

T.C.
YÜZÜNCÜ YIL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

**BİLEŞİK MANYETİK YAPILARDA
FAZ GEÇİŞLERİ VE REZONANS FREKANSLARI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

98173

HAZIRLAYAN : HARUN AKKUŞ

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

VAN - 2000

KABUL VE ONAY SAYFASI

Prof. Dr. Bahşeli İ. GULİYEV danışmanlığında, Harun AKKUŞ tarafından hazırlanan Bileşik Manyetik Yapılarda Faz Geçişleri ve Rezonans Frekansları isimli bu çalışma tarihinde Fizik Anabilim Dalı 'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Bahşeli Guliyev İmza : B. Guliyev

Üye : Doç. Dr. Ridvan Karapınar İmza : R. Karapınar

Üye : Doç. Dr. Feri Han Hüseyin İmza : F. Hüseyin

Üye : İmza :

Üye : İmza :

Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu ' nun 01/12/2000.. Gün
ve
2000/30-IV..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

Enstitü Müdürü

ÖZET

BİLEŞİK MANYETİK YAPILARDA FAZ GEÇİŞLERİ VE REZONANS FREKANSLARI

AKKUŞ, Harun

Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Bahşeli İ. GULİYEV

Eylül 2000, 31 sayfa

Bu çalışmada bir dış manyetik alanda izotrop bileşik manyetik yapıların manyetik düzenleri ve bu düzenlerin dış manyetik alana bağlı değişimleri teorik olarak incelenmiştir. Elemanter zümresinde 3 manyetik iyon bulunan böyle bir yapıda dış manyetik alanın temel duruma ve rezonans frekanslarına etkisi araştırılmıştır. Bunun için değiş tokuş etkileşimi ve 4 spin etkileşimi de hesaba katılarak Gibbs potansiyeli için genel formül bulunmuş ve termodinamik denge durumunda bu formülün analitik davranışına dayanarak manyetik alana bağlı II. tür faz geçişlerinin mevcut olduğu tespit edilmiştir. Manyetik yapının güçlü manyetik alana bağlı olarak 4 farklı fazda bulunabileceği görülmüştür. 4 spin etkileşiminin katkısı ile faz geçiş noktalarının değerleri bulunmuştur. Her faz için hareket denklemlerinin çözümüne dayanarak rezonans frekansları bulunmuş ve bunların manyetik alana bağlı davranışları incelenmiştir. 4 spin etkileşiminin katkısının rezonans frekanslarına önemli etkisi olduğu görülmüştür.

Anahtar kelimeler : Manyetik, Manyetik rezonans, Bileşik manyetik yapı.

ABSTRACT

PHASE TRANSITIONS AND RESONANCE FREQUENCIES IN COMPOUND MAGNETIC STRUCTURES

AKKUŞ, Harun

Msc, Physics

Supervisor : Prof. Dr. Bahşeli İ. GULİYEV

September 2000, 31 pages

In this study, the magnetic orders of isotropic compound magnetic structures in the external magnetic field and their changes related with the external magnetic field have been theoretically studied. In the elementary zone, the effect of external magnetic field in such a structure containing three magnetic ions on such a ground state and resonance frequency has been analyzed. For that reason after having taken into consideration an exchange interaction and also a four-spin interaction a general formula for Gibbs Potential has been found and in the thermodynamic equilibrium a second order magnetic phase transition related with magnetic field being based upon the analytic behavior of such a formula was identified to be in existence. It was also observed that magnetic structure related with strong magnetic field can be found in different four phases, as well as another finding of the values of phase transition points by the aid of four-spin interaction. Having relied on the solutions of motion equations for each phase, resonance frequencies were found and their behaviors related with magnetic field analyzed. Consequently, it has been observed that the contribution of four-spin exchange interaction has got an important effect upon resonance frequencies.

Key words: Magnetic, Magnetic resonance, Compound magnetic structure.

ÖN SÖZ

Çok eski tarihlerden beri insanların ilgi odaklarından biri "maddelerin manyetik özellikleri" nin araştırılması ve anlaşılmasıdır. Manyetizma merakı büyük bir olasılıkla mıknatıs taşının yada demirin bulunmasıyla başlamıştır. Bu buluşlardan sonra maddenin manyetik özellikleri daima merak edilmiş ve gerek deneysel olarak gerekse teorik olarak incelenmiş, anlaşılmaya çalışılmıştır. Günümüze kadar bu yönde çok büyük aşamalar kat edilmiştir. Manyetizma alanında çok ciddi bilimsel teoriler kurulmuş durumdadır. Manyetizma özellikle elektrikle olan yakın ilişkisi nedeniyle teknolojinin temel taşlarından biri olmuştur.

Yapılan bu çalışma, önceleri kurulmuş olan teorileri kullanarak birim hücrelerinde üç manyetik moment bulunduran izotrop bir yapının bir dış manyetik alanda, alanın değişimine bağlı fiziksel davranışlarının ve fiziksel değişimlerinin incelenmesini içermektedir ve tamamen teorik bir çalışmadır.

Bu konuda daha önceleri benzeri çalışmalar yapılmıştır. Bunlardan bazıları teorik bazıları deneysel çalışmalardır. Deneysel çalışmalar çok güçlü manyetik alanların laboratuvarlarda elde edilebilmesinden sonra başlamıştır. Bu, bu alandaki çalışmalar için bir teşvik olmuştur.

Bu çalışmayı yaparken istenen her türlü desteği veren ve bu konuyu bana öneren danışmanın ve saygıdeğer hocam Prof. Dr. Bahşeli Guliyev'e, teknik donanım ihtiyaçlarını gidermede yardımcı olan sevgili Arş. Gör. Bahattin Erdinç'e ve Arş. Gör. Ali Arasoğlu'na, bilgisayar paket programlarını kullanımda yardımcı olan Yrd. Doç. Dr. Bahri Batı'ya ve Arş. Gör. Tefik Bilgin'e, Yrd. Doç. Dr. A. İhsan Demirel'e ve enstitümüz personeline katkılarından dolayı ve çalışmalarım sırasında bana karşı gösterdiği sabrından dolayı değerli eşime teşekkürü bir borç bilirim.

Harun Akkuş
Eylül 2000 Van

İÇİNDEKİLER

	sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	iii
ÖNSÖZ	v
İÇİNDEKİLER	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ	xi
SİMGELER DİZİNİ	xiii
1. GİRİŞ	1
2. LİTERATÜR BİLDİRİŞLERİ	2
3. MATERYAL VE YÖNTEM	3
4. BULGULAR	9
4.1. Antiferromanyetik Düzen	10
4.2. Lineer Ferrimanyetik Düzen	18
4.3. Lineer Olmayan Ferrimanyetik Düzen	21
4.4. Ferromanyetik Düzen	26
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	29
KAYNAKLAR	31

ŞEKİLLER DİZİNİ

	sayfa
Şekil 3.1. Antiferromanyetik düzende manyetik momentlerin dizilişi.	8
Şekil 4.1. Dış alan sıfırken antiferromanyetik düzen.	9
Şekil 4.2. Dış alana bağlı manyetik düzenler.	9
Şekil 4.1.1. Dış alanda antiferromanyetik düzen.	11
Şekil 4.2.1. Dış alanda lineer ferrimanyetik düzen.	19
Şekil 4.3.1. Lineer olmayan ferrimanyetik düzen.	21
Şekil 4.4.1. Dış alanda ferromanyetik düzen.	26
Şekil 5.1. Tüm fazlarda rezonans frekansları.	29

ÇİZELGELER DİZİNİ

	sayfa
Çizelge 5.1. Faz geçiş noktalarının çalışmada bulunan değerlerinin önce bulunan değerlerle karşılaştırılması	30

SİMGELER DİZİNİ

ϕ	Termodinamik Gibbs potansiyeli
γ	H/H_A
γ_B	H_B/H_A
γ_K	H_K/H_A
η	Düzen parametresi
\bar{H}	Dış manyetik alan
\bar{H}_e	Toplam veya efektif alan
H_A	A.M
H_B	BM^3
H_K	KM^3
\bar{M}	Manyetik moment
ω	Manyetik rezonans frekansı

1. GİRİŞ

Manyetik düzene sahip bazı kristaller güçlü bir dış manyetik alanda birkaç manyetik düzene sahip olabilmektedirler. Bu tür güçlü manyetik alanlar son yıllara kadar laboratuvar ortamlarında elde edilememekteydi. Ama artık günümüzde bu imkansızlık aşılmış durumdadır. Bu sebepten bileşik manyetik yapıların incelenip araştırılması önem kazanmıştır.

Yapılan bu çalışmada genel amaç, bileşik manyetik bir yapının güçlü dış manyetik alanda alanın değişimine bağlı olarak manyetik düzenini nasıl değiştirdiğinin teorik olarak incelenmesidir.

İncelenen yapı, birim manyetik hücresinde 3 manyetik iyon bulunduran izotrop bir yapıdır. Birim hücredeki manyetik momentler büyüklükçe birbirlerine eşittirler. Ayrıca yapıda sıcaklığa bağlı II. tür faz geçişi gerçekleşmiş ve düzensiz paramanyetik yapıdan düzenli manyetik yapıya geçilmiştir. Yani incelemeler Curie sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda yapılmıştır.

Manyetik yapı sıcaklığa bağlı faz geçişini gerçekleştirdikten sonra antiferromanyetik düzendedir. Bu düzende dış alan sıfırken 3 manyetik moment termodinamik dengededir ve aralarındaki açılar 120 derecedir. Dış alanın uygulanmasıyla yapı 3 farklı manyetik düzene daha girmektedir. Bu düzenler sırasıyla lineer ferrimanyetik düzen, lineer olmayan ferrimanyetik düzen ve ferromanyetik düzendir.

Yapılan bu teorik çalışmayla manyetik düzenler arası geçişlerin gerçekleştiği dış alan değerleri bulunmuştur. Bulunan bu değerler daha önce elde edilmiş deney sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. Ayrıca bu geçişlerin dış alana göre II. tür faz geçişi olduğu ispatlanmıştır. Yapının sahip olduğu 4 manyetik düzende de ayrı ayrı manyetik rezonans frekansları bulunmuştur.

2. LİTERATÜR BİLDİRİŞLERİ

Manyetik sistemler için termodinamik Gibbs potansiyeli verilmiştir (Nedlin, 1974 ; Landau ve ark., 1982). Nedlin (1974), bileşik manyetik yapıları anlatmıştır. Lineer ve lineer olmayan ferrimanyetik yapılar incelenmiştir (Guliyev, 1970). Manyetik yapılarda, manyetik momentlerin hareket denklemleri ve rezonans frekansları incelenmiştir (Ahiyezer ve ark., 1967 ; Kittel, 1996). Nedlin (1974), Landau'nun faz geçişleri teorisini vermiştir. Bileşik manyetik yapılarda dış alana bağlı faz geçişlerinin II. tür faz geçişi gibi olduğu gösterilmiştir (Guliyev, 1970 ; Akkuş ve ark., 1999). Bileşik manyetik yapılu C_6Eu kristali için dış alana bağlı faz geçiş noktalarının değerleri bulunmuştur (Suematsu ve ark., 1981 ; Date ve ark., 1982).



3. MATERYAL VE YÖNTEM

Çalışmada incelenen yapı, sıcaklığa göre II. tür faz geçişini gerçekleştirmiş bileşik manyetik bir yapıdır. Yapının birim manyetik hücresinde 3 manyetik moment bulunmaktadır ve izotrop bir yapıdır. Manyetik momentler büyüklükçe birbirlerine eşittirler: $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = |\vec{M}_3|$

Çalışma kapsamında böyle bir yapının güçlü bir dış manyetik alan altında manyetik düzen değişimleri, bu değişimlerin olduğu dış alan değerlerinin bulunması, bu geçişlerin dış alana göre tıpkı II. tür faz geçişi gibi olduğunun gösterilmesi ve geçilen her manyetik düzende manyetik rezonans frekanslarının bulunması yer almaktadır.

Çalışma kapsamındaki tüm incelemeler ve hesaplamalar sistemin termodinamik Gibbs potansiyeli yazılarak yapılmıştır. Gibbs potansiyeli yazılırken moleküler alan yaklaşımı kullanılmış ve bu yaklaşımda 4-spin etkileşimi de hesaba katılmıştır. Herbir manyetik momentin dış alanla etkileşimide yazılmıştır.

$$\begin{aligned} \phi(\vec{M}_i, \vec{H}) = & A \left[(\vec{M}_1, \vec{M}_2) + (\vec{M}_1, \vec{M}_3) + (\vec{M}_2, \vec{M}_3) \right] \\ & - B \left[(\vec{M}_1, \vec{M}_2)^2 + (\vec{M}_1, \vec{M}_3)^2 + (\vec{M}_2, \vec{M}_3)^2 \right] \\ & + K \left[(\vec{M}_1, \vec{M}_2) (\vec{M}_1, \vec{M}_3) + (\vec{M}_1, \vec{M}_2) (\vec{M}_2, \vec{M}_3) \right. \\ & \left. + (\vec{M}_1, \vec{M}_3) (\vec{M}_2, \vec{M}_3) \right] - \vec{H} (\vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \vec{M}_3) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Sistem dış alanın herbir değerinde termodinamik dengede olacağından termodinamik potansiyelin extrem koşullarından manyetik düzenlere geçiş noktaları bulunabilir.

Paramanyetik fazdan manyetik yapılı faza geçiş genel olarak ikinci tür faz geçişleri gibidir. İkinci tür faz geçişlerinde "düzen parametresi (η)" diye bir parametre ortaya konulur ve bu parametre paramanyetik fazda sıfır, manyetik yapılı fazda ise sıfırdan farklı olur.

İkinci tür faz geçişlerinde Curie sıcaklığı denilen noktayı (T_c) geçerken bu parametrenin değişimi sıçrayışlı değil, sürekli bir davranış gösterir. Bu değişim ikinci tür faz geçişlerinin bir özelliğidir. Diğer bir önemli özellik de bu tür faz geçişlerinde faz geçiş noktasının her iki tarafında da yalnızca bir fazın bulunmasıdır.

Birinci tür faz geçişlerinde ise faz geçiş noktası rastgele bir nokta olup T_c noktası gibi bir özelliğe sahip değildir. Termodinamik potansiyel aşağı ve yukarı fazlarda sırasıyla $\phi_1(P, T, \eta)$ ve $\phi_2(P, T, \eta)$ olsun. Bu iki fonksiyon birinci tür faz geçişlerinde birbirleriyle mukayese edilebilir ve bu karşılaştırmadan faz geçiş noktası bulunabilir. Faz geçiş noktasının hem yukarı fazında hem de aşağı fazında her iki fonksiyonda bir anlam taşır. Faz geçiş noktasından yukarı fazda termodinamik potansiyelin iki minimum noktası vardır. Bu noktalardan biri diğer noktadan daha kararlı minimum noktadır.

İkinci tür faz geçişlerinde ise farklı davranışlar gözlenir. Faz geçiş noktasından aşağı ve yukarı fazlarda yalnızca bir faz mümkündür. Bu açıdan faz geçiş noktası özel bir noktadır. Birinci tür faz geçişlerinde olduğu gibi termodinamik potansiyelin davranışına bakılarak önceden birşeylerin söylenmesi mümkün değildir. Bu sebeple ikinci tür faz geçişlerini açıklamak için farklı teoriler kullanılmaktadır. Bunlardan en sık kullanılan Landau' nun ikinci tür faz geçişleri teorisidir. Bu teori aşağıda anlatılmıştır.

Faz geçiş noktasına çok yakın bir bölge ele alınmış olsun. Faz geçiş noktasını da içeren bu bölgede η çok küçük hatta sıfıra çok yakındır. Dolayısıyla termodinamik potansiyelin η ' nin küçük değerlerinde incelenmesi yeterlidir. Termodinamik potansiyel genelde sıcaklığın, basıncın ve düzen parametresinin fonksiyonudur.

Landau' nun "termodinamik potansiyelin beşinci türevine kadar olağanüstü anormal davranışlarının olmaması" varsayımı kullanılarak termodinamik potansiyel aşağıdaki gibi yazılır:

$$\phi(P, T, \eta) = \phi_0(P, T) + a_1(P, T)\eta + \frac{1}{2}a_2(P, T)\eta^2 + \frac{1}{3}a_3(P, T)\eta^3 + \frac{1}{4}b(P, T)\eta^4 \quad (3.2)$$

Faz geçiş noktasından yukarı faz düzensiz faz ($\eta = 0$), aşağı faz ise düzenli faz ($\eta \neq 0$)dır. Düzensiz faz ($T > T_c$) da (3.1) fonksiyonunu araştıralım. Bu fazda (3.2) fonksiyonu $\eta = 0$ da minimum olmalıdır.

$$\frac{\phi(P, T, \eta)}{\partial \eta} = a_1(P, T) + a_2(P, T)\eta + a_3(P, T)\eta^2 + b(P, T)\eta^3 = 0 \quad (3.3)$$

Bu eşitliğin $\eta = 0$ da sağlanabilmesi için $a_1 = 0$ olmalıdır. Ayrıca

$$\frac{\partial^2 \phi(P, T, \eta)}{\partial \eta^2} \Big|_{\eta \rightarrow 0} > 0$$

olmalıdır. Buradan

$$a_2(P, T) + 2a_3(P, T)\eta + 3b(P, T)\eta^2 > 0 \quad (3.4)$$

Bu eşitsizlik $\eta = 0$ da gerçekleştiğinden

$$a_2(P, T) > 0 \quad (3.5)$$

olmalıdır.

Aşağı faz ($T < T_c$) da ise (3.2) fonksiyonu $\eta \neq 0$ noktalarında minimum olmalıdır. (3.3) ve (3.4) eşitliklerinden

$$a_2(P, T) + a_3(P, T)\eta + b(P, T)\eta^2 = 0 \quad (3.6)$$

ve

$$a_2(P, T) < 0 \quad (3.7)$$

sonucu elde edilir.

$a_2(P, T)$ yukarı fazda pozitif, aşağı fazda ise negatif olmaktadır. Faz geçişiyle $a_2(P, T)$ işaretini değiştiriyorsa faz geçiş noktasında sıfır olmalıdır, yani

$$a_2(P, T_c) = 0 \quad (3.8)$$

$T = T_c$ noktasında (3.3) eşitliği

$$a_3(P, T_c)\eta^2 + b(P, T_c)\eta^3 = 0 \quad (3.9)$$

eşitliğine dönüşür. $T = T_c$ noktasında $\eta = 0$ olduğundan

$$a_3(P, T_c) = 0 \quad (3.10)$$

olur. Ayrıca faz geçiş noktasında ve aşağı, yukarı fazlarda

$$\begin{aligned} a_3(P, T) &= 0 \\ b(P, T) &> 0 \end{aligned} \quad (3.11)$$

olduğu görülmektedir. (3.11) ifadeleri (3.6) de kullanıldığında düzenli faz için

$$\eta = \sqrt{-\frac{a_2(P, T)}{b(P, T)}} \quad (3.12)$$

ifadesi bulunur.

(3.8) denklemi verilmiş basınç için faz geçiş sıcaklığını belirtir ve bu sıcaklık noktasında ikinci tür faz geçişi gerçekleşir. Bu denklemin çözümü basınca bağlıdır. Basıncın herbir değerine karşılık bir faz geçiş noktası vardır.

Düzensiz fazda basıncın sabit bir değeri için termodinamik potansiyelin tek bir minimum noktası vardır ki o da $\eta = 0$ noktasıdır. Yani düzenli fazda η 'nın sıfırdan farklı değerleri için termodinamik potansiyelin denge durumu yoktur. Düzenli fazda ise η 'nın sıfırdan farklı değerleri için termodinamik denge vardır.

Düzenli fazda $T_c - T$ farkının T_c ' den çok küçük olduğu bölgeler (faz geçiş noktasına çok yakın bölgeler) de $a_2(P, T)$, $(T_c - T)$ nin üslerine göre seri şeklinde yazılabilir. Bu fazda $a_2(P, T) \neq 0$ olduğundan

$$a_2(P, T) = \alpha(P)[T - T_c(P)] \quad (3.13)$$

yazılır. $b(P, T)$ her yerde pozitif olduğundan T_c civarında

$$\begin{aligned} b(P, T) &= b(P, T_c(P)) \\ &= b(P) \end{aligned}$$

olur. Bu son ifade ve (3.13) ifadesi (3.12) de yerine yazıldığında η ' nin denge noktasındaki değeri bulunur.

$$\eta_e = \sqrt{\frac{\alpha(P)(T_c(P) - T)}{b(P)}} \quad (3.14)$$

Bu formüle göre düzen parametresinin sıcaklığa bağlı değişimi

$$\eta \approx (T_c - T)^\beta \quad (3.15)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki β ' ya kritik parametre denir. Landau teorisinde

$$\beta = \frac{1}{2} \quad (3.16)$$

olarak verilir.

Manyetik yapılarda düzen parametresi olarak mıknatıslanma (M) seçilirse termodinamik potansiyel mıknatıslanmanın üslerine göre polinom olarak yazılır. Öte yandan termodinamik potansiyel, sistemin sahip olduğu tüm simetri işlemlerine göre değişmez kalmalıdır. Manyetik yapıli sistemler için zamanın ters simetrisi ($t \rightarrow -t$) mıknatıslanmanın işaretini değiştirir. Dolayısıyla termodinamik potansiyelde mıknatıslanmanın tek üslerine orantılı terimler işaretlerini değiştirir. Çünkü elektromanyetik teoriden bilindiği gibi mıknatıslanma açısai momentuma bağlıdır. Açısai momentum ise $[\vec{r}, \vec{p}]$ ile belirtilir. ($t \rightarrow -t$) dönüşümünde açısai momentum işaretini değiştirir. Bu sebeple manyetik yapılarda termodinamik potansiyel yazılırken mıknatıslanmanın tek üslü terimlerinin katsayıları sıfır alınmalıdır.

Herbir manyetik düzene ait manyetik rezonans frekansları, manyetik momentlerin hareket denklemlerinden oluşan denklem sistemleri çözülerek bulunur. Hareket denklemleri ise manyetik moment ile toplam açısai momentum arasındaki ilişkidir bulunur.

$$\vec{\mu} = \gamma \hbar \vec{J} \quad (3.17)$$

Manyetik moment ile açısal momentum arasındaki oranı belirten γ 'ya jromanyetik oran denir. Böylece bir manyetik momentin hareket denklemi aşağıdaki gibi olur:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma \hbar [\vec{\mu}, \vec{H}_e] \quad (3.18)$$

Buradaki \vec{H}_e , manyetik moment üzerine etkiyen toplam alan veya efektif alandır. Jromanyetik oran Bohr magnetonu cinsinden yazılabilir:

$$\gamma \hbar = -g\mu_B \quad (3.19)$$

g spektroskopik yarıma faktörüdür. Notasyon olarak $-g\mu_B \rightarrow g$ seçilirse hareket denklemi

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = g [\vec{\mu}, \vec{H}_e]$$

şeklinde yazılır.

Herbir momentum için hareket denklemleri yazılıp oluşan denklem sistemlerinin analitik çözümleri arandığında matematiksel zorluklarla karşılaşmıştır. Bu nedenle iterasyon yöntemine başvurulmuştur. Bunun için manyetik momentumlar

$$\vec{M}_i = \vec{M}_{i0} + \vec{m}_i \quad (3.20)$$

şeklinde seçilmiştir (Şekil 3.1). i .manyetik momente etkiyen toplam alan

$$\vec{H}_{e_i} = -\frac{\partial \phi(\vec{M}_i, \vec{H})}{\partial \vec{M}_i} \quad (3.21)$$

ile belirlenir. Bu toplam alan da

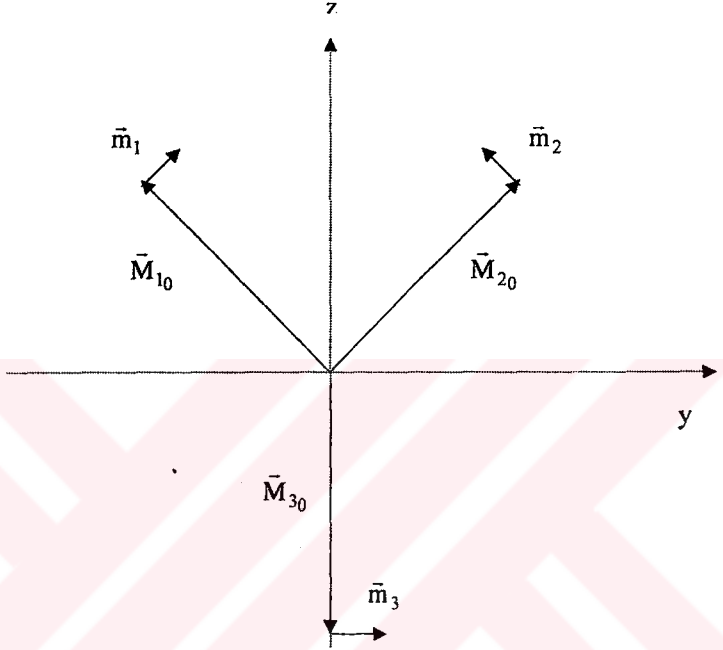
$$\vec{H}_{e_i} = \vec{H}_{e_{i0}} + \vec{h}_i \quad (3.22)$$

şeklinde seçilmiştir. Böylece hareket denklemlerinin aşağıdaki gibi olur.

$$\frac{d\vec{m}_i}{dt} = g [\vec{M}_{i0}, \vec{h}_i] + g [\vec{m}_i, \vec{H}_{e_{i0}}]$$

\bar{m}_i 'ler için, $\bar{m}_i = \bar{m}_{i0} e^{-i\omega t}$ şeklinde monokromatik dalga çözümleri aranacağından hareket denklemleri aşağıdaki gibi olur.

$$-i\omega \bar{m}_i = g[\bar{M}_{i0}, \bar{h}_i] + g[\bar{m}_i, \bar{H}_{e_{i0}}] \quad (3.23)$$



Şekil 3.1. Antiferromanyetik düzende manyetik momentlerin dizilişi.

Ayrıca matematiksel kolaylık açısından

$$\frac{\partial \phi(\bar{M}_i, \bar{H})}{\partial \bar{M}_i} = \lambda_i \bar{M}_i \quad (3.24)$$

şeklinde bir tanımlama yapılmıştır. Bu tanımlama da gözönüne alındığında hareket denklemlerinin son şekli aşağıdaki gibi olacaktır:

$$-i\omega \bar{m}_i = g[\bar{M}_{i0}, \bar{h}_i] - g\lambda_i [\bar{m}_i, \bar{M}_{i0}] \quad (3.25)$$

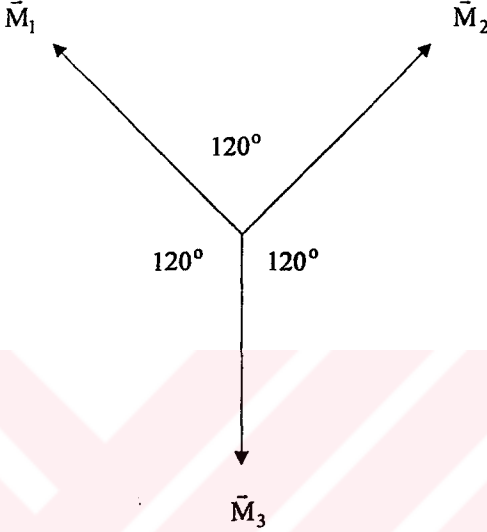
Burada λ_i 'ler,

$$\lambda_i = \lambda_{i0} + \delta\lambda_i \quad (3.26)$$

formunda seçilmiştir.

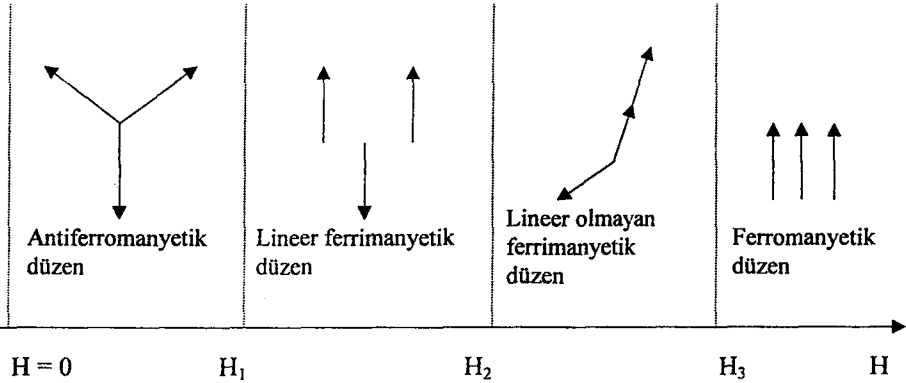
4. BULGULAR

Sıcaklığa göre II. tür faz geçişini gerçekleştirmiş olan yapı antiferromanyetik düzene sahiptir ve manyetik momentümler termodinamik dengede olup, aralarındaki açılar 120 derecedir (Şekil 4.1).



Şekil 4.1. Dış alan sıfırken antiferromanyetik düzen.

Daha sonra yapı güçlü bir dış alana bırakıldığında ve dış alan arttırılmaya başlandığında, bulunduğu antiferromanyetik düzenden çıkıp 3 farklı manyetik düzene daha girmektedir. Bu düzenler sırasıyla lineer ferrimanyetik düzen, lineer olmayan ferrimanyetik düzen ve ferromanyetik düzendir (Şekil 4.2).



Şekil 4.2. Dış alana bağlı manyetik düzenler.

Yapının sahip olduğu 4 manyetik düzen incelenmiş ve yapılan hesaplamalar her manyetik düzen için ayrı ayrı yapılmıştır.

4.1. Antiferromanyetik Düzen

Bu düzende manyetik yapının termodinamik potansiyeli aşağıdaki şekilde yazılır:

$$\begin{aligned} \phi(\vec{M}_1, \vec{H}) = & A[(\vec{M}_1, \vec{M}_2) + (\vec{M}_1, \vec{M}_3) + (\vec{M}_2, \vec{M}_3)] \\ & - B[(\vec{M}_1, \vec{M}_2)^2 + (\vec{M}_1, \vec{M}_3)^2 + (\vec{M}_2, \vec{M}_3)^2] \\ & + K[(\vec{M}_1, \vec{M}_2)(\vec{M}_1, \vec{M}_3) + (\vec{M}_1, \vec{M}_2)(\vec{M}_2, \vec{M}_3) \\ & + (\vec{M}_1, \vec{M}_3)(\vec{M}_2, \vec{M}_3)] - \vec{H}(\vec{M}_1 + \vec{M}_2 + \vec{M}_3) \end{aligned} \quad (4.1.1)$$

Bu ifade açılar cinsinden yazıldığında

$$\begin{aligned} \phi(\alpha) = & AM^2(\cos 2\alpha - 2 \cos \alpha) - HM(2 \cos \alpha - 1) \\ & - BM^4(\cos^2 2\alpha + 2 \cos^2 \alpha) + KM^4(-2 \cos 2\alpha \cos \alpha + \cos^2 \alpha) \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

olur (Şekil 4.1.1). Yine termodinamik potansiyelin ekstrem koşulundan açının değişim formu bulunabilir.

$$\begin{aligned} 8H_B \cos^3 \alpha + 6H_K \cos^2 \alpha - (2H_A + 2H_B + H_K) \cos \alpha + \\ H_A - H_K + H = 0 \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

Ulaşılan bu denklem analitik olarak doğrudan çözülememiş; bu sebeple iterasyon yöntemine baş vurulmuştur. Önce B ve K katsayıları sıfır alınarak iki spin etkileşimindeki açı değeri bulunmuştur:

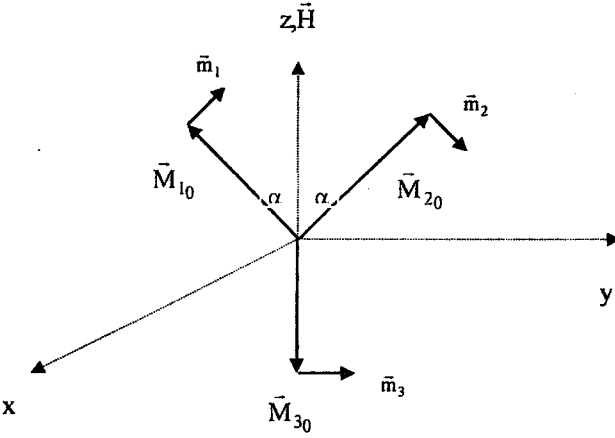
$$\cos \alpha_0 = \frac{1}{2}(1 + \gamma) \quad (4.1.4)$$

Daha sonra dört spin etkileşimi de hesaba katılarak açığa dört spin etkileşiminden gelen ek bulunmuştur:

$$\cos \alpha_1 = \frac{1}{2} \gamma \left[\gamma_B (2 + \gamma)(1 + \gamma) + \frac{1}{2} \gamma_K (5 + 3\gamma) \right] \quad (4.1.5)$$

Böylece açının değişim biçimi aşağıdaki gibi bulunur:

$$\cos \alpha = \frac{1}{2} \left\{ (1 + \gamma) + \gamma \left[\gamma_B (2 + \gamma)(1 + \gamma) + \frac{1}{2} \gamma_K (5 + 3\gamma) \right] \right\} \quad (4.1.6)$$



Şekil 4.1.1. Dış alanda antiferromanyetik düzen.

Açının değişimine bakıldığında iki spin etkileşiminde α açısı dış manyetik alanla ters orantılı olarak değişmektedir. Dört spin etkileşiminde ise α açısı dış manyetik alanla ve B, K katsayıları ile ters orantılı olarak değişmektedir. Dış manyetik alanın değeri arttıkça α açısı küçülmektedir.

Sistemin bu durumdaki rezonans frekansları aranacaktır. Manyetik momentumlar

$$\vec{M}_i = \vec{M}_{i0} + \vec{m}_i$$

şeklinde iki kısma ayrılmıştır ve $|\vec{m}_i| \ll |\vec{M}_{i0}|$ dir (Şekil 4.1.1).

(3.24) ve (3.26) ifadelerinden

$$\lambda_{10} = -A$$

$$\lambda_{20} = -A$$

$$\lambda_{30} = -A$$

(4.1.7)

$$\delta\lambda_1 = 2A(\gamma_B \cos 2\alpha_0 + \gamma_K \cos \alpha_0)$$

$$\delta\lambda_1 = 2A(\gamma_B \cos 2\alpha_0 + \gamma_K \cos \alpha_0)$$

$$\delta\lambda_3 = A \left[\gamma_B (-8 \cos^3 \alpha_0 - 4 \cos^2 \alpha_0 + 2 \cos \alpha_0) + \gamma_K (-4 \cos^3 \alpha_0 - 4 \cos^2 \alpha_0 + 3 \cos \alpha_0 + 1) \right] \quad (4.1.8)$$

sonuçları bulunmuştur. Buradan

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= -A + 2A(\gamma_B \cos 2\alpha_0 + \gamma_K \cos \alpha_0) \\
 \lambda_2 &= -A + 2A(\gamma_B \cos 2\alpha_0 + \gamma_K \cos \alpha_0) \\
 \lambda_3 &= -A + A\left[\gamma_B(-8 \cos^3 \alpha_0 - 4 \cos^2 \alpha_0 + 2 \cos \alpha_0) + \right. \\
 &\quad \left. \gamma_K(-4 \cos^3 \alpha_0 - 4 \cos^2 \alpha_0 + 3 \cos \alpha_0 + 1)\right]
 \end{aligned} \tag{4.1.9}$$

elde edilmiştir. Manyetik momentlerin yerleştirildiği koordinat sisteminin x bileşeni sayfa düzlemine dik seçilmiş ve bazı skaler çarpımlar hesaplanmıştır (Şekil 4.1.1).

$$\begin{aligned}
 M_{10_x} &= 0, M_{20_x} = 0, M_{30_x} = 0 \\
 M_{10_y} &= -M \sin \alpha, M_{20_y} = M \sin \alpha, M_{30_y} = 0 \\
 M_{10_z} &= M \cos \alpha, M_{20_z} = M \cos \alpha, M_{30_z} = -M \\
 m_{3_z} &= 0
 \end{aligned} \tag{4.1.10}$$

$$\begin{aligned}
 (\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) &= -m_{2_y} M \sin \alpha + m_{2_z} M \cos \alpha \\
 (\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) &= m_{1_y} M \sin \alpha + m_{1_z} M \cos \alpha \\
 (\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) &= -m_{3_y} M \sin \alpha \\
 (\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) &= -m_{1_z} M \\
 (\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) &= m_{3_y} M \sin \alpha \\
 (\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) &= -m_{2_z} M
 \end{aligned} \tag{4.1.11}$$

Her bir manyetik moment üzerine etkiyen etkin alanlar aşağıda yazılmıştır:

$$\begin{aligned}
 \bar{H}_{e_1} &= -\left\{A(\bar{M}_1 + \bar{M}_2) - \bar{H} - 2B[\bar{M}_2(\bar{M}_1, \bar{M}_2) + \bar{M}_3(\bar{M}_1, \bar{M}_3)] + \right. \\
 &\quad \left. K[\bar{M}_2(\bar{M}_1, \bar{M}_3) + \bar{M}_3(\bar{M}_1, \bar{M}_2) + \bar{M}_2(\bar{M}_2, \bar{M}_3) + \bar{M}_3(\bar{M}_2, \bar{M}_3)]\right\} \\
 \bar{H}_{e_2} &= -\left\{A(\bar{M}_1 + \bar{M}_2) - \bar{H} - 2B[\bar{M}_1(\bar{M}_1, \bar{M}_2) + \bar{M}_3(\bar{M}_2, \bar{M}_3)] + \right. \\
 &\quad \left. K[\bar{M}_1(\bar{M}_2, \bar{M}_3) + \bar{M}_3(\bar{M}_1, \bar{M}_2) + \bar{M}_1(\bar{M}_1, \bar{M}_3) + \bar{M}_3(\bar{M}_1, \bar{M}_3)]\right\} \\
 \bar{H}_{e_3} &= -\left\{A(\bar{M}_2 + \bar{M}_3) - \bar{H} - 2B[\bar{M}_2(\bar{M}_2, \bar{M}_3) + \bar{M}_1(\bar{M}_1, \bar{M}_3)] + \right. \\
 &\quad \left. K[\bar{M}_2(\bar{M}_1, \bar{M}_3) + \bar{M}_1(\bar{M}_2, \bar{M}_3) + \bar{M}_2(\bar{M}_1, \bar{M}_2) + \bar{M}_1(\bar{M}_1, \bar{M}_2)]\right\}
 \end{aligned}$$

Yukarıda verilen skaler çarpımlar kullanılarak bu alanların açık şekilleri aşağıda yazılmıştır:

$$\begin{aligned}
\bar{H}_{e_1} = & -\left\{A(\bar{M}_{20} + \bar{M}_{30}) - \bar{H} - 2B[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \right. \\
& \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})] + K[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \\
& \bar{M}_{20}(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})] \left. \right\} - \\
& \left\{A(\bar{m}_2 + \bar{m}_3) - 2B[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + \right. \\
& \bar{m}_2(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \\
& \bar{m}_3(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})] + K[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \\
& \bar{m}_2(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + \\
& \bar{m}_3(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \\
& \bar{m}_2(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \\
& \left. \left. \bar{m}_3(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})\right] \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{H}_{e_2} = & -\left\{A(\bar{M}_{10} + \bar{M}_{30}) - \bar{H} - 2B[\bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \right. \\
& \bar{M}_{30}(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})] + K[\bar{M}_{10}(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \\
& \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})] \left. \right\} - \\
& \left\{A(\bar{m}_1 + \bar{m}_3) - 2B[\bar{M}_{10}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + \right. \\
& \bar{m}_1(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \\
& \bar{m}_3(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})] + K[\bar{M}_{10}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \\
& \bar{m}_1(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + \\
& \bar{m}_3(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \\
& \bar{m}_1(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \bar{M}_{30}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \\
& \left. \left. \bar{m}_3(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})\right] \right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{H}_{e_3} = & -\left\{A(\bar{M}_{10} + \bar{M}_{20}) - \bar{H} - 2B[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \right. \\
& \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})] + K[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \\
& \bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20})] \left. \right\} - \\
& \left\{A(\bar{m}_1 + \bar{m}_2) - 2B[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \right. \\
& \bar{m}_2(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \\
& \bar{m}_1(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})] + K[\bar{M}_{20}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \\
& \bar{m}_2(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \\
& \bar{m}_1(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + \bar{M}_{20}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + \\
& \bar{m}_2(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + \bar{M}_{10}(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + \\
& \left. \left. \bar{m}_1(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) \right\} \right\}
\end{aligned}$$

Bu son üç ifadede birinci kısımlar $\bar{H}_{e_{i0}}$ 'lar, ikinci kısımlar \bar{h}_i 'lerdir.

Hareket denklemlerinin bulunması için \bar{H}_{e_i} 'lerin sadece ikinci kısımları \bar{h}_i 'ler gereklidir. Hareket denklemleri açık yazılıp denklem sistemi çözülerek rezonans frekansları aşağıda bulunacaktır. Bunun için önce \bar{h}_i 'ler ve bunların bileşenleri bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
\bar{h}_1 = & -\left\{\bar{m}_2[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})] + \right. \\
& \bar{m}_3[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})] + \\
& \bar{M}_{20}[-2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \\
& K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2)] + \bar{M}_{30}[-2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) - 2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \\
& \left. K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2)\right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{h}_2 = & -\left\{\bar{m}_1[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30})] + \right. \\
& \bar{m}_3[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30})] + \\
& \bar{M}_{10}[-2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \\
& K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1)] + \bar{M}_{30}[-2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) - 2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \\
& \left. K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1)\right\}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{h}_3 = & -\left\{ \bar{m}_2 \left[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) \right] + \right. \\ & \bar{m}_1 \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \\ & \bar{M}_{20} \left[-2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) \right] + \\ & K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) \left. \right\} + \bar{M}_{10} \left[-2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) - 2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \right. \\ & \left. K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) \right] \end{aligned}$$

Son üç ifadeden $\bar{h}_1, \bar{h}_2, \bar{h}_3$ ' ün bileşenleri aşağıda yazılmıştır:

$$h_{1x} = -\left\{ m_{2x} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. m_{3x} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] \right\}$$

$$h_{1y} = -\left\{ m_{2y} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. m_{3y} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. M_{20y} \left[-2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) \right] \right\}$$

$$h_{1z} = -\left\{ m_{2z} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. M_{20z} \left[-2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) \right] + M_{30z} \left[-2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) - 2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) \right] \right\}$$

$$h_{2x} = -\left\{ m_{1x} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. m_{3x} \left[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) \right] \right\}$$

$$h_{2y} = -\left\{ m_{1y} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. m_{3y} \left[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. M_{10y} \left[-2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) \right] \right\}$$

$$h_{2z} = -\left\{m_{1z} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. M_{10z} \left[-2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) \right] + M_{30z} \left[-2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) - 2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) \right] \right\}$$

$$h_{3x} = -\left\{m_{1x} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) \right] + \right. \\ \left. m_{2x} \left[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) \right] \right\}$$

$$h_{3y} = -\left\{m_{1y} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. m_{2y} \left[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) \right] + \right. \\ \left. M_{10y} \left[-2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) \right] + M_{20y} \left[-2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) + \right. \right. \\ \left. \left. K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) \right] \right\}$$

$$h_{3z} = -\left\{m_{1z} \left[A - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) + K(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) \right] + \right. \\ \left. m_{2z} \left[A - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) + K(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) \right] + \right. \\ \left. M_{10z} \left[-2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) - 2B(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) \right. \right. \\ \left. \left. + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) \right] + M_{20z} \left[-2B(\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) - 2B(\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) \right. \right. \\ \left. \left. + K(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) + K(\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) + K(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) \right] \right\}$$

Şimdi hareket denklemleri yazılabilir:

$$\begin{aligned}
i\omega m_{1x} - gM \left[\sin \alpha (h_{1z} + \lambda_1 m_{1z}) + \cos \alpha (h_{1y} + \lambda_1 m_{1y}) \right] &= 0 \\
i\omega m_{1y} + gM \cos \alpha (h_{1x} + \lambda_1 m_{1x}) &= 0 \\
i\omega m_{1z} + gM \sin \alpha (h_{1x} + \lambda_1 m_{1x}) &= 0 \\
i\omega m_{2x} + gM \left[\sin \alpha (h_{2z} + \lambda_2 m_{2z}) - \cos \alpha (h_{2y} + \lambda_2 m_{2y}) \right] &= 0 \\
i\omega m_{2y} + gM \cos \alpha (h_{2x} + \lambda_2 m_{2x}) &= 0 \\
i\omega m_{2z} - gM \sin \alpha (h_{2x} + \lambda_2 m_{2x}) &= 0 \\
i\omega m_{3x} + gM (h_{3y} + \lambda_3 m_{3y}) &= 0 \\
i\omega m_{3y} - gM (h_{3x} + \lambda_3 m_{3x}) &= 0 \\
i\omega m_{3z} &= 0
\end{aligned} \tag{4.1.12}$$

Bu denklem sistemi iterasyon yöntemiyle çözülmüş ve aşağıdaki rezonans frekansları bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= gH \\
\omega_2 &= g(H_A - 6H_B - 4H_K - H)
\end{aligned} \tag{4.1.13}$$

Dış manyetik alan (H) arttığında $\cos \alpha$ 'nın değişiminden görüldüğü gibi α açısı, dış manyetik alanın belli bir değerinde sıfır olacaktır. Termodinamik potansiyelin ekstremumluk koşulundan bu noktayı bulabiliriz. Sistem bu noktada dengede olacaktır.

$$\frac{\partial^2 \phi(\bar{H}, \alpha)}{\partial \alpha^2} \Big|_{(\alpha \rightarrow 0)} = -2AM^2 + 12BM^4 + 8KM^4 + 2HM$$

$$H_A - 6H_B - 4H_K \geq H$$

Eşitlik halinde dış manyetik alanın değeri, α açısının sıfır olduğu noktaya (H_1) karşılık gelir, yani

$$H_1 = H_A - 6H_B - 4H_K \tag{4.1.14}$$

Bu nokta manyetik alana göre bir faz geçiş noktasıdır. Sistemin manyetik yapısı bir manyetik faz kabul edildiğinde bu geçiş noktasında sistem başka bir manyetik faza geçmiş olacaktır.

Dört spin etkileşimi sıfır alındığında faz geçiş noktasının değeri H_A olur. Dört spin etkileşimi hesaba katıldığında (H_B ve H_K katsayıları pozitif olduğundan) faz geçiş noktasının değeri küçülmektedir. Bu da dört spin etkileşiminin sistemin faz geçişini iki spin etkileşimindekine nazaran daha küçük bir dış manyetik alan değerinde yapmasını sağladığını gösterir.

(4.1.1) ifadesinin H_1 civarında açığa göre serisi yazılabilir. Yani düzen parametresi olarak α seçilirse

$$\phi(H, \alpha) = \phi_0(H, \alpha) + \frac{1}{2} a_2(H) \alpha^2 + \frac{1}{4} b(H) \alpha^4 \quad (4.1.15)$$

$$\phi(H, \alpha) = \phi_0(H, \alpha) + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \phi(H, \alpha)}{\partial \alpha^2} \right]_{\alpha \rightarrow 0} \alpha^2 + \frac{1}{24} \left[\frac{\partial^4 \phi(H, \alpha)}{\partial \alpha^4} \right]_{\alpha \rightarrow 0} \alpha^4$$

olur. Buradan

$$\begin{aligned} a_2(H) &= 2H - 2H_A + 12H_B + 8H_K \\ b(H) &= H + H_A - 16H_B - 7H_K \end{aligned} \quad (4.1.16)$$

elde edilir. Faz geçiş noktasında Landau teorisine göre $a_2(H_1) = 0$ olmalıdır. Buradan

$$H_1 = H_A - 6H_B - 4H_K \quad (4.1.17)$$

bulunur. Bu sonucun H_1 ile aynı olduğu görülmektedir. Teori gereğince

$$\alpha = \sqrt{-\frac{a_2(H)}{b(H)}}$$

olmalıdır. Buradan

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{b(H)}} (H_1 - H)^{1/2} \quad (4.1.18)$$

ve

$$\alpha \approx (H_1 - H)^{1/2} \quad (4.1.19)$$

olmaktadır. Gerçektende kritik parametre 1/2 olmakta ve bu faz geçişinin ikinci tür faz geçişi olduğu görülmektedir.

4.2. Lineer Ferrimanyetik Düzen

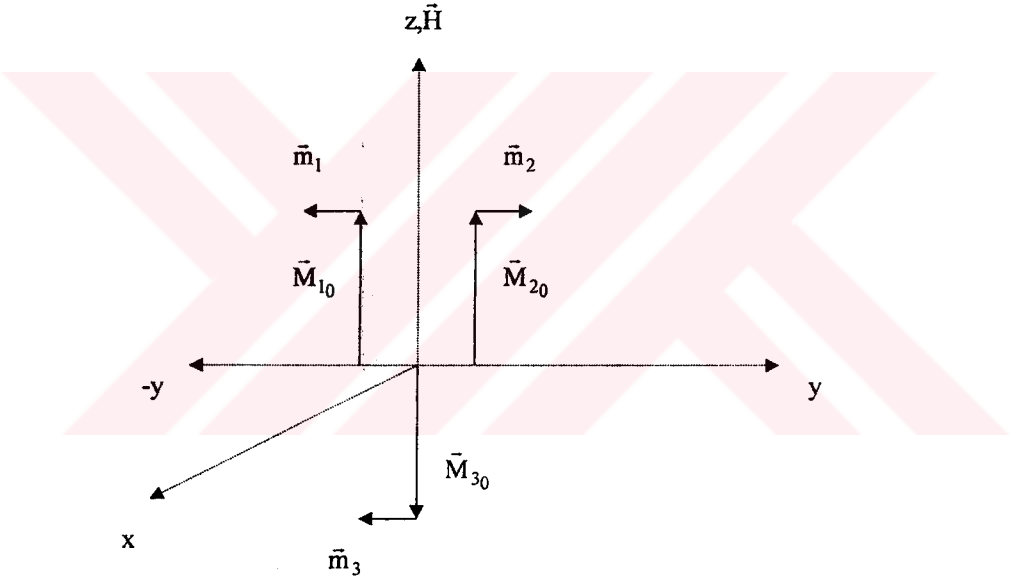
Bileşik manyetik yapıli sistemler bir dış manyetik alan altında, alanın şiddetine bağlı olarak çeşitli manyetik fazlarda olabildiklerinden, antiferromanyetik yapıya sahip bir sistem yukarıda incelendiği gibi dış alanın belli bir değerinde faz

geçişini yapmaktadır. Geçilen faz lineer ferrimanyetik fazdır (Şekil 4.2.1). Bu fazda da termodinamik potansiyel yardımıyla sistemin davranışını incelenmiştir:

$$\phi(H) = -AM^2 - HM - 3BM^4 - KM^4 \quad (4.2.1)$$

λ_i ' ler iterasyona gerek kalmadan doğrudan bulunabilmektedir:

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= -\frac{H}{M} - 4BM^2 - 2KM^2 \\ \lambda_2 &= -\frac{H}{M} - 4BM^2 - 2KM^2 \\ \lambda_3 &= -2A + \frac{H}{M} - 4BM^2 \end{aligned} \quad (4.2.2)$$



Şekil 4.2.1. Dış alanda lineer ferrimanyetik düzen.

Bu fazda rezonans frekanslarının bulunması için \tilde{h}_i ' ler aşağıda yazılan skaler çarpımlar yardımıyla bulunmuştur:

$$\begin{aligned} M_{10_x} &= 0, M_{10_y} = 0, M_{10_z} = M \\ M_{20_x} &= 0, M_{20_y} = 0, M_{20_z} = M \\ M_{30_x} &= 0, M_{30_y} = 0, M_{30_z} = -M \\ m_{1_z} &= 0, m_{2_z} = 0, m_{3_z} = 0 \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

$$\begin{aligned}
(\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) &= M^2, (\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) = -M^2, (\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) = -M^2 \\
(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) &= 0, (\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) = 0, (\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) = 0 \\
(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) &= 0, (\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) = 0, (\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) = 0
\end{aligned} \tag{4.2.4}$$

$$\begin{aligned}
\bar{h}_1 &= -\left[\bar{m}_2 (A - 2BM^2 - 2KM^2) + \bar{m}_3 (A + 2BM^2) \right] \\
\bar{h}_2 &= -\left[\bar{m}_1 (A - 2BM^2 - 2KM^2) + \bar{m}_3 (A + 2BM^2) \right] \\
\bar{h}_3 &= -\left[\bar{m}_1 (A + 2BM^2) + \bar{m}_2 (A + 2BM^2) \right]
\end{aligned}$$

Bunların bileşenleri aşağıda yazılmıştır:

$$\begin{aligned}
h_{1x} &= m_{2x} (-A + 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3x} (-A - 2BM^2) \\
h_{1y} &= m_{2y} (-A + 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3y} (-A - 2BM^2) \\
h_{1z} &= 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_{2x} &= m_{1x} (-A + 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3x} (-A - 2BM^2) \\
h_{2y} &= m_{1y} (-A + 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3y} (-A - 2BM^2) \\
h_{2z} &= 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_{3x} &= m_{1x} (-A - 2BM^2) + m_{2x} (-A - 2BM^2) \\
h_{3y} &= m_{1y} (-A - 2BM^2) + m_{2y} (-A - 2BM^2) \\
h_{3z} &= 0
\end{aligned}$$

Sistemin hareket denklemleri ise aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned}
i\omega m_{1x} - gM(h_{1y} + \lambda_1 m_{1y}) &= 0 \\
i\omega m_{1y} + gM(h_{1x} + \lambda_1 m_{1x}) &= 0 \\
i\omega m_{1z} &= 0 \\
i\omega m_{2x} - gM(h_{2y} + \lambda_2 m_{2y}) &= 0 \\
i\omega m_{2y} + gM(h_{2x} + \lambda_2 m_{2x}) &= 0 \\
i\omega m_{2z} &= 0 \\
i\omega m_{3x} + gM(h_{3y} + \lambda_3 m_{3y}) &= 0 \\
i\omega m_{3y} - gM(h_{3x} + \lambda_3 m_{3x}) &= 0 \\
i\omega m_{3z} &= 0
\end{aligned} \tag{4.2.5}$$

Bu denklem sistemi iterasyona gerek kalmadan çözülmüş ve rezonans frekansları bulunmuştur:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= gH \\ \omega_2 &= g(H - H_A + 6H_B + 4H_K) \\ \omega_3 &= g(H_A + 2H_B - H)\end{aligned}\quad (4.2.6)$$

4.3. Lineer Olmayan Ferrimanyetik Düzen

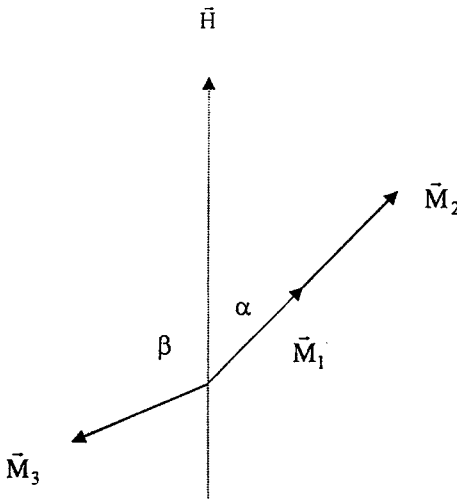
Lineer olmayan ferrimanyetik fazın (Şekil 4.3.1), termodinamik potansiyeli

$$\begin{aligned}\phi(H, \alpha) &= AM^2 [1 + \cos(\alpha + \beta)] - HM(2 \cos \alpha + \cos \beta) - \\ &BM^4 [1 + 2 \cos^2(\alpha + \beta)] + KM^4 [2 \cos(\alpha + \beta) + \cos^2(\alpha + \beta)]\end{aligned}\quad (4.3.1)$$

olur.

Bu manyetik düzende \vec{M}_{i0} 'lar z eksenlerine gelecek şekilde her bir manyetik moment ayrı bir koordinat sistemine yerleştirilmiş ve koordinat eksenlerinin x bileşenleri sayfa düzlemine dik seçilmiştir. Bu hareket denklemlerinin sayısını 9 ' dan 6 ' ya indirmiştir.

$$\begin{aligned}(\vec{M}_{10}, \vec{M}_{20}) &= M^2 \\ (\vec{M}_{10}, \vec{M}_{30}) &= M^2 \cos(\alpha + \beta) \\ (\vec{M}_{20}, \vec{M}_{30}) &= M^2 \cos(\alpha + \beta)\end{aligned}\quad (4.3.2)$$



Şekil 4.3.1. Lineer olmayan ferrimanyetik düzen.

$$\begin{aligned}
(\bar{H}, \bar{M}_{10}) &= HM \cos \alpha \\
(\bar{H}, \bar{M}_{20}) &= HM \cos \alpha \\
(\bar{H}, \bar{M}_{30}) &= HM \cos \beta
\end{aligned} \tag{4.3.3}$$

Termodinamik potansiyelin denge durumunda ekstrem koşulundan açılarının sıfırlarının değişim formları bulunabilir:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \phi(H, \alpha)}{\partial \alpha} &= -2AM^2 \sin(\alpha + \beta) + 2HM \sin \alpha + 4BM^4 \cos(\alpha + \beta) \sin(\alpha + \beta) \\
&\quad - 2KM^4 [1 + \cos(\alpha + \beta)] \sin(\alpha + \beta) \\
&= 0 \\
\frac{\partial \phi(H, \alpha)}{\partial \beta} &= -2AM^2 \sin(\alpha + \beta) + HM \sin \beta + 4BM^4 \cos(\alpha + \beta) \sin(\alpha + \beta) \\
&\quad - 2KM^4 [1 + \cos(\alpha + \beta)] \sin(\alpha + \beta) \\
&= 0
\end{aligned}$$

Son iki denklemden açılar arasında aşağıdaki bağıntı bulunur:

$$\sin \beta = 2 \sin \alpha \tag{4.3.4}$$

Dört spin etkileşimi sıfır alındığında açılarının değişim formları aşağıdaki gibi olmuştur.

$$\begin{aligned}
\cos \alpha_0 &= \frac{1}{4} \left(\gamma + \frac{3}{\gamma} \right) \\
\cos \beta_0 &= \frac{\gamma^2 - 3}{2\gamma} \\
\cos(\alpha + \beta)_0 &= \frac{\gamma^2 - 5}{4}
\end{aligned} \tag{4.3.5}$$

λ_{i_0} ' lar ise aşağıdaki gibi bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
\lambda_{10} &= -A \\
\lambda_{20} &= -A \\
\lambda_{30} &= -A
\end{aligned} \tag{4.3.6}$$

$$\begin{aligned}
(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) &= (\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) = 0 \\
(\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) &= (\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) = M \sin(\alpha + \beta) m_{3y_3} \\
(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) &= (\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) = -M \sin(\alpha + \beta) m_{1y_1} \\
m_{1z_1} &= m_{2z_2} = m_{3z_3} = 0
\end{aligned} \tag{4.3.7}$$

Dört spin etkileşiminin sıfır olduğu durumdaki \bar{h}_{i_0} 'lar, bu skaler çarpımlar kullanıldığında aşağıdaki gibi olmuştur:

$$\begin{aligned}
\bar{h}_{10} &= -A(\bar{m}_2 + \bar{m}_3) \\
\bar{h}_{20} &= -A(\bar{m}_1 + \bar{m}_3) \\
\bar{h}_{30} &= -A(\bar{m}_1 + \bar{m}_2)
\end{aligned}$$

Koordinatlar arası dönüşümler yapılarak bunların bileşenleri yazılabilir:

$$\begin{aligned}
h_{10x_1} &= -A(m_{2x_1} + m_{3x_1}) = -A(m_{2x_2} + m_{3x_3}) \\
h_{10y_1} &= -A(m_{2y_1} + m_{3y_1}) = -A[m_{2y_2} + m_{3y_3} \cos(\alpha + \beta)] \\
h_{20x_2} &= -A(m_{1x_2} + m_{3x_2}) = -A(m_{1x_1} + m_{3x_3}) \\
h_{20y_2} &= -A(m_{1y_2} + m_{3y_2}) = -A[m_{1y_1} + m_{3y_3} \cos(\alpha + \beta)] \\
h_{30x_3} &= -A(m_{1x_3} + m_{2x_3}) = -A(m_{1x_1} + m_{2x_2}) \\
h_{30y_3} &= -A(m_{1y_3} + m_{2y_3}) = -A(m_{1y_1} + m_{2y_2}) \cos(\alpha + \beta)
\end{aligned} \tag{4.3.8}$$

\bar{M}_{i_0} 'ların bileşenleride aşağıda yazılmıştır:

$$\begin{aligned}
M_{10x} &= 0, M_{10y} = 0, M_{10z} = M \\
M_{20x} &= 0, M_{20y} = 0, M_{20z} = M \\
M_{30x} &= 0, M_{30y} = 0, M_{30z} = M
\end{aligned}$$

Hareket denklemleri aşağıdaki gibi bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
i\omega_0 m_{1x_1} - gM \left(h_{1y_1} + \lambda_{10} m_{1y_1} \right) &= 0 \\
i\omega_0 m_{1y_1} + gM \left(h_{1x_1} + \lambda_{10} m_{1x_1} \right) &= 0 \\
i\omega_0 m_{2x_2} - gM \left(h_{2y_2} + \lambda_{20} m_{2y_2} \right) &= 0 \\
i\omega_0 m_{2y_2} + gM \left(h_{2x_2} + \lambda_{20} m_{2x_2} \right) &= 0 \\
i\omega_0 m_{3x_3} - gM \left(h_{3y_3} + \lambda_{30} m_{3y_3} \right) &= 0 \\
i\omega_0 m_{3y_3} + gM \left(h_{3x_3} + \lambda_{30} m_{3x_3} \right) &= 0
\end{aligned} \tag{4.3.9}$$

Bu denklem sisteminin çözümünden bir tek rezonans frekansı bulunmuştur:

$$\omega_0 = gH \tag{4.3.10}$$

Daha sonra iterasyon yöntemi kullanılarak 4 spin etkileşiminin hesaba katılmasıyla aşağıdaki frekanslar bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= gH \\
\omega_2 &= g(3H_A - 6H_B + 6H_K - H)
\end{aligned} \tag{4.3.11}$$

Lineer olmayan ferrimanyetik fazdan linner ferrimanyetik manyetik faza geçiş sınırını bulmak için (4.3.1) ifadesinin açılara göre ikinci türevlerine bakılmalıdır. Bu türevler ($\alpha \rightarrow 0, \beta \rightarrow \Pi$) sınırlarında alınmış türevlerdir:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha^2} = 2AM^2 + 4BM^4 + 2HM$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta^2} = 2AM^2 + 4BM^4 - HM$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha \partial \beta} = 2AM^2 + 4BM^4$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta \partial \alpha} = 2AM^2 + 4BM^4$$

$$\begin{vmatrix}
\frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha^2} & \frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha \partial \beta} \\
\frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta \partial \alpha} & \frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta^2}
\end{vmatrix} \geq 0$$

olmalıdır. Buradan

$$2H_A + 4H_B - 2H \geq 0$$

olur. Bu eşitsizlik, lineer olmayan ferrimanyetik faz ile lineer ferrimanyetik faz sınırında eşitliğe dönüşür. Bu sınırda dış alanın değeri ikinci faz geçiş noktasının değeridir:

$$H_2 = H_A + 2H_B \quad (4.3.12)$$

H_2 ve (4.1.13) ile ifade edilen H_1 karşılaştırılırsa dört spin etkileşiminin sıfır olduğu durumda bu iki faz geçiş noktasının H_A noktasında çakıştığı görülür. Bu teorik olarak iki spin etkileşiminin lineer ferrimanyetik fazı saptayamadığının delilidir. Dört spin etkileşimi bu fazı teorik olarak ortaya koyabilmiştir.

Aynı fazdan ferromanyetik faza geçiş sınırını bulmak için ise (4.3.1) ifadesinin ($\alpha \rightarrow 0, \beta \rightarrow 0$) sınırında ikinci türevlerine bakılmalıdır.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha^2} = -2AM^2 + 4BM^4 - 4KM^4 + 2HM$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta^2} = -2AM^2 + 4BM^4 - 4KM^4 + HM$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha \partial \beta} = -2AM^2 + 4BM^4 - 4KM^4$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta \partial \alpha} = -2AM^2 + 4BM^4 - 4KM^4$$

buradan

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha^2} & \frac{\partial^2 \phi}{\partial \alpha \partial \beta} \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta \partial \alpha} & \frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta^2} \end{vmatrix} \geq 0$$

$$3H_A - 6H_B + 6H_K \geq H$$

olur. Lineer olmayan ferrimanyetik faz ile ferromanyetik faz sınırında (üçüncü faz geçiş noktası)

$$H_3 = 3H_A - 6H_B + 6H_K \quad (4.3.13)$$

olarak bulunmuştur.

4.4. Ferromanyetik Düzen

Ferromanyetik düzende (Şekil 4.4.1) termodinamik potansiyel

$$\phi(H) = 3AM^2 - 3HM - 3BM^4 + 3KM^4 \quad (4.4.1)$$

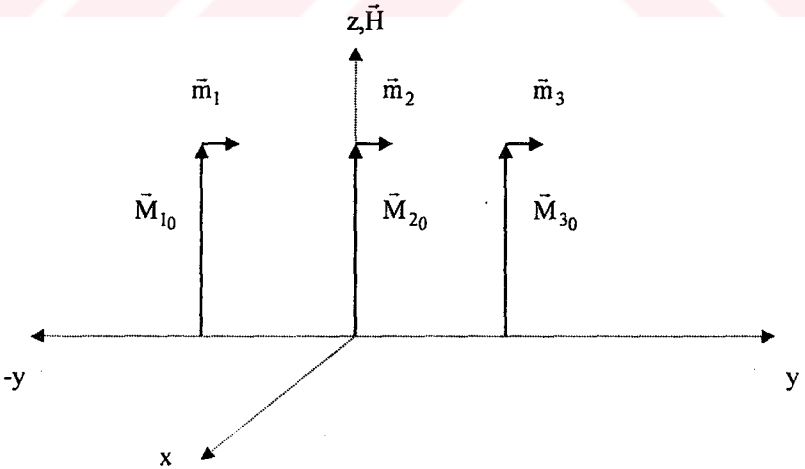
şeklindedir. Bu yapı için

$$\begin{aligned} (\bar{H}, \bar{M}_{10}) &= HM, (\bar{H}, \bar{M}_{20}) = HM, (\bar{H}, \bar{M}_{30}) = HM \\ (\bar{M}_{10}, \bar{M}_{20}) &= M^2, (\bar{M}_{10}, \bar{M}_{30}) = M^2, (\bar{M}_{20}, \bar{M}_{30}) = M^2 \end{aligned} \quad (4.4.2)$$

skaler çarpımları yazılabilir (Şekil 4.4.1). (4.4.1) ifadesinin manyetik momentlere göre türevlerinden iterasyona başvurulmadan

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= 2A - \frac{H}{M} - 4BM^2 + 4KM^2 \\ \lambda_2 &= 2A - \frac{H}{M} - 4BM^2 + 4KM^2 \\ \lambda_3 &= 2A - \frac{H}{M} - 4BM^2 + 4KM^2 \end{aligned} \quad (4.4.3)$$

ifadeleri bulunmuştur.



Şekil 4.4.1. Dış alanda ferromanyetik düzen.

$$\begin{aligned}
M_{10_x} &= 0, M_{10_y} = 0, M_{10_z} = M \\
M_{20_x} &= 0, M_{20_y} = 0, M_{20_z} = M \\
M_{30_x} &= 0, M_{30_y} = 0, M_{30_z} = M \\
m_{1_z} &= 0, m_{2_z} = 0, m_{3_z} = 0
\end{aligned} \tag{4.4.4}$$

ve

$$\begin{aligned}
(\bar{M}_{10}, \bar{m}_2) &= 0, (\bar{M}_{20}, \bar{m}_1) = 0, (\bar{M}_{10}, \bar{m}_3) = 0 \\
(\bar{M}_{30}, \bar{m}_1) &= 0, (\bar{M}_{20}, \bar{m}_3) = 0, (\bar{M}_{30}, \bar{m}_2) = 0
\end{aligned} \tag{4.4.5}$$

skaler çarpımları yazılmıştır (Şekil 4.4.1). Bunların yardımıyla $\bar{h}_1, \bar{h}_2, \bar{h}_3$ ve bunların bileşenleri aşağıda yazılmıştır:

$$\begin{aligned}
\bar{h}_1 &= -\left[\bar{m}_2 (A - 2BM^2 + 2KM^2) + \bar{m}_3 (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{1_x} &= -\left[m_{2_x} (A - 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3_x} (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{1_y} &= -\left[m_{2_y} (A - 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3_y} (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{1_z} &= 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{h}_2 &= -\left[\bar{m}_1 (A - 2BM^2 + 2KM^2) + \bar{m}_3 (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{2_x} &= -\left[m_{1_x} (A - 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3_x} (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{2_y} &= -\left[m_{1_y} (A - 2BM^2 + 2KM^2) + m_{3_y} (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{2_z} &= 0
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\bar{h}_3 &= -\left[\bar{m}_1 (A - 2BM^2 + 2KM^2) + \bar{m}_2 (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{3_x} &= -\left[m_{1_x} (A - 2BM^2 + 2KM^2) + m_{2_x} (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{3_y} &= -\left[m_{1_y} (A - 2BM^2 + 2KM^2) + m_{2_y} (A - 2BM^2 + 2KM^2) \right] \\
h_{3_z} &= 0
\end{aligned}$$

Hareket denklemleri aşağıdaki gibi bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
i\omega m_{1x} - gM(h_{1y} + \lambda_1 m_{1y}) &= 0 \\
i\omega m_{1y} + gM(h_{1x} + m_{1x} \lambda_1) &= 0 \\
i\omega m_{1z} &= 0 \\
i\omega m_{2x} - gM(h_{2y} + m_{2y} \lambda_2) &= 0 \\
i\omega m_{2y} + gM(h_{2x} + m_{2x} \lambda_2) &= 0 \\
i\omega m_{2z} &= 0 \\
i\omega m_{3x} - gM(h_{3y} + m_{3y} \lambda_3) &= 0 \\
i\omega m_{3y} + gM(h_{3x} + m_{3x} \lambda_3) &= 0 \\
i\omega m_{3z} &= 0
\end{aligned} \tag{4.4.6}$$

Bu denklem sistemi çözülmüş ve aşağıdaki rezonans frekansları bulunmuştur:

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= gH \\
\omega_2 &= g(H - 3H_A + 6H_B - 6H_K)
\end{aligned} \tag{4.4.7}$$

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Sonuç olarak, birim hücresinde 3 manyetik moment bulunan izotrop yapılarda, güçlü manyetik alan altında yapının bulunduğu manyetik düzenden çıkarak farklı manyetik düzenlere girdiği gösterilmiştir. Düzenler arası geçişlerin dış alana göre II. tür faz geçişi olduğu tespit edilmiştir. Bu faz geçiş noktalarının değerleri 4-spin etkileşimi de hesaba katılarak bulunmuştur.

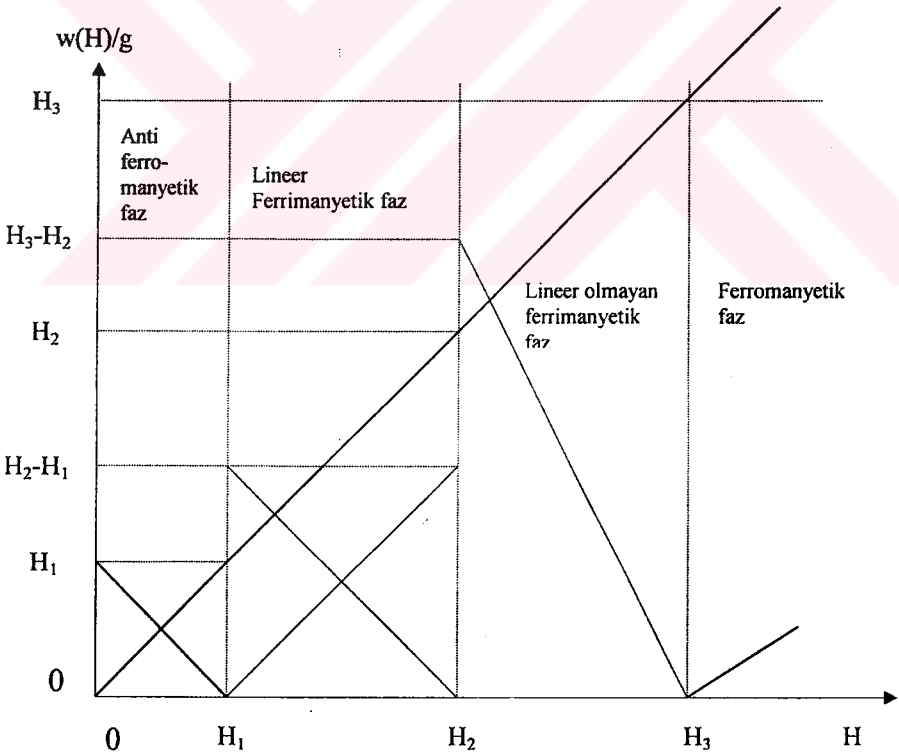
$$H_1 = H_A - 6H_B - 4H_K$$

$$H_2 = H_A + 2H_B$$

$$H_3 = 3H_A - 6H_B + 6H_K$$

Yapı, dış alan yokken antiferromanyetik düzende iken dış alana girdikten sonra, alanın değişimine bağlı olarak bu düzenden çıkıp 3 farklı manyetik düzene daha girmiştir.

Her bir manyetik düzende (fazda) 4-spin etkileşimi de kullanılarak rezonans frekansları bulunmuştur (Şekil 5.1).



Şekil 5.1. Tüm fazlarda rezonans frekansları.

4-spin etkileşimi Gibbs potansiyeline dahil edilmediğinde, H_1 ve H_2 noktaları çakışmakta ve lineer ferrimanyetik bölge kapanmaktadır. Bu fazın teorik olarak görülebilmesi için 4-spin etkileşimini hesaba katmak gerekmektedir. Ayrıca 4-spin etkileşiminin faz geçiş noktalarının değerlerini değiştirdiği açık olarak görülmüştür.

Bu çalışmada incelenen yapıya uygun olan C_6Eu kristalinde faz geçiş noktalarının değerleri için deneysel ve teorik sonuçlar bulunmuştur (Date ve ark., 1983). Bu sonuçlar karşılaştırmalı olarak Çizelge 5.1'de verilmektedir.

Çizelge 5.1. Faz geçiş noktalarının çalışmada bulunan değerlerinin önce bulunan değerlerle karşılaştırılması

Sonuçlar	H_1	H_2	H_3
Bulunmuş deneysel	25 k.Oe.	72.5 k.Oe.	207.5 k.Oe.
Bulunmuş teorik	16 k.Oe.	64 k.Oe.	220 k.Oe.
Bu çalışmada bulunan	19.5 k.Oe.	68.9 k.Oe.	234 k.Oe.

KAYNAKLAR

- Ahiyezer, A.İ., Baryahtar, V.G., Peletminsky, S.V., 1967. *Spinovie Volnu*. Nauka, İzd. No: 538.11, Moskova. 367s.
- Akkuş, H., Guliyev, B.İ., Bileşik Manyetik Yapılarda Dış Manyetik Alana Bağlı Faz Geçişleri. *Türk Fizik Derneği 18. Fizik Kongresi Bildirileri*. 25-28 Ekim 1999, Adana. 257.
- Date, M., Sakakibara, T., Sugiyama, K., Suematsu, H., 1982. Four-Spin Exchange in Graphite Intercalation C_6Eu . *Symposium Of High Field Magnetism*. 13-14 September 1982, Japonya. 41-50.
- Guliyev, B.İ., 1970. *Nekotorie Fiziçeskie Svoystva Ferritov Vı Silnom Magnitnom Pole* (doktora tezi, basılmamış). Azerbaycan Devlet Üniversitesi, Bakü.
- Kittel, C., 1996. *Katıhal Fizikine Giriş*. Bilgi Tek Yayıncılık, Yay. No: 530.4'1, İstanbul. 434s.
- Landau, L.D., Lifşits, E.M., 1982. *Elektrodinamika Spıloşnıh Sred*. Nauka, İzd. No: 530.145, Moskova. 620s.
- Nedlin, G.M., 1974. *Fizik Magnitnıh Dielektrikov*. Nauka, İzd. No: 621.318, Leningrad. 453s.
- Suematsu, H., Ohmatsu, K., Sugiyama, K., Sakakibara, T., Motokawa, M., Date, M., 1981. High Field Magnetization Of Europium-Graphite Intercalation Compound C_6Eu . *Solid State Communications*, vol. 40, pp. 241-243.

ÖZ GEÇMİŞ

1974 yılında Ahlat'ta doğdu. İlk ve orta öğrenimini burada tamamladı. 1993 yılında girdiği Yüzüncü Yıl Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü'nü 1997'de dereceyle bitirdi. Aynı yıl bu bölüme araştırma görevlisi olarak atandı ve aynı üniversitenin Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisans öğrenimine başladı. Çalışmalarına halen bu üniversitede devam etmektedir.