları istenmektedir. Son zamanlar da, alternatif soğutma teknolojilerinden biri olan manyetik soğutma hem çevre konusundaki endişeleri yanıtlayabilen hem de az enerji tüketme özelliğini sağlayan bir seçenek oluşturmaktadır.

Geleneksel gaz sıkıştırmalı soğutma teknolojilerinin yerine kullanılabilecek, daha verimli ve çevre dostu bir teknoloji olan manyetik soğutma sistemlerinde kullanılmak üzere oda sıcaklığı yakınlarında devasa manyetokalorik etki gösteren malzemelerin elde edilmesi önemli bir araştırma konusudur (Akdemir vd., 2014). Buna bağlı olarak, bu yöntem arayışlarında geliştirilmekte olan manyetik soğutma sistemleri üzerine Ar-Ge çalışmaları sürdürülmektedir. Yapılan araştırmalar, manyetik soğutucuların verimi (%70 Carnot) gaz sıkıştırmalı soğutuculardan oldukça yüksek olup, oldukça sessiz ve çevre dostu bir soğutma teknolojisidir (Aselsan, 2014). Düşük basınçta çalıştığı için klimalarda ve araç soğutmalarında yaygın olarak kullanılır. Ayrıca, daha az hareketli parçaya sahip olması ve düşük işletim frekansı nedeni ile daha düşük bakım masraflarına ve daha uzun kullanım süresine sahiptir.

Manyetik soğutma sistemi, ferromanyetik yada paramanyetik malzemenin manyetokalorik etki göstermesi ve bu etkinin, bir ısı eşanjörü içerisinde ısı transfer akışkanı kullanılarak, ortamdan ısı alışverişini sağlaması esasına dayanır (Akdemir vd., 2014). Başka bir deyişle, manyetokalorik etki, uygulanan bir manyetik alanda malzemenin entropisindeki değişimle malzemenin ısınması veya soğuması olarak adlandırılır. Manyetik bir malzemenin toplam entropisi manyetik alandan bağımsız örgü entropisi ile manyetik alana bağlı olan manyetik entropinin toplamından oluşmaktadır. Manyetik malzeme, manyetik alana maruz kaldığında, momentler

uygulanan manyetik alan doğrultusunda düzenlenecektir. Manyetik momentlerdeki bu düzenlenim, malzemenin manyetik entropisinde bir azalmaya neden olurken örgü entropisinde, toplam entropi korunacağından bir artmaya neden olacaktır. Özetlersek, manyetokalorik etki özelliği taşıyan bir malzeme, manyetik alan uygulandığında, manyetik momentlerinin, uygulanan manyetik alana paralel yerleşmesinden dolayı ısınma; manyetik alan kaldırıldığında ise manyetik momentlerinin dizilimi eski haline döndüğü için soğuma eğilimi gösterir (Akdemir vd., 2014). Bu nedenle, manyetokalorik etki gösteren malzemelerin elde edilmesi ve özelliklerinin bilinmesi büyük önem taşımaktadır

Manyetokalorik etkiden iyi bir şekilde yararlanabilmek için, ortam sıcaklığında büyük entropi değişimi gösterebilecek, düşük sıcaklık ve düşük manyetik alan değerinde çalışabilecek malzemeler gerekmektedir. Manyetik soğutmanın elde edilebilmesi için manyetokalorik özellik gösteren malzeme olmazsa olmazdır. Manyetokalorik etkiyi gösteren malzemeler arasında en verimlisi, Sandeman (2012) tarafından yapılan termodinamiksel hesaplama ve deneylere göre Gadolinyum ve bileşikleridir. Öte yandan, üstün manyetokalorik özellik gösteren malzemelere bor katkılanmanın bu özelliklerin artmasına yol açtığı bilinmektedir. Bor içeren yeni ve üstün manyetokalorik özellik gösteren malzemelerin üretilmesi nadir yer elementi açısından tamamen dışa bağımlı olan Türkiye'nin bu problemini  zecektir (Elerman, 2011). Zira, son zamanlarda, manyetokalorik soğutmayı kullanan soğutma sistemleri oda sıcaklığına yakın uygulamalar için alternatif teknoloji olarak görülmektedir.

Yarımagnetik yarıiletkenler aynı zamanda seyreltilmiş magnetik yarı iletkenler olarak da bilinir. Bu malzemeler manyetik alan olmadığı durumda bile oda sıcaklığında ilginç uygulama alanlarına sahiptirler. Seyreltilmiş manyetik yarıiletkenler mevcut mikroelektronik cihazların içine entegre edilmesinden dolayı spintronik için ideal bir aday malzeme haline gelmiştir (Aydın, 2014). Manyetik iyonların malzemeye katkılanması spintronik malzemelerin manyetik ve yarı iletken özelliklerinin birleşmesiyle optoelektronik aygıtlarda, rastgele veri seçen manyetik kaydedicilerde ve bilgi kaydedicilerde potansiyel uygulamaları arttırabilir (Mandal vd., 2006). Bu çalışmada dış manyetik alan varken ve yok iken yarımagnetik yarıiletken nanoşeritlerde entropi ve manyetokalorik etkinin osilasyonu hesaplanacak ve

sonuçlar değerlendirilmiştir. Böylelikle, yarıiletkenlere Mn katkılayarak yarımagnetik malzemeler elde ederek bu malzemelerde manyetokalorik etkiyi incelemek mümkün olabilecektir.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Manyetokalorik etki ilk kez 1881 yılında demir üzerinde yapılan çalışmalar sırasında, Warburg tarafından keşfedilmiştir (Warburg, 1881). Manyetik soğutma konusunda uzun yıllar boyunca yalnızca düşük sıcaklıkta manyetokalorik etki özelliğini taşıyan malzemeler ile çalışılmış ve manyetik soğutma, helyumun sıvılaştırılması gibi, düşük sıcaklık alanlarında kullanılmıştır. Son yıllarda kalıcı mıknatısların geliştirilmesi ve oda sıcaklığı yakınlarında üstün manyetokalorik etki gösteren malzemelerin üretilmesi ile birlikte, manyetik soğutucuların buzdolabı ve klima gibi yaygın ticari uygulaması olan alanlarda kullanımları söz konusu olmuştur.

Parabolik potansiyele sahip bir boyutlu nanoşeritlerde manyetokalorik etki olayı Alisultanov ve arkadaşları tarafından çalışılmıştır (Reis, 2011; Alisultanov vd., 2015). Termodinamik potansiyel ve entropi için analitik ifadeler elde edilmiştir. Entropi değişimi, magnetik alana, sıcaklığa ve saklayıcı potansiyelin enerjisine göre değişimi hesaplanmıştır. Bu hesaplamalar sonucunda, entropinin magnetik alan ve saklayıcı potansiyelin enerjiye bağımlılığında osilasyon gözlemlenmiştir.

Reis (2011) ise diamagnetik malzemelerde manyetik entropi değişiminde salınım özelliğinin olduğunu göstermiştir. Bu çalışmada, serbest elektron modeli kullanılmış ve elektronların spin serbestlik sayısı ihmal edilmiştir. Bilindiği gibi madde içinde elektronların etkin kütlesi serbest elektronların kütlesinden farklıdır. Aynı çalışmada, yarımagnetik yarıiletkenlerde elektronların spini ve değiş-tokuş etkisi dikkate alınarak manyetokalorik etki araştırılmıştır. Bir başka çalışmada ise (Gaj ve Kossut, 2010), lokalize olmuş Mn^{+2} iyonunun magnetik momentleri ile iletkenlik ve valans bandındaki yük taşıyıcıların değiş-tokuş etkileşmesinin efektif kütlelerin değişmesine sebep olduğu ve onların magnetik momentumuna bağlı olarak değiştiği gösterilmiştir.

Manyetik soğutmanın enerji verimliliğinin yüksek olmasından, gürültüsüz çalışmasından ve daha düşük basınç değerlerine inebilmesi yanında manyetize-demanyetize olma döngüsünde ısı transferi gerçekleştirebildiğinden, sistem üzerinde çeşitli modifikasyonlar yaparak yüksek verim değerlerine ulaşılabilirlik mümkündür.

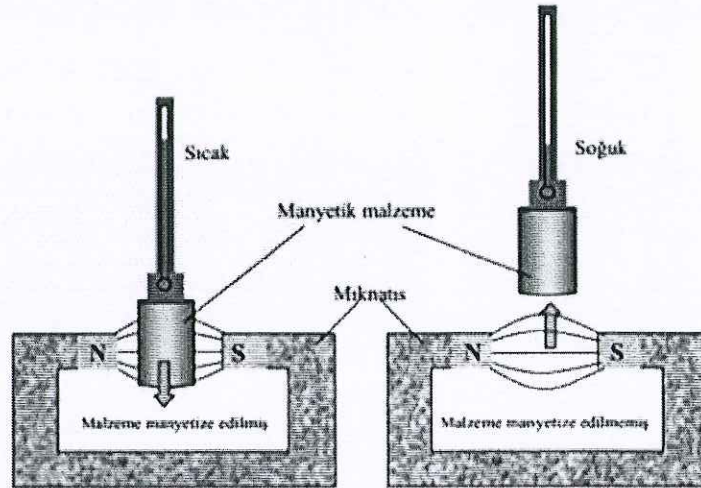
Manyetokalorik malzemelerin araştırılması, 1970'li yılların ortalarında önem kazanmış olup; 1976 yılında Brown tarafından yapılan deneyler sonucu, oda sıcaklığına yakın (47 K sıcaklık farkı elde ederek) manyetik soğutma sistemi oluşturulmuştur (Akış vd., 2017). 1982 yılında, Barcalay ve Steyert, aktif manyetik soğutucu sistemi geliştirmiş ve bu çalışma ile, modern soğutma konusunda ilk kez patent almıştır (Akdemir vd., 2014). 2001 yılında aynı işbirliği tarafından, 2. ve 3. jenerasyon manyetik soğutma sistemleri geliştirilmiştir. Daha sonra yapılan çalışmalarda, manyetik soğutmada kullanılan pahalı ve kontrolü zor elektromagnet, süper iletken kullanımının gerekli olmadığı kanıtlanmıştır. Bu durum, manyetik soğutmanın ev ve ticari uygulamalara olan uygunluğu gözönüne serilmektedir. Son zamanlarda, manyetik soğutma üzerine yapılan çalışmalara göre manyetik soğutucu ve akışkan, rejeneratör kullanımı, dizaynı ve morfolojisi (Zimm vd., 1998; Gschneidner vd., 2005), bunlara ek olarak döngü frekansı (Petersen vd., 2007; <http://scienceworld.wolfram.com/physics/HysteresisEffect.html>) ve manyetik alan değeri için de optimizasyon gerçekleştirilmektedir. Bunlarla eş zamanlı olarak, soğutucu çalışmaları, yeni geliştirilen manyetik faz geçişleri ve durumdaki manyeto termal özellikler için çalışmalar sürdürülmektedir.

Bu çalışmada üzerinde durulacak seyreltilmiş manyetik yarıiletkenler, yarıiletken alaşımının içindeki manyetik olmayan atomların bir kısmının manyetik atomlarla yer değiştirmesiyle oluşur (Jiang vd., 2011) ve bu malzemeler mevcut mikroelektronik cihazların içine entegre edilmesinden dolayı spintronik için ideal bir aday malzeme haline gelmiştir (Liu vd., 2011).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Herhangi bir maddeyi soğutmanın yollarından birisi kendisinden daha soğuk başka bir maddenin içine koymaktır. Bununla ilgili olarak, genleşen bir gazın sıcaklığında değişimin meydana gelmesine Joule-Thomson olayı denir. Bir gazı normal şartlar altında daha düşük sıcaklıklara çekmek için Joule-Thomson olayı uygulanmalıdır. Joule-Thomson olayı ile bir gazın sıcaklığı sıvı He sıcaklığına kadar (4.2 K) düşürülmesine rağmen, sıvı He u basınç altında 1 K e kadar düşürmek mümkündür. Bu nedenle, 1926 yılında Debye, sıvı helyum sıcaklığından daha düşük sıcaklıklarda (1 K den düşük) magnetokalorik etki ile ilgili deneyler yapmıştır.

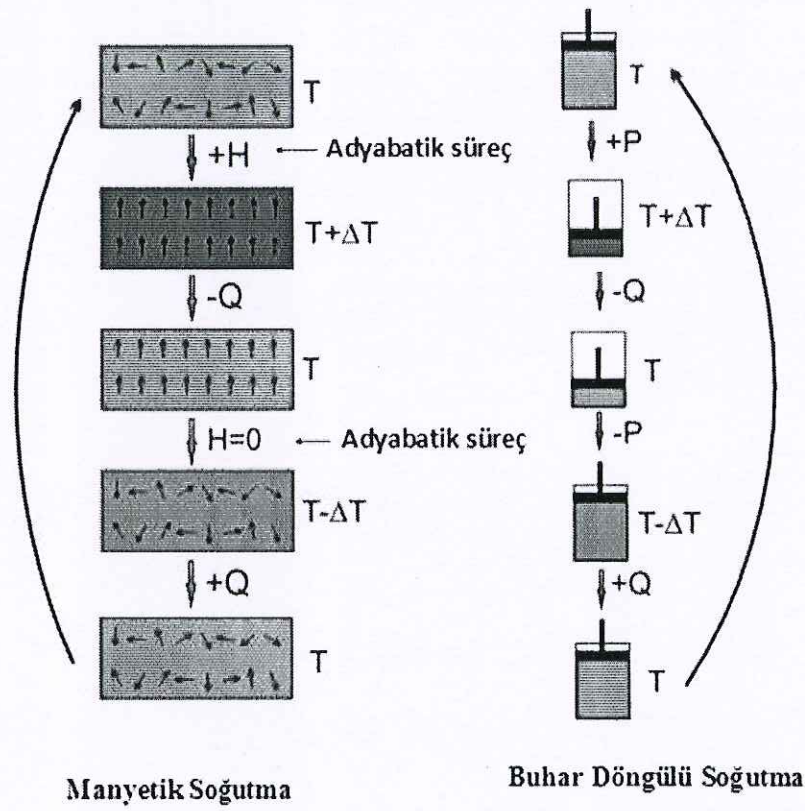
Manyetokalorik etki, manyetik malzemelerin iç özelliği olarak kendini göstermektedir. Bu etki, malzemeye dış manyetik alan uygulandığında ya da kaldırıldığında ısıyı absorbe etmesi ya da yayması esasına dayanır. Manyetik alan uygulaması ile malzemenin manyetik entropi değeri azalır ve ısı manyetik soğutma sisteminden ortama doğru izotermal olarak yayılır. Ya da bu prosesin tam tersi olarak, manyetik alan kaldırıldığında, manyetik entropi artar ve ısı ortamdan çekilir, yani manyetik soğutucu tarafından adyabatik olarak absorbe edilir. Manyetokalorik etki, Şekil 3.1 ile daha iyi açıklanabilir. Şekil 3.1’de manyetik alan içerisine giren bir manyetokalorik (ferromanyetik) malzemenin, ortamla ısı alışverişi görülmektedir. Burada, manyetik alan uygulandığında; manyetik momentlerin uygulanan manyetik alana paralel yerleşmesinden dolayı, malzeme ısınır, ya da tam tersi olarak; manyetik alandan çıkarılan ferromanyetik malzemenin manyetik moment dizilimi eski düzensizliğine kısmen döner, bu nedenle de malzeme soğumaya başlar.



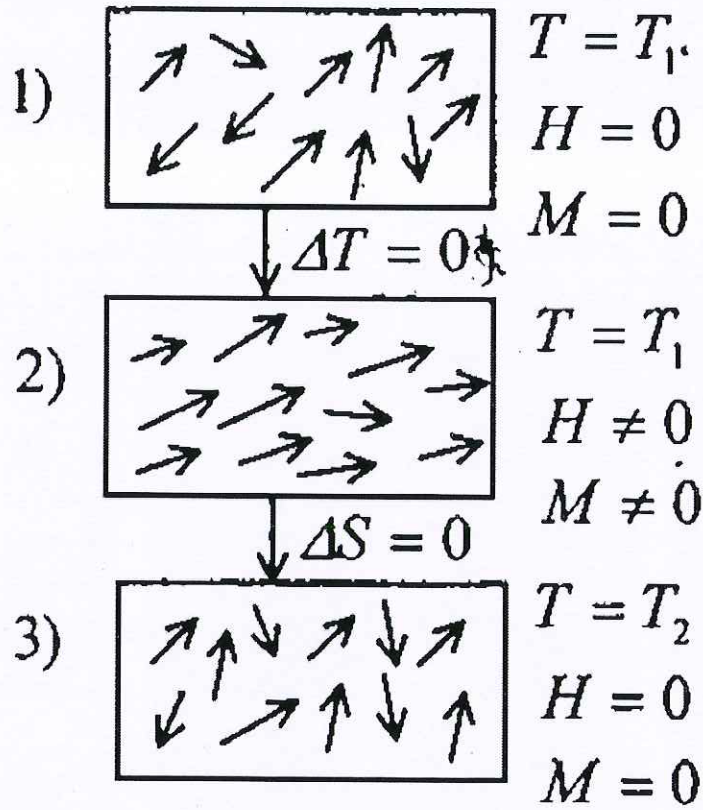
Şekil 3.1. Manyetokalorik etki a) manyetizma b) demanyetizma

Öte yandan magnetokalorik etkinin niteliği aşağıdaki gibidir:

T sıcaklığındaki bir paramagnetik özelliğe sahip tuza izotermal şartlar altında magnetik alan uygulansın (Şekil 3.2.). Daha sonra adiyabtik olarak ($\Delta S = 0$) magnetik alanı sıfırlansın. Bu işlemler sonucunda paramagnet tuzun sıcaklığı azalır. Bu işlemi tekrar tekrar yaparak sıcaklığı daha düşük sıcaklıklara indirmek mümkündür. Böylelikle, magnetokalorik etki adiyabatik olarak paramagnetik malzemenin magnetik momenti yok ederken sistemin sıcaklığının azalmasından ibarettir.



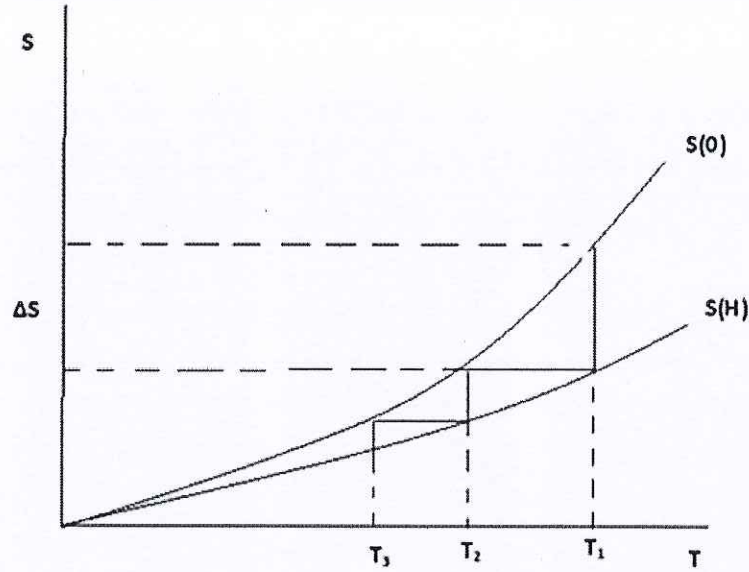
Şekil 3.2. Manyetokalorik Soğutma. Buhar döngülü soğutma ile birlikte verilmiştir.



Şekil 3.3 Manyetokalorik Etki

Sıcaklığın azalmasını şu şekilde izah etmek mümkündür. Magnetik alan yok iken magnetik dipollerin yönelimlerinin ortalaması sıfırdır (Şekil 3.3, de 1. durum). İzotermal şartlar altında magnetik alan uygulandığında magnetik dipoller magnetik alana paralel yönelirler (Şekil 3.3 de 2. durum). Daha sonra sistem adyabatik olarak magnetik alan yeniden sıfırlanırsa magnetik dipollerin yönelimlerinde düzensizlik ortaya çıkar (Şekil 3.3 de 3. durum). Magnetik dipollerin yönelimini değiştirmek için iş yapılmalıdır. Sistem adyabatik aşamadan geçtiği için, dipollerin yönelimdeki değişimden kaynaklanan iş sistemin iç enerjisindeki değişime karşılık gelir ve sıcaklık düşer. Özetlemek gerekirse, manyetik alan uygulandığında; manyetik momentlerin uygulanan manyetik alana paralel yerleşmesinden dolayı, malzeme ısınır, ya da tam tersi olarak; manyetik alandan çıkarılan ferromanyetik malzemenin manyetik moment dizilimi eski düzensizliğine kısmen döner, bu nedenle de malzeme

soğumaya başlar. Şekil 3.3 de açıklanmaya çalışılan magnetokalorik etkideki entropi (S) ve sıcaklık (T) değişimi Şekil 3.4 deki grafikte gösterilmiştir.



Şekil 3.4. Magnetokalorik Etki de Entropi-Sıcaklık Değişimi

Grafikte, magnetik alan olmadığında $S(0)$ ve magnetik alanın varlığında $S(H)$ entropinin sıcaklığa bağımlılığı açıkça gözükmemektedir. Ayrıca grafikte, entropinin sıcaklığa bağımlılığında, Nerst prensibi $C_v > 0$ ile magnetik alanın olması ya da olmamasında magnetik dipollerin yönelimindeki düzensizliği veren entropi değerleri için $S(H) < S(0)$ dikkate alınmıştır.

Sistemimiz (paramagnetik tuz) T_1 sıcaklığında ve magnetik alan uygulanmamış halde $S(T_1, 0)$ iken (Şekil 3.2.), sistem üzerine izotermik olarak magnetik alan uygulayalım. ($H \neq 0$, $1 \rightarrow 2$ geçişi). Bu durumda sistemin entropisi $\Delta S_1 = S(T_1, H) - S(T_1, 0)$ kadar azalır. Entropi değişimini hesaplayalım: $T_1 = \text{sabit}$ olduğundan, S sadece H nin fonksiyonudur. Bu durumda,

$$\int_1^2 dS = \int_0^H \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH \quad (3.1)$$

ve

$$\Delta S_1 = S(T_1, H) - S(T_1, 0) = \int_0^H \left(\frac{\partial S}{\partial H} \right)_T dH \quad (3.2)$$

şekline dönüşür. Magnetik malzemeler için,

$$dF' = SdT - PdV - MdH \quad (3.3)$$

Termodinamik bağıntısından yararlanarak ve

$$S = -\left(\frac{\partial F'}{\partial T}\right)_{V,H} : M = -\left(\frac{\partial F'}{\partial H}\right)_{V,T} \quad (3.4)$$

ile

$$\left(\frac{\partial S}{\partial H}\right)_T = \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H \quad (3.5)$$

ifadelerini kullanarak, 2. numaralı denklemimiz,

$$S(T_1, H) = S(T_1, 0) + \int_0^H \left(\frac{\partial M}{\partial T}\right)_H dH \quad (3.6)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Paramagnetik malzemelerin mıknatıslanması ile ilgili olan ve aşağıda verilen,

$$M = \frac{CH}{T} \quad (3.7)$$

Curie yasasından yararlanarak,

$$S(T_1, H) = S(T_1, 0) - \frac{CH^2}{2T_1^2} \quad (3.8)$$

ifadesini yazabiliriz. İfadedeki C Curie sabitidir. Bu ifadeden görüleceği üzere, magnetik alan uygulandığında magnetik dipollerin alan yönünde düzenlenmesi neticesinde sistemin entropisi,

$$CH^2/2T_1 \quad (3.9)$$

kadar azalmıştır. Şimdi ise adiyabatik olarak sistem üzerindeki magnetik alanı yeniden sıfırlanması ($2 \rightarrow 3$ geçişi) sonucunda ortaya çıkan sıcaklık değişimini hesaplayalım. Bu değişim,

$$(\partial T/\partial H)_S \quad (3.10)$$

şeklinde ifade edilir. Paramagnetik malzemeler için termodinamik ifadeler aşağıdaki şekildedir:

$$dE' = TdS - PdV - MdH \quad (3.11)$$

Buradan,

$$T = \left(\frac{\partial E'}{\partial S} \right)_{V,H}; \quad M = - \left(\frac{\partial E'}{\partial H} \right)_{S,V} \quad (3.12)$$

ve uygun olarak,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_S = - \left(\frac{\partial M}{\partial S} \right)_H \quad (3.13)$$

yazılabilir. Bu ifade jakobian kullanılarak,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_S &= - \left(\frac{\partial M}{\partial S} \right)_H = - \frac{\partial(M, H)}{\partial(S, H)} = \\ &= - \frac{\partial(M, H)}{\partial(T, H)} \frac{\partial(T, H)}{\partial(S, H)} = - \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H \left(\frac{\partial T}{\partial S} \right)_H \end{aligned} \quad (3.14)$$

ve

$$(\partial S / \partial T)_H = C_H / T \quad (3.15)$$

ile Curie yasasını da dikkate alarak sıcaklık değişimi

$$\left(\frac{\partial T}{\partial H} \right)_S = - \frac{T}{C_H} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H = \frac{C}{C_H} \frac{H}{T} \quad (3.16)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. İfade deki C_H sabit magnetik alanda paramagnetin sıcaklık sabitidir. Düşük sıcaklıklarda $C_H = AT^3$ (A sıcaklığa bağlı olmayan bir sabittir) olduğundan son bulunan ifadeyi $2 \rightarrow 3$ geçişine uygularsak,

$$(\Delta T)_S = \frac{C}{A} \frac{H}{T^4} (\Delta H)_S \quad (3.17)$$

ya da

$$T_2 = T_1 - \frac{C}{A} \frac{H}{T^4} |\Delta H|_S \quad (3.18)$$

ifadesi elde edilir. Görüldüğü gibi $T < 1 K$ sıcaklıklarda, $(T_2 - T_1)$ farkı yeteri kadar büyüktür ($\sim T^{-4}$). İşlemi tekrar tekrar uygulayarak sıcaklığı $10^{-3} K$ kadar aşağıya düşürmek mümkün olabilmektedir. Bundan aşağı sıcaklık değerlerinde elektronların spinleri ile ilgili magnetik dipoller arasındaki karşılıklı etkileşmeler çok güçlü olur ve bu magnetik dipollerin alan yönüne yönelmesinde uygulanan dış magnetik alanın etkisi olmaz. Bu durumda mıknatıslanma (magnetizasyon) sıcaklıktan bağımsız ve Curie yasası (Eşitlik 3.7) doğrusal değildir. Böylelikle Eşitlik (3.8) ve (3.13), $\Delta S = (T, H) - S(T, S) = 0$ ve $(\partial T / \partial H)_S = 0$ olur. Sonuç olarak, magnetik

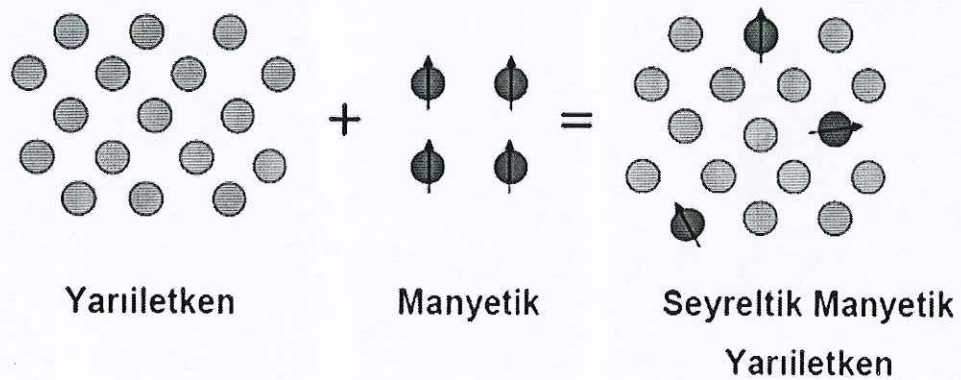
dipollerin dizilişine karşılık ortaya çıkan sıcaklık değerini çok daha düşük sıcaklıklara çekmek mümkün değildir.

Mutlak sıfıra yakın sıcaklıkları elde edebilmek için çekirdek magnetiklerinden yararlanılır. Çekirdek magnetik momentleri arasındaki etkileşmeler, elektron spinlerine karşılık gelen magnetik momentlerin etkileşmelerine göre zayıf olduğundan bunlar kendiliğinden düzene giremezler ve bu işlem için bir dış magnetik alan gerekir. Bu durumda sıcaklık $10^{-6} K$ e kadar düşürülebilir.

Sonuç olarak, izotermal şartlarda mıknatıslanma ve adyabatik şartlar altında mıknatıslanmanın yok edilmesi işlemlerini arka arkaya tekrar ederek mutlak sıfır sıcaklığını elde etmek mümkün olabilmektedir. Fakat Nernst prensibine göre bu mümkün değildir. Nernst prensibi, mutlak sıfır sıcaklığında entropinin herhangi bir dış etkenden (Bizim işlemimizde H dir) bağımsız olduğunu belirtmektedir. Entropinin, $[S(H,T) = S(0,T)]$ ve $S(H,T)$ bağımlılıkları mutlak sıfır sıcaklığı civarında birbirine eşittir. Açıktır ki, bu durumda adyabatik işlem anlamını yitirmiştir ve sistem öz halini daha düşük sıcaklıklara gidildiğinde değiştirmez.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

Yarı magnetik yarıiletkenlerde (seyreltilmiş manyetik yarıiletkenler) ile olan çalışmalar 1960'ların sonunda elektriksel taşıma ve manyetiklik özellikleri birleştirilerek yeni bir fonksiyonellik kazanması amaçlanarak başlanmıştır (Shim vd., 2004). Manyetik olmayan yarıiletkenlerin içerisine manyetik atomlar katkılanarak oluşturulan yeni oluşuma seyreltilmiş manyetik yarıiletken denir. Yarıiletkenden seyreltilmiş manyetik yarıiletken oluşturmak için katkılanan manyetik atomlar geçiş atomlarıdır. Bu geçiş atomları; Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu'dur.



Şekil 4.1.Seyreltik Manyetik Yarıiletken Yapı

Seyreltilmiş manyetik yarıiletken çeşitleri arasında $A^{II}_{1-x}Mn_xB^{IV}$ tipi iki nedenden dolayı dikkat çekmiştir. İlk olarak, yük ve spin konsantrasyonu taşıyıcılar ve Mn iyonları enjekte takviye elemanlarının konsantrasyonlarını değiştirerek, bağımsız bir şekilde kontrol edilebilir. İkincisi ise kalıcı depolama gibi yeni işlevler gerektirmektedir (Kim ve Ark 2004).Seyreltilmiş manyetik yarıiletkenlerde Mn katkılanmış GaAs ve InAs ile yoğun şekilde çalışılmıştır ve bu çalışmalar için yayınlanan en yüksek Curie sıcaklığı Mn katkılanmış GaAs için 170 K, Mn katkılanmış InAs için 35 K' dir. Bu nedenle sıcaklığının üstünde ya da Curie sıcaklığında yeni seyreltilmiş manyetik yarıiletkenler bulmak için oldukça yoğun ilgi oluşmuştur.

Homojen bir dış H magnetik alanda etkin kütlesi m_e olan bir yarımanyetik malzemede iletkenlik elektronunu göz önüne alalım. Elektron spinini ve değiş-tokuş etkileşim terimlerini dikkate alalım. Bu durumda, etkin kütle yaklaşımını dikkate alarak magnetik alanda elektron Hamiltonyeni aşağıdaki şekilde yazılır:

$$H = \frac{1}{2m_n} (\vec{p} + \frac{e}{c} A)^2 + \sigma_z \frac{g\mu_B H}{2} + H_{ex} \quad (4.1)$$

Bu ifade de $\vec{p} = -i\hbar\nabla$ impuls operatörü, e elektron un yükü ve A ise magnetik alan vektör potansiyelidir.

İletkenlik elektronları ve Mn iyonlarıyla değiş-tokuş etkileşim terimi

$$H_{ex} = \sum_R J(\vec{r} - \vec{R}_i) \vec{S}_i \vec{\sigma}$$

burada $\vec{S}_i$ ve $\vec{\sigma}$ uygun olarak Mn iyonlarının ve elektronların spin operatörleridir. $J(\vec{r} - \vec{R}_i)$ elektron- iyon değiş-tokuş integralidir. $\vec{r}$ elektronların, $\vec{R}_i$ i sayılı Mn iyonunun koordinatıdır. Toplam tüm Mn iyonları üzerinden alınır. Ortalama alan yaklaşımında Mn iyonların spinleri z yönünde olursa değiş-tokuş etkileşim terimi aşağıdaki gibi yazılır.

$$H_{ex} = \frac{1}{2} \langle S_z \rangle x N \sigma_z = 3A \sigma_z$$

burada N birim hücrelerin sayısı, x Mn iyonlarının yoğunluğudur. Termodinamik ortalama değeri $\langle S_z \rangle$:

$$\langle S_z \rangle = -SB_{5/2} \left(\frac{g_{Mn} \mu_B H}{k_B T} \right)$$

olur. $B_{5/2}$ Brillouin fonksiyonudur.

Magnetik alanın koordinat sisteminde z yönünde yöneldiğini kabul edersek,

$H_x = H_y = 0$ ve $H_z = H$ olur. A vektör potansiyelinin farklı muhtemel değerleri bu magnetik alana karşılık gelir. Örneğin;

$$A_x = 0 \quad A_y = Hx \quad A_z = 0 \quad (4.2)$$

Böylece Eşitlik (4.1) deki Hamiltonyen,

$$H = \left(\frac{1}{2} m_n\right) [\tilde{p}_x^2 + (\tilde{p}_y + m_e \Omega x)^2 + p_z^2] \quad (4.3)$$

Burada $\Omega = eH/m_n c$ siklotron frekansdır.

Eşitlik (4.3) deki Hamiltonyen, $\tilde{P}_y$ ve $\tilde{P}_z$ operatörleri ile ilgili olduğu için impuls' un y ve z bileşenleri değişmeden kalır ve bu bileşenler, $p_y = \hbar k_y$ ve $p_x = \hbar k_z$ şeklinde öz değerlere sahiptir. Buradaki k_y ve k_z ise k dalga vektörünün bileşenleridir. Böylece y ve z yönlerindeki elektron hareketi bir düzlem dalga ile temsil edilebilir ve Schrödinger denklemi,

$$H\Psi = E\Psi \quad (4.4)$$

nin çözümü aşağıdaki şekildedir:

$$\Psi(r) = \varphi(x) \exp[i(k_y y + k_z z)] \quad (4.5)$$

Bu çözümü Eşitlik (4.4) de yerine yazar, Eşitlik (4.3) için hesaplırsak; bilinmeyen $\varphi(x)$ fonksiyonu için,

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} + \frac{1}{2} m_n \Omega^2 (x - x_0)^2 \varphi = E_N \varphi \quad (4.6)$$

Eşitlikte,

$$x_0 = -\hbar k_y / \Omega m_n \quad \text{ve} \quad E_N = E - 3A - \hbar^2 k_z^2 / 2m_n \text{ dir.} \quad (4.7)$$

dir. Belirtmek gerekir ki Eşitlik (4.6), $x = x_0$ başlangıç denge konumu etrafında $\Omega = eH/m_n c$ frekansı ile titreşen bir lineer harmonik titreşkene aittir. Bu titreşkenin öz fonksiyon ve öz değerleri sırasıyla;

$$\varphi(x - x_0) = \frac{1}{\sqrt{R}} H_N \left(\frac{x - x_0}{R} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - x_0}{R} \right)^2 \right] \quad (4.8)$$

$$E_N = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega + \sigma_z \frac{g \mu_B H}{2} + 3 \sigma_z A \quad (4.9)$$

İfadedeki $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ şeklinde değerler alan titreşkenin kuantum sayıları, H_N ise N. dereceden Hermite polinomudur.

Buradan hareketle, yarı magnetik yarıiletkenlerde z eksenı yönünde yönelmiş magnetik alanda elektronların enerji spektrumları aşağıdaki gibidir.

$$E_n^\pm = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega \pm \frac{g\mu_B H}{2} \pm 3A \quad (4.10)$$

ifade de A sabiti elektronlarla Mn iyonları arasındaki değiş tokuş etkileşim terimidir.

$$A = -\frac{1}{6} x J N_0 S B_S \left(\frac{g_{Mn} S \mu_B H}{k_B T} \right) = -\frac{1}{6} x J N_0 S B_S \left(\frac{S g_{Mn} \hbar \omega_c}{2 k_B T} \gamma \right) \quad (4.11)$$

B_S , x , J ve N_0 terimleri sırasıyla, Brillouin fonksiyonu, Mn iyonun yoğunluğu, değiş tokuş etkileşimini karakterize eden parametre ve birim hücrelerin yoğunluğudur.

Sistemin entropisi

$$S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_{H, \xi} \quad (4.12)$$

olup, Ω termodinamik potansiyeli ise,

$$\Omega = -k_o T \sum_N \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\xi - E_{N, \sigma}}{k_o T} \right) \right) \quad (4.13)$$

şeklindedir. Bu çalışmada, hesaplama için elektron gazının klasik bölüşüm fonksiyonunu Z' yi hesaplamaya dayanan bir yaklaşım kullanacağız (Perelomov, 1990).

$$Z = \sum_{n, k_z, k_y, \sigma} e^{-\frac{E_{n, \sigma}}{k_B T}} \quad (4.14)$$

Enerji ifadesini (4.1), toplamdan integrale geçerek:

$$Z = \frac{L_2 L_3}{(2\pi)^2} \sum_{\sigma, n} \int dk_y \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{-\frac{E_{n, \sigma}}{k_B T}} \quad (4.14.a)$$

$$Z = \frac{L_2 L_3}{(2\pi)^2} \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} \text{Exp} \left[-\frac{\hbar^2}{2m k_B T} (k_z)^2 \right] dk_z \left(\text{Exp} \left[-\frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega \pm \frac{g\mu_B H}{2}}{k_B T} \right] \right) \quad (4.15)$$

ve k_z ye göre integralin sonucu,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{Exp} \left[-\frac{\hbar^2}{2m k_B T} (k_z)^2 \right] dk_z = \sqrt{2m \frac{k_B T}{\hbar^2}} \pi \quad (4.16)$$

şekline dönüştür. (4.6) ifadesinde spine göre toplamayı dikkate alırsak ifadeyi aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\text{Exp} \left[-\frac{(n+\frac{1}{2})\hbar\omega_c}{k_B T} \right] \left(\frac{\text{Exp} \left[3A + \frac{g\mu_B H}{2k_B T} \right] + \text{Exp} \left[-3A - \frac{g\mu_B H}{2k_B T} \right]}{2} \right) 2 = \frac{\cosh \left[\frac{3A + g\mu_B H}{2k_B T} \right]}{\sinh \left[\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \right]} \quad (4.17)$$

k_y değişenine göre integrali ise,

$$\int dk_y = \frac{1}{R^2} \int_{-\frac{L_1}{2}}^{\frac{L_1}{2}} dx = \frac{L_1}{R^2} \quad (4.18)$$

şeklindedir. Burada $R^2 = \frac{\hbar}{\omega_c \times m}$ dir.

$$Z = \frac{L_1 L_2 L_3}{(2\pi)^2} \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} k_B T \pi \frac{m\omega_c}{\hbar} \left(\frac{\cosh \left[\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \right]}{\sinh \left[\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \right]} \right) \quad (4.19)$$

Termodinamik potansiyeli bulmak için Mellins dönüşümünden yararlanacağız (Perelemov,1990).

$$\ln \left(1 + e^{\frac{\mu - \epsilon_k}{k_B T}} \right) = \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu - \epsilon_k \xi}{k_B T}}}{\xi^2} d\xi$$

$$\Omega = -k_B T \sum \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu - \epsilon_k \xi}{k_B T}}}{\xi^2} d\xi$$

Ve nihayet,

$$\Omega = -k_B T \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \frac{\pi \xi}{\sin(\pi \xi)} \frac{e^{\frac{\mu}{k_B T} \xi}}{\xi^2} Z \left(\frac{k_B T}{\xi} \right) d\xi \quad (4.20)$$

şekline dönüştür. Burada,

$$Z \left(\frac{k_B T}{\xi} \right) = \sum e^{\frac{-\epsilon_k \xi}{k_B T}} \quad (4.21)$$

şeklinde olup, yeni $\frac{\mu}{k_B T} \xi = z$ değişene geçerseniz ve Z' nin ifadesini dikkate alırsak,

$$\Omega = -\frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2\pi i} \int \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\frac{3A+g\frac{\hbar\omega_c}{2}z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}z\right]}\right) dz \quad (4.22)$$

ifadesini elde ederiz. Bu integrali Rezidü teoremine göre hesaplayacağız. $z=0$ ve $z = \frac{2\mu}{\hbar\omega_c} i\ell\pi$ noktaları integrant fonksiyonlar için singüler noktalarıdır.

$$\Omega = -\frac{\sqrt{\pi}V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{1}{2\pi i} \left[\oint_{C_0} \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) \frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}\right) dz + \oint_{C_n} \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) \frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}\right) dz \right] \quad (4.23)$$

Düşük sıcaklıklarda $\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}$ ifadesini ve $\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \gg 1$ şartını dikkate alarak

$\left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) \frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}\right)$ terimleri Taylor serisine açarsak,

$$\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \approx 1 + \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)^2}{6} + \frac{7\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)^4}{340} + \dots \quad (4.24)$$

$$\left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) \frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right]}\right) \approx 1 + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right)^2}{2}\right) \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right)^2 \quad (4.25)$$

Bu ifadeleri (14) denkleminde ilk terimde yazarsak:

$$-\frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{1}{2\pi i} \int \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(1 + \left(\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu}\right)^2}{6} z^2 + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right)^2}{2} \right) z^2 \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2 \right) dz \quad (4.26)$$

aşağıdaki ifadeyi elde ederiz. İntegralin sonucu ise,

$$-\frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \left(\frac{16\pi}{15} + \frac{8\pi}{6} \left(\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu}\right)^2}{6} + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right)^2}{2} \right) \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2 \right) \right) \quad (4.27)$$

şeklindedir. Şimdi de (4.9) ifadesindeki ikinci integrali hesaplamak için rezidü teoremini kullanalım.

$$-\frac{V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2\pi i} \int \frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)}{\sin\left(\pi \frac{k_B T}{\mu} z\right)} \frac{e^z}{(z)^{7/2}} \left(\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right) \left(\frac{\cosh\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) \frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]}{\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c z}{2\mu}\right]} \right) dz \quad (4.28)$$

Son parantezde paydadaki terimi onun sıfırın civarında olduğu dikkate alırsak:

$$\sinh\left[\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z\right] = \sinh[il\pi + \epsilon] = \sinh[il\pi] + \cosh[il\pi] \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} z - il\pi\right) \approx (-1)^l \frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \left(z - \frac{2\mu}{\hbar\omega_c} il\pi\right) \quad (4.29)$$

$$-\frac{2V}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \sqrt{\pi \sum_l \frac{(-1)^l \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)}{\sinh\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l\right)} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu l\pi}\right)^{\frac{5}{2}} \cos\left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right) l\pi\right] \cos\left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4}\right)} \quad (4.30)$$

(4.27) ve (4.30) ifadelerini birleştirsek termodinamik potansiyelin ifadesi:

$$\Omega = -\frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \mu^{5/2} \left(\frac{16\pi}{15} + \frac{8\pi}{6} \left(\frac{\left(\pi \frac{k_B T}{\mu}\right)^2}{6} + \left(-\frac{1}{6} + \frac{\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2}\right)^2}{2} \right) \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu}\right)^2 \right) \right)$$

$$+2 \sum_l \frac{(-1)^l (\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l)}{\sinh(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l)} \left(\frac{\hbar \omega_c}{2\mu l \pi} \right)^{\frac{5}{2}} \cos \left[\left(\frac{3A}{\hbar \omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) l \pi \right] \cos \left(\frac{2\mu}{\hbar \omega_c} l \pi - \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.31)$$

Görüldüğü gibi termodinamik potansiyel, sıcaklık ve magnetik alana bağlı gözükmemektedir. Entropi ise aşağıdaki ifadedeki gibidir.

$$S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_{H, \xi} = \frac{V \sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mu^{5/2} \left(\frac{8\pi}{6} \left(\frac{k_B T}{3} \left(\frac{\pi}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{\hbar \omega_c}{2\mu} \right)^2 \left(\frac{3A}{\hbar \omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \frac{3}{\hbar \omega_c} \frac{dA}{dT} \right) + \left(\frac{\hbar \omega_c}{2l\mu\pi} \right)^{\frac{5}{2}} \sum_l \left(2 \frac{(-1)^l (\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l)}{\sinh(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l)} \left(\text{Coth} \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l \right) - \frac{1}{\pi^2 \frac{2T}{\hbar \omega_c} l} \right) \frac{2k_B \pi^2}{\hbar \omega_c} l \cos \left[\left(\frac{3A}{\hbar \omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) l \pi \right] \cos \left(\frac{2\mu}{\hbar \omega_c} l \pi - \frac{\pi}{4} \right) - 2 \frac{(-1)^l (\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l)}{\sinh(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar \omega_c} l)} \frac{3l\pi}{\hbar \omega_c} \frac{dA}{dT} \sin \left[\left(\frac{3A}{\hbar \omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) l \pi \right] \cos \left(\frac{2\mu}{\hbar \omega_c} l \pi - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right) \quad (4.32)$$

Sistemin entropisi,

$$S(T, H) = S(T, 0) + S_H(T, H) \quad (4.33)$$

Magnetik alana göre entropinin değişimi ise,

$$\Delta S(T, \Delta H) = S(T, H) - S(T, 0) = S_H(T, H) \quad (4.34)$$

şeklindedir. Fermi enerjisi ile elektron sayısı arasındaki bağlantıyı dikkate alırsak:

$$\left(\frac{2m}{\hbar^2} \mu \right)^{3/2} = 3\pi^2 \frac{N}{V} \quad (4.35)$$

Entropinin değişmesi $l=1$ durumunda

$$\begin{aligned}
\Delta S(T, \Delta H) = & \frac{V\sqrt{\pi}}{(2\pi)^2} 3\pi^2 \frac{N}{V} \mu \left(\frac{8\pi}{6} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \right)^2 \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \frac{3}{\hbar\omega_c} \frac{dA}{dT} \right) \\
& + \left(\frac{\hbar\omega_c}{2l\mu\pi} \right)^{\frac{5}{2}} \left(2 \frac{-\left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l \right)}{\sinh \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l \right)} \left(\text{Coth} \left(\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l \right) \right. \right. \\
& - \left. \frac{1}{\pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c} l} \right) \frac{2k_B \pi^2}{\hbar\omega_c} l \cos \left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) l\pi \right] \cos \left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi \right. \\
& - \left. \left. \left. \frac{\pi}{4} \right) \right. \right. \\
& + 2 \frac{\left(\pi^2 \frac{2T}{\hbar\omega_c} l \right)}{\sinh \left(\pi^2 \frac{2T}{\hbar\omega_c} l \right)} \frac{3l\pi}{\hbar\omega_c} \frac{dA}{dT} \sin \left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} \right. \right. \\
& + \left. \left. \left. \frac{g\gamma}{2} \right) l\pi \right] \cos \left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} l\pi - \frac{\pi}{4} \right) \right) \right)
\end{aligned}
\tag{4.36}$$

A=0 olursa, entropi değişimi

$$\Delta S(T, \Delta H) = -\frac{3N}{2} \left(\frac{\hbar\omega_c}{2\mu} \right)^{\frac{3}{2}} I(x) \cos \left(\frac{2\mu}{\hbar\omega_c} \pi - \frac{\pi}{4} \right) \cos \left[\left(\frac{g\gamma}{2} \right) \pi \right]
\tag{4.37}$$

şeklindedir. Burada I(x)

$$I(x) = \frac{x}{\sinh(x)} \left(\text{Coth}(x) - \frac{1}{x} \right)
\tag{4.38}$$

$$x = \pi^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_c}
\tag{4.39}$$

I(x) sıcaklık ve magnetik alan hakkında bilgi içerir ve manyetik entropi değişiminin genliğini kosinüs terimiyle en üst ve en alt düzeye çıkarabilir.

$g=2$ ve $\gamma = \frac{m_n}{m_0} = 1$ durumu için (4.37) ifadesi Reis (2011) tarafından elde edilen ifade ile aynıdır.

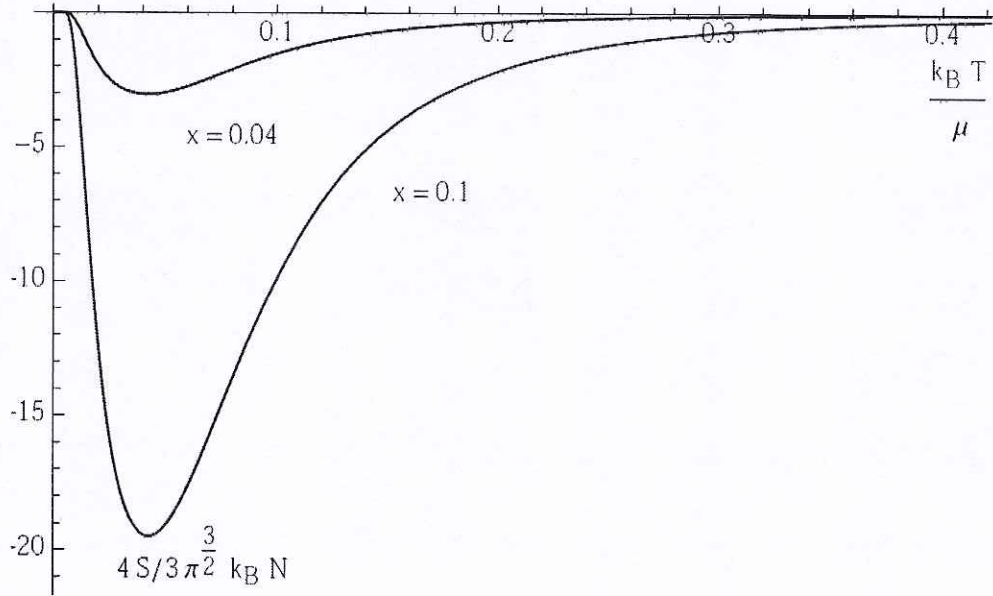
$$S_{osc} = -\frac{3}{16} \frac{N}{\pi} \frac{I(x)}{\left(n+\frac{1}{4}\right)^{\frac{3}{2}}} \left(\cos \left[\left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \pi \right] \cos(n\pi) \right) \quad (4.40)$$

Elde edilen bu ifade, Reis, (2011) in elde ettiği ifadeden farklı olarak kosinius terimi sıfır olsa bile değiş-tokuş teriminden dolayı osilasyon yapmayan kısmi magnetik entropi sıfırdan farklı değer alabilmektedir.

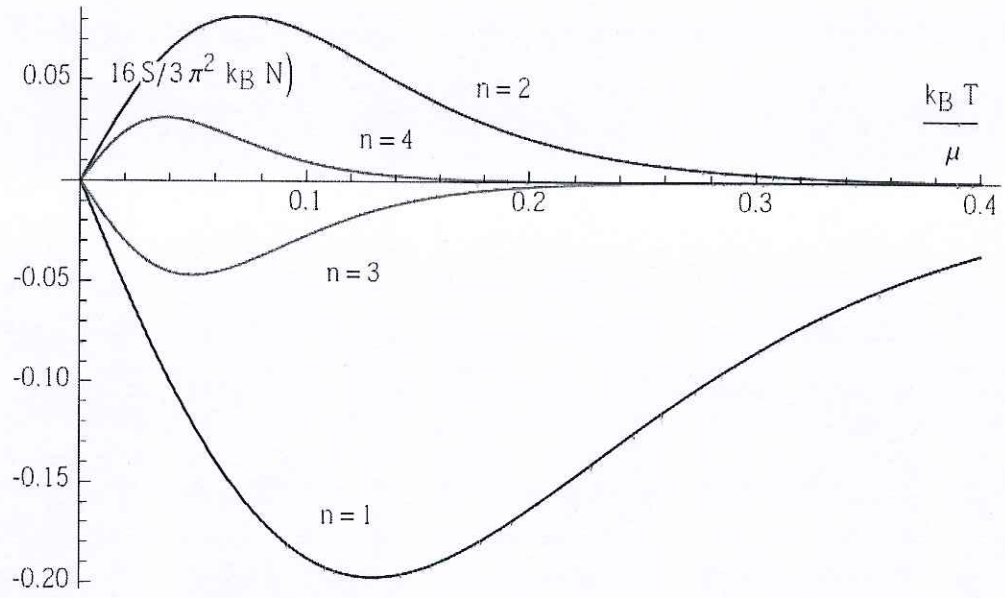
$$\Delta S = \frac{3N\sqrt{\pi}}{4} \frac{\pi\hbar\omega_c}{\mu} \left(\frac{3A}{\hbar\omega_c} + \frac{g\gamma}{2} \right) \frac{dA}{dT} \quad (4.41)$$

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Elde edilen matematiksel eşitlikler göstermektedir ki, yarıiletkenlere katkılanan Mn ilavesi ile oluşturulan yarımagnetik yarıiletkenler de entropi için osilasyon yapmayan terim yanında osilasyon terimide ortaya çıkmaktadır. Yaptığımız hesaplamaları $Hg_{1-x}Mn_xTe$ yarı magnetik yarıiletkenlere uyguladık. Hesaplamalarda, elektronların etkin kütlesi: $m_e=0.047m_0$ olup m_0 serbest elektronların kütlesidir, $N_0J_{s-d} = 0.4 eV$ ve $g=-20$ (Gui vd., 2004) $\mu = 0.012eV$ (Chen, 2014). Şekil 5.1de osilasyon yapmayan entropi teriminin $\frac{k_B T}{\mu}$ parametresine göre değişimi farklı x değerleri (Farklı Mn konsantrasyonu) için gösterilmiştir. Şekil 5.2 de ise, belli bir Mn konsantrasyonunun fonksiyonu olarak osilasyon yapan entropi teriminin $\frac{k_B T}{\mu}$ parametresine göre değişimi gösterilmiştir. n tam sayılardır.



Şekil 5. 1. Manyetik entropinin osilasyon olmayan kısmının farklı x değerleri için sıcaklığa göre değişimi



Şekil 5. 2. Manyetik entropinin osilasyon kısmının farklı n değerleri için sıcaklığa göre değişimi.

Elde edilen sonuçlar göstermektedir ki, Mn iyonu katkılarak elde edilen yarımağnetik yarıiletkenlerde entropi diğer bir deyişle manyetokalorik etki kontrol edilebilmektedir.

KAYNAKLAR

- Akdemir, M., Ekren, O. ve Yılancı, A., TTMD Dergisi, Mart- Nisan sayısı, 2014.
- Aselsan Dergisi,, Yıl:27, Sayı: 90, 2014.
- Akış, T., Ezan, M. A., Yılancı, A. ve Ekren, O., 2017, 13. Ulusal Tesisat Mühendisliği Kongresi, 19-22 Nisan 2017, İzmir.
- Alisultanov, Z. Z., Meilanov, R. P., Paixao, L. S. ve Reis, M. S., 2015, Oscillating magnetocaloric effect in quantum nanoribbons, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 65, 44-50.
- Aydın, M., 2014, Al Katkılı CdMnO Seyreltik Manyetik Yarıiletkenin manyetik, Yapısal, Yüzeysel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Namık Kemal Üniversitesi, Tekirdağ.
- Elerman, Y., Bor Tabanlı Manyetik Malzemeler ve Savunma Sanayii'nde Kullanımı: Manyetik Soğutma,Bor çalıştayı, Ankara, 2011.
- Chen, Q.,2014, Electrical and optical proorties of the bulk states HgTe/CdTe quantum wels topological insulators, PHd thesis, University of Wollongong, Australia.
- Gaj, J.A ve Kossut, J., 2010, Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors, Springer Series in Materials Science.
- Gschneidner, K., Pecharsky, V. ve Tsokol, A. A., 2005, Recent Developments in Magnetocaloric Materials, Reports on Progress in Physics, 1, 1479-1539.
- Gui, Y. S., Becker, C. R., Liu, J., Daumer, V., Hock, V., Buhmannand, H., ve Molenkamp, L. W., 2004, Europhys. Lett., 65, 393-399.

Hysteresis Effect, Retrived April 28th, 2014, from <http://scienceworld.wolfram.com/physics/HysteresisEffect.html>.

Jiang, Y., Wang, W., Jing C., Cao, C. ve Chu, J., 2011, Sol-gel synthesis, structure and magnetic properties of Mn-doped ZnO diluted magnetic semiconductors. Materials Science and Engineering B, 176,1301– 1306.

Kim, Y. M., Yoon, M., Park, W., Park, Y. J. ve Lyou, J. H., 2004, Synthesis and magnetic properties of $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}$ films prepared by the sol-gel method. Solid State Communications, 129, 175–178.

Liu, H., Fei, L., Yang, J., Jin, X., Liu, Y., Liu, X. ve Gao, M., 2011, Influence of annealing temperature on structural, optical and Magnetic properties of $\text{Zn}_{0.95}\text{Cu}_{0.02}\text{Cr}_{0.03}$ powders. Solid State Communications ,151,1864–1868.

Magnetic Cooling, International Institute of Refrigeration, Retrived April 28th, 2014, from www.iifir.org.

Mandal, S.K., Das, A.K., Nath, T.K., Karmakar, D. ve Satpati, B., 2006. Microstructural and magnetic properties of ZnO: TM (TM= Co, Mn) diluted magnetic semiconducting nanoparticles, J. Appl. Phys. 100, 104315-104323.

Petersen, T.F., 2008, Numerical Modelling and Analysis of a Room Temperature Magnetic Refrigeration System, Report number: Risø- PhD-33 (EN), Technical University of Denmark. Denmark.

Perelomov, A. M., 1990, Integrable Systems in Classical Mechanics and Lie's Algebras (Nauka, Moscow, [in Russian].

Reis, M. S., 2011, Oscillating magnetocaloric effect, Appl. Phys. Lett. 99, 052511.

Sandeman, K., Magnetocaloric materials: The search for new systems, Scripta Materialia Vol.67, 2012, pp.566-571.

Shim, I. B. ve Kim, C. S., 2004, Doping effect of indium oxide-based diluted magnetic semiconductor thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 272–276,1571–1572

Warburg, E., 1881. Magnetische Untersuchungen. *Annalen der Physik*, 13, 141-164.

Zimm C., Jastrab A., Sternberg A.,Pecharsky V., Gschneider K., Osborne M., Anderson I., 1998, Description and performance of a near-room temperature magnetic refrigerator, *Advances in Cryogenic Engineering*, 1,1750-1766

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı :Ali Osman UÇAR

Doğum Yeri ve Yılı :Erzurum 1989

Medeni Hali :Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu

Lise :Isparta Mürşide ERMUMCU Anadolu Öğretmen Lisesi

Lisans :Dokuz Eylül Üniversitesi, Buca Eğitim Fakültesi, Ortaöğretim Matematik Öğretmenliği

Mesleki Deneyim

MEB Öğretmenlik 2014-

Yayınlar:

Yarımagnetik Yarıiletkenlerde Magnetokalorik Etki, SDÜ dergisi, 2017 (Basımda)