

DOKUZ EYLÜL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KARMA İSİNG MODELİNİN DENGİ
VE DENGİ YAKININDAKİ
FAZ GEÇİŞİ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Yenal KARAASLAN

Mayıs, 2012

İZMİR

**KARMA İSİNG MODELİNİN DENGİ
VE DENGİ YAKININDAKİ
FAZ GEÇİŞİ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Yenal KARAASLAN

Mayıs, 2012

İZMİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU

YENAL KARAASLAN, tarafından YRD. DOÇ. DR. GÜL GÜLPINAR yönetiminde hazırlanan “KARMA İSİNG MODELİNİN DENGİ VE DENGİ YAKININDAKİ FAZ GEÇİŞİ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ” başlıklı tez tarafımızdan okunmuş, kapsamı ve niteliği açısından bir Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.



Yrd. Doç. Dr. Gül GÜLPINAR

Yönetici



Prof. Dr. A. Nihat Berker

Jüri Üyesi



Prof. Dr. Hamza Polat

Jüri Üyesi



Prof. Dr. Mustafa SABUNCU

Müdür

Fen Bilimleri Enstitüsü

TEŞEKKÜR

Dört yıllık farklı çalışmalarım sırasında beni yönlendiren lisans ve yüksek lisans tez danışmanım sayın Yrd. Doç. Dr. Gül GÜLPINAR’a

Her zaman yanımda olan ve her daim moral kaynağım olan bölümden arkadaşlarım Bircan GİŞİ ve Kübra EREN’e

Çalışma arkadaşlarım Gülsüm GÖYÜK, Gizem ASLAN, Orkun ÖZEN ve Mehmet AĞARTIOĞLU’na

Son olarak, bu güne kadar maddi ve manevi her konuda destekleriyle benimle birlikte olan, başta annem ve babam olmak üzere çok değerli aileme, ayrıca lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca bana evlerini açan her konuda desteklerini esirgemeyen abilerim ve eşlerine teşekkürlerimi sunarım.

Yenal KARAASLAN

KARMA ISİNG MODELİNİN DENGİ VE DENGİ YAKININDAKİ FAZ GEÇİŞİ ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

ÖZ

Bu çalışmada, rasgele bir kristal alan varlığında, karma spinlere sahip ferrimanyetik bir Ising sistemi istatistiksel denge kuramı ve Onsager tersinmez termodinamik kuramını birleştiren bir yöntem ile incelenmiştir. İlk olarak ortalama alan yaklaşımı altında sistemin alt örgü mıknatıslanmaları ve düzen parametrelerine ait manyetik özellikleri ve denge duygunlukları incelenmiştir. Daha sonra Helmholtz serbest enerji üretimi ifadesinden yararlanılarak sistemin kinetik denklemleri elde edilmiştir. Bu aşamada kinetik denklemlerin çözümlerinden sistemin durulma zamanları ve dinamik duygunlukları elde edilmiştir. Dinamik duygunluklar, denge duygunlukları ile karşılaştırılarak düşük ve yüksek frekans limitleri incelenmiştir. Ayrıca, aynı anda meydana gelen iki tersinmez sürecin çapraz etkilerini temsil eden köşegen olmayan Onsager kinetik katsayısının durulma süreçleri ve sabit frekans için dinamik duygunluklar üzerine etkileri incelenmiştir. Son olarak, sabit sıcaklıkta dinamik duygunlukların logaritmalarının frekansın logaritması ile değişimleri ve dinamik duygunlukların reel kısımlarının sanal kısımlara göre elde edilmesi ile oluşan Argand diyagramları incelenmiş ve yorumlanmıştır.

Anahtar Sözcükler: Ferrimanyetik düzen, rasgele kristal alan, karma spin Ising modeli, dinamik duygunluk, durulma teorisi.

THE INVESTIGATION OF EQUILIBRIUM AND NONEQUILIBRIUM PHASE TRANSITION PROPERTIES OF MIXED ISING MODEL

ABSTRACT

The mixed spin ferrimagnetic Ising system with a random crystal field has been investigated by making use of a method which combines equilibrium theory of critical phenomena and theory of irreversible thermodynamics. Firstly, the magnetic properties of sub-lattice magnetizations and order parameters and equilibrium susceptibilities have been investigated under the mean field approximation. Then, kinetic equations of the system have obtained using the Helmholtz free energy production expression. At this point, relaxation times and dynamic susceptibilities of the mixed spin ferrimagnetic Ising system have been obtained with solutions of the kinetic equations. The temperature dependencies of the dynamic order parameter susceptibilities near the phase transition temperatures have been analyzed for limits of low and high frequencies and according to various values of non-diagonal Onsager phenomenological rate coefficient. Finally, the frequency variances of the dynamic total and staggered susceptibilities near the phase transition points are studied by Argand diagrams as well as isothermal double logarithmic plots of magnetic absorption and dispersion factors.

Keywords: Ferrimagnetic order, random crystal field, mixed spin Ising model, dynamic susceptibility, relaxation theory.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

YÜKSEK LİSANS TEZİ SINAV SONUÇ FORMU.....	ii
TEŞEKKÜR	iii
ÖZ	iv
ABSTRACT	v
BÖLÜM BİR - GİRİŞ	1
BÖLÜM İKİ - DÜZENLİ VE MANYETİK YAPILAR	7
2.1 Ferromanyetizma.....	7
2.1.1 Ferromıknatıs için Weiss Modeli	8
2.1.2 Manyetik Duygunluk	12
2.1.3 Manyetik Alan Etkisi	13
2.1.4 Moleküler Alanın Kaynağı	14
2.2 Antiferromanyetizma.....	16
2.2.1 Antiferromıknatıs için Weiss Modeli	17
2.2.2 Manyetik Duygunluk	18
2.2.3 Güçlü Bir Manyetik Alanın Etkisi	21
2.2.4 Antiferromanyetik Düzen Türleri	24
2.3 Ferrimanyetizma	25
2.3.1 Tanım ve Manyetik Özellikler	25
2.3.2 Ferrimanyet Örnekleri	28

BÖLÜM ÜÇ- GINZBURG-LANDAU KURAMI 30

3.1 Sürekli Faz Geçişleri32

3.2 Birinci Dereceden Geçişler38

3.3 Üçlü Kritik Noktalar40

**BÖLÜM DÖRT- MODEL, FAZ DİYAGRAMLARI VE MANYETİK
ÖZELLİKLER 41**

4.1 Model.....41

4.2 Temel – Seviye (Ground –State)44

4.3 Faz Diyagramları49

4.4 Manyetik Özellikler53

BÖLÜM BEŞ- DENGE DUYGUNLUKLARI 57

BÖLÜM ALTI- KİNETİK DENKLEMLER VE DURULMA ZAMANLARI.. 62

6.1 Onsager Tersinmez Termodinamik Kuramı62

6.2 Kinetik Denklemlerin Elde Edilmesi64

6.3 Durulma Zamanları66

BÖLÜM BEŞ- DİNAMİK DUYGUNLUKLAR 71

7.1 Dinamik Manyetik Duygunlukların Elde Edilmesi 71

7.2 Düşük Frekans Limiti74

7.3 Yüksek Frekans Limiti80

7.4 Köşegen Olmayan Onsager Kinetik Katsayısının Etkisi87

7.5 Dinamik Duygunlukların Frekansla Değişimleri	92
7.6 Argand Diyagramları	98
BÖLÜM SEKİZ - ÖZET VE SONUÇLAR	101
KAYNAKLAR	103
EKLER	113

BÖLÜM BİR

GİRİŞ

Termomanyetik kayıt ve manyetik-optik kaydedicilerdeki potansiyel uygulamalarının varlığı nedeniyle ferrimanyetik nadir toprak ve geçiş metali alaşımlarının manyetik özellikleri büyük ilgi uyandırmaktadır (Chaudhari, Cuomo ve Gambino, 1973). Deneysel olarak, diğer amorf ferrimanyetik alaşımların aksine önemli bir özelliğe sahip olan, Fe^{+3} iyonlarına sahip ferrimanyetik amorf oksitler başarılı bir şekilde hazırlanmıştır ve mıknatıslanmanın sıcaklık bağımlılığı ölçülmüştür (Sugimoto ve Hiratsuka, 1982; Srinivasan, Uma Maheshwar Rao, Zhao ve Sechira, 1991).

Karma spin sistemlerin incelenmesi suretiyle bimetalik moleküler sistemler üzerine temellendirmiş manyetik malzemelerin fiziksel özelliklerinin anlaşılması mümkündür. Bununla birlikte, bir kristal alan etkileşmeli iki alt örgülü karma spin-1/2 ve spin-S (burada $S > 1/2$) Ising sisteminin manyetik özellikleri de son yıllarda ilgi uyandıran bir konudur. Deneysel olarak, $\text{MnNi(EDTA)}-6\text{H}_2\text{O}$ bileşiği karma spin sisteminin bir örneği olarak gösterilebilir (Drillon, Coronado, Beltran ve Georges, 1983). Teorik olarak, karma spin sistemi çeşitli yöntemler kullanılarak çalışılmıştır. Kristal etkileşmenin geçiş sıcaklığı üzerine etkisi tam olarak (Domb, 1960; Gonçalves, 1985) ve ortalama alan teorisi (OAT) (Abubrig, Horvath, Bobak ve Jascur, 2001), sonlu küme yaklaşımı (Benayad, Klümper, Zittartz ve Benyoussef, 1989), etkin alan teoremi (Benyoussef, El Kenz ve Kaneyoshi, 1994; Benyoussef, Kaneyoshi ve El Kenz, 1994; Kaneyoshi, 1988; Kaneyoshi, 1990; Bobak, 1998; Bobak, 2000), küme varyasyon yöntemi (Tucker, 2001), Migdal-Kadanof renormalizasyon grup yöntemi (Benayad, 1990; Benayad ve Zittartz, 1990) gibi yaklaşım yöntemleri kullanılarak araştırılmıştır. Ancak bu teorik çalışmalarda üçlü kritik nokta ve diğer özelliklerin varlığı ile ilgili bazı fikir ayrılıkları söz konusudur. Manyeto-optik kayıtlar için muhtemelen kullanışlı materyaller olduğu düşünülen moleküler manyetik materyalleri çalışmak için bu sistemler basit ama ilginç modeller sağlamıştır (Mathoniere, Nuttall, Carlin ve Day, 1996; Iwamura ve Miller (Eds),

1993; Manriquez, Lee, Scott, Epstein ve Miller, 1991). Dahası, 2 boyutlu organometalik ferrimanyetikler (Okawa, Matsumoto, Tamaki ve Ohba, 1993), 2 boyutlu karma metal materyal ağırları (Mathoniere ve diğer., 1996; Du, Joo, Epstein ve Miller, 1993; Sugimoto ve Hiratsuka, 1982) gibi 2 ve 3 boyutlu ferrimanyetiklerin sentezinde önemli gelişmeler sağlanmıştır.

Ferrimanyetikler, antiferromanyetik olarak etkileşen ve birbirini dengelemeyen alt örgülü manyetik momentlere sahiptirler. Belli koşullar altında alt örgü miktatsızlanmaları birbirini dengeler ve kritik sıcaklığın altındaki karşılama (compensation) sıcaklığı olarak adlandırılan bir sıcaklık değerinde sistemin net miktatsızlanması sıfır olur (Nèel, 1948). Karşılama davranışının varlığı termomanyetik kaydediciler için son derece önemlidir. Karma ferrimanyetik Ising spin sistemlerinin daha iyi anlaşılabilmesi için bu noktaların varlığı ve anlaşılması önem taşımaktadır. Bu nedenle, son zamanlarda bu davranışı sergileyen ferrimanyetik sistemler için teorik çalışmalar yapılmıştır (Kaneyoshi, 1995; Buendia ve Machado, 2000).

Karma spin sistemlerinde ferrimanyetizmanın incelenmesi, ferrimanyetik düzenin bu materyallerde önemli bir rol oynamasından dolayı, hızla gelişerek çok aktif bir araştırma alanı olmuştur. Bilindiği üzere bu sistemler iç içe geçmiş iki alt örgüden oluşmaktadır ve tek tür spin içeren sistemlere göre daha az öteleme simetrisine sahiptirler. Bu yüzden, karma spin sistemleri tekli spin sistemlerine göre daha zengin faz geçiş diyagramları sergilerler ve tekli spin sistemlerinde görülmeyen pek çok yeni olaya kaynaklık ederler. Teorik açıdan bakıldığında, bu modelin çalışılmasında çok farklı yöntemler geliştirilmiştir. Özellikle karma spin-1/2 ve spin-1 Ising modeli özel durumlarda tamamen çalışılmıştır (Jascur, 1998; Dakhama, 1998; Octmaa ve Zheng, 2003). Bununla birlikte bu model ortalama alan teorisi (Bahmad, Benyoussef, El Kenz, 2008; Kaneyoshi ve Chen, 1991), serbest fermiyon yaklaşımı (Tang, 1998), etkin alan teorisi (Siqueira ve Fittipaldi, 1986; Kaneyoshi, 1989), yüksek sıcaklık seri açılımı (Hunter, Jenkins ve Tinsley, 1990), renormalizasyon grup teori (Benayad, 1990; Schofield ve Bowers, 1980) ve Monte Carlo simülasyonu (Buendia, Novotny ve Zhang, 1994; Zhang ve Yang, 1993;

Buendia ve Novotny, 1997) gibi yaklaşım yöntemleri kullanılarak da incelenmiştir. Bununla beraber aynı durum modelin denge dışı özellikleri, durulma davranışları ve dinamik duygunlukları için söz konusu değildir. Bu noktada, bizim bu çalışmadaki amacımız, rasgele bir kristal alan düzensizliği içeren, karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik bir Ising sisteminin denge ve denge yakınındaki faz geçişi özellikleri, denge duygunlukları, durulma zamanları ve dinamik duygunluklarının incelenmesidir. Bu bağlamda, karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising modeli kullanılarak, sistemin faz geçişi özellikleri ortalama alan yaklaşımı altında istatistiksel denge kuramı ve Onsager tersinmez termodinamik kuramını (OTTK) birleştiren bir yöntem ile incelenecektir. Dolayısıyla elde edilecek sonuçların ileride dolaylı olarak nanoteknoloji, elektronik, kayıt elde etme teknolojileri ve farklı multidisipliner bilim dallarında karşılaşılan problemlerin çözümüne yönelik uzun vadede katkı sağlama kapasitesine sahip olacağını düşünmekteyiz.

Ising modelleri günümüzde çok farklı problemleri incelemede yararlanılan paradigmatik spin modelleridir. Moleküler nano mıknatıslar, manyetik ince filmler, He^3 , He^4 süperakışkan karışımları, süperiletkenler, spin camları gibi pek çok fiziksel sistemin kritik özelliklerini Ising modelleri ile betimlemek mümkündür. Ising modeli, disiplinler arası alanlardaki bilimsel araştırmalarda da sıklıkla ve etkin olarak kullanılan bir modeldir. Bu alanlara örnek olarak ekonofizik, sosyofizik ve protein fiziği verilebilir.

Yoğun madde fiziğindeki çeşitli çalışma alanlarında düzensizliğin etkisi, etraflıca araştırılan bir konu olmayı sürdürmektedir (Ghosal, Randeria ve Trivedi, 1998; Binder ve Young, 1986). Manyetik sistemlerde rastgele alan etkisi, sistematik bir şekilde sadece kuramsal olarak değil aynı zamanda deneysel olarakta çalışılmıştır (Nishimori, 2001; Hill, Thurston, Erwin, Ramstad ve Birgenau, 1981; Belanger ve Young, 1991). Düzensiz alan altındaki uzun menzilli düzen, çeşitli teorik çalışmalarla ele alınmıştır. Bu çalışmalar arasında, Imry ve Ma' nın alan enerji tartışması, domain arayüzlerinin renormalizasyon grup teori incelemesi (Pyette, Imry ve Mukammel, 1981; Villain, 1982), süpersimetri betimlemeleri (Parisi ve Sourlas, 1979; Aharony ve Pytte, 1983) ve üst kritik boyut civarında pertürbasyon açılımları

(Aharony ve Imry, 1976; Aharony, 1978) sayılabilir. Bunlara ek olarak, uzun menzilli düzenin, güçlü kuplajlı yeniden ölçekleme davranışından elde edilebileceği gösterilmiştir (Berker, 1984). Özetle, donmuş düzensizliğin faz geçişi fenomenini pek çok farklı yönlerden etkilediği bilinen bir gerçektir. Örneğin, düşük boyutlarda düzensiz alanlar faz geçişlerinin tamamen yok olmasına neden olabilirler (Imry ve Ma, 1975; Berker, 1984) ve diğer durumlarda ise kritik üstellerin değerlerinde değişimlere sebebiyet verebilirler (Aharony, 1978). Özellikle çoklu kritik davranış sergileyen bir model olan Blume Emery Griffiths Model'i (Blume, Emery ve Griffiths, 1971) için renormalizasyon grup incelemeleriyle ortaya konulmuştur ki birinci dereceden geçişler düzensiz alan uygulandığında ikinci dereceden geçişlere dönüşmektedir. Bu durum üçlü kritik noktaların ve kritik son noktaların sıcaklık ile düşük sıcaklıklara itilmesine neden olmaktadır ve bu duruma çok düşük miktardaki düzensizlik bile sebebiyet verebilir (Hui ve Berker, 1989; Falicov ve Berker, 1996; Ozcelik ve Berker, 2008).

OTTK kullanılarak daha önce yapılan çalışmalar; AB tipi alaşımlar Tanaka ve çalışma arkadaşları tarafından (Tanaka, Meijer ve Barry, 1962), AB tipi antiferromanyetik Ising modeli Barry ve Harrington (Barry, 1966) tarafından gerçekleştirilmiştir. Daha sonra 2001 yılında Blume Emery Griffiths modeli (Erdem ve Keskin, 2001*; Keskin ve Erdem, 2001; Erdem ve Keskin, 2001; Keskin ve Erdem, 2003; Erdem ve Keskin, 2002), metamanyetik Ising modeli (Gulpinar, Demirhan ve Buyukkilic, 2007; Gulpinar ve Karaaslan, 2011), spin-3/2 Ising modeli (Keskin ve Canko, 2005; Canko, 2010), spin-1 Ising modeli (Albayrak ve Cengiz, 2011) ve kristal alan düzensizliği içeren Blume Capel modelidir (Gulpinar ve İyikanat, 2011).

Dinamik duygunluğun araştırılması, manyetik kesiklilik ile ilgili olan manyetik durulmanın (magnetic relaxation-MR) çalışılmasında en çok tercih edilen tekniklerdir. Ayrıca, düzenli fazın oluşmasının tüm evrelerinde ortaya çıktığı için dinamik duygunluğun araştırılması manyetik sistemlerin incelenmesinde önemli bir yaklaşımdır. Bu duygunluk ifadeleri, incelenmekte olan sistemin zamana bağlı manyetik alana verdiği tepkilerin incelenmesi ile bulunurlar ve günümüzde yüksek

sıcaklık sistemlerinin (High- T_c systems) (Engelstad ve Yamada, 1995), kobalt temelli alaşımların (Durin, Bonaldi, Cerdonio, Tommasini ve Vitale, 1991), nano parçacıkların (van Raap, Sanchez, Torres, Casas, Roig ve Molins, 2005), spin camlarının (Kotzler ve Eiselt, 1979) ve manyetik akışkanların (Fannin, Marin, Malaescu ve Giannitsis, 2005) manyetik özelliklerinin araştırılmasında sıklıkla kullanılmaktadırlar.

Ising modellerinin dinamik manyetik tepkisinin teorik olarak araştırılması uzun bir süreden beri ilgi çeken bir konu olmuştur. 1966 yılında, Barry spin-1/2 Ising modelini istatistiksel faz geçişleri ve tersinmez süreçler termodinamiğini birleştiren bir yöntem kullanarak araştırmıştır (Barry, 1966). Aynı yöntemi kullanarak, Barry ve Harrington bir antiferromanyetin durulma teorisi üzerinde yoğunlaşmışlardır (Barry ve Harrington, 1971) ve bunlara ek olarak, kritik sıcaklık yakınlarında manyetik absorpsiyon ve manyetik dispersiyon katsayılarının sıcaklık ve frekans bağılıklarını da gözlemlemişlerdir. Diğer bir yandan, Suzuki ve Kubo kinetik Ising modelinin uygunluğunun zamana bağıllığını gözlemlemiştir (Suzuki ve Kubo, 1968). Acharyya ve Chakrabarti, periyodik bir dış alanın varlığı altındaki spin-1/2 Ising sisteminin düzenli-düzensiz faz geçiş noktası yakınlarındaki uygunluk değerlerinin reel ve imajiner kısımlarını elde etmişlerdir (Acharyya ve Chakrabarti, 1995). Yakın zamanda, Erdem'in spin-1 Ising modelinin ikinci derece faz geçiş noktası yakınlarındaki manyetik durulmasına yönelik çalışmasında, dipolar ve quadropolar düzen parametreleri, tersinmez süreçler termodinamiği uyarınca kendilerinin uygun genelleştirilmiş kuvvetlerine konjuge akılar olarak ele alınmıştır (Erdem, 2008).

Bunlara ek olarak, Erdem çalışmasında aynı sistem için kompleks uygunluğun frekans bağıllığını ortaya çıkarmıştır (Erdem, 2009). Yakın zamanda yapılan bir diğer çalışmada, aynı Hamiltonyen için kompleks toplam uygunluk ve kompleks sekmeli uygunluk elde edilmiş ve bunların absorpsiyon ve dispersiyon faktörlerinin sıcaklık bağılıkları Gölpinar ve arkadaşları tarafından ortaya konulmuştur (Gölpinar ve Vatansever, 2012). Bu faktörler, metamanyetlerin manyetik durulma süreçlerini belirlemektedirler ve manyetizasyon dinamiklerini karakterize etmektedirler.

Yapılan literatür taramasından sonra, tezimizi oluşturan bölümler ile ilgili kısa bir bilgi verecek olursak. Öncelikle ikinci bölümde, ferrimanyetik bir yapının anlaşılabilmesi için düzenli ve manyetik yapılar hakkında bilgi verilecektir. Bunun ardından üçüncü bölümde, düzen parametrelerinin geçiş noktalarındaki davranışlarının sürekli ve birinci dereceden faz geçişleri için ayırt edilmesinin anlaşılır bir biçimde verildiği Ginzburg-Landau kuramından bahsetmemizin yararlı olacağını düşünüyoruz. Daha sonra dördüncü bölümde, modelimizi açıklayıp, sistemin manyetizasyonlarının (sisteme ait alt örgü manyetizasyonlarının ve düzen parametreleri olan sekmeli (staggered) ve toplam manyetizasyonlarının) davranışlarını ve faz diyagramlarını inceleyeceğiz. Beşinci bölümde, sistemin denge uygunlukları elde edilecek ve yorumlanacaktır. Bunun ardından altıncı bölümde, Onsager Tersinmez Termodinamik Kuramı (OTTK) ile ilgili bilgi verilecektir. Sistemin kinetik denklemlerini elde etmek için, dış alanın denge değerinden bir miktar saptırılması ile karma ferrimanyetik Ising sistemini dengeden uzaklaştıracaktır. Dış alanın denge değerinden saptırılması halinde sistem bir denge dışı süreçle yeni bir dengeye erişmeye çalışacaktır. Bu aşamada dış alanın denge değerinden saptırılmasının yeterince küçük olduğu, bu nedenle de karşılık gelen sürecin doğrusal yanıt kuramı ile incelenebileceği kabulünden yararlanılmaktadır. Elde edilen kinetik denklemlerin çözümünden sistemin durulma zamanları türetilcek ve sonuçları yorumlanacaktır. Bunların akabinde yedinci bölümde, sistemin dengeden uzaklaştırılmasının salınımlı bir dış alan ile gerçekleştirildiği düşünülerek, sistemin düzen parametrelerine ait olan sekmeli ve toplam dinamik manyetik uygunlukları elde edilecektir. Burada ilk olarak, dinamik uygunlukların sabit frekans değerleri (düşük ve yüksek frekans limitleri) için sıcaklık ile değişimleri incelenecektir. İkinci olarak, yüksek frekans limitinde, aynı anda meydana gelen iki tersinmez sürecin çapraz etkilerini temsil eden, köşegen olmayan Onsager kinetik katsayısının dinamik uygunluklar üzerine etkileri gözlemlenecektir. Üçüncü olarak, sabit sıcaklıkta dinamik uygunlukların logaritmalarının frekansın logaritması ile değişimleri ve dinamik uygunlukların reel kısımlarının (manyetik dispersiyon katsayılarının) sanal kısımlara (manyetik absorpsiyon katsayılarına) göre elde edilmesi ile oluşan Argand diyagramları incelenecek ve yorumlanacaktır.

BÖLÜM İKİ

DÜZENLİ VE MANYETİK YAPILAR (Blundell, 2001)

Bu bölümde bir katıya ait manyetik moment operatörleri arasındaki farklı manyetik etkileşme türleri tarafından üretilebilen farklı manyetik temel durumlarını düşüneceğiz. Bu temel durumların bazıları şekil 2.1'de gösterilmiştir. Bu farklı temel durumlar, manyetik momentlerin hepsinin paralel olarak dizildiği ve net bir manyetik momentin söz konusu olduğu ferromıknatısları (bkz. Şekil 2.1 (a)), karşılıklı manyetik momentlerin antiparalel olarak dizildiği ve net manyetik momentin olmadığı antiferromıknatısları (bkz. Şekil 2.1 (b)), yine karşılıklı manyetik momentlerin antiparalel olarak dizildiği ve net manyetik momentin sıfırdan farklı olduğu ferrimıknatısları (bkz. Şekil 2.1 (c)) betimlemektedirler. Biz burada, üzerinde çalıştığımız sistemin daha iyi anlaşılmasına yardımcı olacağına inandığımız, bu farklı temel durumların etkileşmelerini ayrıntılı bir şekilde tartışacak ve bu durumların neden ve nasıl gösterildikleri ile ilgileneceğiz.

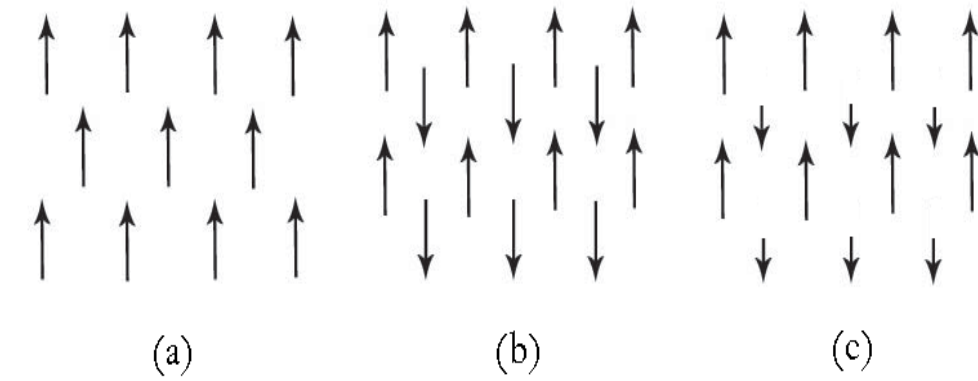
2.1 Ferromanyetizma

Bir ferromıknatısın uygulanan bir dış alanın yokluğunda bile kendiliğinden bir mıknatıslanması vardır. Bütün manyetik momentler tek bir yönelim boyunca dizilirler (aslında çoğu ferromanyetik örnek için bu doğru değildir, her birimin kendi içindeki mıknatıslanması farklı olabilir, komşuları ile mıknatıslanmaları bir bütün olarak düşünüldüğünde, baskın olanların yöneliminde ve tek yönlü bir mıknatıslanmadan bahsedilir). Bu etki genellikle değiş tokuş etkileşimlerinden kaynaklanır. Uygulanan bir B manyetik alanındaki ferromıknatısı çözmek için uygun hamiltonyen aşağıdaki gibidir,

$$\hat{H} = \sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j + g\mu_B \sum_j S_j \cdot B. \quad (2.1.1)$$

Bu durumda en yakın komşular için değiş tokuş sabiti ferromanyetik dizilimin oluşması için pozitif olacaktır. Eşitlik 2.1.1'de sağ taraftaki ilk terim Heisenberg değiş tokuş enerjisine, ikinci terim ise Zeeman enerjisine karşılık gelmektedir.

Burada en basit yaklaşım ile, orbital açısal momentumun sıfır olduğu ($L=0$) bir sistem ile ilgilendiğimizi varsayıyoruz, bu durumda $J=S$ olur.



Şekil 2.1 Düzen sistemlerinde çeşitli spin dizilişleri: (a) ferromıknatıslar, (b) antiferromıknatıslar, (c) ferrimıknatıslar.

2.1.1 Ferromıknatıs için Weiss Modeli

Eşitlik 2.1.1'i çözmek için bir yaklaşım yapmamız gerekmektedir. i'inci site için etkin bir moleküler alan tanımlayalım,

$$B_{mf} = -\frac{2}{g\mu_B} \sum_{ij} J_{ij} S_j \quad (2.1.1.1)$$

Şimdi i'inci spine odaklanalım. Onun enerjisinin bir kısmı Zeeman, $g\mu_B S_i \cdot B$ 'dan bir kısmı da değiş tokuş etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. i'inci spin ve onun komşuları arasındaki toplam değiş tokuş etkileşmesi, $-2 \sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j$ 'dir. Buradaki 2 faktörü bir çift saymadan kaynaklanmaktadır. Bu terim aşağıdaki şekilde yazılabilir,

$$-2S_i \sum_{ij} J_{ij} S_j = -g\mu_B S_i \cdot B_{mf}. \quad (2.1.1.2)$$

Buradan değiş tokuş etkileşmesi komşu spinler tarafından üretilen etkin bir moleküler alan B_{mf} yerine yazılırsa, etkin hamiltonyen,

$$\hat{H} = -g\mu_B \sum_i S_i \cdot (B + B_{mf}), \quad (2.1.1.3)$$

şeklinde elde edilir. Bu hamiltonyen $B + B_{mf}$ şiddetindeki bir manyetik alan etkisi altındaki bir paramanyetik sistemin hamiltonyeni gibi düşünülebilir. Bu yaklaşım altında yatan kabule göre, tüm iyonlara aynı manyetik alanın etkidiği düşünülür. Bu kabul, özellikle manyetik bir faz geçişine yakın sıcaklıklar için oldukça tartışmalı olabilir. Bir ferromıknatis için moleküler alan komşu manyetik momentlerin dizilimine göre hareket edecektir. Bunun nedeni değiş tokuş etkileşimlerinde pozitifliğin baskın olmasıdır (antiferromanyetikler için negatif).

Sistemin düzenini etkileyen manyetik alan ölçümlerinin şu şekilde olduğunu düşünebiliriz,

$$B_{mf} = \lambda M \quad (2.1.1.4)$$

Buradaki λ , mıknatıslanmanın bir fonksiyonu olarak moleküler alanın etkinliğini simgeleyen sabit bir parametredir. Bir ferromıknatis için, $\lambda > 0$ 'dır. Değiş tokuş etkileşimlerinin Coulomb enerjisini de içermesi bakımından ferromıknatislerde moleküler alanın çoğunlukla aşırı derecede büyük olduğu bulunulur.

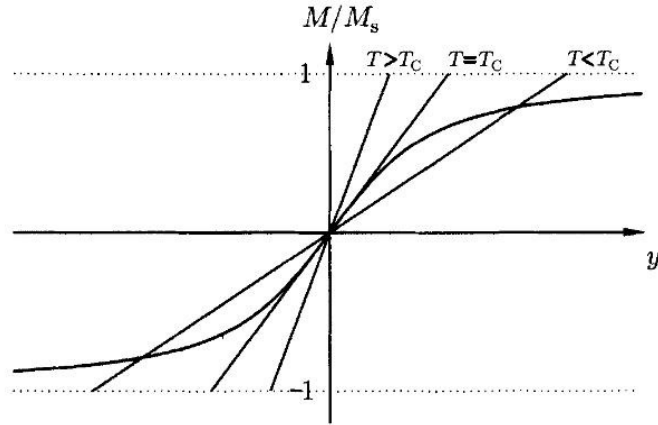
Bir ferromıknatis için şimdi bu problemi, $B + B_{mf}$ kadarlık bir manyetik alana yerleştirilmiş basit bir paramanyetik sistem olarak davrandığını düşüneceğiz. Düşük sıcaklıklarda momentler, uygulanan herhangi bir alan olmadığında bile, iç moleküler alan tarafından dizilebilirler. İlk başlarda bu manyetik momentlerin dizilimi, bu dizilimin sebep olduğu iç moleküler alan ile artar, 'tavuk ve yumurta' senaryosu gibidir. Özetle düşük sıcaklıklarda manyetik düzen kendi kendini üretir. Sıcaklık arttırıldığında ise, termal dalgalanmalar artarak mıknatıslanmayı yok etmeye başlayacak ve kritik noktada bu düzen tamamen yok olacaktır. Bu model bir ferromıknatis için, Weiss modeli olarak bilinir.

Bu modele çözüm bulmak için, (bu aşamada $J=S$ ve $L=0$ olduğunu varsayıyoruz) aşağıdaki eşitlikleri aynı anda çözmek gereklidir,

$$\frac{M}{M_s} = B_J(y) \quad (2.1.1.5)$$

ve

$$y = \frac{g_J \mu_B J (B + \lambda M)}{k_B T} . \quad (2.1.1.6)$$



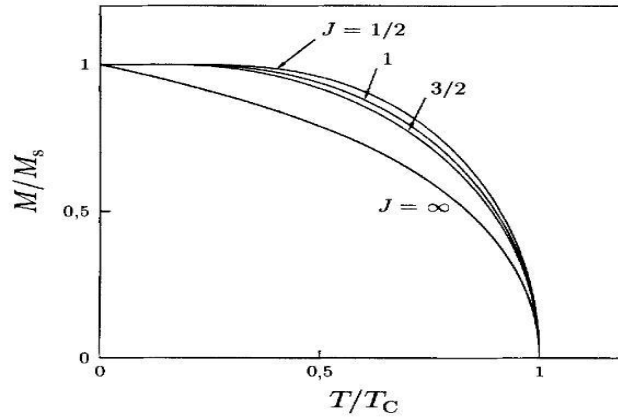
Şekil 2. 2 $B=0$ için eşitlik 2.1.1.5 ve 2.1.1.6'nın çözüm grafikleri.

Bu eşitlikler grafiksel olarak çözülebilirler. İlk olarak, çözümümüzü $B=0$ durumuna indirgeyeceğiz, bu durumda $M = \frac{k_B T y}{g_J \mu_B \lambda}$ olur. Bu yüzden şekil 2.2'de gösterildiği gibi y 'ye karşı M grafiği çizdirildiğinde, T sıcaklığı ile orantılı bir eğim olarak düz çizgi üretilir. Yüksek sıcaklıklar için $M_s = 0$ ve $y = 0$ durumunda orijin dışında çözüm yoktur. Orijin'deki bu çözüme göre, doğrunun gradyenti Brillouin fonksiyonunun gradyentinden küçüktür. Düşük sıcaklıklarda, biri $M_s = 0$ ve diğer ikisi de M_s 'nin sıfırdan farklı herhangi bir $\pm M_s$ değeri olmak üzere üç farklı çözümü vardır. Orijinde Brillouin fonksiyonunun eğimine baktığımızda daha az dik olduğunu, sıfırdan farklı çözümlerin kararlı ve sıfır çözümün kararsız olduğunu görürüz. (Sistemde $T < T_c$ için $M_s = 0$ durumunda herhangi küçük bir dalgalanma bile olsa, sistemdeki iki kararlı durumdan biri sistemin farklı yönelmesine sebep olacaktır). Böylece belli bir sıcaklığın altında, sıfırdan farklı mıknatıslanma oluşur ve bu materyal soğutulmaya bırakılır. Madde böylece dış alan uygulanmadığında bile manyetik olur. Bu kendiliğinden oluşan mıknatıslanma ferromanyetizmanın bir özelliğidir.

Geçişin meydana geldiği sıcaklık, $M = M_s \cdot B$ eğrisi ve $M = M_s B_J(y)$ çizgisinin orijindeki eğimlerinin eşit olduğu sıcaklık olarak elde edilebilir. Küçük y değerleri için, $B_J(y) = \frac{(J+1)y}{3J} + O(y^3)$ 'dır. Geçiş sıcaklığı, T_c Curie sıcaklığı olarak bilinir ve

$$T_C = \frac{g_J \mu_B (J+1) \lambda \mu_S}{3k_B} = \frac{n \lambda \mu_{\text{eff}}^2}{3k_B} \quad (2.1.1.7)$$

şeklinde tanımlanır. Moleküler alan, $B_{\text{mf}} = \lambda M_s$ böylece $\frac{3k_B T_C}{g_J \mu_B (J+1)}$ ve bir ferromıknatıs için $J=1/2$ olduğundan $T_C \sim 10^3$, $B_{\text{mf}} = k_B T_C / \mu_B \sim 1500T$ 'dir. Bu çok büyük bir manyetik alan etkisidir ve değiş tokuş etkileşimlerinin önemini yansıtır. Sıcaklığın fonksiyonu olarak bu eşitliklerin çözümleri şekil 2.3'de J 'nin bir dizi değeri için gösterilmiştir. Her ne kadar her bir durumun eğrileri biraz farklı olsa bile, bazı genel özellikler aynıdır. Mıknatıslanma, $T \geq T_C$ sıcaklıkları için sıfır ve $T < T_C$ sıcaklıkları için sıfırdan farklıdır. Mıknatıslanma $T = T_C$ 'de süreklidir, fakat eğimi sürekli değildir. İkinci dereceden bir faz geçişi olarak moleküler alan modelinde,



Şekil 2.3 J 'nin farklı değerleri için, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ortalama alan mıknatıslanması.

manyetik olmayan ve ferromanyetik faz arası faz geçişi olarak sınıflandırılır. Geçişte süreksizlik gösteren serbest enerjinin türevini en düşük yapan düzen faz geçişinin düzenidir. Birinci dereceden bir faz geçişinde serbest enerjinin birinci türevinde süreksiz bir artış olur, örneğin; hacim, entropi veya mıknatıslanma niceliklerinde olduğu gibi. Entropi' deki bu artış gizli ısıya karşılık gelir. İkinci dereceden faz geçişlerinde serbest enerjinin ikinci türevinde bir süreksizlik vardır, örneğin; sıkıştırılabilirlik veya ısı kapasitesindeki gibi. Serbest enerjinin ikinci türevinde mıknatıslanmanın eğimindeki süreksizliğin varlığından dolayı bu geçiş ikinci derecedendir. Yaygın olarak bilinen bazı ferromıknatısların özellikleri tablo 2.1'de listelenmiştir.

Tablo 2.1 Yaygın olarak bilinen bazı ferromıknatısların özellikleri.

Materyal	T_C (K)	Manyetik moment (μ_B / formül birimi)
Fe	1043	2.22
Co	1394	1.715
Ni	631	0.605
Gd	289	7.5
MnSb	587	3.5
EuO	70	6.9
EuS	16.5	6.9

2.1.2 Manyetik Duygunluk

$T \geq T_C$ 'de uygulanan küçük bir manyetik alan küçük bir mıknatıslanmaya sebep olacaktır, bu yüzden Brillouin fonksiyonu için $y \ll 1$ yaklaşımı kullanılabilir. Bu yaklaşım ile aşağıdaki ifadeleri yazabiliriz,

$$\frac{M}{M_s} \approx \frac{g_J \mu_B (J + 1)}{3k_B} \left(\frac{B + \lambda M}{T} \right), \quad (2.1.2.1)$$

böylece

$$\frac{M}{M_s} \approx \frac{T_C}{\lambda M_s} \left(\frac{B + \lambda M}{T} \right). \quad (2.1.2.2)$$

Denklem 2.1.2.2 yeniden düzenlenilerek verilebilir,

$$\frac{M}{M_s} \left(1 - \frac{T_C}{T} \right) \approx \frac{T_C B}{\lambda M_s}, \quad (2.1.2.3)$$

böylece,

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T - T_C}, \quad (2.1.2.4)$$

yazılabilir. Denklem 2.1.2.4, Curie Weiss yasası olarak bilinir.

2.1.3 Manyetik Alan Etkisi

Manyetik alanın eklenmesi halinde hal denklemlerinin grafiksel çözümleri sağa doğru kayar (bkz. Şekil 2.4 (a)). Bu sonuçlar, bütün sıcaklıklar için $M \neq 0$ çözümüne sahiptir ve bu yüzden faz geçişi kaldırılır. Ferromıknatıslar, sıfırdan farklı bir manyetik alanda, her zaman manyetik alan boyunca sıralanan momentlerin sıfırdan farklı bir mıknatıslanmaya sahip olmasının büyük bir avantajını taşır. Bu faz geçişinin yok olmasını, bir dizi manyetik alan değeri için eşitlik 2.1.1.5 ve 2.1.1.6'nin grafiksel çözümlerinin gösterildiği, şekil 2.4 (b)'de görebiliyoruz. Bu model, farklı yönelimlerde bir manyetik alan uygulanması durumunda geçerli değildir. Manyetik alan hangi yönde uygulanırsa mıknatıslanma onu takip ederek etrafında dairesel olarak hareket edecektir. Bu durum ferromıknatısların, kendisi ile ilişkili özel yönelim içermediği bir modelidir. Gerçek bir ferromıknatıs'da bu durumda değildir ve materyal ile ilişkili anizotropik manyetik etkinin düşünülmesi gereklidir.

$T = T_C$ 'de, manyetik alan etkisini analitik olarak anlatmak kolaydı: Bu sıcaklıkta mıknatıslanma, küçük manyetik alanlar için, $M \propto B^{1/3}$ şeklinde verilir. Bunu kanıtlamak için, $B_J(y)$ 'nin Taylor serisine açıldığında sonraki terimin de alınması gereklidir $B_J(y) = \frac{(J+1)y}{3J} - \zeta y^3 + O(y^5)$ yazılır, burada ζ bir sabittir, diğer yandan aynı anda $M = M_s B_J(y)$ 'yi de çözmemiz gerekir ve

$$y = \frac{g_J \mu_B J (B + \lambda M)}{k_B T} = \frac{(B + \lambda M)}{\zeta M_s}, \quad (2.1.3.1)$$

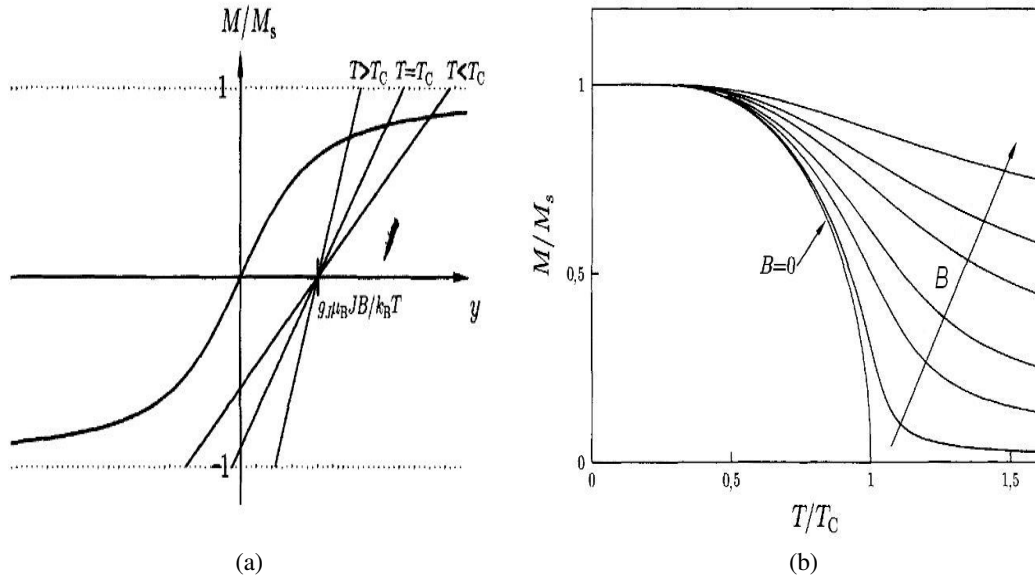
buradan

$$M = M_s \zeta \frac{(B + \lambda M)}{\lambda} - \zeta M_s \left(\frac{3J(B + \lambda M)^3}{\lambda(J+1)M_s} \right), \quad (2.1.3.2)$$

elde edilir ve dolayısıyla,

$$B \propto (B + \lambda M)^3 \quad (2.1.3.3)$$

olur. $\lambda M \gg B$ için sağ taraftaki M^3 terimi baskın durumda olur, böylece $M \propto B^{1/3}$ olarak elde edilir.



Şekil 2.4 (a) $B \neq 0$ için eşitlik 2.1.1.5 ve 2.1.1.6'nın çözüm grafikleri, (b) Manyetik alanın farklı değerleri hesaplandığında, $J=1/2$ için sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ortalama alan mıknatıslanması. Faz geçişi sadece $B=0$ olduğu zaman vardır.

2.1.4 Moleküler Alanın Kaynağı

Weiss 1907'de onun moleküler alan modelini tasarladığı zaman, doğadaki çok büyük T_C değerlerinin bulunmasına karşılık λ sabitinin çok büyük değerlerde olması gerektiği gerçeği, onu hayal kırıklığına uğrattı. Sadece dipol alanların düşünüldüğünde, Fe'in Curie sıcaklığını hesaplamak için, yukarıda tartışıldığı gibi, $10^3 T$ 'lık bir dış manyetik alanın hesaba katılması gerekirdi ki bu imkansızdır. Otuz yıl sonra Heisenberg, büyük moleküler alanların oluşma nedeninin, büyük Coulomb enerjileri içeren, değiş tokuş etkileşimleri olduğunu gösterdi.

λ 'ya göre tanımlanan moleküler alan, J_{ij} 'ye göre tanımlanan değiş tokuş etkileşiminin boyutu ile ilişkilendirilebilir. Değiş tokuş etkileşiminde bir iyonun sadece en yakın komşuları (z) ile etkileştiği varsayılırsa burada o, J değerini alır, sonra eşitlik 2.1.1.1, 2.1.1.3 ve 2.1.1.4 kullanılarak,

$$\lambda = \frac{2zJ}{ng^2\mu_B^2}, \quad (2.1.4.1)$$

elde edilir. Daha sonra 2.1.1.7 eşitliğini kullanarak, buradan Curie sıcaklığını yazabiliriz:

$$T_c = \frac{2zJJ(J+1)}{3k_B}. \quad (2.1.4.2)$$

Şu ana kadarki tartışmamızda $L = 0$ ve $J = S$ olduğunu varsaydık. Bu çoğu 3d iyonu için işe yarar. Değiş tokuş spin dereceleri arasından yapılan seçim olduğu için S 'ye bağlıdır. Bir iyonun manyetik momenti toplam (spin + orbitali) açısal momentum J 'ye bağlıdır. Onlar 3d iyonları için aynıdır, çünkü L donmuş bir değişkendir (quenched).

4f iyonları için S iyi bir kuantum sayısı değildir ancak J öyle değildir. Ortalaması sıfır olan J 'nin dik bileşeni olan S , J 'yi takip eder. J 'ye paralel S bileşeni korunumludur. Böylece S, J 'nin bir izdüşümü olmak zorundadır. Şimdi $J = L + S$ ve $L + 2S$ de $g_J J$ 'nin pozitif değerine eşittir. Bu nedenle iyi bir kuantum sayısı olan S 'nin bileşeni $(g_J - 1)J$ 'dir. Çeşitli 4f iyonları için $(g_J - 1)$ 'in değerleri tablo 2.2'de listelenmiştir. Buradan 'ağır toprak metalleri' (Gd'den Yb'ye) olarak bilinen elementler için J ve S 'nin paralel oldukları, fakat 'hafif toprak metalleri' (Ce'den Sm'ye) olarak bilinen elementler için antiparalel olduğu açıkça görülmektedir.

Korunumlu S ifadesi için $(g_J - 1)J$ kullanılarak, $-\sum_{ij} \mathbf{J}_{ij} S_i \cdot S_j$ ifadesinde yerine yazılabilir, $-\sum_{ij} (g_J - 1)^2 \mathbf{J}_{ij} J_i J_j$. Manyetik moment $\mu = g_J \mu_B J$ ifadesi eşitlik 2.1.4.1' yı tekrar hesaplamak için kullanılabilir ve sonuç olarak,

$$\lambda = \frac{2zJ(g_J - 1)^2}{ng^2 \mu_B^2}, \quad (2.1.4.3)$$

$$T_c = \frac{2z(g_J - 1)^2 J}{3k_B} J(J + 1). \quad (2.1.4.4)$$

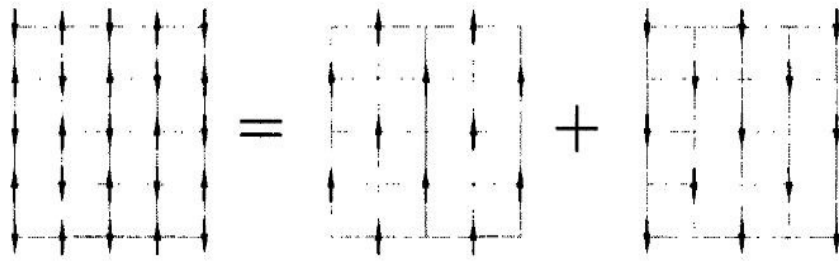
Kritik sıcaklığın bu yüzden, de Gennes faktörü $(g_J - 1)^2 J(J + 1)$ ile orantılı olması beklenir. Tablo 2.2'de aynı zamanda, de Gennes faktörünün değerleri de listelenmiştir.

Tablo 2.2 Hund kuralı kullanılarak 4f iyonları için bulunan g faktörleri.

iyon	kabuk	S	L	J	g_J	$g_J - 1$	$(g_J - 1)^2 J(J + 1)$
Ce^{3+}	$4f^1$	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{5}{2}$	$\frac{6}{7}$	$-\frac{1}{7}$	0.18
Pr^{3+}	$4f^2$	1	5	4	$\frac{4}{5}$	$-\frac{1}{5}$	0.80
Nd^{3+}	$4f^3$	$\frac{3}{2}$	6	$\frac{9}{2}$	$\frac{72}{99}$	$-\frac{27}{99}$	1.84
Pm^{3+}	$4f^4$	2	6	4	$\frac{3}{5}$	$-\frac{2}{5}$	3.20
Sm^{3+}	$4f^5$	$\frac{5}{2}$	5	$\frac{5}{2}$	$\frac{2}{7}$	$-\frac{5}{7}$	4.46
Eu^{3+}	$4f^6$	3	3	0	-	-	-
Gd^{3+}	$4f^7$	$\frac{7}{2}$	0	$\frac{7}{2}$	2	1	15.75
Tb^{3+}	$4f^8$	3	3	6	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	10.50
Dy^{3+}	$4f^9$	$\frac{5}{2}$	5	$\frac{15}{2}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{1}{3}$	7.08
Ho^{3+}	$4f^{10}$	2	6	8	$\frac{5}{4}$	$\frac{1}{4}$	4.50
Er^{3+}	$4f^{11}$	$\frac{3}{2}$	6	$\frac{15}{2}$	$\frac{6}{5}$	$\frac{1}{5}$	2.55
Tm^{3+}	$4f^{12}$	1	5	6	$\frac{7}{6}$	$\frac{1}{6}$	1.17
Yb^{3+}	$4f^{13}$	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{7}{2}$	$\frac{8}{7}$	$\frac{1}{7}$	0.32
Lu^{3+}	$4f^{14}$	0	0	0	-	-	-

2.2 Antiferromanyetizma

Eğer değiş tokuş etkileşimi negatif ise ($J < 0$) moleküler alan, merkez manyetik momente antiparalel olarak uzanan en yakın komşu manyetik momentleri ile uyumlu bir yönelimdedir. Bu durum antiferromanyetizmadır. Antiferromanyetizma birbiri içine yerleşmiş iki alt örgü, manyetik momentlerin bir örgüde yukarı yönelimli, diğesinde aşağı yönelimli olarak düşünülebilen sistemlerde (bkz. Şekil 2.5), çok sık meydana gelir. Şekil 2.5'de, her bir manyetik momentin en yakın komşuları, tamamen diğer alt örgüden gelenler olacaktır. Bu nedenle ilk olarak, bir alt örgüdeki moleküler alanın diğer alt örgünün mıknatıslanması ile orantılı olduğunu kabul edeceğiz. Aynı zamanda, sisteme manyetik alanın da uygulandığını kabul edeceğiz.



Şekil 2.5 Bir antiferromagnet, birbirine içine geçmiş iki alt örgüye ayrıştırılabilir.

2.2.1 Antiferromagnet için Weiss Modeli

Eğer 'yukarı yönelimli' alt örgüyü +, 'aşağı yönelimli' alt örgüyü ise – olarak sınıflandıırırsak, her bir örgüdeki moleküler alanı aşağıdaki gibi yazabiliriz,

$$B_+ = |\lambda|M_- B_- = -|\lambda|M_+, \quad (2.2.1.1)$$

burada λ , sistemde negatif olan moleküler alan sabitidir. Her bir alt örgüde moleküler alan,

$$M_{\pm} = M_s B_J \left(\frac{-g_J \mu_B J |\lambda| M_{\mp}}{k_B T} \right), \quad (2.2.1.2)$$

şeklinde verilir. Bu iki alt örgüde momentlerin yönelimleri dışında her şey eşdeğerdir, böylelikle

$$|M_+| = |M_-| = M, \quad (2.2.1.3)$$

şeklinde yazılabilir ve dolayısıyla,

$$M = M_s B_J \left(\frac{g_J \mu_B J |\lambda| M}{k_B T} \right), \quad (2.2.1.4)$$

olur. Bu ferromanyetizma için verilen ilgili denklemle (eşitlik 2.1.1.5 ve 2.1.1.6) neredeyse aynıdır ve bu yüzden her bir alt örgüde moleküler alan, tam olarak şekil 2.1'de gösterildiği formda olacaktır ve 2.2.1.5 eşitliği ile verilen Néel geçiş sıcaklığı T_N olarak bilinen, bir geçiş sıcaklığının üstündeki sıcaklıklar için kaybolacaktır,

$$T_N = \frac{g_J \mu_B J(J+1) |\lambda| M_s}{3k_B} = \frac{n |\lambda| \mu_{\text{eff}}^2}{3k_B}. \quad (2.2.1.5)$$

Her bir alt örgüde mıknatıslanma şekil 2.2'de gösterildiği formda olacak olmasına rağmen, iki mıknatıslanmanın yönelimleri birbirine zıt olacağından antiferromıknatıs için net mıknatıslanma, $M_+ + M_-$, sıfır olacaktır. Her bir alt örgü mıknatıslanmalarının farkı, $M_+ - M_-$, staggered mıknatıslanma (antiferromanyetik düzen parametresi) olarak bilinen bir nicelik tanımlayabilir, bu T_N sıcaklığının altındaki sıcaklıklar için sıfırdan farklı olacaktır ve dolayısıyla bu, antiferromanyetikler için bir düzen parametresi olarak kullanılabilir.

2.2.2 Manyetik Duygunluk

T_N sıcaklığının altındaki sıcaklıklar için, uygulanan küçük bir manyetik alanın etkisi ferromıknatıslar için kullanılan aynı yöntemle hesaplanabilir, Brillouin fonksiyonu $B_J(y) = \frac{(J+1)y}{3J} + O(y^3)$ 'ya açıldığında sonuç olarak manyetik duygunluk,

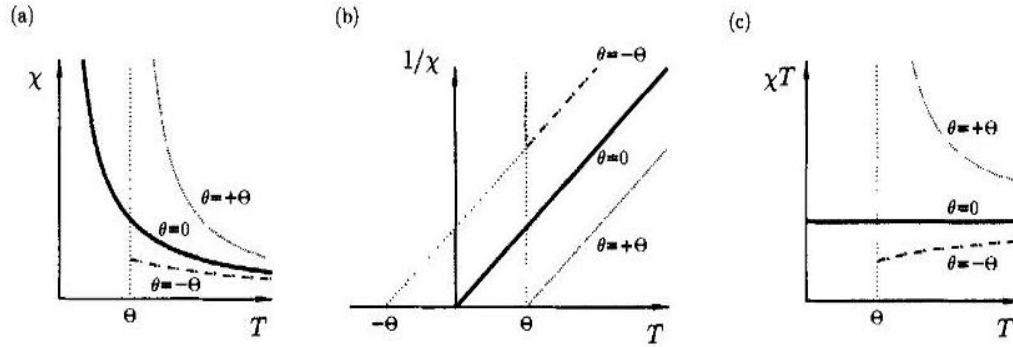
$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T + T_N}, \quad (2.2.2.1)$$

şeklinde verilir. Burada Curie Weiss yasası, $-T_C$ yerine $+T_N$ olarak tekrar karşımıza çıkar. Bu sonuç paramanyetik durumda duygunluğu yorumlamak için hazır bir anlam oluşturur (örneğin, manyetik düzene geçişin üzerindeki sıcaklıklar için). Manyetik duygunluk bir Curie Weiss bağımlılığı şeklinde oluşturulabilir,

$$\chi \propto \frac{1}{T - \theta} \quad (2.2.2.2)$$

burada θ , Weiss sıcaklığıdır. Eğer $\theta = 0$ ise materyal bir paramıknatıstır. Eğer $\theta > 0$ ise materyal bir ferromıknatıstır ve $\theta = T_C$ olmasını bekleriz. Son olarak, $\theta < 0$ ise materyal bir antiferromıknatıstır ve $\theta = -T_N$ olmasını bekleriz. Bu olasılıklar şekil 2.6'da gösterilmiştir.

Antiferromıknatıslar da deneysel olarak belirlenen Weiss sıcaklıkları, $-T_N$ 'den uzaktır (yaygın olarak bilinen bazı antiferromıknatıslar için bilgilerin verildiği tablo 2.3'e bakınız). Bu çelişki büyük ölçüde, bir alt örgüdeki moleküler alanın sadece diğer alt örgünün mıknatıslanmasına bağlı olduğunu kabul etmemizden kaynaklanmaktadır.



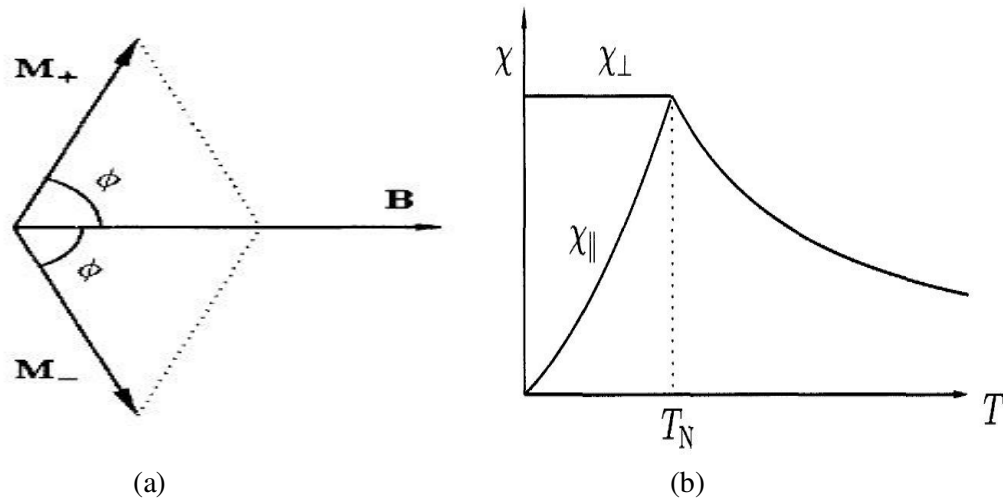
Şekil 2.6 $T > \theta$ için Curie Weiss yasası uyarınca $\chi \propto \frac{1}{T-\theta}$ 'dir. (a) bunu üç durum için gösteriyor: $\theta = 0$ (paramıknatis), $\theta = \Theta > 0$ (ferromıknatis), $\theta = -\Theta < 0$ (antiferromıknatis). Düzçizgi grafiklerinin gösterildiği (b) $1/\chi$ 'e karşı T nin çizimleri ile elde edilmiştir, θ sıcaklık ekseninin ürünü olarak tanımlanmıştır. (c) de verilen χT 'ye karşı T grafiği sabit olabilir ($\theta = 0$), T artıkça azalabilir ($\theta > 0$) veya T artıkça artabilir ($\theta < 0$).

Tablo 2.3 Yaygın olarak bilinen bazı antiferromıknatisların özellikleri.

Materyal	T_N (K)	θ (K)	J
MnF_2	67	-80	$\frac{5}{2}$
MnO	116	-510	$\frac{5}{2}$
CoO	292	-330	$\frac{3}{2}$
FeO	116	-610	2
Cr_2O_3	307	-485	$\frac{3}{2}$
$\alpha - Fe_2O_3$	950	-2000	$\frac{5}{2}$

T_N altındaki sıcaklıklarda bir antiferromıknatisa bir manyetik alan uygulanması, T_C altındaki bir ferromıknatisın durumundan daha karmaşıktır, çünkü uygulanan manyetik alanın yönü çok önemlidir. Eğer iki alt örgü mıknatıslanması eşit veya zıtsa, orada artık alan boyunca uzanan manyetik momentler için enerjik bir avantaj yoktur çünkü bir alt örgüde biriktirilen bir enerji başka bir alt örgüdeki enerji tarafından soğurulabilir.

Mutlak sıfır durumunu düşündüğümüzde $T = 0$, termal etkiler ihmal edilebilir. $|M_+|$ ve $|M_-|$ her ikisi de M_s 'ye eşittir. Eğer alt örgülerden birinin mıknatıslanma yönüne paralel küçük bir manyetik alan uygulanırsa (ve dolayısıyla diğer alt örgünün mıknatıslanma yönüne anti-paralel), her bir alt örgünün yerel alanına küçük bir terim eklenir veya çıkartılır. Zaten her iki alt örgüde doldurulmuş olduğundan, materyalde net mıknatıslanmaya sebep olacak herhangi bir etki olmayacaktır ve bu yüzden $\chi_{\parallel} = 0$ olur. Eğer küçük manyetik alan alt örgünün mıknatıslanma yönüne dik uygulansaydı, her iki alt örgünün mıknatıslanmasının da biraz eğilmesine sebep olacaktı, bu yüzden mıknatıslanmanın bir bileşeni uygulanan manyetik alan boyunca üretilir (bknz. Şekil 2.7 (a)). Böylece, $\chi_{\perp}$ olur.



Şekil 2.7 (a) $\chi_{\perp}$ 'nin kaynağı. Alt örgülerin mıknatıslanma yönüne dik uygulanan küçük bir manyetik alan B, iki alt örgünün mıknatıslanmasının da birazcık eğilmesine sebep olur, mıknatıslanmanın bir bileşeni uygulanan manyetik alan boyunca üretildiği için. (b) $\chi_{\perp}$ ve $\chi_{\parallel}$ 'e sıcaklığın etkisi.

Eğer $T < T_N$ olacak şekilde sıcaklık arttırılırsa, her bir alt örgüde termal dalgalanmalar moleküler alanı azaltır. Bu büyük ölçüde, alt örgülerden birinin mıknatıslanma yönüne paralel olarak uygulanan küçük bir manyetik alanın etkisidir, çünkü alan bir alt örgünün mıknatıslanmasını artırırken diğerini azaltır. Dik durumda sıcaklık arttırıldığında küçük etkileri olur, M_+ ve M_- uygulanan küçük bir manyetik alan tarafından eşit olarak azaltılır ve aynı zamanda simetrik olarak etkilenirler. $T \rightarrow T_N$ 'ye giderken $\chi_{\perp}$ sıcaklıktan bağımsızdır, oysa $\chi_{\parallel}$, 0'dan $\chi_{\perp}$ 'ye artar. Şekil 2.7 (b)'de bu karakteristikler gösterilmiştir.

2.2.3 Güçlü Bir Manyetik Alanın Etkisi

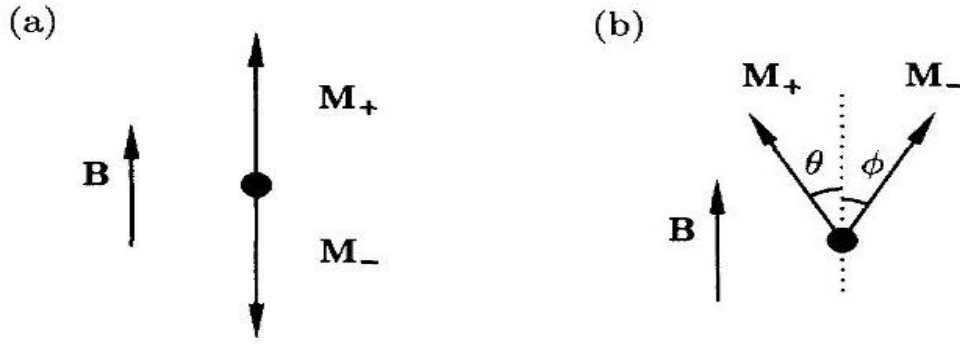
Öncelikle termal dalgalanmalardan oluşabilecek karışıklıkları önlemek için $T = 0$ 'da bir antiferromıknatısa uygulanan güçlü bir manyetik alanın etkisini inceleyeceğiz. Eğer manyetik alan yeteri kadar büyükse, o sonunda herhangi bir iç moleküler alan üzerine baskınlık kurmalı ve birbirine paralel dizilen bütün manyetik momentleri sıkıştırmalıdır. Fakat alan arttırıldığında nihai sonucun açık olmasına rağmen, yönelim alt örgü mıknatıslanmasının başlangıçtaki yönelimine göre uygulanan alanın yönelimine fazlasıyla bağlıdır.

Eğer uygulanan manyetik alan alt örgü mıknatıslanmalarına dik ise, momentler uygulanan manyetik alanla dizilinceye kadar, manyetik alan arttıkça daha şiddetli eğilimleri olur (ϕ kademeli olarak daha küçüktür, bkz. Şekil 2.7 (a)).

Eğer uygulanan manyetik alan alt örgü mıknatıslanmalarına paralel ise bu durum daha ilginçtir. Küçük manyetik alanlarda momentler yönelimlerini değiştirmezler, aynı dizilimde kalırlar (şekil 2.8 (a)). Ancak bir kritik alan değerinde sistem aniden farklı bir konfigürasyona terslenir (şekil 2.8 (b)), bu bir spin-flop geçişi olarak adlandırılır. Manyetik momentler sonunda uygulanan manyetik alan yönünde dizilinceye kadar, manyetik alan daha da artırıldığında θ açısı kademeli olarak küçülür.

Bu etkiler sayısal olarak hesaplanabilir. Manyetik alanla M_+ çizgisi arasındaki açı θ (saat yönünün tersine doğru), manyetik alan ile M_- çizgisi arasındaki açı ϕ (saat yönünde) kabul edelim. Manyetik alanı kristalografik z eksenini boyunca uygulayacağız. Antiferromanyetik faz $\theta = 0$ ve $\phi = \pi$ 'ye karşılık gelir ve spin-flop faz $\theta = \phi$ 'ye karşılık gelir. Bu durum, hangi fazın daha düşük enerjili olduğunu belirlemek için gereklidir.

Biz toplam enerjinin E , bireysel alt örgülerin Zeeman enerjilerinin ve iki alt örgü momentleri arasındaki ilgili yönelimlere bağlı olarak değiş tokuş etkileşmelerini



Şekil 2.8 Manyetik alan alt örgü mıknatıslanmalarına paralel olarak uygulanmaktadır. (a) Küçük alanlar için sistemde herhangi bir değişiklik olmamaktadır ve sistem antiferromanyetik fazda kalmaktadır. (b) Kritik bir alanın yukarısında sistem bir spin-flop fazında bir spin-flop geçişine maruz kalmaktadır.

temsil eden bir terimin toplamından oluştuğunu varsayıyoruz. Bu bağlamda, toplam enerji

$$E = -MB \cos \theta - MB \cos \phi + AM^2 \cos(\theta + \phi), \quad (2.2.3.1)$$

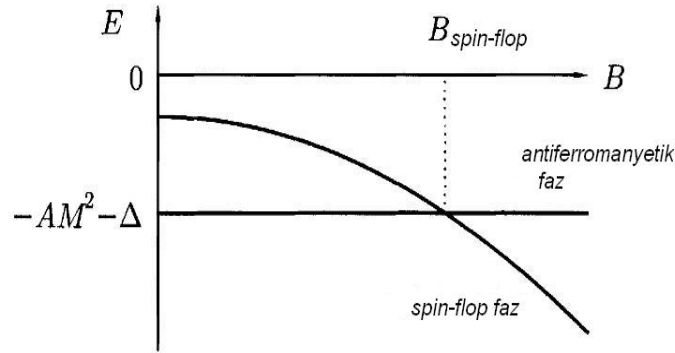
şeklinde yazılır. Burada A , değiş tokuş etkileşmesine bağlı bir sabittir. Manyetik anizotropik model oluşturmak için bu ifadeye aşağıdaki gibi bir terim eklenmelidir,

$$-\frac{1}{2}\Delta(\cos^2\theta + \cos^2\phi). \quad (2.2.3.2)$$

Burada Δ , küçük bir sabittir. Bu hesaplara göre aslında mıknatıslanma gerçekten belli bir kristal eksen (bu durumda, z eksen) boyunca dizilmeyi tercih eder, bu yüzden ϕ ve θ , 0 veya π olmayı tercih ederler, fakat arada herhangi bir yerde olmayı tercih etmezler. Antiferromanyetik durumda ($\theta = 0$ ve $\phi = \pi$) sahip olduğumuz enerji, $E = -AM^2 - \Delta$, alandan bağımsızdır. Spin-flop durumunda ($\theta = \phi$) ise enerji,

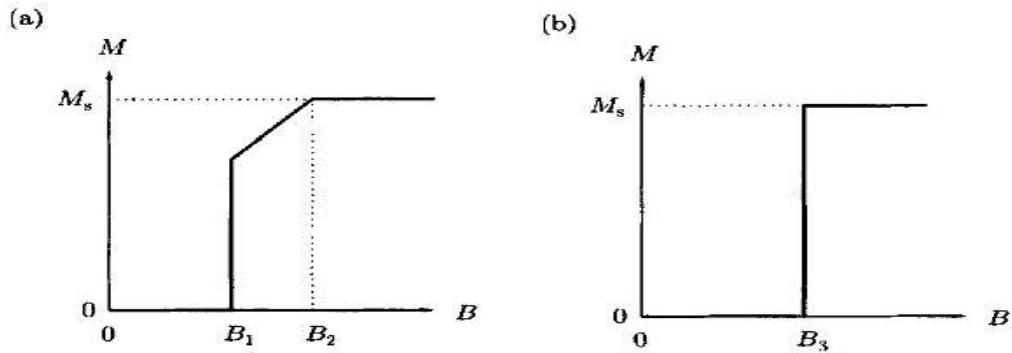
$$E = -2MB \cos \theta + AM^2 \cos 2\theta - \Delta \cos^2 \theta. \quad (2.2.3.3)$$

$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$ durumunda elde edilen $\theta = \cos^{-1}[B/2AM]$ ifadesi, bir minimum enerji üretir, burada anizotropik terim ihmal ediliyor. Bu terim, toplam enerji ifadesinde tekrar yerine yazılırsa, bu sonucun çizimi şekil 2.9'daki gibidir. Kritik alanın $B_{\text{spin-flop}}$ altında, antiferromanyetik durum en düşük enerjiye sahiptir. Kritik alanda $B_{\text{spin-flop}}$ sistem bir durumdan başka bir duruma yer değiştirir ve bu bir spin-flop geçişidir. Bu alanın üstündeki değerlerde ise spin-flip faz en düşük enerjiye sahiptir.



Şekil 2.9 B manyetik alanın bir fonksiyonu olarak spin-flop faz ve antiferromanyetik fazın enerjileri.

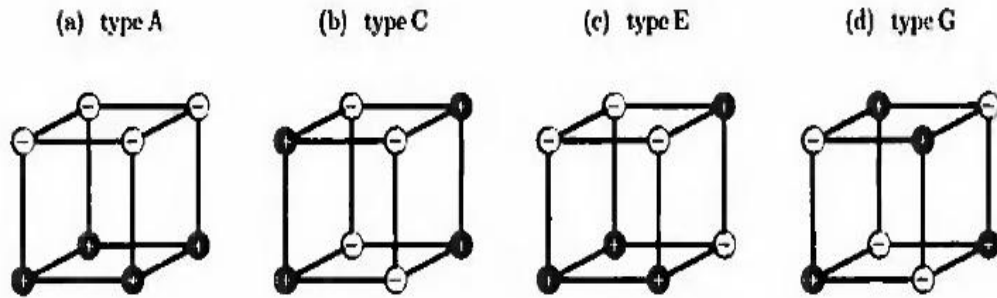
Büyük paralel bir manyetik alanda antiferromanyetik bir sistem için mıknatıslanma şekil 2.10 (a)'da gösterilmiştir. Bu durumda spin-flop geçişine kadar etki yoktur, yukarısında ise mıknatıslanma, doygunluğa ulaşıncaya kadar sürekli olarak artar. Eğer anizotropik etki çok güçlü ise (Δ büyük), başka etkiler ortaya çıkabilir. Bu durumda dış alan z eksenı boyunca uygulanıyor ise spin-flop meydana gelmez. Onun yerine bir spin-flop geçişı olduğunda, örneğin B kritik değere ulaştığı zaman alt örgülerden birinin mıknatıslanması aniden terslenir ve sistem tek bir adımda ferromanyetik duruma taşınır. Bu durum şekil 2.10 (b)'de gösterilmiştir.



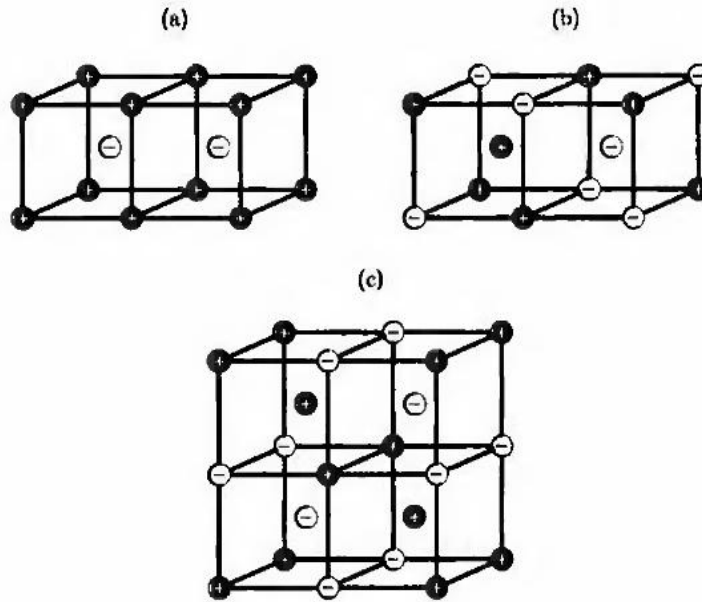
Şekil 2.10 (a) Bir antiferromıknatısa uygulanan paralel bir manyetik alan için mıknatıslanma. Başlangıçta herhangi bir değışiklik olmuyor, ancak daha sonra B_1 alanına ulaşıncaya kadar spin-flop faza bir spin-flop geçişı oluyor. Sonra manyetik alan, momentlerin doygunluğa eriştiği alan olan, B_2 alanına kadar artıyor. (b) Eğer paralel yönelim boyunca dizilen spinler için güçlü bir referans varsa spin-flop geçişı meydana gelmemektedir. Onun yerine B_3 'de bir spin-flop geçişı olmaktadır. Her iki şekilde mutlak sıfır için beklenen eğrileri göstermektedir. Sonlu sıcaklık keskin köşeleri tamamlayacaktır. Bu aynı zamanda bir metamanyetik geçiş olarak da bilinir.

2.2.4 Antiferromanyetik Düzen Türleri

Antiferromanyetizmadaki başka bir komplikasyon bir örgüde aşağı ve yukarı spinlerin eşit olarak dizilebileceği çok sayıda durumun var olmasıdır. Bu mümkün farklı dizilişler aynı zamanda spinlerin dizildiği kristal örgünün türüne de bağlıdır. Olası dizilişlerin bir seçimi şekil 2.11 ve 2.12'de gösterilmiştir.



Şekil 2.11 Basit kübik örgülerde meydana gelebilecek antiferromanyetik düzenin dört türü. ve olmak üzere iki olası spin durumu işaretlenir.



Şekil 2.12 Cisim merkezli kübik örgülerde meydana gelebilecek antiferromanyetik düzenin üç türü.

2.3 Ferrimanyetizma

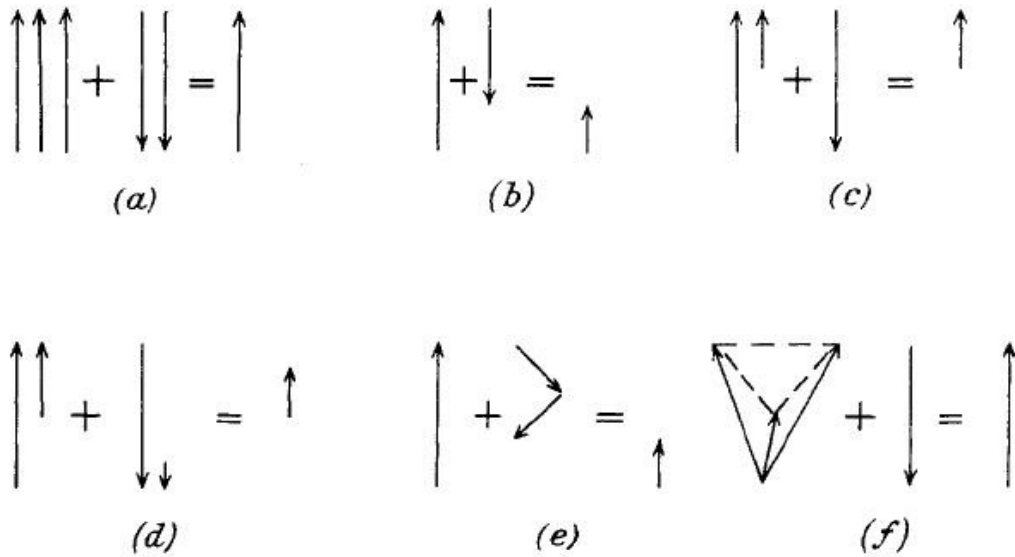
2.3.1 Tanım ve Manyetik Özellikler (Wolf, 1961)

Ferrimanyetizma kelimesi, belli bir sıcaklığın altında atomik manyetik momentlerin paralel olmayan dizilimlerinden kaynaklanan kendiliğinden mıknatıslanma sergileyen maddelerin özelliklerini tanımlamak için Néel (1948) tarafından literatüre kazandırılmıştır. Orjinal yayınında Néel, karşılıklı etkileşimlerinden dolayı birbirine antiparalel olarak dizilen ve böylece bireysel büyüklükleri arasındaki farka eşit toplam bir manyetik moment üreten iki alt örgüdeki momentlerin bir bölünmeye uğradığını düşünmüştü. Bu fark birkaç şekilde ortaya çıkabilir ve bunların bazıları şekil 2.13'de şematik olarak gösterilmiştir. Şekil 2.13 (a) alt örgülerdeki farklı sayıda benzer manyetik momentlerin var olduğu durumu gösterir. Bazı yönleriyle bu düzen alt örgülerdeki eşit olmayan bölünmeleriyle yüzeysel olarak normal bir antiferromanyetiğe benzer, fakat böyle bir maddenin bir çok özelliği azaltılmış sayıdaki manyetik momentlere sahip bir ferromanyetiğe benzer. Şekil 2.13 (b) eşit sayıda benzer olmayan momentleri olan durumu göstermektedir. Bu benzersizlik, ya manyetik iyonların kimyasal olarak farklı olmasından ya da aynı spine sahip iyonlardaki manyetik momentlerin farklı bir yerel ortamda farklı etkiye yol açmasından kaynaklanmaktadır. Üçüncü bir düzen türü şekil 2.13 (c)'de gösterilmiştir. Bu durum ilk olarak Néel tarafından düşünülmüştür ve o ferritlerin çoğu dahil olmak üzere çok sayıda maddeyi temsil eder. Bu düzende bir alt örgü iki farklı tür manyetik moment içerir, bunların biri ikinci alt örgüdeki manyetik moment ile eşit büyüklüktedir, bu yüzden ikinci manyetik moment net etkiyi oluşturur. Bu durumun biraz daha kapsamlı bir sonucu, şekil 2.13 (d)'de gösterildiği gibi ikinci alt örgünün de iki tür moment içermesi durumunda ortaya çıkar.

Bu basit düşünce ile Néel çok sayıda maddenin gözlemlenen manyetik momentlerini niceliksel olarak açıklayabildi. Néel teorisinin bir uzantısı olarak Yafet ve Kittel (1952) tarafından, alt örgüler arasındaki etkileşmelere ek olarak verilen bir alt örgüdeki iyonlar arasındaki güçlü etkileşmelerinde var olduğu hesaba katılarak

verildi, şekil 2.13 (e)'de gösterildiği gibi üçgensel bir düzen tek eksenli Néel tipi düzenlerden daha düşük enerjiye sahip olur. Daha sonraları Kaplan (1959) daha karmaşık vida tipi düzenler için meydana gelebilecek belirli durumlarda üçgensel düzenin de kararlı olmadığını gösterdi (aynı zamanda, Yoshimori, 1959; Villain, 1959'in çalışmaları da). Açıkçası, çeşitli üç boyutlu çoklu spin eksenli düzenleri içeren böyle durumlar çok sayıda farklı biçimlere genişletilebilir.

Çoklu spin eksenli düzenin alternatif bir türü, güçlü yerel anizotropik kuvvetler söz konusu olduğu zaman, kristal alt örgülerine göre her spini belirli bir yönde tutma eğilimi ortaya çıkar. Örneğin, bir alt örgüsünde üç tür momente sahip kübik bir kristal düşünün, momentlerin her biri üç kübün ekseninden birine bazı anizotropik kuvvetler tarafından bağlanır. Basitlik açısından serbest olduğu varsayılan ikinci bir alt örgülü etkileşme şekil 2.13 (f)'de gösterildiği gibi bir düzen üretir. Bazı ferrimanyetik nadir toprak bileşikler bu tür düzene sahiptirler.

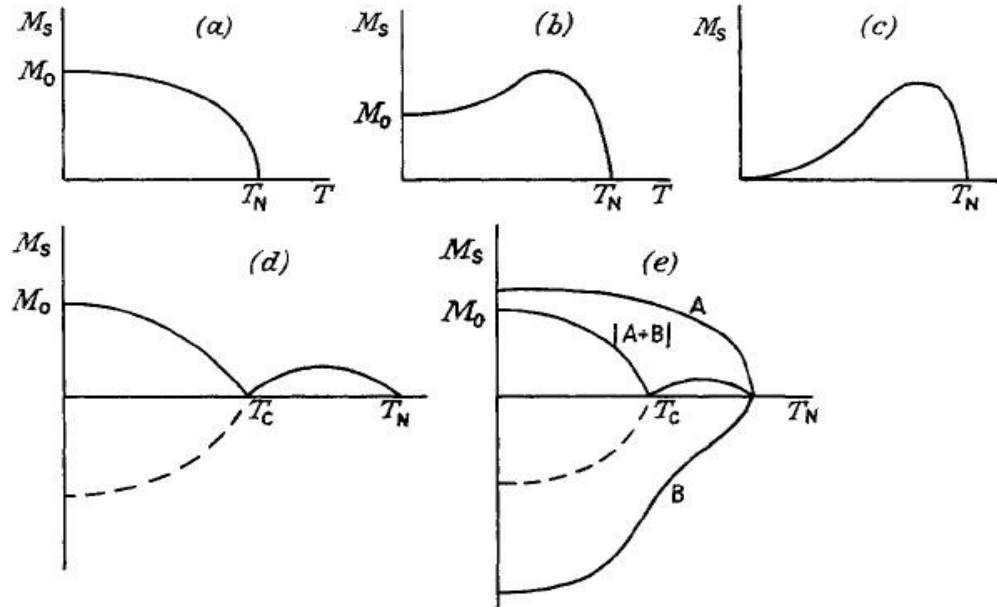


Şekil 2.13 Kendiliğinden ferrimanyetik bir momentin ortaya çıkabileceği altı basit alt örgü düzeninin gösterimi.

Bizim burada tartıştığımız olgu gerçek kristalleri anlamak için başvurduğumuz ilk yaklaşımdır sadece, genellikle alt örgülerin sayısı ve onların yönelimleri ile ilgili bir

sınır yoktur ve bu basit düzenleri anlamamız için önemlidir. Ancak bir çok fenomeni açıklamak için basit Néel teoremi genellikle oldukça yeterlidir.

Ayrıca, tamamen düzenli durumdaki manyetik momentleri açıklamak için, Néel kendi modelini kullanarak atomik momentler arasındaki çeşitli etkileşimler cinsinden sıcaklıkla manyetik momentlerin değişimini hesaplayabildi. Néel bu etkileşimleri, (A-A) ve (B-B) alt örgüler içinde bir ortalama değer ile, A ve B'yi antiparalel yapmaya meğilimli, (A-B) kuplajlı bir ortalama değer ile gruplandırmıştır. Moleküler alan teorisini kullanarak, etkileşmelerin çeşitli oranları için, şekil 2.14'de tahminen gösterilen eğriler gibi, mıknatıslanmanın değişimini hesaplayabildi. Bunların hepsi deneysel olarak da gözlenmiştir. Néel teorisi aynı zamanda uygulamada gerçekleşmeyen, termodinamiğin üçüncü kuralı ile çelişen $T=0$ K'da sonlu olması gereken $\partial M_s / \partial T$ 'nin, (M_s, T) eğrilerinin birkaç farklı türünü de tahmin etmektedir. Bu sorun, üçgensel veya çoklu spin eksenli düzenin daha düşük enerjili olacağı alt örgü içi kuplajların büyüklüklerine karşı elde edilen eğrilerle Yafet ve Kittel tarafından giderildi.



Şekil 2.14 (a), (b), (c) ve (d) Néel teorisine göre öngörülen kendiliğinden mıknatıslanma-sıcaklık eğrilerinin dört türü. (e) iki alt örgü mıknatıslanmasının olduğu ve toplam mıknatıslanmanın sıfır olduğu karşılama sıcaklığının gösterimi.

Bazen düşük sıcaklıklarda bir alt örgünün mıknatıslanması baskın olabilir fakat yüksek sıcaklıklarda diğeri baskın olur, bu durumda net mıknatıslanma sıfıra indirgenebilir ve kritik sıcaklıktan daha düşük bir sıcaklıkta karşılama (compensation) sıcaklığı olarak bilinen bir sıcaklıkta işaret değiştirebilir (örnek için bakınız şekil 2.14 (e)). Ancak karşılama sıcaklığının var olmadığı durumda bile, eşit olmayan alt örgüler, basit bir ferromanyetik sistemdekinden çok farklı anizotropi ve mikrodalga rezonansı gibi kolektif özelliklerin ortaya çıkmasına neden olur.

2.3.2 Ferrimanyet Örnekleri

Demir tuzları ferrimanyetiklerin bir ailesidir. Onlar kimyasal formülleri $MO.Fe_2O_3$ olarak verilen bir grup bileşiklerdir, burada M, Zn^{2+} , Co^{2+} , Fe^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} veya Mn^{2+} gibi iki değerli bir katyondur. Kristal yapılar, örgü sitelerinin tetrahedral siteler (dört oksijen komşulu, A siteleri olarak bilinirler) ve octahedral siteler (altı oksijen komşulu, B siteleri olarak bilinirler) olmak üzere iki türünü içeren spinel yapılarıdır. A siteleri B sitelerinin iki katı kadardır. İki alt örgü, iki tür farklı iyon içeren iki tür kristalografik site olduğu için, eşdeğer değildirler. Normal spinellerde, A sitelerine M^{2+} katyonları yerleşir, B sitelerine Fe^{3+} katyonları yerleşir. Ters spinellerde, M^{2+} katyonları B sitelerinin yarısına yerleşirken, Fe^{3+} katyonları ise A sitelerinin tümünü ve B sitelerinin diğer yarısını doldururlar. Ters spinellerde, A ve B sitelerindeki Fe^{3+} katyonlarının momentleri anti-paraleldir, bu yüzden numunenin toplam manyetik momenti sadece M^{2+} iyonlarından kaynaklı olarak oluşur.

Ferrimanyetiklerin diğer bir grubu $R_3Fe_5O_{12}$ kimyasal formülüne sahip, burada R üç değerlikli seyreltik bir toprak atomudur, garnetlerdir. Bu kristal yapı kübiktir, ancak birim hücre oldukça karmaşıktır. Fe^{3+} iyonlarının üçü tetrahedral sitelerde, ikisi octahedral sitelerde ve R^{3+} iyonları dodecahedral simetrili sitelerde bulunurlar. İtiryum demir garnet de (YIG) $Y_3Fe_5O_{12}$, Y^{3+} manyetik momente sahip değildir (o $4d^0$ 'dır) ve tetrahedral sitelerdeki Fe^{3+} iyonlarının momentleri octahedral sitelerdekilere anti-paraleldir, bu yüzden net moment $5\mu_B$ 'dir.

Baryum demir tuzu ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19} = \text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) hexagonal bir yapıdadır. Fe^{3+} iyonlarının sekizi diğer dördüne anti-paraleldir, bu yüzden net moment dört Fe^{3+} iyonununkine eşdeğerdir, yani $20\mu_B$ 'dir. Toz halinde yüksek bir koersiviteye sahip olduğundan dolayı da manyetik kayıta kullanılır. Bazı yaygın olarak bilinen ferrimanyetiklere ait özellikler tablo 2.4'de verilmiştir.

Tablo 2.4 Yaygın olarak bilinen bazı ferrimanyetiklerin özellikleri.

Materyal	T_c (K)	Manyetik Moment (μ_B / formül birimi)	Karşılama sıcaklığı (K)
Fe_3O_4	858	4,1	-
CoFe_2O_4	793	3,7	-
NiFe_2O_4	858	2,3	-
CuFe_2O_4	728	1,3	-
$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	560	5,0	-
$\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	564	16,0	290
$\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	563	18,2	220
$\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	567	15,2	137

Ferrimanyetiklerin çoğu elektriksel yalıtkanlardır ve onların pratik uygulamalarının çoğunda bu gerçek etkindir. Ferromanyetikler genellikle metaliktir, bu yüzden salınımlı bir manyetik alan içeren uygulamalar için uygun değildir, iletkenlerde hızla değişen bir manyetik alan bir voltaj indükler ve akımların (bu akımlar, eddy akımları olarak da bilinirler) dolaşmasına neden olur. Bu akımlar metallerde rezistif ısıtmaya sebep olurlar. Bu nedenle birçok ferrimanyetik, kendiliğinden bir mıknatıslanmaya sahip bir materyal ile yüksek frekanslarda çalışılması gerektiği zaman kullanılabilir, böylelikle bir yalıtıkta indüklenen gerilim kayda değer herhangi bir girdap akımının akışına sebep olmayacaktır. Katı demir tuzu çekirdekleri mikrodalga bileşenleri uygulamaları da olduğu gibi, antenlerde dahil olmak üzere birçok yüksek frekans uygulamalarında ve yüksek geçirgenlik ve düşük enerji kaybı gerektiren transformatörlerde de kullanılır. Aynı zamanda birçok ferrimanyetik, metalik ferromanyetiklerden daha fazla korozyon direncine sahiptirler, bu yüzden onlar zaten oksitirler.

BÖLÜM ÜÇ

GİNZBURG-LANDAU KURAMI (Reichl, 1998)

1930'lu yılların sonlarında, Ginzburg ve Landau sistemin temel simetrilerini düzen parametreleri ile ilişkilendirerek sürekli faz geçişlerinin ortalama alan teorisini tasarladılar. Bu teorinin özelliklerinden biri, geçiş noktasında düzen parametresinin davranışını, birinci dereceden ve sürekli faz geçişleri için ayırt etmesidir. Birinci dereceden bir faz geçişinde, düzen parametresi bir birlikte bulunma eğrisi geçişi gibi (kritik noktanın dahil olmadığı) süreksiz olarak değişir. Aynı zamanda birinci dereceden faz geçişlerinde bir sistemin simetriğinin süreksizliği olabilir veya olmayabilir. Örneğin sıvı-katı ve buhar-katı geçişlerinde, yüksek sıcaklık fazının öteleme simetrisi süreksizdir (sıvı veya buhar), fakat sistemin simetrik olmayan buhar-katı geçişi için de süreksizdir. Sıvı ve gaz fazlarında, ortalama parçacık yoğunluğu konumdan bağımsızdır ve bu yüzden geçiş grubu elementlerinin hepsinde ötelenme simetrisi altında değişmez kalır. Katılar, örgü sisteminde bir simetriden diğerine ani bir düzenleme ile geçirilmesi halinde, birinci dereceden faz geçişi sergileyebilirler ve katının bu durumu süreksiz olarak değişir.

Birinci dereceden bir faz geçişinde, serbest enerji eğrisinin eğimi geçiş noktasında Y (genelleştirilmiş kuvvet) ve T (sıcaklık)'nin bir fonksiyonu olarak süreksiz bir şekilde değişir ve simetri süreksiz olabilir veya olmayabilir. Sürekli bir faz geçişinde, serbest enerjinin eğimi sürekli olarak değişir ve simetri daima süreksizdir. Böyle geçişlerde, simetrik fazda yeni bir makroskopik parametre (düzen parametresi) ortaya çıkar. Bu düzen parametresi, bir skaler, bir vektör, bir tensör, bir kompleks sayı veya bazen başka nicelikler olabilir. Simetrinin tipi tarafından belirlenen, düzen parametresinin bu formu süreksizdir. Örneğin bir paramanyetik sistemden bir ferromanyetik sisteme geçişte, rotasyonel simetri süreksizdir, çünkü uzayda tek bir yönde tanımlı kendiliğinden oluşan bir mıknatıslanma bulunmaktadır. Bu düzen parametresi bir vektördür. Normal sıvı He^4 'ten süperakışkan sıvı He^4 'e geçişte ölçü simetrisi süreksizdir. Bu düzen parametresi bir kompleks skalerdir. Bir katıda sıcaklık azaltıldığında, örgülü yapı kademeli bir yönelimin başlamasına maruz

kalabilir. Düzen parametresinin değişimi fiziksel olarak sayı yoğunluğunun değişimidir. Sürekli geçişlerde, bir faz daima diğerlerinden daha düşük bir simetriye sahip olur. Genellikle düşük sıcaklık fazı daha az simetriktir fakat bu durumun daima böyle olması da gerekmez.

Süreksiz bir simetriye sahip olan bütün geçişler ve serbest enerji eğrisinin eğiminde sürekli bir değişim, Ginzburg ve Landau'dan (Landau ve Lifshitz, 1980) dolayı, ortalama alan teorisinin temel yapısı içinde tanımlanabilir. Ginzburg ve Landau teorisi sürekli faz geçişlerinin bütün özelliklerini tam olarak tanımlamaz, fakat o bize böyle geçişleri anlamamız için iyi bir başlangıç noktası sağlar. Sürekli bir faz geçişi yakınında serbest enerji, simetrik fazla bağdaştırılan düzen parametresinin analitik bir fonksiyonudur. Gerçek sistemlerde serbest enerji kritik nokta yakınında düzen parametresinin analitik bir fonksiyonu değildir. Yine de, Ginzburg ve Landau teori sürekli faz geçişlerini anlamak için iyi bir çalışma kaynağı olabilir.

Düzen parametresini η ile ve serbest enerjiyi ϕ ile göstererek aşağıdaki ifadeyi yazdığımızda,

$$\phi(T, Y, f) = \phi_0(T, Y) + \alpha_2(T, Y)\eta^2 + \alpha_3(T, Y)\eta^3 + \alpha_4(T, Y)\eta^4 + \dots - f\eta, \quad (3.1)$$

burada, Y genelleştirilmiş kuvvet ve f düzen parametresine eşlenik kuvvettir (labaratuvarlarda ölçülemez, sadece matematiksel bir yapı olmasına rağmen bile genellikle bulundurulmuş bir niceliktir). Eşitlik 3.1'de η 'nın birinci mertebeden terimi yoktur, çünkü geçiş noktasının yukarısında düzen parametresi için sıfırdan farklı bir değer sağlanmalıdır. Molar serbest enerji $\phi_0(T, Y)$, geçişte tanımlanan termodinamik nicelikleri doğrudan kapsamaz ve genellikle başka durum değişkenlerine bağlıdır. Örneğin, biz bir manyetik kristalin paramanyetikten ferromanyetik duruma geçişini çalışıyorsak serbest enerjinin $\phi_0(T, Y)$, kristalin termodinamik durumunda manyetik olmayan bütün katsayılarını içermesi gerekir.

Düzen parametresinin, η , doğal olarak hesaplanabilen gerçek değeri serbest enerjinin minimumunu veren bir değerdir. Serbest enerji α_2 , α_3 , α_4 ve f

katsayılarının değişik seçimleri için η 'nın bir fonksiyonun olarak hesaplanır, onu faz geçişinin değişik türleriyle oluşabilen koşullarına göre kolayca görebiliriz. Serbest enerjide tanımlanan terimlerin türleri bir sistemin simetri özelliklerine göre tanımlanır ve serbest enerji gerçekte skaler bir niceliktir. Eğer düzen parametresi bir skaler veya bir tensör olsaydı, serbest enerjide sadece değişmez kombinasyonlar ortaya çıkardı. Örneğin, manyetik bir kristal için düzen parametresi mıknatıslanmadır. Mıknatıslanma bir vektördür ve zaman terslenimi altında işaret değiştirir. Ancak serbest enerji zaman terslenimi altında işaret değiştirmez ve bu yüzden mıknatıslanmada kübik terim hariç tutulur. Burada faz geçişlerinin farklı türleri, eşitlik 3.1 ile serbest enerjiye göre tanımlanabilirler. Biz şimdi bunlardan bir kaçını düşüneceğiz.

3.1 Sürekli Faz Geçişleri

Sürekli bir faz geçişi eşitlik 3.1'deki küplü terimin ortaya çıkmadığı ve dış alanın uygulanmadığı durumlarda meydana gelebilir. Bu durumda serbest enerjiyi aşağıdaki formda yazabiliriz:

$$\phi(T, Y, f) = \phi_0(T, Y) + \alpha_2(T, Y)\eta^2 + \alpha_4(T, Y)\eta^4 + \dots \quad (3.1.1)$$

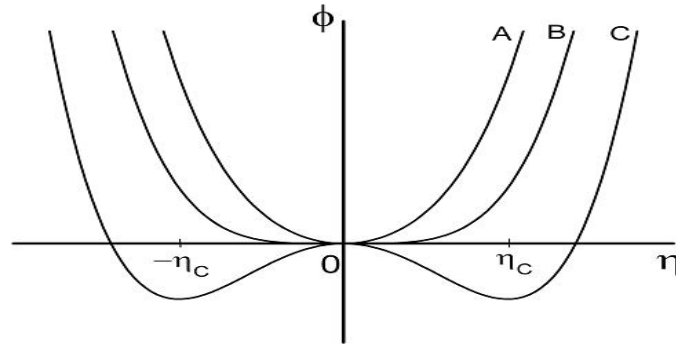
Serbest enerji, kritik sıcaklığın altında $|\eta| > 0$ için minimize olurken, $\alpha_2(T, Y)$ 'nin sıcaklığa bağımlılığı kritik sıcaklıkta serbest enerjiyi minimum yapan tek değer olan $|\eta| = 0$ için ve yukarıdaki sıcaklıklar için seçilir. Genel olarak serbest enerjinin minimum olması için aşağıdaki koşulları sağlaması gerekir;

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right)_{T,Y} = 0 \quad ve \quad \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial\eta^2}\right)_{T,Y} \geq 0. \quad (3.1.2)$$

Denge durumunda eşitlik 3.1.2'de verilen koşullar sağlanmalıdır. Bu eşitlikteki sağdaki koşul denge içindir (bütün sabit durumlar denge durumu değildir). Global dengenin sağlanması için aşağıdaki koşul sağlanmalıdır,

$$\alpha_4(T, Y) > 0. \quad (3.1.3)$$

Şu kesindir ki, η 'yı çok büyük değerlere arttırsak serbest enerjide sürekli olarak artacaktır. Kritik nokta $\alpha_4(T, Y) = 0$ durumunda meydana gelir. Bu bir $T = T_c$ sıcaklığında gerçekleşir. Eğer kritik sıcaklık Y 'den başka bir değişkenin fonksiyonu ise bu durumda (T, Y) düzleminde kritik noktaların bir çizgisi oluşur. Eğer $T > T_c(Y)$ için $\alpha_2(T, Y) > 0$ ve $T < T_c(Y)$ için $\alpha_2(T, Y) < 0$ ise serbest enerji, ϕ , $T > T_c(Y)$ olduğunda $\eta=0$ için minimum değerine sahip olacak ve $T < T_c(Y)$ durumunda $\eta \neq 0$



Şekil 3.1 $\alpha_4 = 4,0$ ve (A) $\alpha_2 = 0,6$ (B) $\alpha_2 = 0,0$ ve (C) $\alpha_2 = -0,6$ için sürekli bir faz geçişi için serbest enerjinin, $\phi = \alpha_2 \eta^2 + \alpha_4 \eta^4$, davranışı. Burada $\eta_c = 2,7386$ 'dır.

için minimum değerine sahip olacaktır. Serbest enerji geçiş noktasına kadar ($T = T_c(Y)$ 'de $\alpha_2(T_c, Y) = 0$ olmalıdır) sürekli olarak değişmelidir. Bütün bilgileri birleştirerek $\alpha_2(T, Y)$ 'yi geçiş noktası komşuluğunda şu formda yazarız

$$\alpha_2(T, Y) = \alpha_0(T, Y)(T - T_c(Y)), \quad (3.1.4)$$

Burada α_0 , T ve Y 'nin yavaşça değişen bir fonksiyonudur. Şekil 3.1'de, α_2 'nin üç değeri için serbest enerji kabaca çizilmiştir. (A) eğrisinde serbest enerji $\eta = 0$ 'da bir minimuma sahiptir. (B) eğrisi kritik noktayı gösterir. Serbest enerji $\eta = 0$ komşuluğunda basık olur. (C) eğrisinde serbest enerji $\eta = \pm \eta_c = 0$ 'da bir minimuma sahiptir. Bu sistem kritik noktanın altında düzen parametresinin, η , sıfırdan farklı iki değerinden birini rastgele seçecektir. C eğrisi üzerindeki bölge $(\partial^2 \phi / \partial \eta^2)_{T,Y} < 0$ için kararsız durumların bir bölgesine karşılık gelir. Serbest enerji aşağıdaki şu sınır değerine sahip olur,

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial \eta}\right)_{T,Y} = 2\alpha_2\eta + 4\alpha_4\eta^3 = 0, \quad (3.1.5)$$

bu ifadeden de η 'nin aşağıdaki değerleri elde edilir,

$$\eta = 0 \quad \text{veya} \quad \eta = \pm \sqrt{\frac{-\alpha_2}{2\alpha_4}} = \pm \sqrt{\frac{\alpha_0}{2\alpha_4}}(T_C - T). \quad (3.1.6)$$

$T > T_C$ durumunda minimum $\eta = 0$ için meydana gelir. $T < T_C$ durumunda minimum $\eta = \pm \sqrt{\alpha_0/2\alpha_4}(T_C - T)$ için meydana gelir. Böylelikle kritik sıcaklığın altında, düzen parametresi sıfırdan farklıdır ve $\sqrt{(T_C - T)}$ ile artar. Yukarıdaki bilgilere göre serbest enerji aşağıdaki formu alır,

$$\begin{aligned} \phi(T, Y, f) &= \phi_0(T, Y) & \text{iken} \quad T > T_C, \\ \phi(T, Y, f) &= \phi_0(T, Y) & \text{iken} \quad T < T_C. \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

burada T_C 'nin Y 'ye bağımlılığı ve α_0 ve α_4 'ün T ve Y 'ye bağımlılığı gizlenmiştir.

Molar ısı kapasitesi:

$$c_Y = -T \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial T^2} \right)_Y. \quad (3.1.8)$$

Eğer α_0 ve α_4 'ün türevlerini ihmal edersek (onların sıcaklıkla yavaş değiştiğini varsayıyoruz), molar ısı kapasitesinin kritik noktada sonlu bir sıçramaya sahip olduğunu buluruz:

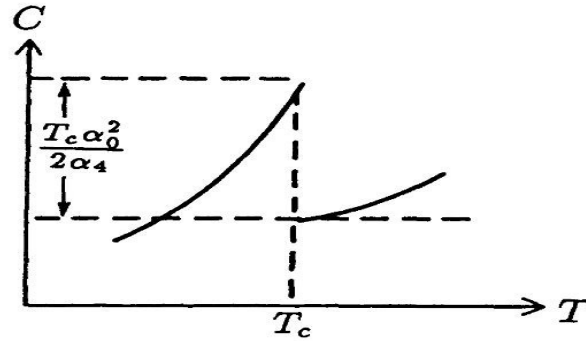
$$c_Y(T_C^-) = c_Y(T_C^+) = \frac{T_C \alpha_0^2}{2\alpha_4}. \quad (3.1.9)$$

Isı kapasitesindeki bu sıçrama şekil 3.2'de de gösterildiği gibi, bir λ şekline sahiptir ve bu yüzden sürekli bir faz geçişi için kritik nokta bazen bir λ -noktası olarak adlandırılır.

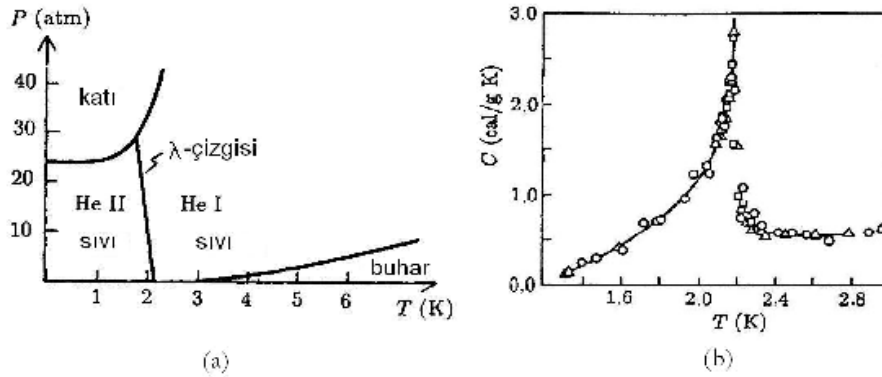
Sıvı He^4 'de normalden süperakışkana geçiş sürekli bir faz geçişi örneğidir. Yoğun faz için düzen parametresi (η), makroskopik dalga fonksiyonuna (Ψ) ve genelleştirilmiş kuvvet (Y), basınca (P) (P kuvveti Ψ 'ye eşlenik değildir), karşılık gelmektedir. Bu durumda serbest enerji aşağıdaki formda yazılabilir

$$\phi(T, Y, \Psi) = \phi_0(T, Y) + \alpha_2 |\Psi|^2 + \alpha_4 |\Psi|^4 + \dots \quad (3.1.10)$$

burada $\alpha_2(T, P) = \alpha_0(T, P)(T - T_c)$, $\alpha_0(T, P)$ ve $\alpha_4(T, P)$, T ve P 'nin yavaşça değişen fonksiyonlarıdır. Düzen parametresi, kritik sıcaklığın üstünde $\Psi = 0$, ve kritik sıcaklığın altında $\Psi = e^{i\theta} \sqrt{\alpha_0/2\alpha_4(T_c - T)}$ ' dir. Faz faktörü, θ , sistemde akış gerçekleşmediği sürece sıfır olarak seçilebilir. Şekil 3.3 (a)'da gösterildiği gibi, orada aslında (P, T) düzleminde sürekli geçiş noktalarının bir çizgisi vardır. Şekil 3.3 (b)



Şekil 3.2 Landau teoremine göre tanımlanmış olarak kritik noktada (λ noktasında) ısı kapasitesindeki sıçrama.



Şekil 3.3 (a) He^4 için birlikte bulunma eğrileri. (b) λ -noktasında buhar basıncında He^4 'ün özgül ısısı.

kritik noktalar boyunca çizgi şeklinde uzanan ısı kapasitesinin davranışını gösterir. Şekilden de görüldüğü gibi, sıvının ısı kapasitesinde λ -şekilli sonlu bir sıçrama vardır. Eğer düzen parametresi ile eşlenik bir dış kuvvet (f) oluştursa sürekli faz geçişi olmaz. Bir dış kuvvetin varlığında serbest enerji şu formda olur:

$$\phi'(T, Y, f) = \phi(T, Y, \eta) - f\eta = \phi_0(T, Y) + \alpha_2 \eta^2 + \alpha_4 \eta^4 + \dots - f\eta, \quad (3.1.11)$$

burada $\alpha_2 = \alpha_2(T, Y)$ ve $\alpha_4 = \alpha_4(T, Y)$ 'dür. Düzen parametresi bütün sıcaklıklar için sıfırdan farklıdır. Bir kuvvetin varlığı halinde serbest enerjinin bir çizimi, şekil 3.1'deki gibi aynı parametreler için, şekil 3.4'de gösterilmiştir. Eşitlik 3.1.11'den biz duygunluğu, $\chi = (\partial\eta/\partial f)_{T,Y} = -(\partial^2\phi'/\partial f^2)_{T,Y}$ elde edebiliriz. Denge durumu bu eşitliğin bir çözümüdür,

$$\left(\frac{\partial\phi'}{\partial\eta}\right)_{T,Y} = 2\alpha_2\eta + 4\alpha_4\eta^3 - f\eta = 0. \quad (3.1.12)$$

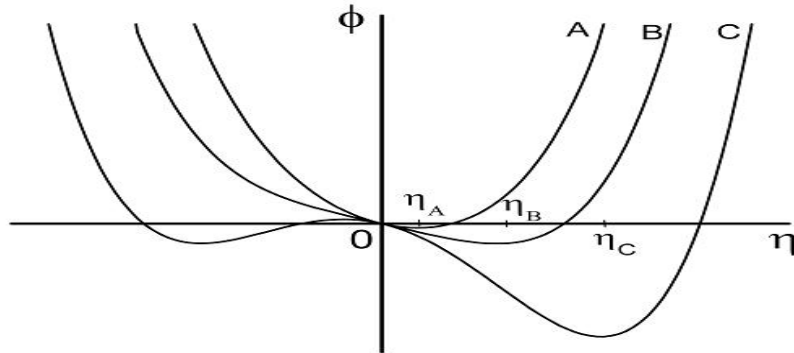
Eğer kuvvete göre eşitlik 3.1.12'nin türevini alırsak, $(\partial\eta/\partial f)_{T,Y}$ için şu çözümü elde ederiz,

$$\chi(f) = \left(\frac{\partial\eta}{\partial f}\right)_{T,Y} = \frac{1}{2\alpha_2 + 12\alpha_4\eta^2} = 0. \quad (3.1.13)$$

$f \rightarrow 0$ limitinde, $T > T_c$ için $\eta = 0$ ve $T < T_c$ için $\eta = \sqrt{-\alpha_2/2\alpha_4}$ 'tür. Bu yüzden $f \rightarrow 0$ limitinde duygunluk kritik noktanın üstünde ve altında farklı olur ve aşağıdaki gibi ifade edilirler,

$$\begin{aligned} \chi &= \lim_{f \rightarrow 0} \left(\frac{\partial\eta}{\partial f}\right)_{T,Y} = \frac{1}{2\alpha_2} = \frac{1}{2\alpha_0(T - T_c)} \quad \text{iken} \quad T > T_c, \\ \chi &= \lim_{f \rightarrow 0} \left(\frac{\partial\eta}{\partial f}\right)_{T,Y} = -\frac{1}{4\alpha_2} = \frac{1}{4\alpha_0(T - T_c)} \quad \text{iken} \quad T < T_c, \end{aligned} \quad (3.1.14)$$

diğer yandan duygunluğun kritik noktada ıraksadığını unutmayalım.



Şekil 3.4 $\alpha_4 = 4,0$; $f=0,06$ ve (A) $\alpha_2 = 0,6$ (B) $\alpha_2 = 0,0$ ve (C) $\alpha_2 = -0,6$ için sürekli bir faz geçişi için serbest enerjinin, $\phi = \alpha_2\eta^2 + \alpha_4\eta^4 - f\eta$, davranışı. η_A , η_B ve η_C eğrilerin minimumuna yerleştirilmiştir.

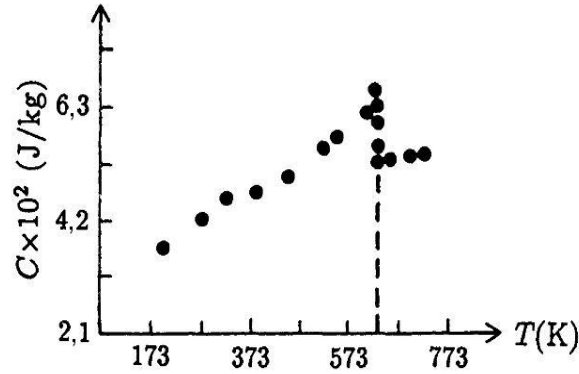
Burada $\eta_A = 0,0485$; $\eta_B = 0,1554$ ve $\eta_C = 0,2961$ 'dir.

Bir paramanyetikten bir ferromanyetik sisteme geçiş, sürekli faz geçişinin en basit örneklerinden biridir. Bu davranışı sergileyen bir sistem, bir manyetik moment ile atomlardan oluşan örgü sitelerine sahip nikel gibi, manyetik bir katıdır. Kritik sıcaklık Curie sıcaklığı olarak adlandırılır. Kritik sıcaklığın üzerindeki sıcaklıklarda, manyetik momentler rastgele yönelimlidirler ve orada net mıknatıslanma yoktur. Ancak, örgü siteleri arasındaki manyetik etkileşim enerjisi rastgele serbest enerjiden daha baskın olduğu için, sıcaklığı azaltır. Kritik sıcaklığın altında, manyetik momentler ortalama düzene sahiptir ve kendiliğinden bir mıknatıslanma oluşur. Curie noktasında kırılan simetri rotasyonel simetridir. Curie noktasının üstünde, paramanyetik sistem rotasyonel olarak değişmez, Curie noktasının altında ise kendiliğinden mıknatıslanma uzayda tercih edilen bir yönelimi seçer. Bu sürekli faz geçişi için düzen parametresi mıknatıslanmadır (M). Mıknatıslanma bir vektördür ve zaman terslenimi altında işaret değiştirir. Serbest enerji bir skaldır ve zaman terslenimi altında işaret değiştirmez. Eğer bir manyetik alan sisteme uygulanırsa, Ginzburg-Landau serbest enerjisini aşağıdaki formda yazabiliriz,

$$\phi(T, H) = \phi_0(T) - M \cdot H + \alpha_2 M \cdot M + \alpha_4 (M \cdot M)^2 + \dots, \quad (3.1.15)$$

burada α_2 ve α_4 katsayıları yukarıda tanımlandığı gibi aynı özelliklere sahiptir.

Uygulanan alanın $H=0$ olması halinde, Curie sıcaklığının üzerinde mıknatıslanma $M=0$ iken Curie sıcaklığının altında ise mıknatıslanma $M = \pm \sqrt{\alpha_0 / 2\alpha_4 (T_C - T)} \hat{M}$ dir. $\hat{M}$, mıknatıslanma vektörünün yönünü veren bir birim vektördür. Mıknatıslanma



Şekil 3.5 Curie noktası komşuluğunda nikelin özgül ısısı. Noktalı çizgi Curie noktasını verir (Lapp, 1929).

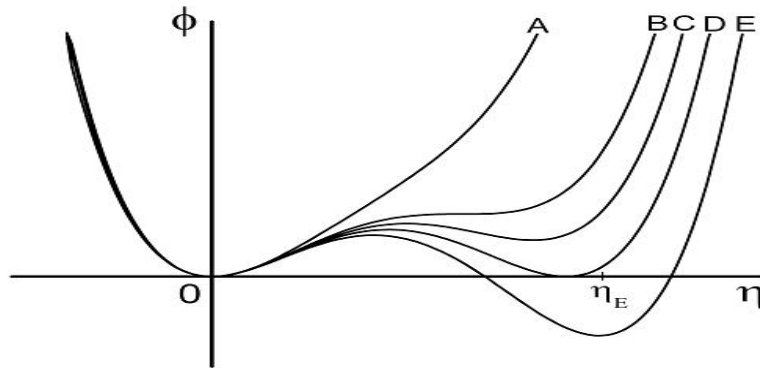
vektörünün yönü, eğer $H=0$ ise rastgele dalgalanmalar ve dış etkiler tarafından tanımlanır. Curie noktasında ısı kapasitesi λ -şeklinde pik karakteristiği sergiler. Bir örnek olarak şekil 3.5'de nikel için λ -noktası gösterilmiştir.

3.2 Birinci Dereceden Geçişleri

Düzen parametresi bir skalar ise, molar serbest enerjiye, ϕ , üçüncü dereceden bir terimin dahil edilmemesinin herhangi bir nedeni yoktur. Aynı zamanda düzen parametresi bir tensör ise, orada üç tensörden bir skalar ürün elde edilebilir, ve tekrar serbest enerji üçüncü dereceden bir terime sahip olabilir. Böyle sistemler sürekli bir geçiş sergileyemezler. Bunun nedenini görmek için serbest enerjiyi aşağıdaki formda yazmalıyız,

$$\phi(T, Y, f) = \phi_0(T, Y) + \alpha_2 \eta^2 + \alpha_3 \eta^3 + \alpha_4 \eta^4 + \dots, \quad (3.2.1)$$

burada $\alpha_2 = \alpha_2(T, Y)$, $\alpha_3 = \alpha_3(T, Y)$, ve $\alpha_4 = \alpha_4(T, Y)$ ' dir.



Şekil 3.6 $\alpha_2 = 2,0$; $\alpha_4 = 4,0$ ve (A) $\alpha_3 = -4,5$ (B) $\alpha_3 = -5,333$ (C) $\alpha_3 = -5,5$ (D) $\alpha_3 = -5,6568$ ve (E) $\alpha_3 = -5,85$ için serbest enerjinin, $\phi = \alpha_2 \eta^2 + \alpha_3 \eta^3 + \alpha_4 \eta^4$, davranışı. Burada $\eta_E = 0,7737$ 'dir.

Serbest enerji ekstremum, $\eta = 0$ ve $\eta = ((-3\alpha_3 \pm \sqrt{9\alpha_3^2 - 32\alpha_2\alpha_4})/8\alpha_4)$ çözümlerine sahip, $(\partial\phi/\partial\eta)_{T,Y} = 0$ eşitliği ile verilir. $9\alpha_3^2 - 32\alpha_2\alpha_4 < 0$ olduğu sürece, serbest enerjinin tek minimumu $\eta = 0$ 'da meydana gelir, çünkü η 'nin başka değerleri kompleks olur ve bu yüzden fiziksel değildir. $9\alpha_3^2 - 32\alpha_2\alpha_4 > 0$ olduğu

zaman iki minimum bir maksimum bulunabilir. Serbest enerjinin bir grafiği, $\alpha_2 > 0$, $\alpha_4 > 0$ 'ün bir dizi değeri şekil 3.6'da verilmiştir. A, B, ve C eğrileri için serbest enerjinin minimum durumu (denge durumu) $\eta = 0$ için meydana gelir. D eğrisi bu sistem için kritik sıcaklıkta serbest enerjinin davranışını gösterir. Denge durumu noktasında düzen parametresi $\eta = 0$ 'dan $\eta = \eta_D$ 'ye değişir. Bu yüzden bu süreksiz bir geçiştir ve birinci dereceden bir geçişin beklenen bir örneğidir. Birinci dereceden geçiş için geçiş noktası (D eğrisi, şekil 3.6'da) kolayca bulunur. O, $\phi - \phi_0 = 0$ ve $(\partial\phi/\partial\eta)_{T,Y} = 0$ koşullarını sağlamalıdır. Bu iki durum $\eta = -\alpha_3/2\alpha_4$ ve $\eta = -\alpha_3^2/4\alpha_4$ eşitliklerini verir. Böylece birinci dereceden geçiş $\alpha_2 > 0$ olduğunda meydana gelir, ve bu yüzden herhangi bir sürekli faz geçişi meydana gelmeden önce sıcaklığı azalır. $\alpha_3 < 0$ ise, bu durum düzen parametresinin pozitif bir değeri için gerçekleşir. $\alpha_3 > 0$ ise, bu durum düzen parametresinin negatif bir değeri için gerçekleşir.

3.3 Üçlü Kritik Noktalar

Ginzburg-Landau kuramı üçlü kritik bir noktanın tanımlanmasına izin verir (süreksiz geçişlerin bir hattı için kritik noktaların tanımladığı λ hattındaki bir noktadır). Bunun için serbest enerji aşağıdaki formda gösterilir:

$$\phi(T, Y, \eta) = \phi_0(T, Y) + \alpha_2(T, Y)\eta^2 + \alpha_4(T, Y)\eta^4 + \alpha_6(T, Y)\eta^6 + \dots, \quad (3.3.1)$$

Serbest enerjinin ekstremumu aşağıdaki gibi verilir,

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right)_{T,Y} = 2\alpha_2\eta + 4\alpha_4\eta^3 + 6\alpha_6\eta^5 = 0, \quad (3.3.2)$$

Bu ifadenin çözümleri aşağıdaki gibidir,

$$\eta = 0 \quad \text{veya} \quad \eta^2 = \frac{-\alpha_4 \pm \sqrt{\alpha_4^2 - 3\alpha_2\alpha_6}}{3\alpha_6}. \quad (3.3.3)$$

Serbest enerjide üçüncü veya beşinci dereceden terimler olmadığı için, biz burada süreksiz geçişlerin hattındaki bir düzene veya sürekli geçişlerin hattındaki bir düzene sahip olabiliriz. Bir süreksiz geçişin gerçekleşmesi için sağlanması gereken koşullar

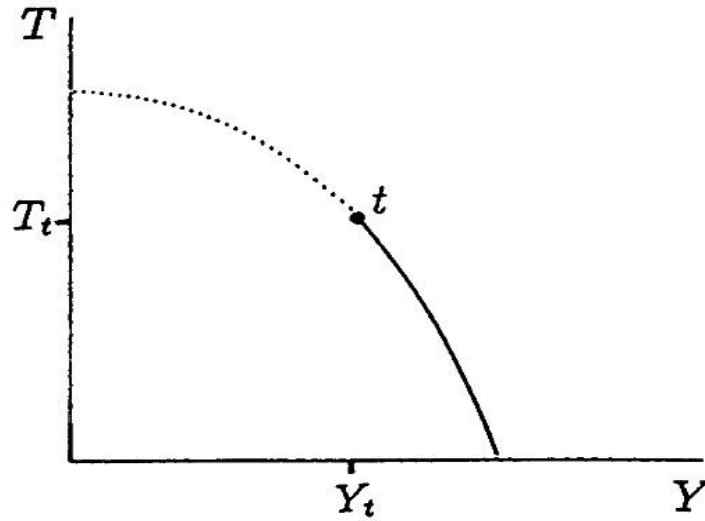
$\phi - \phi_0 = 0$ ve $(\partial\phi/\partial\eta)_{T,Y} = 0$ 'dır. Bu iki koşul $\eta^2 = -\alpha_4/2\alpha_6$ 'yi (η^2 'nin negatif olmayacağı için süreksiz geçişler sadece $\alpha_4 < 0$ için gerçekleşebilir) ve

$$\alpha_2(T, Y) = \frac{\alpha_4^2(T, Y)}{4\alpha_6(T, Y)}, \quad (3.3.4)$$

ifadesini verir. Süreksiz geçişlerin hattı, eşitlik 3.3.4'ü sağlayan T ve Y değerleri tarafından oluşturulur. Süreksiz faz geçişlerinin bu hattı aşağıdaki koşulla verilir:

$$\alpha_2(T, Y) = 0. \quad (3.3.5)$$

Sürekli ve süreksiz faz geçiş hatlarının birleştiği nokta (T_t, Y_t) , $\alpha_2(T_t, Y_t) = 0$ ve $\alpha_4(T_t, Y_t) = 0$ koşulları ile tanımlanır. Şekil 3.7'de şematik bir gösterim verilmiştir. Bu nokta Griffiths (Griffiths, 1970) tarafından üçlü kritik nokta olarak adlandırılmıştır. Griffiths uygun bir uzayda, kritik noktalardan oluşan üç hattın (ikisi süreksiz geçiş ile ilgili olan) bu noktada birleştiğini göstermiştir.

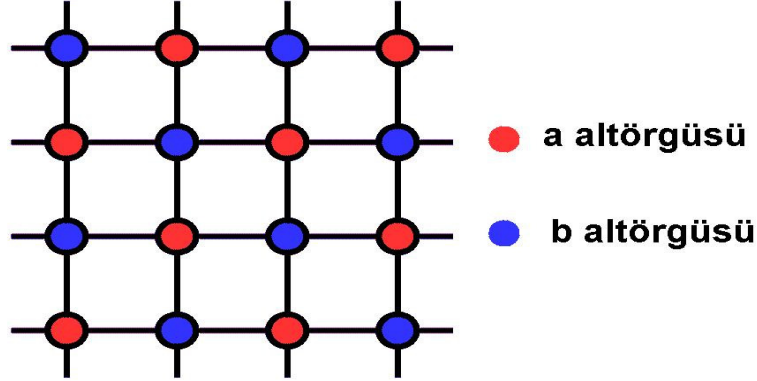


Şekil 3.7 (T,Y) düzleminde üçlü kritik nokta komşuluğunda bir gösterim. T noktası, sürekli faz geçişlerinin hattı (noktalı bölge) ile birinci dereceden faz geçiş hattının (süreksiz bölge) birleştiği nokta olan üçlü kritik noktadır. Bu nokta üç fazın buluşma noktasıdır.

BÖLÜM DÖRT

MODEL, FAZ DİYAGRAMLARI VE MANYETİK ÖZELLİKLER

4.1 Model



Şekil 4. 1 İki boyutlu kare örgüde karma spin ferrimanyetik Ising sistemi.

Bilindiği gibi OAT farklı spinler arasındaki etkileşimleri ihmal eder. Ancak, ferrimanyetik karma spin modeli gibi kompleks spin sistemlerinin davranışlarını OAT ile çözmek basit ve kullanışlıdır. Bizim modelimiz iç içe geçmiş iki alt örgüden oluşmaktadır. Alt örgülerden bir tanesi $a=\pm 1/2$ değerlerini alabilen spinlere sahipken, diğer alt örgü $b=\pm 1, 0$ değerlerini alabilen spinlere sahiptir. Her b spinini sadece en yakın komşusu olan a spinleri ile, her a spinini de en yakın komşusu olan b spinleri ile etkileşir. Bu iki boyutlu sistem şekil 4.1’de gösterilmektedir. Buradaki a ve b spinleri arasındaki değiş tokuş etkileşmesinin antiferromanyetik olduğu kabul edilir. Bu modele ait Hamiltonyen;

$$\hat{H} = J \sum_{\langle ij \rangle} a_i b_j - \sum_{i=1}^{N/2} \Delta_i b_i^2 - H_s \sum_{i,j=1}^{N/2} (a_i - b_j) - H_t \sum_{i,j=1}^{N/2} (a_i + b_j), \quad (4.1.1)$$

burada, $a_i = \pm 1/2$ ve $b_i = \pm 1, 0$ spin değişkenleri, N : toplam Ising spin sayısı, J : değiş tokuş etkileşim sabiti*, H_s : sekmeli dış manyetik alan, H_t : homojen dış manyetik alan, Δ_i : i . siteye etki eden kristal alandır** ve aşağıdaki dağılım fonksiyonu ile ifade edilir :

$$P(\Delta_i) = \frac{1}{2} [\delta(\Delta_i - \Delta(1 + \alpha)) + \delta(\Delta_i - \Delta(1 - \alpha))], \quad \alpha \geq 0. \quad (4.1.2)$$

*Uzun mesafeli manyetik düzen probleminin temelinde değiş-tokuş etkileşmesi vardır. Bu etkileşmelerin varlığı net bir şekilde ortadadır. Sadece bir çubuk mıknatıs ve demir talaşı yığını ile uğraşırken, değişim operatörleri ve eşparçacıklar üzerine bizi düşünmeye sevk eden bir konu olması, değiş-tokuş etkileşmesini daha ilginç yapmaktadır. Bu durum, kuantum mekaniğinin günlük hayatımızın ne kadar içinden bir alan olduğunun bir kanıtıdır. Değiş-tokuş etkileşmesi, aynı işaretli yüklerin, birbirlerine yakinken enerji harcamaları, birbirlerinden uzak durumda ise enerji korumaları nedenine dayanan, elektrostatik bir etkileşme olarak da tanımlanabilmektedir. Bu bağlamda Hamiltonyen'deki J ifadesi, i . ve j . spinler arasındaki değiş tokuş etkileşmesini betimleyen bir sabittir.

**Bir atomun enerji seviyeleri üzerindeki yerel çevre etkisinin incelenmesi için ilk yapılması gereken atomik yörüngelerin şekillerini göz önüne almak olacaktır. Bilindiği üzere sadece s orbitalleri küresel simetrik, diğer orbitaller ise ($p, d, f, \dots$) açısal bağıllık içermektedir. O halde yerel çevrenin farklı orbitallere farklı etkiler yaratacağı açıktır. Kristal alan etkileşmesi elektriksel kökenli olup, ilgili atomun kristaldeki komşu atomlarından ileri gelir. Kristal alan etkilerinin büyüklüğü ve doğası kristalin simetrisi ile yakından ilişkilidir. Bu anlamda incelemeye değer olan özel bir durum oktahedral örgülerdir. Bu ilginin nedeni pek çok geçiş metali bileşiğinin her bir köşesinde oksijen veya benzeri bir iyon yer alan bir oktahedral'in merkezinde yer alıyor olmasıdır. Böylesi bir durumda kristal alan oksijen yörüngelerindeki eksi yüklü elektronların elektrostatik itmesinden kaynaklanır.

Sisteme ait alt örgü mıknatıslanmaları, lokalize spin değişkenlerinin termal beklenen değerleri ile aşağıdaki gibi ifade edilirler,

$$m_a = \langle a_i \rangle_a \text{ ve } m_b = \langle b_j \rangle_b . \quad (4.1.3)$$

İstatistik mekanikte, serbest enerjinin minimizasyonuna bağlı varyasyon yöntemleri yaygın olarak kullanılmaktadır. Many-body sistemleri için, enerjinin minimizasyonunun kuantum mekaniksel ilkelere dayandırıldığı, bir çok diğer varyasyon teknikleri başarıyla geliştirilmiştir (Feynman ve Cohen, 1956; Bogoliubov, 1958; Kohn, 1964; Mermin, 1965). Gerçek kanonik durumdakinden

çok daha kolay olabilecek bir trial durum kullanılarak herhangi bir sistemin gerçek serbest enerjisinin bir tahminine izin veren Gibbs-Bogoliubov eşitsizliği (Bogoliubov, 1947; Feynmann, 1955) istatistik fizikte son derece yararlıdır. Örneğin, birçok etkileşmeli parçacıktan oluşan sistemlerin kanonik durumu, tüm parçacıkların korele olmasından ve bu yüzden de bunları belirlemenin imkansızlığından dolayı, son derece karmaşıktır. Ancak bir ürün durumunun bir trial durum olarak kullanılması bütün korelasyonları yok eder. Bu genellikle ortalama alan teorisini türetmenin en güzel yoludur.

Bu bağlamda sistemimiz için trial Hamiltonyen,

$$\begin{aligned}\hat{H}_0 = & zJm_b \sum_{i=1}^{N/2} a_i + zJm_a \sum_{i=1}^{N/2} b_i - \sum_{i=1}^{N/2} \Delta_i b_i^2 - H_s \sum_{i,j=1}^{N/2} (a_i - b_j) \\ & - H_t \sum_{i,j=1}^{N/2} (a_i + b_j),\end{aligned}\quad (4.1.4)$$

şeklinde verilmektedir, burada $z=4$ olmak üzere en yakın komşu sayısını göstermektedir. Trial Hamiltonyen kullanılarak bölüşüm fonksiyonu,

$$\begin{aligned}Z_0 = & \left(2 \cosh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right) \right)^{\frac{N}{2}} \\ & \times \left(1 + 2 \exp \left(\frac{\Delta_i}{k_B T} \right) \cosh \left(\frac{zJm_a - H_s - H_t}{k_B T} \right) \right)^{\frac{N}{2}},\end{aligned}\quad (4.1.5)$$

olarak elde edilir. Burada, Gibbs-Bogoliubov eşitsizliği,

$$F \leq G = -k_B T \ln(Z_0) + \langle H - H_0 \rangle_0 \quad (4.1.6)$$

ifadesiyle verilir ve bu eşitsizlik uyarınca sistemin Helmholtz serbest enerjisi,

$$\begin{aligned}
G = & -\frac{N}{4} k_B T \ln \left(1 + 2 \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right) \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \right) \\
& -\frac{N}{4} k_B T \ln \left(1 + 2 \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right) \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \right) \\
& -\frac{N}{2} k_B T \ln \left(2 \cosh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right) \right) - \frac{N}{2} zJm_a m_b. \quad (4.1.7)
\end{aligned}$$

Helmholtz serbest enerji ifadesinin minimizasyon koşullarından yararlanarak, sistemin alt örgü mıknatıslanmalarını ifade eden hal denklemleri,

$$\begin{aligned}
m_a = & -\frac{1}{2} \tanh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right), \\
m_b = & \frac{-\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right)}{2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) + \exp \left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)} \\
& + \frac{-\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right)}{2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) + \exp \left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)} \quad (4.1.8)
\end{aligned}$$

olarak elde edilirler. Alt örgü mıknatıslanmaları cinsinden sisteme ait düzen parametreleri ise aşağıdaki gibi verilmektedirler:

$$m_s = \frac{1}{2}(m_a - m_b) \quad \text{ve} \quad m_t = \frac{1}{2}(m_a + m_b). \quad (4.1.9)$$

4.2 Temel-Seviye (Ground-State)

Bu bölümde, eşitlik 4.1.2 ile verilen kristal alan dağılımına göre sistemin temel seviye faz diyagramını inceleyeceğiz. Bunun için öncelikle, sistemde hangi fazların var olduğunu bulmamız gerekmektedir. Bu amaçla, mutlak sıfır sıcaklık limitinde eşitlik 4.1.8 ile verilen hal denklemlerini çözmeliyiz. İndirgenmiş sekmeli manyetik alan, $h_s = H_s/J = 0$, ve indirgenmiş homojen manyetik alan, $h_t = H_t/J = 0$, sıfır alındığı durumda hal denklemlerini eksponansiyel olarak tekrar yazalım (burada,

$t=T/J$ indirgenmiş sıcaklığı, $d=\Delta/J$ indirgenmiş kristal alanı betimlemektedir ve $k_B=1$ birim kabul edilmiştir),

$$m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{\exp\left(\frac{zm_b}{2t}\right) - \exp\left(-\frac{zm_b}{2t}\right)}{\exp\left(\frac{zm_b}{2t}\right) + \exp\left(-\frac{zm_b}{2t}\right)} \right),$$

$$m_b = -\frac{1}{2} \left(\frac{\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right) - \exp\left(-\frac{zm_a}{t}\right)}{\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right) + \exp\left(-\frac{zm_a}{t}\right) + \exp\left(\frac{-d(1+\alpha)}{t}\right)} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right) - \exp\left(-\frac{zm_a}{t}\right)}{\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right) + \exp\left(-\frac{zm_a}{t}\right) + \exp\left(\frac{-d(1-\alpha)}{t}\right)} \right), \quad (4.2.1)$$

$t \rightarrow 0$ iken, $\exp\left(-\frac{zm_a}{t}\right) \rightarrow 0$ olur. Bu durumda,

$$m_b = \frac{1}{2} \left(\frac{-\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right)}{\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right) + \exp\left(\frac{-d(1+\alpha)}{t}\right)} + \frac{-\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right)}{\exp\left(\frac{zm_a}{t}\right) + \exp\left(\frac{-d(1-\alpha)}{t}\right)} \right). \quad (4.2.2)$$

Bu ifade biraz daha düzenlenebilir ve şu formda olur,

$$m_b = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d(1+\alpha) - zm_a}{t}\right)} + \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d(1-\alpha) - zm_a}{t}\right)} \right). \quad (4.2.3)$$

Şimdi de, $\alpha=0$ durumunu inceleyelim, bu durumda ifade aşağıdaki gibi olur,

$$m_b = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d - zm_a}{t}\right)} + \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d - zm_a}{t}\right)} \right) = -\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d - zm_a}{t}\right)}. \quad (4.2.4)$$

Burada eksponansiyelli ifadenin alabileceği değerlere göre m_b için üç durum söz konusudur, $t \rightarrow 0$ durumunda şimdi sırasıyla bu durumları inceleyelim,

1. $d = -zm_a$ durumu;

$$m_b = -\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d - zm_a}{t}\right)} = -\frac{1}{1 + \exp(0)} = -\frac{1}{2}$$

2. $d > -zm_a$ durumu;

$$m_b = -\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d - zm_a}{t}\right)} = -\frac{1}{1 + \infty} = 0$$

3. $d < -zm_a$ durumu;

$$m_b = -\frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-d - zm_a}{t}\right)} = -\frac{1}{1 + 0} = -1$$

m_b için elde ettiğimiz bu değerleri eşitlik 4.2.1'deki m_a ifadesinde yerlerine yazarsak, her bir m_b 'ye karşılık gelen m_a değerlerini bulmuş oluruz,

1. $m_b = -\frac{1}{2}$ durumu,

$$m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{\exp\left(-\frac{z}{4t}\right) - \exp\left(\frac{z}{4t}\right)}{\exp\left(-\frac{z}{4t}\right) + \exp\left(-\frac{z}{4t}\right)} \right) \Rightarrow \lim_{t \rightarrow 0} m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{-\exp\left(\frac{z}{4t}\right)}{\exp\left(-\frac{z}{4t}\right)} \right) = \frac{1}{2}$$

2. $m_b = 0$ durumu,

$$m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{\exp(0) - \exp(0)}{\exp(0) + \exp(0)} \right) \Rightarrow \lim_{t \rightarrow 0} m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{1 - 1}{1 + 1} \right) = 0$$

3. $m_b = -1$ durumu,

$$m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{\exp\left(-\frac{z}{2t}\right) - \exp\left(\frac{z}{2t}\right)}{\exp\left(-\frac{z}{2t}\right) + \exp\left(-\frac{z}{2t}\right)} \right) \Rightarrow \lim_{t \rightarrow 0} m_a = -\frac{1}{2} \left(\frac{-\exp\left(\frac{z}{2t}\right)}{\exp\left(-\frac{z}{2t}\right)} \right) = \frac{1}{2}$$

Bu durumda, sistemimizde mevcut olan $(m_a ; m_b)$ ikilileri aşağıdaki gibi olup üç farklı faz betimlemektedirler,

- $(m_a = 0 ; m_b = 0)$: paramanyetik faz,
- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$: ferrimanyetik faz,
- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$: kısmen ferrimanyetik faz.

Sistemde mevcut olan fazları bulduktan sonra, asıl amacımız olan temel durum faz diyagramını elde etmek için ikinci bir adıma geçmemiz gerekir. Bu adım, mutlak sıfır sıcaklıkta, mevcut olan bu fazların hangileri arasında geçiş söz konusu ve bu

geçişler hangi noktalarda meydana geliyor. Bunun içinde termodinamiğin temel ifadelerinden biri olan serbest enerji ifadesinden yararlanılır,

$$F = U - TS \quad (4.2.5)$$

burada, T: sıcaklık, S: entropi, U: iç enerjidir. Mutlak sıfır sıcaklıkta serbest enerji ifadesi iç enerji ifadesine dönüşür. İç enerjinin de, $U = \langle \hat{H} \rangle$ formunda yazılabileceğinden ve dengede enerjinin minimum olması gerekliliğinden yararlanarak sıfır sıcaklıkta hangi fazlar arasında faz geçişinin söz konusu olduğunu hesaplayacağız. Bunun için $H_s = 0$ ve $H_t = 0$ durumunda, Hamiltonyeni tekrar yazalım,

$$\hat{H} = J \sum_{\langle ij \rangle} a_i b_j - \sum_{i=1}^{N/2} \Delta_i b_i^2. \quad (4.2.6)$$

Artık bulduğumuz üç faz için enerji ifadelerini elde edip, elde ettiğimiz enerji ifadelerini de uygun durumlarda birbirlerine eşitleyerek hangi fazlar arasında hangi bağıntılarla faz geçişi olduğunu bulabiliriz. Hamiltonyenin ortalamasından iç enerjiler aşağıda verildiği gibi elde edilir:

1. ($m_a = 0$; $m_b = 0$) paramanyetik fazı için iç enerji,

$$U = 0$$

2. ($m_a = \frac{1}{2}$; $m_b = -1$) ferrimanyetik faz için iç enerji,

$$U = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2}$$

3. ($m_a = \frac{1}{2}$; $m_b = -\frac{1}{2}$) kısmen ferrimanyetik faz için iç enerji, α 'nın farklı durumları için enerjinin minimum olma koşuluna göre aşağıdaki iki durum söz konusudur,

$$\left\{ \begin{array}{l} U = -\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4}(1 - \alpha) \Leftrightarrow 0 \leq \alpha \leq 1 \\ U = -\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4}(1 + \alpha) \Leftrightarrow 1 < \alpha \end{array} \right.$$

Bu aşamada, iç enerjiler eşitlenerek temel-seviye faz diyagramını oluşturan, fazlar arasındaki geçişleri veren, denklemler aşağıdaki gibi hesaplanabilir,

1. $\alpha = 0$ için.

- $(m_a = 0 ; m_b = 0)$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$ fazları arasında;

$$0 = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2} \Rightarrow -\frac{Jz}{4} = \frac{\Delta}{2} \Rightarrow -\frac{z}{2} = \frac{\Delta}{J} \Rightarrow d = \frac{\Delta}{J} = -2$$

- $(m_a = 0 ; m_b = 0)$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ fazları arasında;

$$0 = -\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4} \Rightarrow -\frac{Jz}{8} = \frac{\Delta}{4} \Rightarrow -\frac{z}{2} = \frac{\Delta}{J} \Rightarrow d = \frac{\Delta}{J} = -2$$

- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$ fazları arasında;

$$-\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4} = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2} \Rightarrow -\frac{Jz}{8} = \frac{\Delta}{4} \Rightarrow d = \frac{\Delta}{J} = -2$$

2. $0 < \alpha < 1$ için.

- $(m_a = 0 ; m_b = 0)$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ fazları arasında;

$$0 = -\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4}(1 - \alpha) \Rightarrow 0 = \frac{z}{2} + \frac{\Delta}{J}(1 - \alpha) \Rightarrow d(1 - \alpha) + 2 = 0$$

- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$ fazları arasında;

$$-\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4}(1 - \alpha) = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2} \Rightarrow d(1 + \alpha) + 2 = 0$$

3. $\alpha = 1$ için.

- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$ fazları arasında;

$$-\frac{JNz}{8} = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2} \Rightarrow -\frac{Jz}{8} = \frac{\Delta}{2} \Rightarrow d = \frac{\Delta}{J} = -1$$

4. $\alpha > 1$ için.

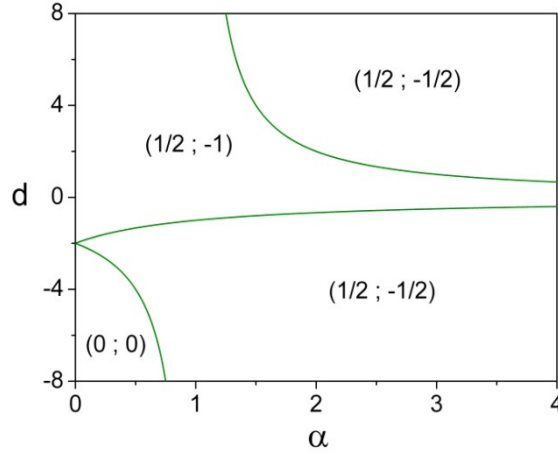
- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$ fazları arasında;

$$-\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4}(1 - \alpha) = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2} \Rightarrow d(1 + \alpha) + 2 = 0$$

- $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -\frac{1}{2})$ ve $(m_a = \frac{1}{2} ; m_b = -1)$ fazları arasında;

$$-\frac{JNz}{8} - \frac{N\Delta}{4}(1 + \alpha) = -\frac{JNz}{4} - \frac{N\Delta}{2} \Rightarrow d(1 - \alpha) + 2 = 0$$

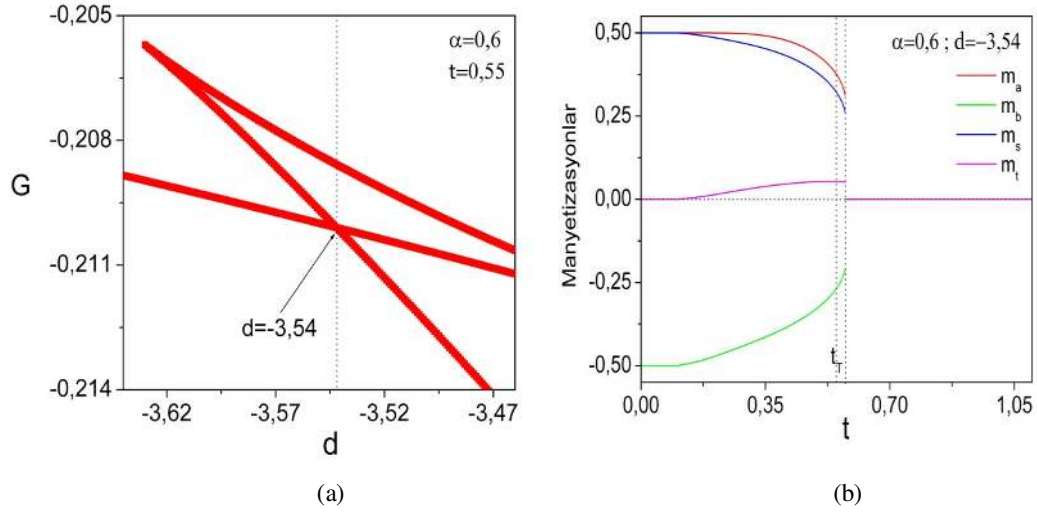
bu ifadeler yardımıyla, mutlak sıfır sıcaklıkta sırasıyla paramanyetik, ferrimanyetik ve kısmen ferrimanyetik fazlar arasında meydana gelen birinci dereceden faz geçiş noktalarını gösteren temel seviye faz diyagramı şekil 4.2'deki gibi elde edilmiştir.



Şekil 4.2 Rasgele kristal alan dağılımı içeren spin-1/2 ve spin-1 karma ferrimanyetik Ising sistemi için temel seviye faz diyagramı.

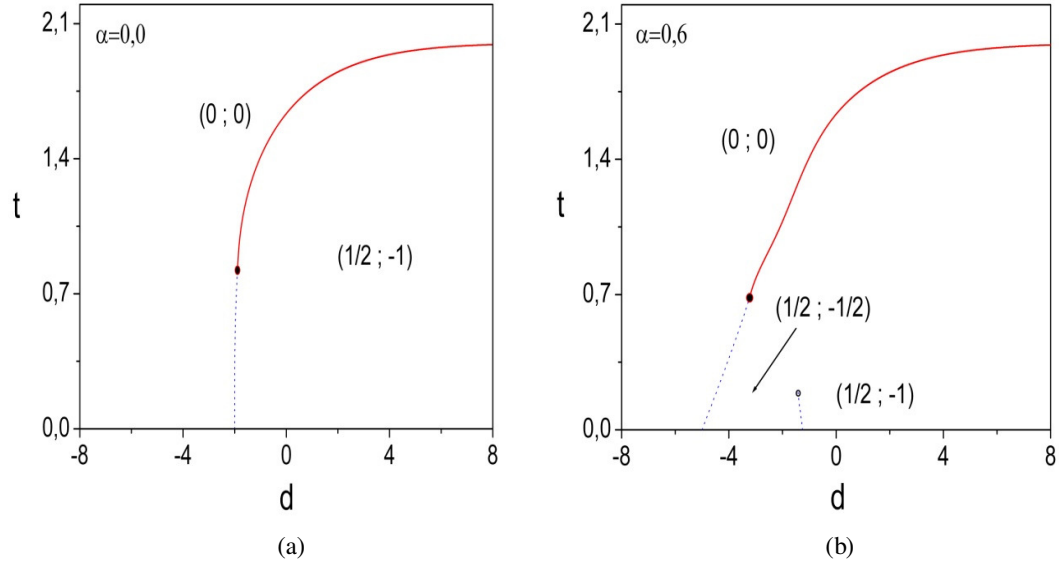
4.3 Faz Diyagramları

Bu kısımda, sonlu sıcaklıkta faz diyagramları incelenmiştir. Burada ikinci dereceden geçiş bölgeleri serbest enerjinin minimizasyonundan bilinen klasik kurallara göre elde edilebilmesine rağmen birinci dereceden geçişlerin bulunması için farklı bir yol izlememiz gerekti, çünkü fiziksel olmayan bir bölge klasik yöntemler kullanılarak düzensiz faz olması gerekirken düzenli faz olarak elde ediliyordu. Bu yüzden sabit bir sıcaklıkta bütün başlangıç noktaları taranarak enerjinin kristal alanla değişimi çizildi ve enerjilerin kesişim noktası birinci dereceden faz geçiş noktası olarak alındı (bkz şekil 4.3 (a)). Bahsettiğimiz bu fiziksel olmayan bölgeyi düzeltme amaçlı olarak böyle bir yöntem kullanıyoruz. Örnek olarak, şekil 4.3 (b)'de verilen sabit bir kristal alan değeri için mıknatıslanma sıcaklık grafiğinden bu fiziksel olmayan bölgeyi görebilirsiniz. Bununla birlikte aynı işlem ikinci dereceden geçişler için de uygulanabilir ancak ikinci dereceden geçişler için böyle fiziksel olmayan bir bölge söz konusu değildir.

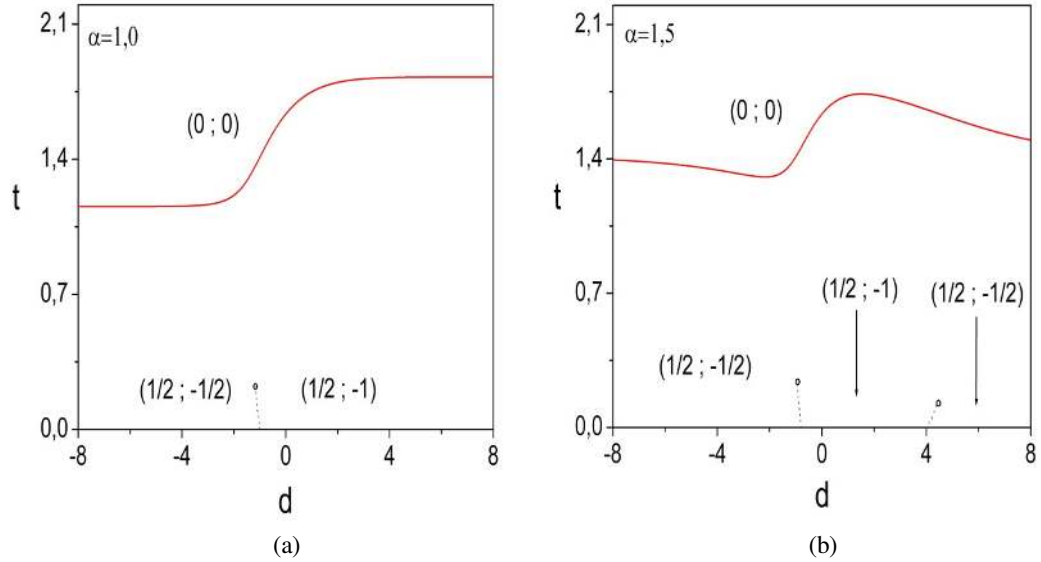


Şekil 4.3 $h_s = 0$ ve $h_t = 0$ için, (a) Sabit sıcaklıkta farklı başlangıç değerleri için serbest enerji kristal alan değişimi. (b) Manyetizasyonların sıcaklıkla değişimi, fiziksel olmayan bölgenin gösterimi.

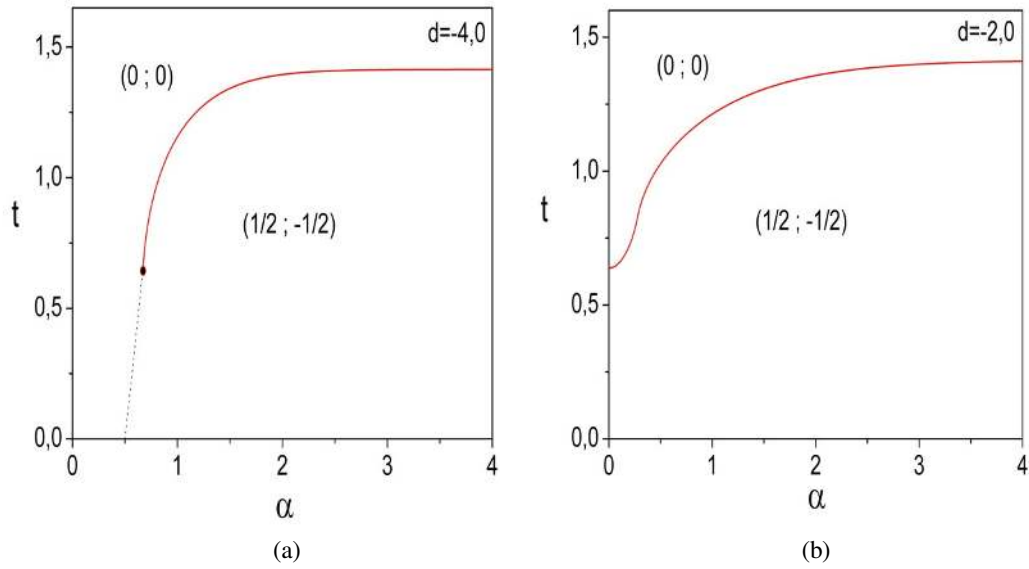
Şekil 4.4 ve 4.5'te, sabit α değerleri için, indirgenmiş kristal alanın (d), indirgenmiş sıcaklık (t) ile değişimlerini gösteren sonlu sıcaklık faz diyagramları verilmiştir. Şekil 4.4 (a)'da $\alpha = 0,0$ için faz diyagramını görmekteyiz, burada ferrimanyetik ve paramanyetik fazlar arasında yüksek sıcaklıklarda ikinci dereceden faz geçişleri, düşük sıcaklıklarda ise birinci dereceden faz geçişleri mevcuttur. Ayrıca, sistemde birinci ve ikinci dereceden faz geçişlerini birbirine bağlayan üçlü kritik noktanın (TCP) varlığı söz konusudur. Şekil 4.4 (b) ise $\alpha = 0,6$ için faz diyagramını göstermektedir. Burada yine benzer şekilde yüksek sıcaklıklarda ikinci dereceden geçişler düşük sıcaklıklarda birinci dereceden geçişler söz konusudur ve yine sistemde bu iki faz geçiş noktalarını bağlayan TCP mevcuttur, ancak bunlara ek olarak iki düzenli faz arasında (ferrimanyetik ve kısmen ferrimanyetik fazlar arasında) düşük sıcaklıklarda birinci dereceden geçişler mevcuttur ve bu birinci dereceden geçişlerin sonlandığı nokta bize izole kritik noktayı (ICP) verir. Şekil 4.5 (a) $\alpha = 1,0$ için faz diyagramını göstermektedir. Bu şekilde düzenli ve düzensiz fazlar arasında sadece ikinci dereceden faz geçişleri söz konusudur. Ancak düşük sıcaklıklarda iki düzenli faz arasında birinci dereceden geçişler mevcuttur ve bu geçişler bir ICP ile son bulur. Son olarak, şekil 4.5 (b) $\alpha = 1,5$ için faz diyagramını geçişler bulunmaktadır. Ayrıca düşük sıcaklıklarda üç düzenli faz arasında iki farklı birinci dereceden faz geçiş çizgisi mevcuttur. Bu birinci dereceden faz geçiş çizgileri benzer şekilde birer ICP ile son bulmaktadır.



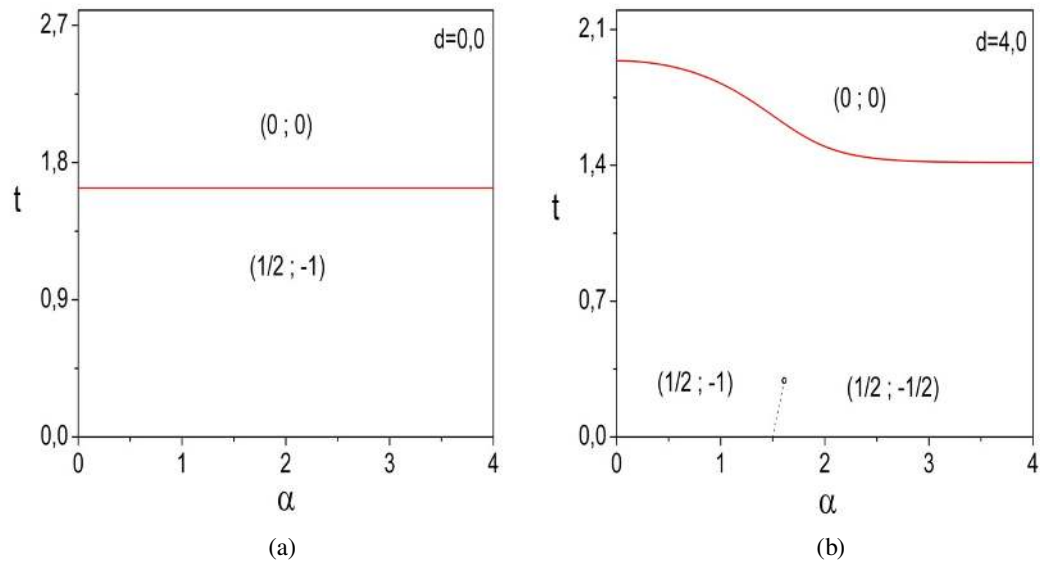
Şekil 4.4 $h_s = 0$ ve $h_t = 0$ iken, (a) $\alpha = 0.0$ için, (b) $\alpha = 0.6$ için, indirgenmiş kristal alanının (d) indirgenmiş sıcaklıkla (t) değişimlerini gösteren faz diyagramları. Burada, kırmızı sürekli çizgiler ikinci dereceden, mavi noktalı çizgiler birinci dereceden faz geçişlerini, içi dolu noktasal daireler üçlü kritik noktaları ve son olarak içi boş noktasal daireler izole kritik noktaları betimlemektedirler.



Şekil 4.5 $h_s = 0$ ve $h_t = 0$ iken, (a) $\alpha = 1.0$ için, (b) $\alpha = 1.5$ için, indirgenmiş kristal alanının (d) indirgenmiş sıcaklıkla (t) değişimlerini gösteren faz diyagramları. Bu şekillerde, kırmızı sürekli çizgiler ikinci dereceden faz geçişlerini, mavi noktalı çizgiler birinci dereceden faz geçişlerini ve son olarak içi boş noktasal daireler izole kritik noktaları betimlemektedirler.



Şekil 4.6 $h_s = 0$ ve $h_t = 0$ iken, (a) $d = -4,0$ için, (b) $d = -2,0$ için, α 'nın indirgenmiş sıcaklıkla (t) değişimlerini gösteren faz diyagramları. Bu şekillerde, kırmızı sürekli çizgiler ikinci dereceden faz geçişlerini, mavi noktalı çizgiler birinci dereceden faz geçişlerini ve son olarak içi dolu noktasal daireler üçlü kritik noktaları betimlemektedirler.



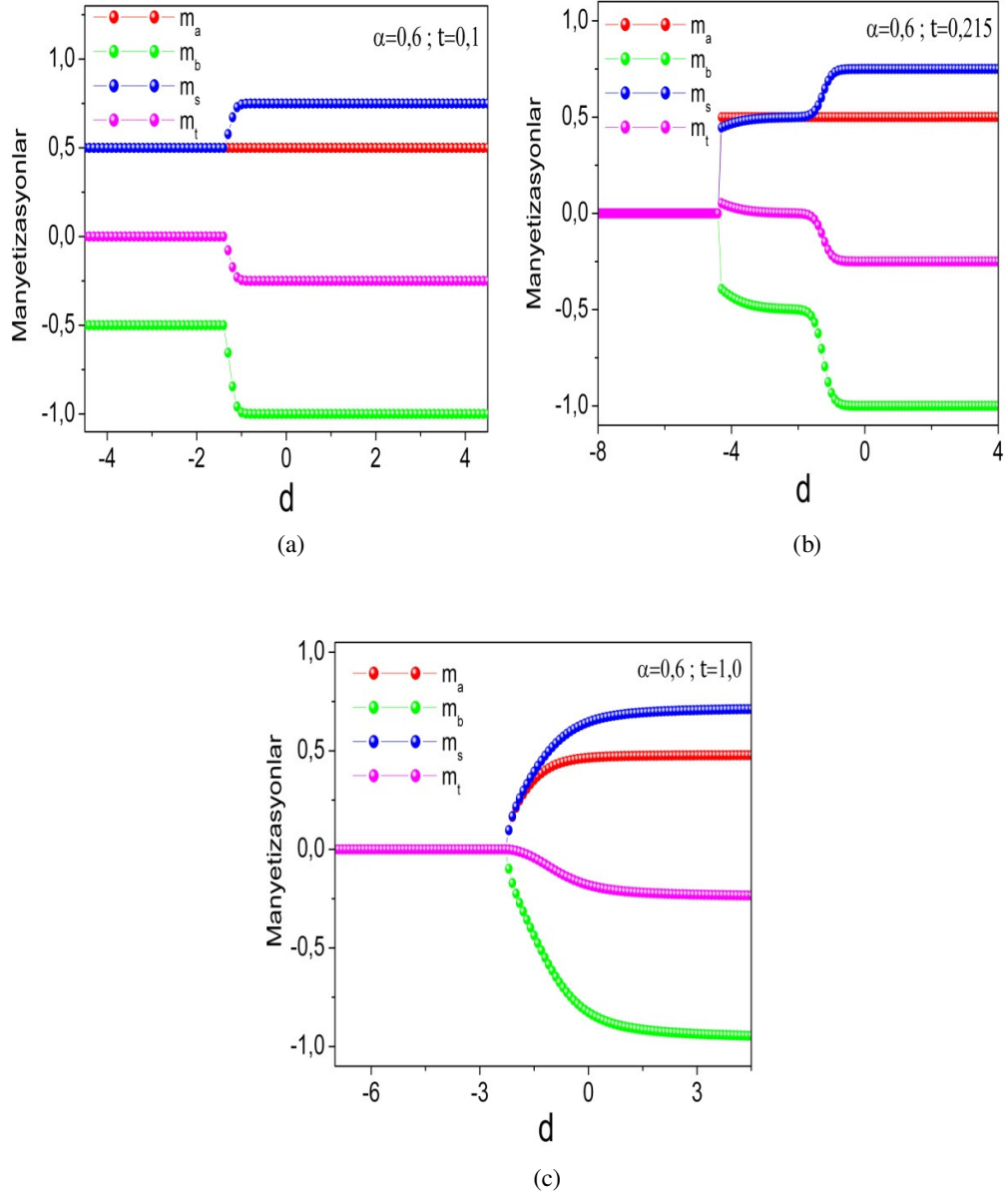
Şekil 4.7 $h_s = 0$ ve $h_t = 0$ iken, (a) $d = 0,0$ için, (b) $d = 4,0$ için, α 'nın indirgenmiş sıcaklıkla (t) değişimlerini gösteren faz diyagramları. Bu şekillerde, kırmızı sürekli çizgiler ikinci dereceden faz geçişlerini, mavi noktalı çizgiler birinci dereceden faz geçişlerini ve son olarak içi boş noktasal daireler izole kritik noktaları betimlemektedirler.

Şekil 4.6 ve 4.7, sabit indirgenmiş kristal alan (d) değerleri için α 'nın indirgenmiş sıcaklık (t) ile değişimlerini veren sonlu sıcaklık faz diyagramlarını göstermektedir. Şekil 4.6 (a), $d = -4,0$ için faz diyagramını göstermektedir. Burada, sistem kısmen ferrimanyetik ve paramanyetik fazlar arasında, yüksek sıcaklıklarda ikinci dereceden faz geçişleri, düşük sıcaklıklarda ise birinci dereceden faz geçişleri sergilemektedir. Bu iki faz geçiş çizgileri bir TCP ile birbirlerine bağlanmaktadır. Şekil 4.6 (b), $d = -2,0$ için faz diyagramını göstermektedir. Bu faz diyagramında düzenli ve düzensiz fazlar arasında sadece ikinci dereceden faz geçişleri mevcuttur. Şekil 4.7(a), $d = 0,0$ için faz diyagramını göstermektedir. Burada da, sistem sadece ikinci dereceden faz geçişleri sergilemektedir. Ancak burada farklı olarak, α 'nın bütün değerleri için faz geçiş sıcaklıkları aynıdır. Son olarak şekil 4.7 (b), $d = 4,0$ 'a ait faz diyagramını göstermektedir. Bu faz diyagramında yüksek sıcaklıklarda düzenli ve düzensiz fazlar arasında ikinci dereceden faz geçişleri mevcuttur, düşük sıcaklıklarda ise iki düzenli faz arasında birinci dereceden faz geçişleri bulunmaktadır ve bu birinci dereceden faz geçiş çizgisi bir ICP noktası ile son bulmaktadır.

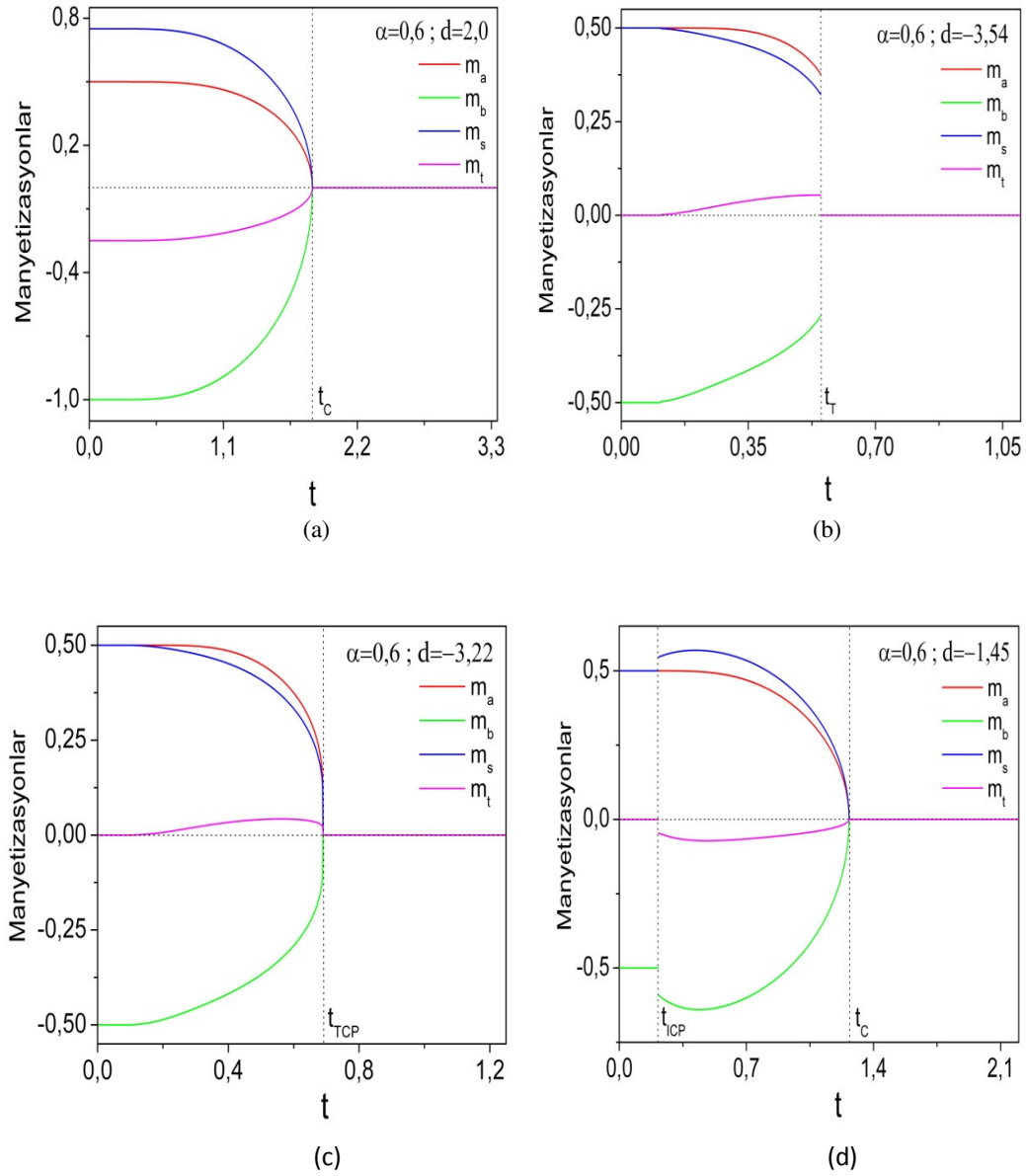
4.4 Manyetik Özellikler

Spin-1/2 ve spin-1 karma ferrimanyetik Ising sistemi için farklı faz diyagramları çizilebilsekte, toplamda sistemde ikinci dereceden faz geçişi, birinci dereceden faz geçişi, üçlü kritik nokta ve izole kritik nokta olmak üzere dört farklı faz geçiş noktasından bahsedilebilmektedir. Biz bu aşamadan itibaren bütün bu noktaları barındıran $\alpha = 0,6$ için çizilen faz diyagramı üzerinden tartışmalarımıza devam edeceğiz. Klasik olarak bilinen düzenli ve düzensiz fazlar arasındaki geçişlere ek olarak iki düzenli faz arasındaki faz geçişlerinden bahsettik. Bunları daha iyi anlayabilmek amacıyla, sabit sıcaklıklarda sistemin manyetizasyonlarının kristal alanla değişimlerini veren şekil 4.8'i inceleyebiliriz. Şekil 4.8 (a) $\alpha = 0,6$ ve $t=0,1$ için, sistemin $d = -1,34$ değerinde kısmen ferrimanyetik fazdan ferrimanyetik faza geçiş yaptığını açıkça görebilmekteyiz. Şekil 4.8 (b) $\alpha = 0,6$ ve $t=0,215$ için, sırasıyla düzensiz fazdan düzenli faza süreksiz olarak değişen birinci dereceden faz geçişini ve daha sonra da kısmen ferrimanyetik fazdan ferrimanyetik faza izole kritik geçişi sunmak amacı ile verilmiştir. Son olarak, şekil 4.8 (c) ikinci dereceden bir faz

geçiş noktası yakınında mıknatıslanmaların indirgenmiş kristal alan ile değişimini sunmaktadır.



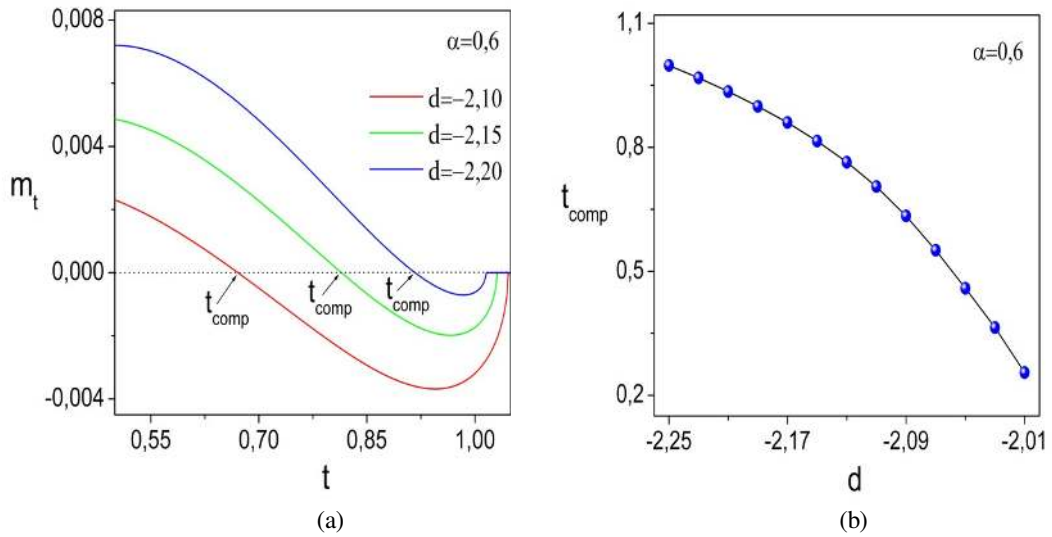
Şekil 4.8 $h_s = 0$, $h_t = 0$ ve $\alpha = 0,6$ iken, (a) $t = 0,10$ için iki düzenli faz (kısmen ferrimanyetik faz ve ferrimanyetik faz) arasında meydana gelen birinci dereceden bir faz geçişini veren (b) $t = 0,215$ için önce düzensiz fazdan düzenli faza birinci dereceden bir faz geçişini sonra da iki düzenli faz arasındaki izole kritik noktaya ait geçişi veren (c) $t = 1,0$ için düzensiz fazdan düzenli faza ikinci dereceden bir faz geçişini veren manyetizasyonların indirgenmiş kristal alan ile değişimleri.



Şekil 4.9 $h_s = 0$, $h_t = 0$ ve $\alpha = 0,6$ iken manyetizasyonların (m_a ve m_b alt örgü mıknatıslanmaları, ve düzen parametreleri olan sekmeli, m_s , ve toplam, m_t , mıknatıslanmalar) sıcaklıkla değişimleri. (a) $d = 2,0$ ikinci dereceden bir faz geçiş noktası yakınında, (b) $d = -3,54$ birinci dereceden bir faz geçiş noktası yakınında, (c) $d = -3,22$ TCP yakınında, (d) $d = -1,45$ ICP ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında sonuçları vermektedir.

Şekil 4.9’da $h_s = 0$, $h_t = 0$ ve $\alpha = 0,6$ iken, farklı faz geçiş noktaları yakınında alt örgü ve düzen parametrelerine ait manyetizasyonların indirgenmiş sıcaklık ile değişimleri verilmektedir. Buradaki şekiller sırasıyla, şekil 4.9 (a) ikinci dereceden bir faz geçiş noktası yakınındaki, şekil 4.9 (b) birinci dereceden bir faz

geçiş noktası yakınındaki, şekil 4.9 (c) TCP yakınındaki ve son olarak şekil 4.9 (d) ICP ve kritik nokta yakınındaki sonuçları sunmaktadır. Şekillerden de açıkça görülebildiği üzere, düşük sıcaklıklardan ikinci dereceden faz geçiş noktasına kadar mıknatıslanmalar sürekli olarak azalmaktadır ve kritik noktada sıfır değerini almaktadırlar. Birinci dereceden faz geçiş noktasında manyetizasyonların süreksiz olarak sıfıra ulaştığı görülmektedir. Üçlü kritik noktada manyetizasyonların sürekli olarak fakat ikinci dereceden geçiş noktasına göre daha dik bir eğimle sıfıra eriştikleri görülmektedir. İzole kritik noktada ise m_b alt örgü mıknatıslanmasında ve buna bağlı olarak sekmeli ve toplam manyetizasyonlarda süreksizlik oluştuğunu ancak m_a alt örgü mıknatıslanmasının sürekli kaldığı görülmektedir.



Şekil 4.10 $h_s = 0$, $h_t = 0$ ve $\alpha = 0,6$ iken (a) $d = -2,10$; $-2,15$ ve $-2,20$ için toplam mıknatıslanmanın indirgenmiş sıcaklık ile değişimleri ve karşılama sıcaklıklarının gösterimi, (b) karşılama davranışının meydana geldiği indirgenmiş kristal alan aralığı için karşılama sıcaklıkları.

Karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sisteminde $\alpha = 0,6$ için d 'nin $-2,01$ ile $-2,25$ aralığında karşılama (compensation) davranışının var olduğunu gözlemledik. Şekil 4.10 (a)'dan da d 'nin farklı birkaç değeri için açık bir şekilde görüldüğü gibi karşılama sıcaklığının değeri, sistemin net mıknatıslanmasının kritik sıcaklığın altında sıfır olduğu sıcaklık değeridir. Şekil 4.10 (b)'de ise, $\alpha=0,6$ için karşılama davranışının meydana geldiği kristal alan değerlerine ait karşılama sıcaklıklarının sonuçlarını göstermektedir.

BÖLÜM BEŞ

DENGİ DUYGUNLUKLARI

Duygunluk ifadesi bir yanıt fonksiyonudur ve sistemin mıknatıslanmasının uygulanan dış manyetik alana verdiği tepkidir. Karma spin ferrimanyetik Ising sisteminde sekmeli, m_s , ve toplam, m_t , olmak üzere iki adet düzen parametresi olduğu için, bu iki mıknatıslanmanın da dış alana cevapları ayrı ayrı incelenmelidir. Ferrimanyetik sistemler çok karmaşık bir yapıya sahiptir ve antiferromanyetik yapılar gibi düşünülerek çözümlenirler. Bu amaçla Hamiltonyene, antiferromanyetik etkiyi tanımlaması için sekmeli bir dış manyetik alan (H_s) ve ferromanyetik etkiyi tanımlaması amacıyla da homojen bir dış manyetik alan (H_t) eklenmiştir. Bu bağlamda, sekmeli düzen parametresinin uygulanan sekmeli dış manyetik alana cevabı sekmeli duygunluk, toplam düzen parametresinin homojen dış manyetik alana cevabı ise toplam duygunluk olarak tanımlanmaktadır.

Sistemde sekmeli dış manyetik alanın varlığı halinde sekmeli denge duygunluğunu türetmek için, birbirleri cinsinden yazılan hal denklemlerinin sekmeli dış manyetik alana göre türevleri alınıp sıfıra eşitlenerek, aşağıdaki gibi iki eşitlik elde edilir:

$$\lim_{H_s \rightarrow 0} \left\{ a_{11} \frac{\partial m_a}{\partial H_s} + a_{12} \frac{\partial m_b}{\partial H_s} \right\} = \lim_{H_s \rightarrow 0} c_1 ,$$

$$\lim_{H_s \rightarrow 0} \left\{ a_{21} \frac{\partial m_a}{\partial H_s} + a_{22} \frac{\partial m_b}{\partial H_s} \right\} = \lim_{H_s \rightarrow 0} c_2 . \quad (5.1)$$

Denklem 5.1'deki katsayılar sekmeli denge duygunluğu üretim katsayıları olarak bölüm ek'te verilmiştir. Bu iki bilinmeyenli denklemlerden, $H_s \rightarrow 0$ limitinde alt örgü mıknatıslanmalarının sekmeli dış alanla değişimleri elde edilir,

$$\lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{\partial m_a}{\partial H_s} = \lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{a_{22} c_1 - a_{12} c_2}{a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}} ,$$

$$\lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{\partial m_b}{\partial H_s} = \lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{a_{11} c_2 - a_{21} c_1}{a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}} . \quad (5.2)$$

Bu ifadeler yardımıyla karma spin ferrimanyetik Ising sisteminin düzen parametrelerinden biri olan sekmeli mıknatıslanmaya ait sekmeli denge duygunluğu,

$$\chi_s = \lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{\partial m_s}{\partial H_s} = \frac{1}{2} \left(\lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{\partial m_a}{\partial H_s} - \lim_{H_s \rightarrow 0} \frac{\partial m_b}{\partial H_s} \right), \quad (5.3)$$

ifadesindeki gibi yazılabilir.

Benzer şekilde, sistemde homojen dış manyetik alanın (H_t) varlığı halinde toplam denge duygunluğunu türetmek için, hal denklemlerinin homojen dış manyetik alana göre türevleri alınıp sıfıra eşitlenmesi durumunda aşağıdaki eşitlikler elde edilir,

$$\begin{aligned} \lim_{H_t \rightarrow 0} \left\{ b_{11} \frac{\partial m_a}{\partial H_t} + b_{12} \frac{\partial m_b}{\partial H_t} \right\} &= \lim_{H_s \rightarrow 0} d_1, \\ \lim_{H_t \rightarrow 0} \left\{ b_{21} \frac{\partial m_a}{\partial H_t} + b_{22} \frac{\partial m_b}{\partial H_t} \right\} &= \lim_{H_s \rightarrow 0} d_2. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Buradaki b ve d katsayıları toplam denge duygunluğu üretim katsayıları olarak bölüm ek'te verilmiştir. Bu iki bilinmeyenli denklemlerden, $H_t \rightarrow 0$ limitinde alt örgü mıknatıslanmalarının homojen dış manyetik alanla değişimleri elde edilir,

$$\begin{aligned} \lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{\partial m_a}{\partial H_t} &= \lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{b_{22}d_1 - b_{12}d_2}{b_{11}b_{22} - b_{12}b_{21}}, \\ \lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{\partial m_b}{\partial H_t} &= \lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{b_{11}d_2 - b_{21}d_1}{b_{11}b_{22} - b_{12}b_{21}}. \end{aligned} \quad (5.5)$$

Denklem 5.5'te bulunan ifadeler yardımıyla da karma spin ferrimanyetik Ising sisteminin diğer düzen parametresi olan toplam mıknatıslanmaya ait toplam denge duygunluğu aşağıdaki gibi elde edilir:

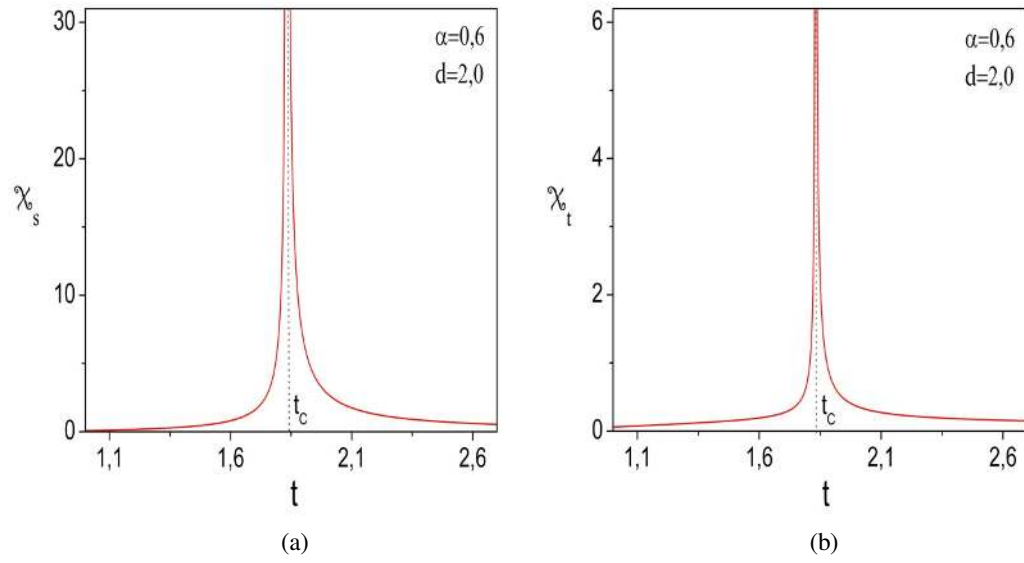
$$\chi_t = \lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{\partial m_t}{\partial H_t} = \frac{1}{2} \left(\lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{\partial m_a}{\partial H_t} + \lim_{H_t \rightarrow 0} \frac{\partial m_b}{\partial H_t} \right). \quad (5.6)$$

Şekil 5.1, $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0,6$ ve $d = 2,0$ parametreleri için elde edilen ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınındaki denge duygunluklarının indirgenmiş sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir. Şekil 5.1 (a), sekmeli denge duygunluğuna ait sonuçları, şekil 5.1 (b) ise toplam denge duygunluğuna ait sonuçları vermektedir. Düzen parametrelerine ait her iki duygunluk ifadesi de beklendiği üzere ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında hızla artarak, kritik noktada ıraksama (sonsuz gitme) davranışı sergilemektedirler.

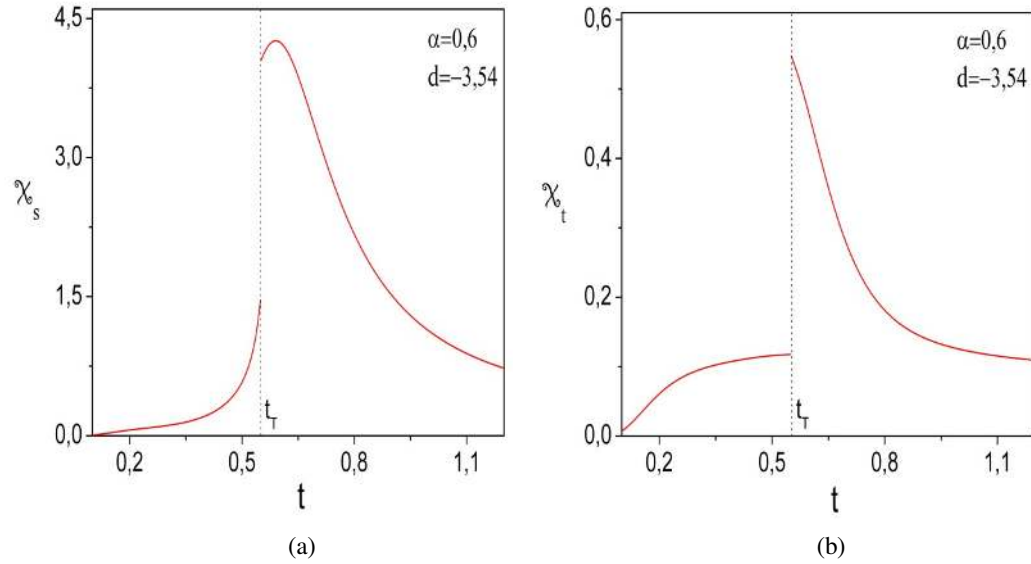
Şekil 5.2’de $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0,6$ ve $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında denge duygunluklarının indirgenmiş sıcaklık ile değişimlerini göremekteyiz. Sırasıyla, şekil 5.2 (a) sekmeli denge duygunluğu için, şekil 5.2 (b) ise toplam denge duygunluğu için sonuçları vermektedir. Sekmeli ve toplam denge duygunlukları birinci dereceden faz geçişlerinin doğası gereği faz geçiş noktasında sonlu bir süreksizlik (sıçrama) tekilliği sergilemektedirler.

Şekil 5.3 (a) ve 5.3 (b), $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0,6$ ve $d = -3,22$ parametreleri için elde edilen üçlü kritik nokta yakınında (TCP), sırasıyla sekmeli denge duygunluğu ve toplam denge duygunluğu için sonuçları sunmaktadırlar. Bu şekillerden de görülebileceği üzere, denge duygunlukları düzenli fazda artan sıcaklıklarla birlikte artış sergilemektedirler. Üçlü kritik noktanın çok yakınında ise bu artış hızla çok yüksek değerlere çıkmakta ve denge duygunlukları üçlü kritik nokta sıcaklığında ıraksama davranışı sergilemektedir. Üçlü kritik noktadan sonraki düzensiz fazdaki artan sıcaklık değerleri ile ise her iki denge duygunluğu düzenli fazdaki artışa oranla daha düzgün bir şekilde azalarak, daha da yükselen sıcaklıklarla birlikte sıfır değerine yakınsamaktadırlar.

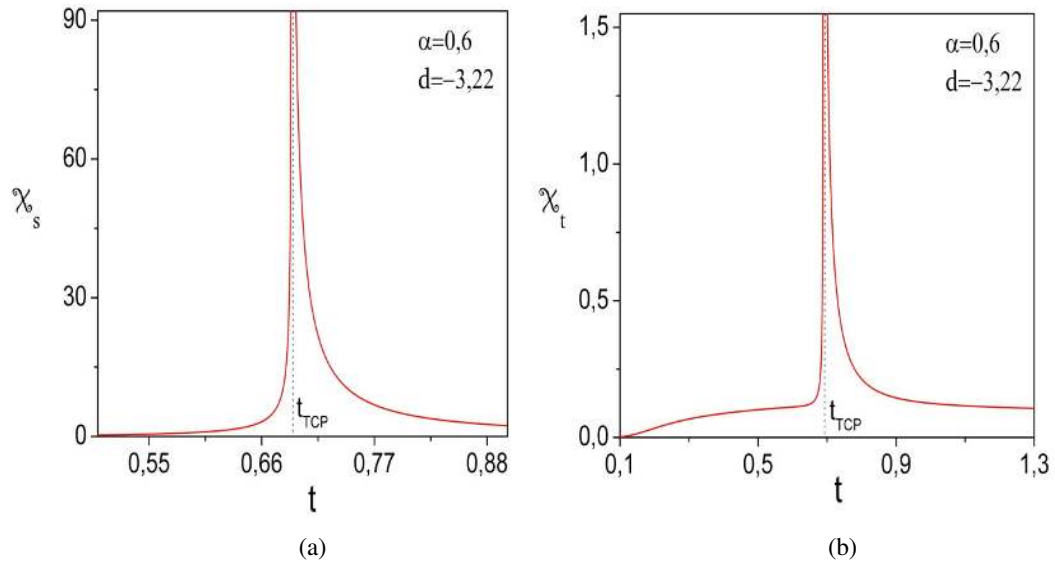
$h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0,6$ ve $d = -1,45$ için sistemde düşük sıcaklıklarda izole kritik nokta yüksek sıcaklıklarda ise ikinci dereceden bir faz geçişi gözlemlemekteyiz. Şekil 5.4’de, bu iki faz geçiş noktası yakınındaki denge duygunluklarının indirgenmiş sıcaklık ile değişimlerini görmekteyiz. Şekil 5.4 (a) sekmeli denge duygunluğuna ait sonuçları verirken, şekil 5.4 (b) ise toplam denge duygunluğuna ait sonuçları vermektedir. Denge duygunluklarının, ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınındaki davranışlarını zaten incelemiştik, bizim burada asıl ilgilendiğimiz ICP yakınındaki davranışlarını incelemek olmuştur. Düzenli fazdaki bu özel noktada, her iki denge duygunluğu da birer maksimum sergilemektedir, ancak toplam denge duygunluğu için bu maksimum daha belirgin bir düzeydedir. Kritik nokta yakınındaki değerlere göre çok küçük değerlerde olduğu için denge duygunluklarının bu noktalardaki sonuçları, şekillerin içine panel oluşturularak bu bölgenin davranışının ayrıntılı bir şekilde sunulması amaçlanmıştır.



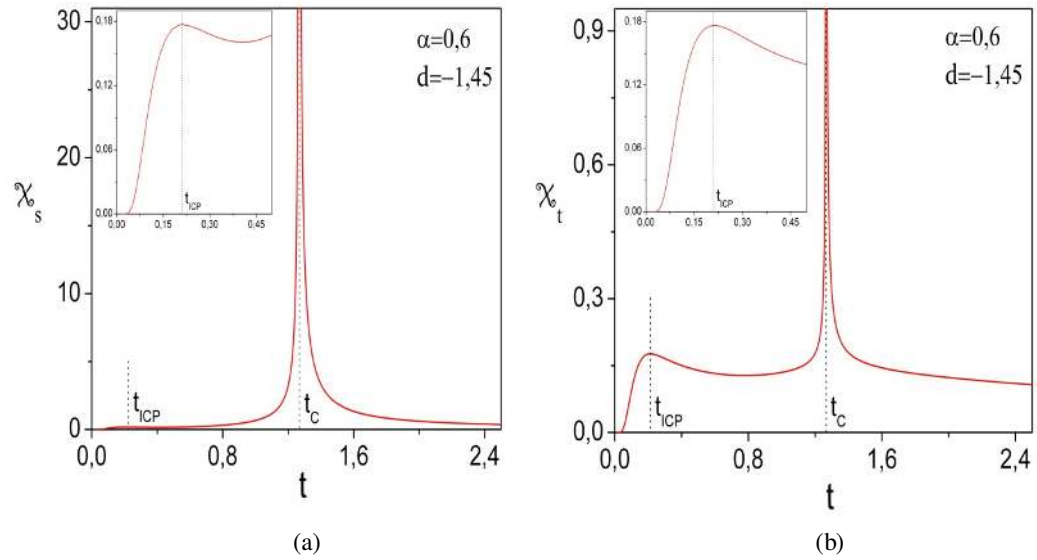
Şekil 5.1 $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0,6$ ve $d = 2,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında, (a) sekmeli denge duygunluğunun, (b) toplam denge duygunluğunun indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 5.2 $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0,6$ ve $d = -3,54$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında, (a) sekmeli denge duygunluğunun, (b) toplam denge duygunluğunun indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 5.3 $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0.6$ ve $d = -3.22$ iken üçlü kritik nokta (TCP) yakınında, (a) sekmeli denge duygunluğunun indirgenmiş sıcaklık ile değişimi, (b) toplam denge duygunluğunun indirgenmiş sıcaklıkla değişimi.



Şekil 5.4 $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\alpha = 0.6$ ve $d = -1.45$ iken sistemde önce bir izole kritik nokta sonra da ikinci dereceden bir faz geçişi gözlemlenmektedir. Sırasıyla izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında, (a) sekmeli denge duygunluğunun indirgenmiş sıcaklıkla değişimini, (b) toplam denge duygunluğunun indirgenmiş sıcaklıkla değişimini göstermektedir.

BÖLÜM ALTI

KINETİK DENKLEMLER VE DURULMA ZAMANLARI

6.1 Onsager Tersinmez Termodinamik Kuramı

Tersinmez süreç; birbirleri ile etkileşim içinde olan ve çok sayıda parçacık içeren bir fiziksel sistemin termal denge halinden uzaklaştırılması durumunda zamana bağlı olarak göstereceği davranış şekli olarak ifade edilir. Tersinmez süreçler tensörel karakterlerine göre üç gruba ayrılırlar; tensörel tersinmez süreçler, skaler tersinmez süreçler ve vektörel tersinmez süreçler. Herhangi bir fiziksel sistemde tek bir tersinmez süreç gözlenebildiği gibi, aynı anda birden fazla tersinmez sürecin de gözlenebilmesi mümkündür. Bu şekilde; aynı anda birden fazla tersinmez sürecin bir arada gözlemlendiği bir sistemde bütün süreçler arasında çapraz etkiler meydana gelir. Birbirlerini çapraz etkileyen süreçlere ise çiftlenmiş tersinmez süreçler adı verilir. Çiftlenmiş tersinmez süreçleri ya da daha genel haliyle tersinmez süreçleri termodinamik olarak inceleyen fizik dalı tersinmez (dengesiz) termodinamiktir.

Dengesiz termodinamik iki başlık altında incelenir, bunlar: doğrusal dengesiz termodinamik (DDT) ve doğrusal olmayan dengesiz termodinamik (DODT) şeklindedir. DDT, ısı denge durumu yakınlarındaki sistemlerde oluşan dengesiz süreçleri incelerken, DODT, ise dengeden çok uzak durumlardaki sistemlerde oluşan tersinmez süreçleri incelemektedir.

Tersinmez süreçler termodinamik olarak ilk defa 1854 yılında W. Thomson tarafından çalışılmıştır. Bundan sonraki önemli çalışmalardan biri ise 1931 yılında Onsager tarafından geliştirilen Onsager kuramıdır. Onsager kuramı ilk zamanlarda sadece termal denge durumu yakınlarındaki sistemlere uygulanabiliyordu. Bu alanlardaki çalışmalarda daha öncede belirttiğimiz gibi doğrusal tersinmez termodinamik tarafından gerçekleştirilmiştir. Doğrusal tersinmez termodinamik, bir fiziksel sistemde oluşan tersinmez akımlar ile bu tersinmez akımları oluşturan kuvvetler arasındaki ilişkinin doğrusal olduğunu kabul eder. Bu ilişki, fenomenolojik doğrusal bağıntı olarak anılır. Fenomenolojik doğrusal bağıntıda yer alan katsayılar

ise kinetik katsayılar, fenomenolojik katsayılar veya Onsager katsayıları olarak adlandırılırlar.

Onsager'ın da bu aşamada yapmış olduğu; bu lineer fenomenolojik bağıntılardaki kinetik katsayılar arasındaki ters bağıntıları kurmasıdır. Bu sebeple de bu bağıntılar Onsager ters bağıntıları (OTB) olarak bilinirler (Onsager, 1931; 1931*). Onsager ters bağıntıları ile ortaya çıkan sonuç; makroskobik düzeyde yer alan mikroskobik hareket denklemlerinin zamanla değişmezliği gerçeğidir.

Bu aşamadan sonra 1945 yılında Casimir tarafından, tek ve çift pariteli kuvvetler de düşünülerek Onsager ters bağıntıları daha genel bir şekil aldı. Bu çalışmada elde edilen bağıntılar, Onsager-Casimir ters bağıntıları (OCTB) olarak adlandırılırlar (Casimir, 1945). Başlangıçta sadece termal denge yakınındaki sistemlere uygulanabilen Onsager teorisi günümüze kadar gelindikçe birçok düzenlemeye tabii tutulmuş ve doğrusal olmayan sistemlere de uygulanabilir duruma getirilmiştir. Ayrıca, bu kuram pek çok uygulama alanı bulmuştur (Kubista, Fontan, Buonomo, Arbesser ve Baptista, 1998).

Onsager bağıntıları ve OTTK denge yakınındaki pek çok denge dışı sürecin irdelenmesinde başarıyla kullanılmıştır. Bunlar, iki bileşenli bir sistemde faz geçişi boyunca kararlı hal arayüz hareketi (Kaplan, 1983; 1989*), homojen olmayan ortamdaki taşınım (Kampen, 1991), poliatomik gazlardaki jirotermal etki (Sharipov, 1999), seyreltik ve yoğun fazlar arasında yer alan arayüzden gerçekleşen kütle ve enerji akışı (Kreuzer, Chapman ve March, 1962), seyreltilmiş gaz akışları (Liu, 1990) şeklinde verilebilir.

Bu çalışmalara ek olarak aynı kuram, farklı manyetik sistemlerin kritik ve multikritik nokta yakınındaki durulma davranışlarını incelemede de kullanılmıştır (Erdem ve Keskin, 2001; 2001*; 2002; 2003; Keskin ve Erdem, 2003; Keskin ve Canko, 2005; Gülpınar, 2008).

6.2 Kinetik Denklemlerin Elde Edilmesi

Spin-1/2 ve spin-1 karma ferrimanyetik Ising modelinin kinetik davranışını inceleyebilmek için, dış alanların denge değerinden bir miktar saptırıldığı düşünülür. Dış alanın denge değerinden saptırılması halinde sistem bir denge dışı süreçle yeni bir dengeye erişmeye çalışacaktır. Bu aşamada dış alanın denge değerinden saptırılmasının yeterince küçük olduğu, bu nedenle de karşılık gelen sürecin doğrusal yanıt kuramı ile incelenebileceği kabulünden yararlanılmaktadır. Bu bağlamda, denge komşuluğunda Helmholtz serbest enerji ifadesi,

$$G(m_a, m_b, T, H_s, H_t) = G^{(0)}(m_{a_0}, m_{b_0}, T, H_{s_0}, H_{t_0}) + \Delta G, \quad (6.2.1)$$

olarak yazılır. Burada, $G^{(0)}$: denge durumu için ($m_a = m_{a_0}$, $m_b = m_{b_0}$, $H_s = H_{s_0}$, $H_t = H_{t_0}$) Helmholtz serbest enerji bileşeni, ΔG : Taylor seri açılımı kullanılarak yazılan dış alanlardaki değişimlerden kaynaklanan karma spin ferrimanyetik Helmholtz serbest enerji üretimidir ve aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\begin{aligned} \Delta G = & \frac{1}{2}k_1(m_a - m_{a_0})^2 - k_2(m_a - m_{a_0})(m_b - m_{b_0}) + \frac{1}{2}k_3(m_b - m_{b_0})^2 \\ & - k_4(m_a - m_{a_0})(H_s - H_{s_0}) - k_5(m_b - m_{b_0})(H_s - H_{s_0}) \\ & - k_6(H_s - H_{s_0}) + \frac{1}{2}k_7(H_s - H_{s_0})^2 - k_8(m_a - m_{a_0})(H_t - H_{t_0}) \\ & - k_9(m_b - m_{b_0})(H_t - H_{t_0}) - k_{10}(H_t - H_{t_0}) \\ & + \frac{1}{2}k_{11}(H_t - H_{t_0})^2. \end{aligned} \quad (6.2.2)$$

Buradaki katsayılar, Helmholtz serbest enerji ifadesinin alt örgü mıknatıslanmaları ve dış manyetik alanlara göre türevleri cinsinden elde edilen Helmholtz serbest enerji üretim katsayılarıdır ve bölüm ek'te verilmişlerdir.

Sistemin denge durumundan uzaklaştırılması halinde entropi ve Helmholtz serbest enerji ekstremumdan uzaklaşır. Diğer yandan, sistemi dengeden uzaklaştıran dış manyetik alanların $t=0$ 'da uygulandığını ve sonrasında kaldırıldığını düşünüyoruz, bu durumda meydana gelecek olan tersinmez süreç termodinamiğin ikinci yasası uyarınca entropiyi artırıcı yönde gerçekleşecektir. Entropi maksimuma eriştiğinde

sistem yeni bir denge değerine ulaşacaktır ve bu durumda $\partial G/\partial m$ ve $\partial S/\partial m$ sıfıra eşit olacaklardır. Diğer bir deyişle entropi ve serbest enerjinin düzen parametresine göre türevi sistemi dengeye erdiren bir kuvvet görevi görmektedir. Burada; serbest enerji üretimindeki değişimin dengede sıfıra gideceği için, serbest enerjinin düzen parametrelerinin dengeden sapmalarına göre türevi, sistemi dengeye götüren bir kuvvet olarak ele alınabilir. Sistemin tekrar dengeye gelmesi sanki bir akım gibi düşünülebilir. Bu bağlamda, genelleştirilmiş akılar,

$$\phi_a = \frac{d}{dt'}(m_a(t') - m_{a_0}) \quad \text{ve} \quad \phi_b = \frac{d}{dt'}(m_b(t') - m_{b_0}), \quad (6.2.3)$$

ifadesindeki gibi yazılabilirken, genelleştirilmiş akılar ile eşlenik genelleştirilmiş kuvvetler ise aşağıdaki gibi elde edilebilirler:

$$\begin{aligned} X_{m_a} &= \frac{\partial \Delta G}{\partial (m_a - m_{a_0})} \\ &= k_1(m_a - m_{a_0}) - k_2(m_b - m_{b_0}) - k_4(H_s - H_{s_0}) - k_8(H_t - H_{t_0}), \\ X_{m_b} &= \frac{\partial \Delta G}{\partial (m_b - m_{b_0})} \\ &= k_3(m_b - m_{b_0}) - k_2(m_a - m_{a_0}) - k_5(H_s - H_{s_0}) - k(H_t - H_{t_0}). \end{aligned} \quad (6.2.4)$$

OTTK'na göre genelleştirilmiş kuvvetler ve genelleştirilmiş akılar arasındaki doğrusal ilişki,

$$\begin{bmatrix} \dot{m}_a \\ \dot{m}_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{m_a} & \gamma \\ \gamma & \gamma_{m_b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{m_a} \\ X_{m_b} \end{bmatrix} \quad (6.2.5)$$

olarak verilebilir. Sistemde iki adet alt örgü mıknaatıslanmasının olması sistemde iki adet tersinmez sürecin aynı anda meydana geldiğini göstermektedir. Bu bağlamda, denklem 6.2.5'teki γ katsayısı, aynı anda meydana gelen iki tersinmez sürecin çapraz etkilerini temsil eden Onsager kinetik katsayısıdır. γ_{m_a} Onsager kinetik katsayısı, m_a mıknaatıslanmasını üreten tersinmez süreç için tanımlanmıştır. γ_{m_b} Onsager kinetik katsayısı ise m_b mıknaatıslanmasını üreten tersinmez süreç için tanımlanmıştır. Eşitlik 6.2.5 ifadesinde, eşitlik 6.2.4 ifadesinde bulunan genelleştirilmiş kuvvet ifadeleri

yerlerine yazılarak sistemin genelleştirilmiş akılarını veren kinetik denklemleri aşağıdaki gibi elde edilir:

$$\begin{aligned}\dot{m}_a &= (\gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2)(m_a - m_{a_0}) + (\gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2)(m_b - m_{b_0}) \\ &\quad + (-\gamma_{m_a} k_4 - \gamma k_5)(H_s - H_{s_0}) + (-\gamma_{m_a} k_8 - \gamma k_9)(H_t - H_{t_0}), \\ \dot{m}_b &= (\gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2)(m_a - m_{a_0}) + (\gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2)(m_b - m_{b_0}) \\ &\quad + (-\gamma_{m_b} k_5 - \gamma k_4)(H_s - H_{s_0}) + (-\gamma_{m_b} k_9 - \gamma k_8)(H_t - H_{t_0}).\end{aligned}\quad (6.2.6)$$

6.3 Durulma Zamanları

Durulma zamanı ifadelerini elde edebilmek için öncelikle, $H_s = H_{s_0}$ ve $H_t = H_{t_0}$ olduğu kabul edilir ve bu durumda kinetik denklemler tekrar yazılır:

$$\begin{aligned}\dot{m}_a &= (\gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2)(m_a - m_{a_0}) + (\gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2)(m_b - m_{b_0}), \\ \dot{m}_b &= (\gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2)(m_a - m_{a_0}) + (\gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2)(m_b - m_{b_0}).\end{aligned}\quad (6.3.1)$$

Buradaki ikinci kabul ise alt örgü mıknatıslanmalarındaki zamanla değişimi veren eksponansiyel durulmalar için,

$$m_a - m_{a_0} = m_{a_1} e^{-t/\tau} \quad \text{ve} \quad m_b - m_{b_0} = m_{b_1} e^{-t/\tau} \quad (6.3.2)$$

formunda bir çözüm önerisi kabul edilip eşitlik 6.3.1 ile verilen kinetik denklemlerde yerlerine yazılır ve bu ifadeler çözümlerse aşağıdaki gibi bir matris bağıntısı elde edilir:

$$\begin{vmatrix} \tau^{-1} + \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \tau^{-1} + \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 \end{vmatrix} = 0. \quad (6.3.3)$$

Bu matris ifadesi açıldığında ikinci dereceden bir fonksiyon bulunur ve elde edilen fonksiyon çözüldüğünde durulma zamanları aşağıdaki gibi bulunmuş olur:

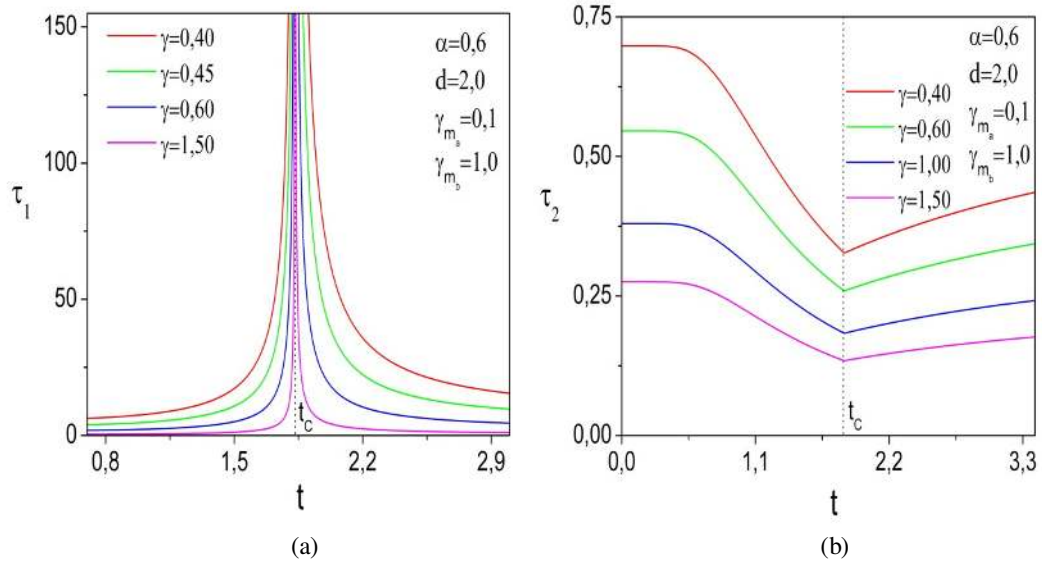
$$\tau_1 = \left(\frac{1}{2}x + \frac{1}{2}\sqrt{y} \right) \quad \text{ve} \quad \tau_2 = \left(\frac{1}{2}x - \frac{1}{2}\sqrt{y} \right), \quad (6.3.4)$$

buradaki x ve y katsayıları ise kısaltma amaçlı kullanılmış olup aşağıdaki gibi ifade edilirler,

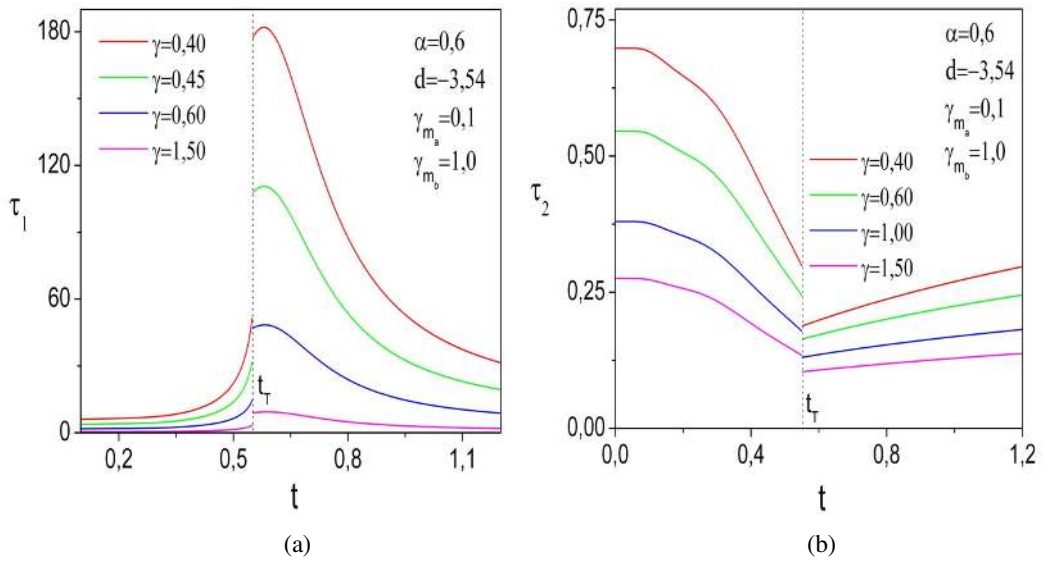
$$x = -\gamma_{m_a} k_1 - \gamma_{m_b} k_3 + 2\gamma k_2,$$

$$y = (\gamma_{m_a} k_1)^2 - 2\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - 4\gamma^2 k_1 k_3 - 4\gamma_{m_a} \gamma k_1 k_2 + (\gamma_{m_b} k_3)^2 + 4\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} k_2^2 - 4\gamma_{m_b} \gamma k_2 k_3 + 4\gamma^2 k_1 k_3. \quad (6.3.5)$$

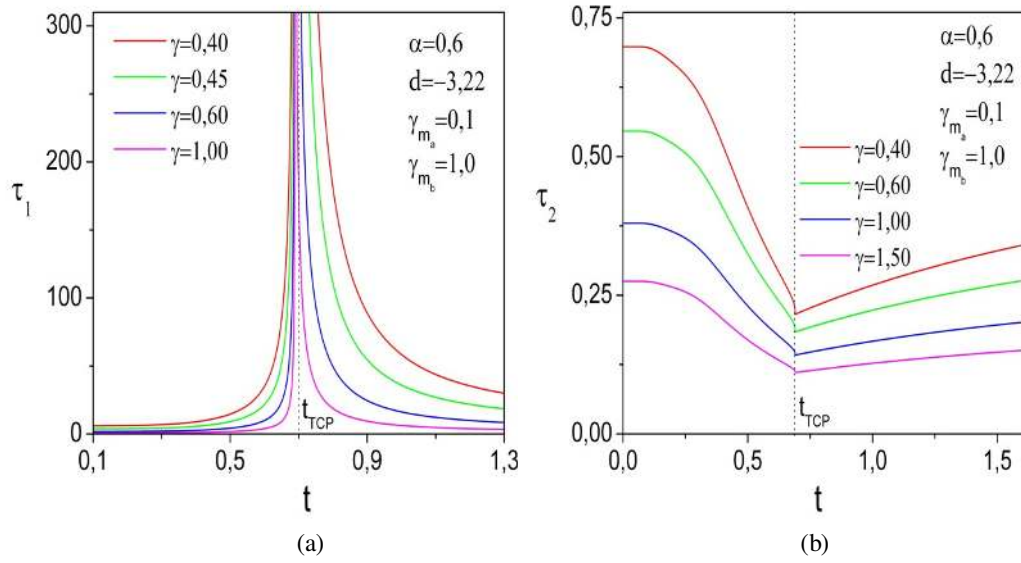
Eşitlik 6.3.4'da elde edilen durulma zamanı ifadeleri için sabit $h_s = 0$, $h_t = 0$, $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ parametreleri kullanılarak sırasıyla, şekil 6.1 $\alpha = 0,6$ ve $d = 2,0$ için ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında, şekil 6.2 $\alpha = 0,6$ ve $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında, şekil 6.3 $\alpha = 0,6$ ve $d = -3,22$ için üçlü kritik nokta yakınında, şekil 6.4 ise $\alpha = 0,6$ ve $d = -1,45$ için izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş sıcaklıkları yakınında durulma zamanlarının indirgenmiş sıcaklıkla değişimlerini vermektedir. Bu şekillerde farklı renklerle gösterilen eğriler farklı γ Onsager kinetik katsayılarına ait sonuçları göstermektedir. Şekil 6.1 (a)'da τ_1 durulma zamanının kritik noktada ıraksama sergilediği, şekil 6.1 (b)'de ise τ_2 durulma zamanının kritik noktada kasp davranışı sergilediği görülmektedir. Ayrıca, her iki durulma zamanında da artan γ değerleri ile azaldığını şekillerden açıkça görülmektedir. Şekil 6.2 (a) ve (b)'de her iki durulma zamanında birinci dereceden faz geçiş noktasında sonlu bir süreksizlik davranışı sergilemektedir. Bununla birlikte, artan γ değerleri ile durulma zamanları azalmakta ve faz geçiş noktasında daha küçük bir sıçrama davranışı görülmektedir. Şekil 6.3 (a)'da τ_1 durulma zamanı TCP'de ıraksama davranışı ve şekil 6.3 (b)'de τ_2 durulma zamanı TCP'de bir kasp davranışı sergilemektedir. Üçlü kritik nokta yakınında artan γ 'lar için durulma zamanları azalmaktadır. Son olarak, şekil 6.4 (a)'da τ_1 durulma zamanının izole kritik noktada artan γ değerleri ile daha belirginleşen bir maksimum sergilediğini sonraki artan sıcaklıklarda kritik noktaya kadar tekrar artış sergilediğini kritik noktada ise ıraksama davranışı sergilediğini görmekteyiz. Şekil 6.4 (b)'de ise τ_2 durulma zamanının izole kritik noktada bir minimum değer aldığını sonra bir miktar arttıktan sonra kritik noktaya kadar tekrar azaldığını ve kritik noktada kasp davranışı sergilediği görülmektedir. Bu noktalar yakınında da artan γ değerleri ile durulma zamanlarının azaldığı görülmektedir.



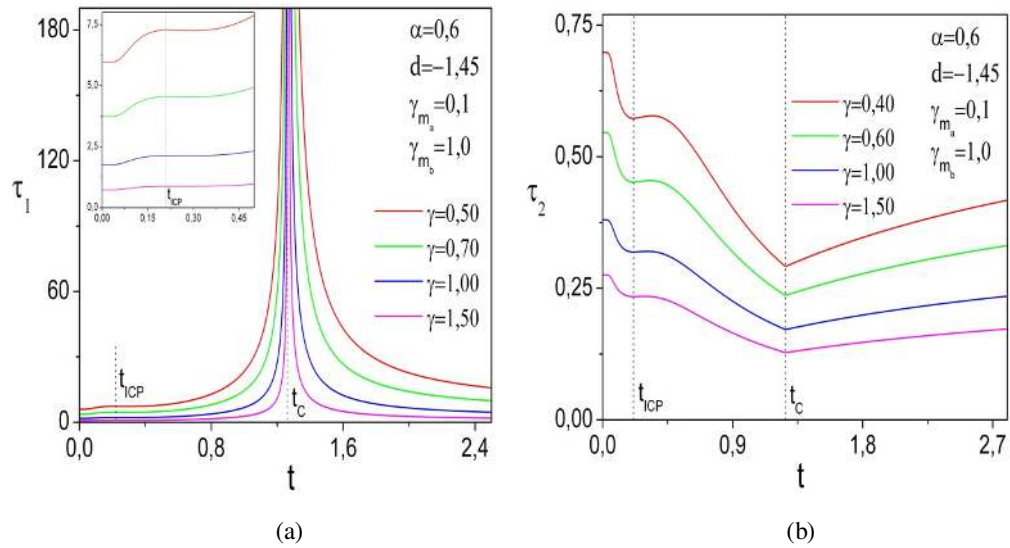
Şekil 6.1 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) τ_1 durulma zamanının, (b) τ_2 durulma zamanının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 6.2 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) τ_1 durulma zamanının, (b) τ_2 durulma zamanının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 6.3 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0.6$; $d = -3.22$; $\gamma_{m_a} = 0.1$ ve $\gamma_{m_b} = 1.0$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı γ değerleri için, (a) τ_1 durulma zamanının, (b) τ_2 durulma zamanının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 6.4 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0.6$; $d = -1.45$; $\gamma_{m_a} = 0.1$ ve $\gamma_{m_b} = 1.0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) τ_1 durulma zamanının, (b) τ_2 durulma zamanının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.

Elde edilen sonuçları değerlendirecek olursak: spin-1/2 ve spin-1 karma Ising modelinin durulma süreçleri alt örgü miknatıslanmalarının dengeye erişimlerine karşılık gelmektedir. Bu iki denge dışı süreç birbiriyle kuplaj içerisinde. Analizimizde bu kuplaj, köşegensel olmayan Onsager katsayısı ile temsil edilmektedir. Yaptığımız sayısal hesaplamalar artan γ değerleri ile her iki durulma zamanının azaldığını ortaya koymuştur. Bu durum tersinmez süreçlerin hızlandığını göstermektedir. Bu sonuç Gülpınar ve Karaaslan'ın aynı yöntemle, metamanyetik Ising modeli için (Gulpınar ve Karaaslan, 2011) ve Erdem ve Keskin'in spin-1 Ising modeli için elde ettikleri sonuçlarla uyum içindedir (Erdem, Keskin, 2002). Diğer yandan durulma zamanlarının ikinci dereceden geçiş sıcaklığı yakınındaki davranışlarına ait elde ettiğimiz sonuçlar birinci durulma zamanı τ_1 ' in ıraksama sergilediği, ikinci durulma zamanını τ_2 'nin ise sonlu değerde kalıp kasp davranışı gösterdiğini ortaya koymuştur. Burdan hareketle kritik yavaşlamayı karakterize eden dominant durulma zamanının τ_1 olduğunu söyleyebiliriz. Kritik yavaşlama ikinci dereceden faz geçişlerinin bir imzasıdır, çünkü $t \rightarrow t_c$ iken dalgalanmalar çok büyük ölçeklerde gerçekleşir. Yani korelasyonu uzunluğu sonsuza gider. Bu durumda sistemin dengeden uzaklaştırılması halinde sistem sonlu zamanda denge değerine geri dönemez, literatürde bu durum kritik yavaşlama olarak bilinir. Kritik yavaşlama hem gerçek deneysel sistemlerde hem de Monte Carlo benzetimlerinde gözlemlenen bir olgudur. Örneğin 1958 de Chase ve çalışma arkadaşları sıvı helyumu durulma zamanının $\tau \sim |t - t_c|^{-1}$ formunda ölçeklenme ilişkisine sahip olduğunu göstermişlerdir (Chase, 1958). Schuller ve çalışma arkadaşları ise öncel teorik tahminlerle (Lucas ve Stephen, 1967; Woo ve Abrahams, 1968) uyumlu olarak süperiletkenlik düzen parametresinin durulma zamanının geçiş sıcaklığı yakınında ıraksadığını ortaya koymuşlardır (Schuller ve Gray, 1976). Yakın zaman önce 5CB sıvı kristalindeki akustik durulma sürelerinin ölçümünü gerçekleştirmişlerdir (Sperkach, Sperekach, Aliokhin, Strybulevych ve Masuko, 2001). Son olarak rasgele alan Ising modeli için Monte Carlo simülasyonu ile dinamik kritik üstelin 2.62(7) olduğu gösterilmiştir (Ivaneyko, Ilnytskyi, Berche ve Holovatch, 2006). Özetle, gerçekleştirdiğimiz analiz sonucunda bulduğumuz sonuçlar fiziksel gerçeklerle uyum içindedir. Ayrıca ikiden fazla düzen parametresinin var olduğu diğer çalışmalarda da benzer sonuçlar gözlemlenmiştir (Keskin ve Cankö, 2005; Cankö ve Keskin, 2010).

BÖLÜM YEDİ

DİNAMİK DUYGUNLUKLAR

7.1 Dinamik Manyetik Duygunlukların Elde Edilmesi

Ele aldığımız spin sisteminin, ω açısal frekansına sahip salınımlı bir manyetik alan tarafından uyarılması durumunda, diğer tüm nicelikler de aynı ω frekansı ile denge değeri civarında salınacaklardır (Erdem, 2008).

Bu aşamada öncelikle, sekmeli dinamik manyetik duygunluğu elde etmek için, karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sisteminin, salınımlı ω açısal frekansına sahip sekmeli bir dış manyetik alan ile uyarıldığını düşüneceğiz. Bu durumda kinetik denklemlerin kararlı çözümlerinin elde edilebilmesi için aşağıdaki eşitlikleri yazabiliriz:

$$\begin{aligned} H_s - H_{s_0} &= H_{s_1} e^{i\omega t'} , \quad H_t = H_{t_0} , \\ m_a - m_{a_0} &= m_{a_1} e^{i\omega t'} , \quad m_b - m_{b_0} = m_{b_1} e^{i\omega t'} . \end{aligned} \quad (7.1.1)$$

Bu ifadeler bölüm 6'da eşitlik 6.2.6 ile verilen kinetik denklemlerde yerlerine yazılırsa;

$$\begin{aligned} (\gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega) m_{a_1} + (\gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2) m_{b_1} &= (\gamma_{m_a} k_4 + \gamma k_5) H_{s_1} , \\ (\gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2) m_{a_1} + (\gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega) m_{b_1} &= (\gamma_{m_b} k_5 + \gamma k_4) H_{s_1} , \end{aligned} \quad (7.1.2)$$

bağıntıları elde edilir. Bu eşitlikliklerden de alt örgü mıknatıslanmalarındaki değişimin, sekmeli dış manyetik alandaki değişime oranı kolaylıkla yazılabilir,

$$\begin{aligned} \frac{m_{a_1}}{H_{s_1}} &= \frac{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_4 + \gamma k_5 & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma_{m_b} k_5 + \gamma k_4 & \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega \end{vmatrix}} , \\ \frac{m_{b_1}}{H_{s_1}} &= \frac{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega & \gamma_{m_a} k_4 + \gamma k_5 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \gamma_{m_b} k_5 + \gamma k_4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega \end{vmatrix}} . \end{aligned} \quad (7.1.3)$$

Eşitlik 7.1.3'teki matris ifadeleri çözümlerse sırasıyla alt örgü mıknatıslanmalarındaki değişimin sekmeli dış manyetik alandaki değişime göre oranları aşağıdaki gibi elde edilirler,

$$\begin{aligned}\frac{m_{a_1}}{H_{s_1}} &= \frac{u_1 u_3 + u_2 u_4}{u_1^2 u_2^2} + i \frac{u_1 u_4 + u_2 u_3}{u_1^2 u_2^2}, \\ \frac{m_{b_1}}{H_{s_1}} &= \frac{u_1 u_5 + u_2 u_6}{u_1^2 u_2^2} + i \frac{u_1 u_6 + u_2 u_5}{u_1^2 u_2^2},\end{aligned}\quad (7.1.4)$$

bu denklemlerdeki u katsayıları ise denklem 7.1.5'de verildiği gibidir,

$$\begin{aligned}u_1 &= (\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - \gamma^2)(k_1 k_3 - k_2^2) - \omega^2 \\ u_2 &= \omega(-2\gamma k_2 - \gamma_{m_b} k_3 - \gamma_{m_a} k_1) \\ u_3 &= (\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - \gamma^2)(k_3 k_4 + k_2 k_5) \\ u_4 &= -\omega(\gamma_{m_a} k_4 + \gamma k_5) \\ u_5 &= (\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - \gamma^2)(k_2 k_4 + k_1 k_5) \\ u_6 &= -\omega(\gamma_{m_b} k_5 + \gamma k_4)\end{aligned}\quad (7.1.5)$$

Son olarak sekmeli dinamik manyetik duygunluk ifadesini denklem 7.1.4'te verilen ifadeler cinsinden aşağıdaki formda yazabiliriz,

$$\chi_s(\omega) = \frac{m_{s_1}}{H_{s_1}} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_a}{H_{s_1}} - \frac{m_{b_1}}{H_{s_1}} \right) = \chi_{s'}(\omega) - i\chi_{s''}(\omega), \quad (7.1.6)$$

bu denklemdeki sekmeli dinamik manyetik duygunluk ifadesinin reel ve imajiner kısımlarını gösteren $\chi_{s'}(\omega)$ ve $\chi_{s''}(\omega)$ ifadeleri sırasıyla sekmeli dinamik manyetik dispersiyon ve absorpsiyon faktörleri (katsayıları) olarak adlandırılırlar.

Benzer düşünce ile, toplam dinamik manyetik duygunluğu elde etmek için, karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sisteminin, salınımlı ω açısıl frekansına sahip homojen bir dış manyetik alan ile uyarıldığını düşüneceğiz. Bu durumda kinetik

denklemlerin kararlı çözümlerinin elde edilebilmesi için aşağıdaki eşitlikleri yazabiliriz:

$$\begin{aligned} H_t - H_{t_0} &= H_{t_1} e^{i\omega t'} , \quad H_s = H_{s_0} , \\ m_a - m_{a_0} &= m_{a_1} e^{i\omega t'} , \quad m_b - m_{b_0} = m_{b_1} e^{i\omega t'} . \end{aligned} \quad (7.1.7)$$

Bu ifadeler de aynı şekilde, bölüm 6'da eşitlik 6.2.6 ile verilen kinetik denklemlerde yerlerine yazılırsa;

$$\begin{aligned} (\gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega) m_{a_1} + (\gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2) m_{b_1} &= (\gamma_{m_a} k_8 + \gamma k_9) H_{t_1} , \\ (\gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2) m_{a_1} + (\gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega) m_{b_1} &= (\gamma_{m_b} k_9 + \gamma k_8) H_{t_1} , \end{aligned} \quad (7.1.8)$$

bağıntıları elde edilir. Bu eşitliklerden de alt örgü mıknatıslanmalarındaki değişimin, homojen dış manyetik alandaki değişime oranları kolaylıkla yazılabilir,

$$\begin{aligned} \frac{m_{a_1}}{H_{t_1}} &= \frac{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_8 + \gamma k_9 & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma_{m_b} k_9 + \gamma k_8 & \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega \end{vmatrix}} , \\ \frac{m_{b_1}}{H_{t_1}} &= \frac{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega & \gamma_{m_a} k_8 + \gamma k_9 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \gamma_{m_b} k_9 + \gamma k_8 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \gamma_{m_a} k_1 - \gamma k_2 - i\omega & \gamma k_3 - \gamma_{m_a} k_2 \\ \gamma k_1 - \gamma_{m_b} k_2 & \gamma_{m_b} k_3 - \gamma k_2 - i\omega \end{vmatrix}} . \end{aligned} \quad (7.1.9)$$

Eşitlik 7.1.9'daki matris ifadeleri çözülürse sırasıyla alt örgü mıknatıslanmalarındaki değişimin homojen dış manyetik alandaki değişime göre oranları aşağıdaki gibi elde edilirler,

$$\begin{aligned} \frac{m_{a_1}}{H_{t_1}} &= \frac{v_1 v_3 + v_2 v_4}{v_1^2 v_2^2} + i \frac{v_1 v_4 + v_2 v_3}{v_1^2 v_2^2} , \\ \frac{m_{b_1}}{H_{t_1}} &= \frac{v_1 v_5 + v_2 v_6}{v_1^2 v_2^2} + i \frac{v_1 v_6 + v_2 v_5}{v_1^2 v_2^2} , \end{aligned} \quad (7.1.10)$$

bu denklemlerdeki v katsayıları ise denklem 7.1.11'de verildiği gibidir,

$$\begin{aligned}
v_1 &= (\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - \gamma^2)(k_1 k_3 - k_2^2) - \omega^2 \\
v_2 &= \omega(-2\gamma k_2 - \gamma_{m_b} k_3 - \gamma_{m_a} k_1) \\
v_3 &= (\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - \gamma^2)(k_3 k_8 + k_2 k_9) \\
v_4 &= -\omega(\gamma_{m_a} k_8 + \gamma k_9) \\
v_5 &= (\gamma_{m_a} \gamma_{m_b} - \gamma^2)(k_2 k_8 + k_1 k_9) \\
v_6 &= -\omega(\gamma_{m_b} k_9 + \gamma k_8)
\end{aligned} \tag{7.1.11}$$

Son olarak toplam dinamik manyetik duygunluk ifadesini denklem 7.1.10'da verilen ifadeler cinsinden aşağıdaki formda yazabiliriz,

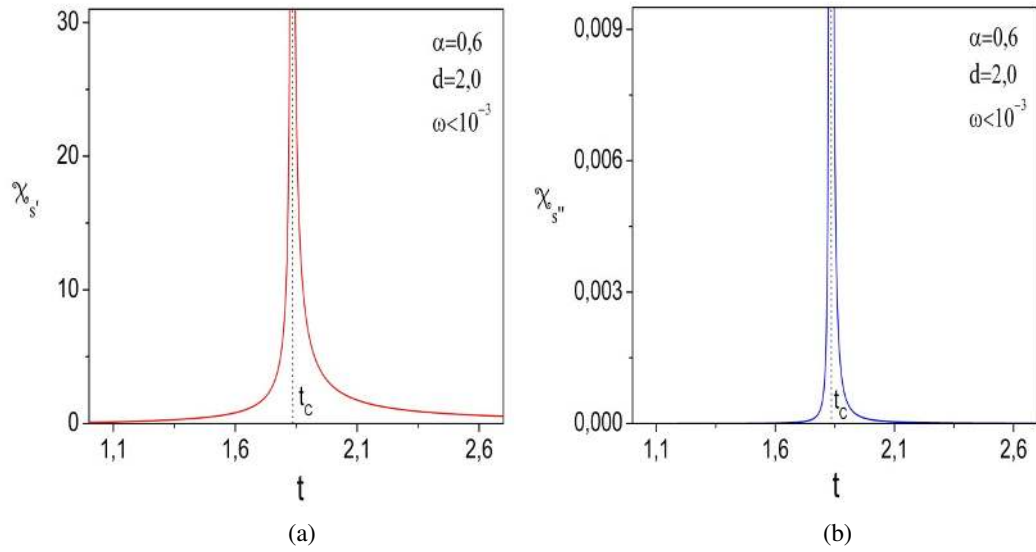
$$\chi_t(\omega) = \frac{m_{t_1}}{H_{t_1}} = \frac{1}{2} \left(\frac{m_a}{H_{t_1}} - \frac{m_{b_1}}{H_{t_1}} \right) = \chi_t'(\omega) - i\chi_t''(\omega), \tag{7.1.12}$$

bu denklemdeki toplam dinamik manyetik duygunluğun reel ve imajiner kısımlarını gösteren $\chi_t'(\omega)$ ve $\chi_t''(\omega)$ ifadeleri sırasıyla toplam dinamik manyetik dispersiyon ve absorpsiyon faktörleri (katsayıları) olarak adlandırılırlar.

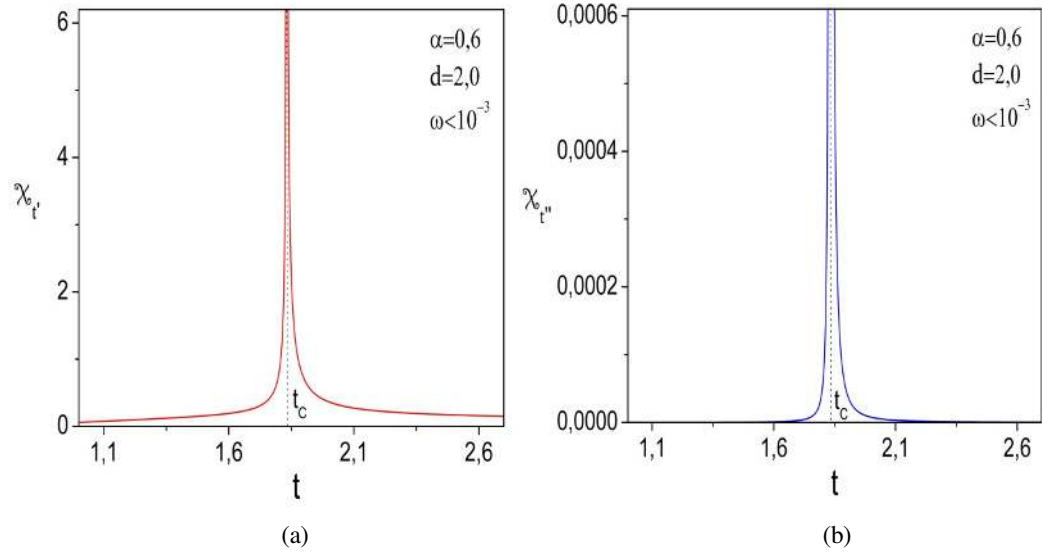
7.2 Düşük Frekans Limiti

Karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sistemi için denklem 7.1.6 ve 7.1.12'deki gibi elde edilen dinamik duygunluklar bu bölümde düşük frekans limitinde incelenecektir. Biz dinamik duygunlukları elde etmek için ω açısal frekansına sahip salınımlı bir dış alan ile sistemi uyardığımızı düşünmüştük, o halde açısal frekans değerinin sıfır olması durumunda dinamik duygunlukların reel bileşenlerinin denge duygunluklarına eşit olması sanal (imajiner) kısımlarının ise sıfır olması beklenir. Bu bağlamda düşük frekans limiti incelememiz, $\omega \neq 0$ iken ancak sisteme ait dominant durulma zamanına göre $\omega \tau_1 \ll 1$ bağıntısını gerçekleyecek frekans değerleri için seçilecektir. Bu durumda yukarıda yaptığımız tartışmaya göre dinamik duygunlukların dispersiyon katsayılarının denge duygunluklarına yakınsayacağını, absorpsiyon katsayılarının ise çok küçük değerler alacağını beklemekteyiz.

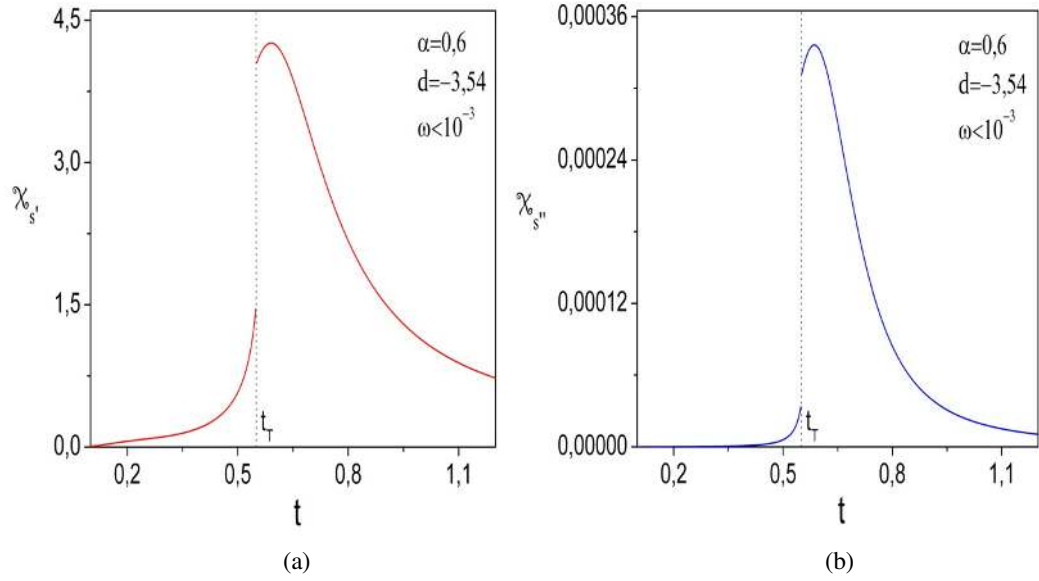
Bu bölümdeki bütün şekillerde $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$; $\gamma_{m_b} = 1,0$ ve $\omega = 10^{-5}$ ($\omega < 10^{-3}$ tüm değerler için sonuçlar aynı) değerleri sabit olarak alınmıştır. Şekil 7.1 ve 7.2, $d = 2,0$ için ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında dinamik manyetik duygunlukların reel ve sanal kısımlarının indirgenmiş sıcaklık ile değişimlerini vermektedir. Şekil 7.1 sırasıyla sekmeli manyetik dispersiyon ve absorpsiyon katsayılarına ait sonuçları verirken, şekil 7.2’de toplam dinamik manyetik dispersiyon ve absorpsiyon katsayılarına ait sonuçları vermektedir. İkinci dereceden faz geçiş noktasında sekmeli ve toplam dinamik duygunlukların reel ve sanal kısımlarının ıraksadığı görülmektedir. Şekil 7.3 ve 7.4, $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında dinamik manyetik duygunlukların dispersiyon ve absorpsiyon katsayılarının indirgenmiş sıcaklık ile değişimlerini vermektedir. Şekil 7.3 sırasıyla sekmeli dinamik manyetik duygunluğun reel ve sanal kısımlarına ait sonuçları verirken, şekil 7.4 de toplam dinamik manyetik duygunluğun reel ve sanal bileşenlerine ait sonuçları vermektedir. Birinci dereceden faz geçiş noktasında sekmeli ve toplam dinamik manyetik duygunlukların dispersiyon ve absorpsiyon faktörlerinin sonlu bir süreksizlik sergilediği görülmektedir. Benzer şekilde, şekil 7.5 ve 7.6’da $d = -3,22$ için üçlü kritik nokta yakınında dinamik duygunluklara ait sonuçlar verilmektedir. Dinamik duygunlukların bütün bileşenlerinin üçlü kritik noktada ıraksama davranışı sergilediği görülmektedir. Son olarak, şekil 7.7 ve 7.8’de $d = -1,45$ değeri için hem izole kritik nokta hem kritik nokta yakınında dinamik duygunlukların davranışı için elde edilen sonuçlar verilmektedir. Bu şekillerde, izole kritik noktalarda sekmeli ve toplam dinamik duygunlukların her iki bileşeninin de küçük bir maksimum sergilediği görülmektedir. Bu davranışın daha net görülebilmesi amacıyla şekiller düşük sıcaklıklarda panel olarak da verilmiştir. Düşük frekans limiti için elde edilen sonuçlar beklentilerimizle uyumlu şekilde, dispersiyon katsayıları denge duygunluklarına yakınsamakta, absorpsiyon katsayıları ise reel kısımlara oranla çok küçük değerlere sahip olmaktadır.



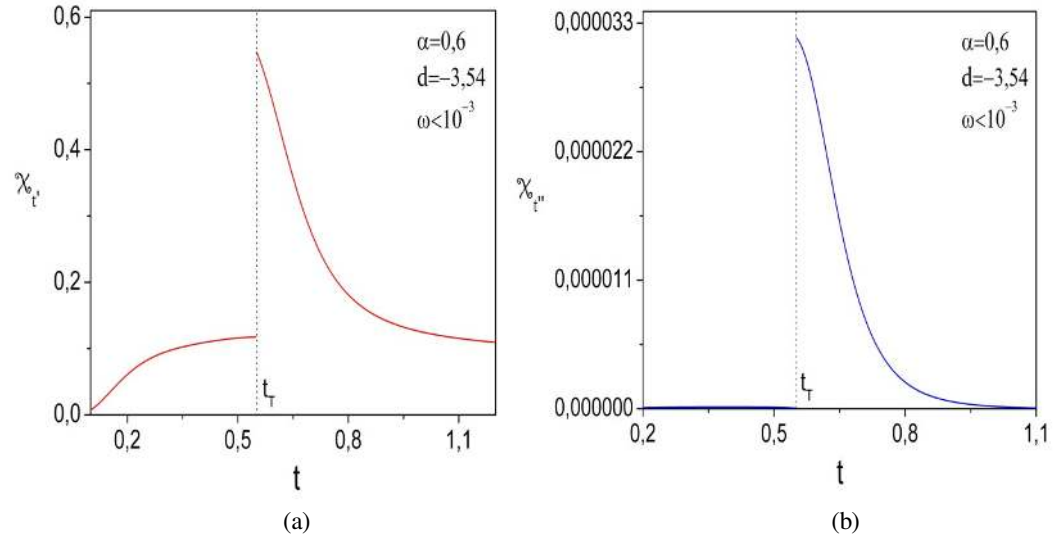
Şekil 7.1 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



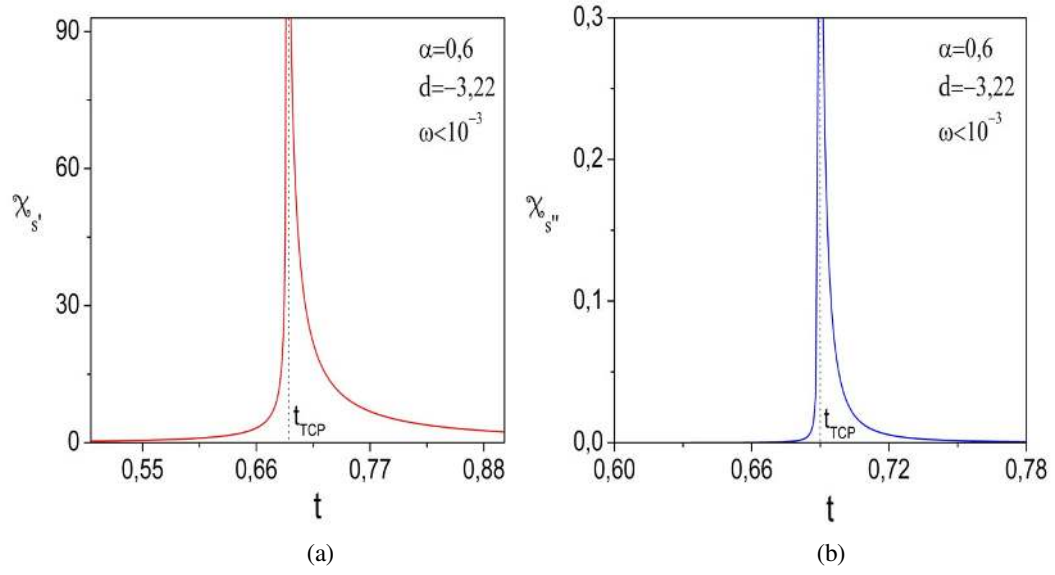
Şekil 7.2 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



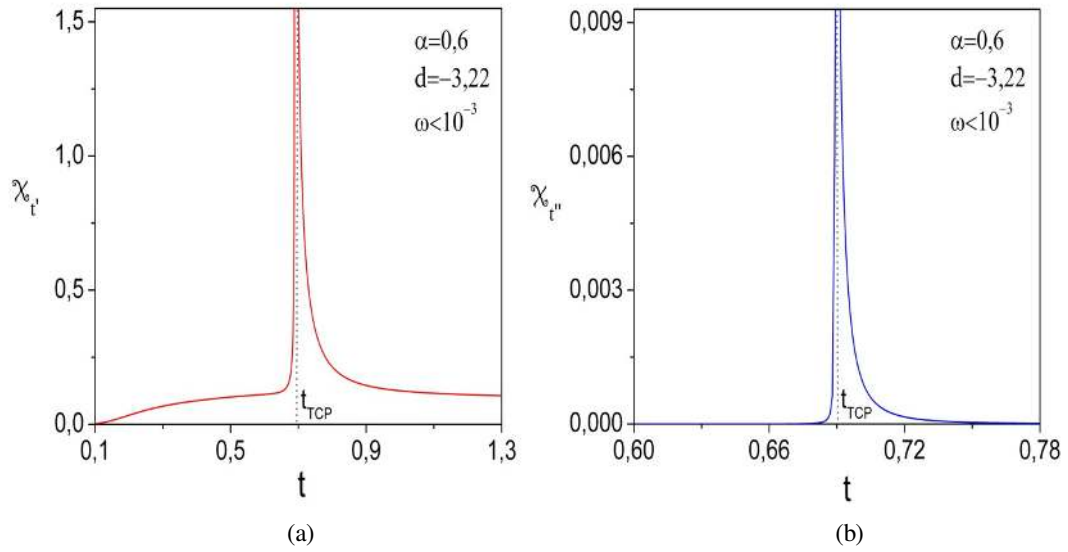
Şekil 7.3 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



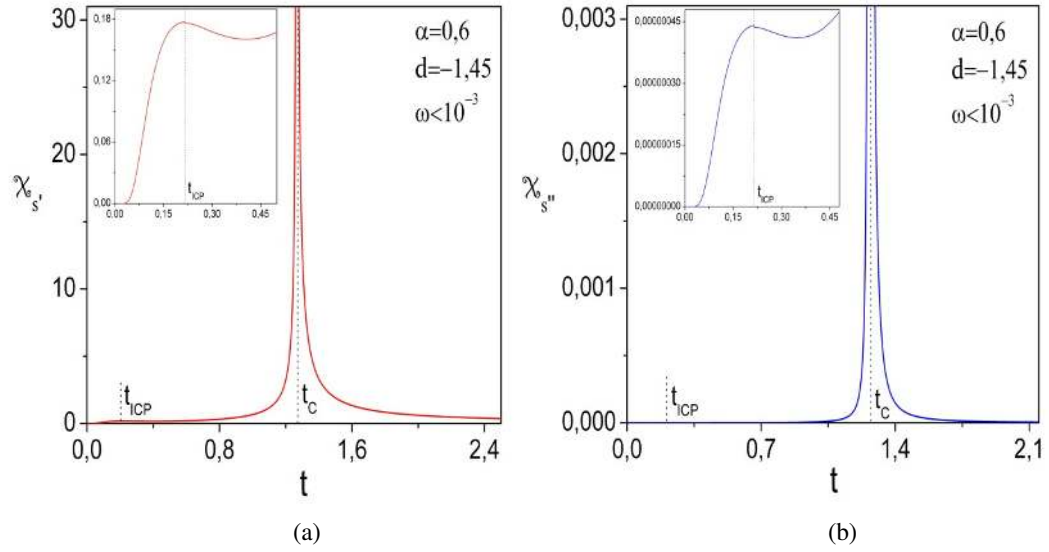
Şekil 7.4 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



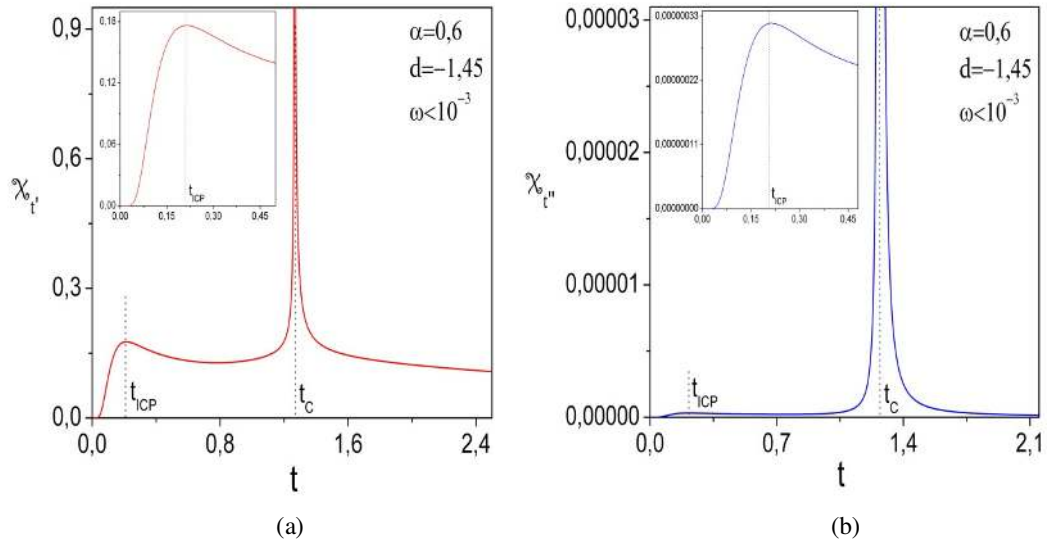
Şekil 7.5 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken üçlü kritik nokta yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.6 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken üçlü kritik nokta yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.7 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.

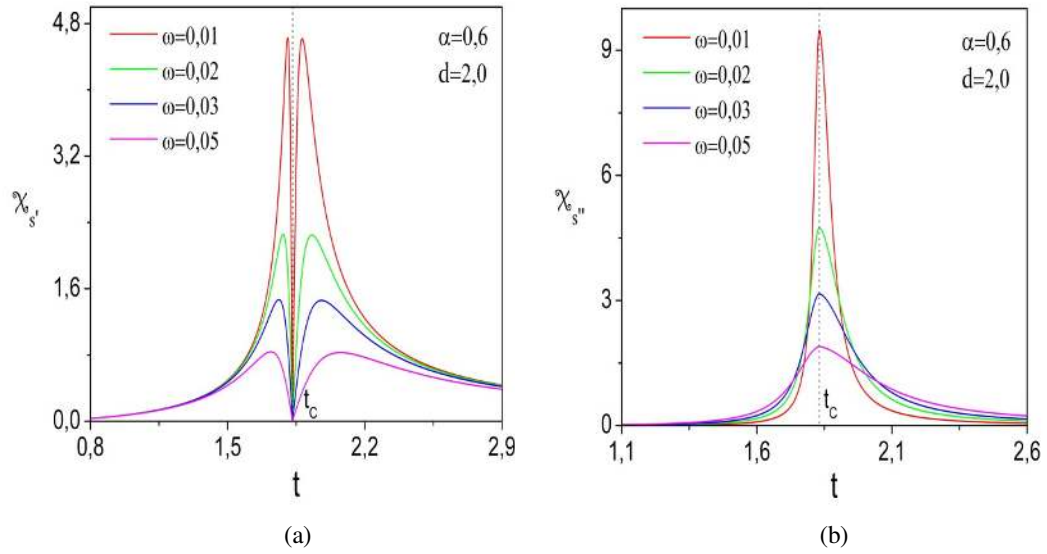


Şekil 7.8 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında düşük frekans limitinde ($\omega\tau_1 \ll 1$), (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.

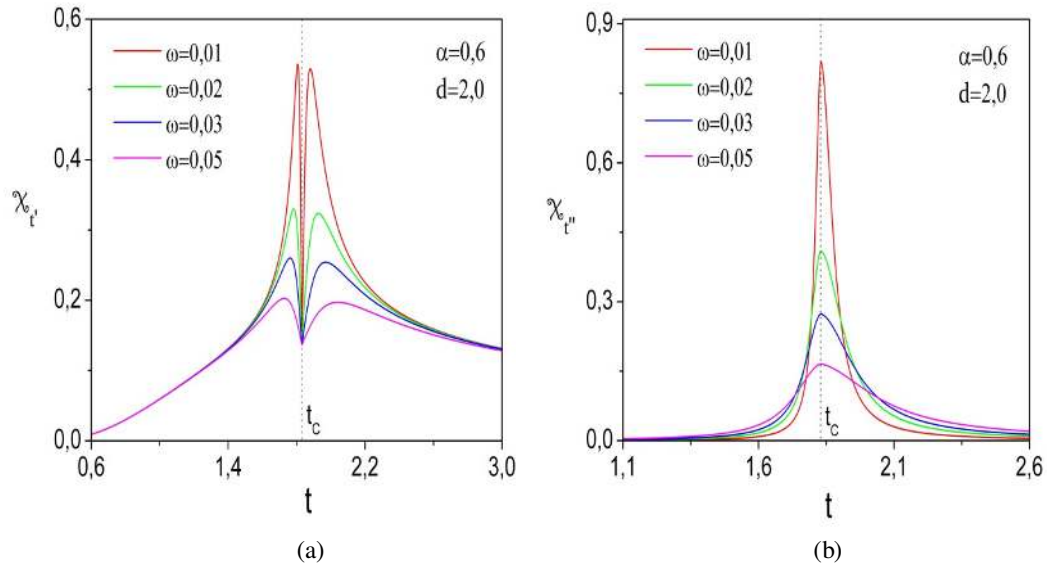
7.3 Yüksek Frekans Limiti

Bu bölümde, karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sistemi için elde edilen dinamik duygunlukların yüksek frekans limiti incelenecektir. Yüksek frekans limiti karma ferrimanyetik spin sistemimizin dominant durulma zamanına göre $\omega\tau_1 > 1$ bağıntısını gerçekleyecek frekans değerleri için incelenecektir.

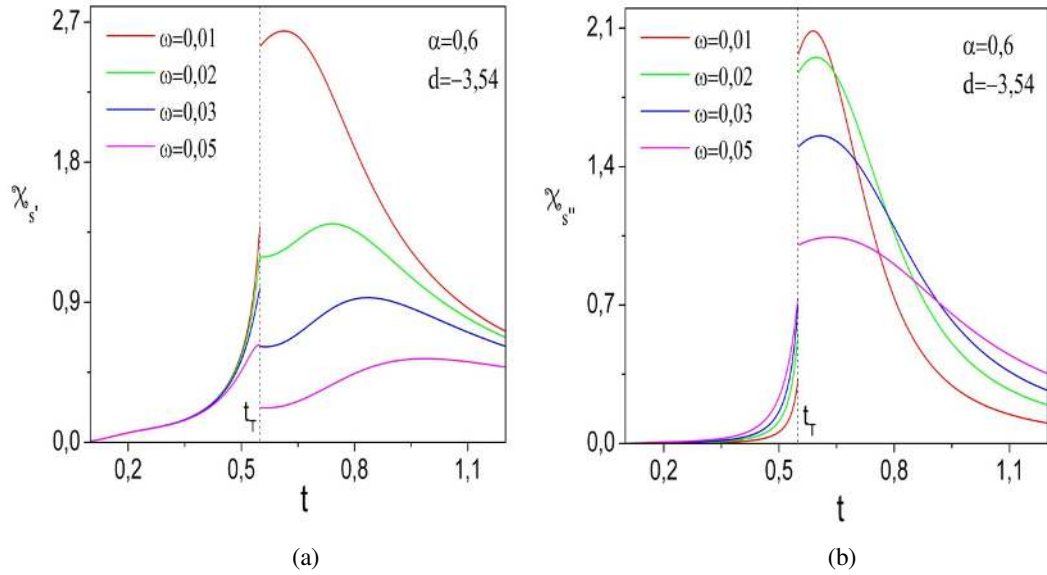
Bölüm 7.3’de verilen sonuçlar, $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ parametrelerinin sabit değerleri için elde edilmiştir. Şekil 7.9 ve 7.10’da, $d = 2,0$ için ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında, farklı renkteki eğriler farklı açısai frekans değerlerini betimlemek üzere, dinamik manyetik duygunlukların dispersiyon ve absorbsiyon katsayılarının indirgenmiş sıcaklık ile değişimleri verilmektedir. Şekil 7.9 sırasıyla sekmeli duygunluğun dispersiyon ve absorbsiyon katsayılarına ait sonuçları verirken, şekil 7.10 ise toplam duygunluğun dispersiyon ve absorbsiyon katsayılarına ait sonuçları vermektedir. Şekil 7.9 (a)’dan da görülebildiği üzere, sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısı düzenli fazda artan sıcaklıklarla artarak kritik olmayan bir noktada lokal bir maksimum sergilemekte ve kritik sıcaklıkta sıfır olmaktadır. Düzensiz fazda ise artan sıcaklıklarla birlikte tekrar lokal bir maksimum sergilemekte ve daha yüksek sıcaklıklarda sıfır değerine yakınsamaktadır. Ayrıca, hem düzenli hem düzensiz fazlardaki lokal maksimumlar artan açısai frekans değerleri ile küçülmektedir. Şekil 7.9 (b)’de sekmeli dinamik duygunluğun absorbsiyon katsayısının, düzenli fazdaki düşük sıcaklıklardan ve düzensiz fazdaki yüksek sıcaklıklardan kritik sıcaklığa yaklaşan sıcaklık değerleri ile birlikte arttığı ve kritik noktada bir maksimum sergilediği görülmektedir. Burada da artan frekans değerleri ile birlikte kritik noktada meydana gelen maksimumlar küçülmektedirler. Şekil 7.10 (a)’dan toplam dinamik duygunluğun dispersiyon katsayısının düzenli ve düzensiz fazlarda artan frekanslarla küçülen birer lokal maksimum yaptığı ve kritik noktada lokal maksimumlara oranla bir minimum değer aldığı görülmektedir. Şekil 7.10 (b)’de ise toplam dinamik duygunluğun absorbsiyon katsayısının kritik noktada yine artan açısai frekans değerleri ile birlikte azalan bir maksimum değer aldığı, kritik noktadan uzaklaşılan düzenli ve düzensiz faz sıcaklıklarında ise sıfıra yakınsadığı görülmektedir.



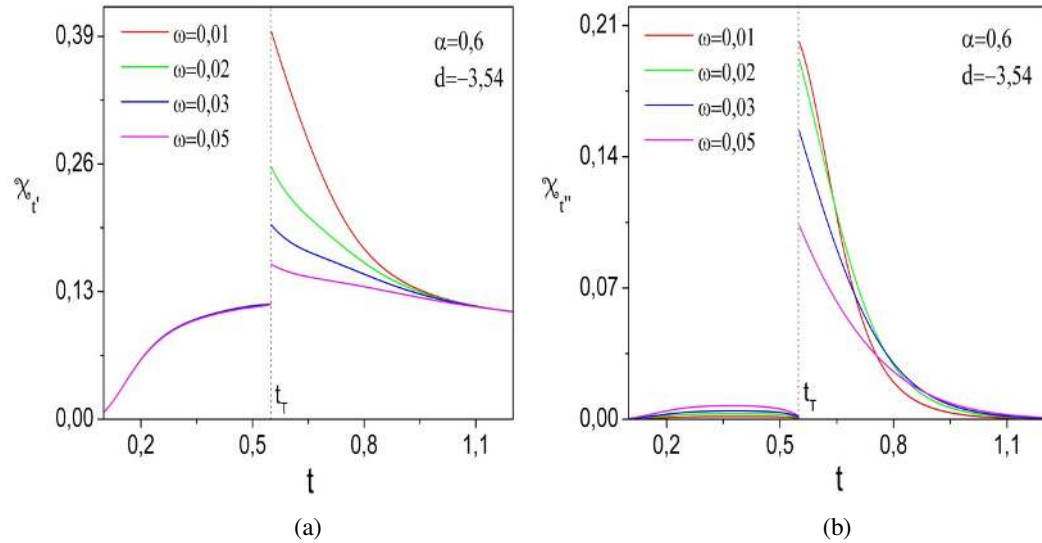
Şekil 7.9 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



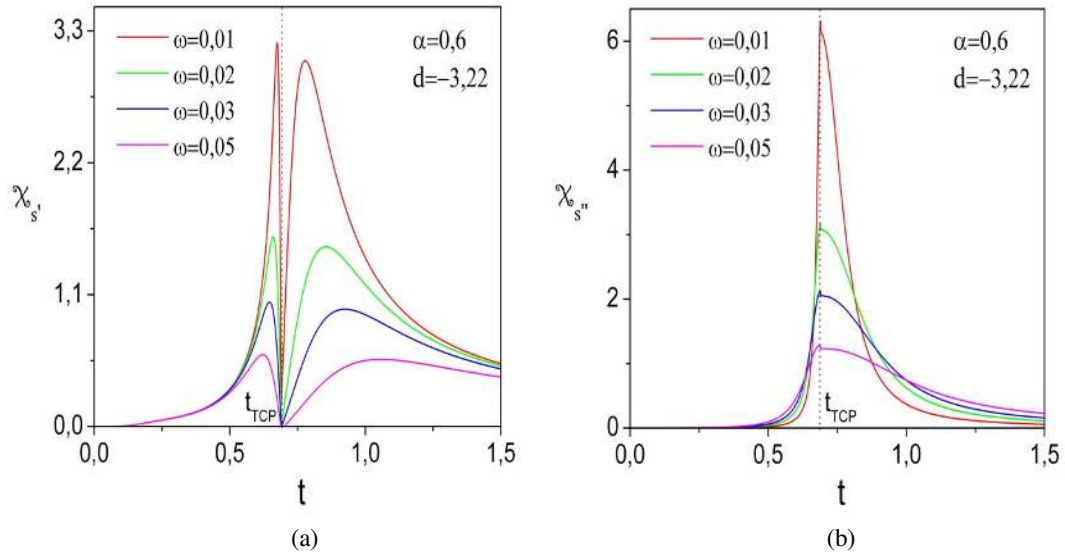
Şekil 7.10 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



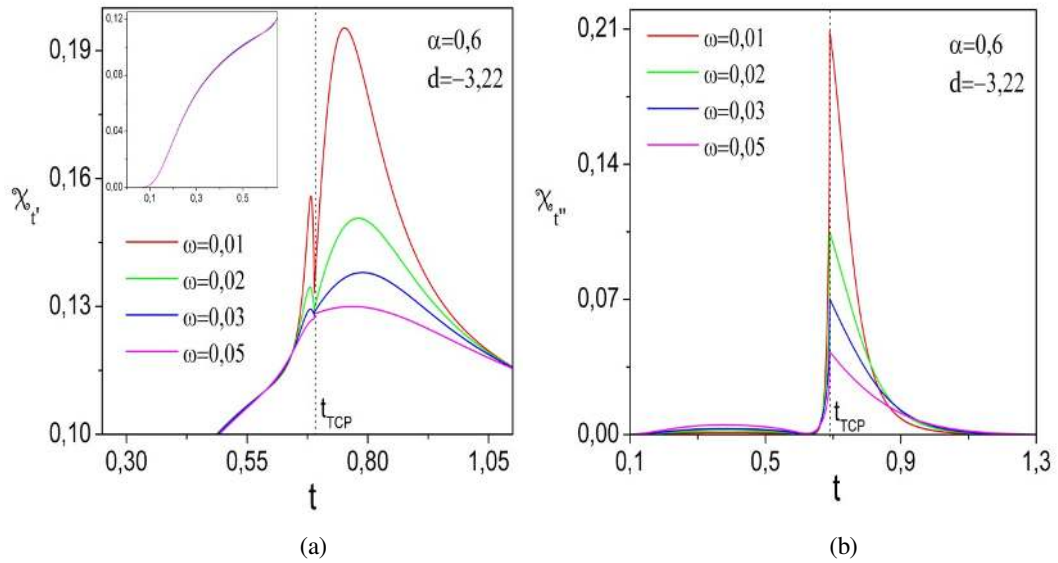
Şekil 7.11 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



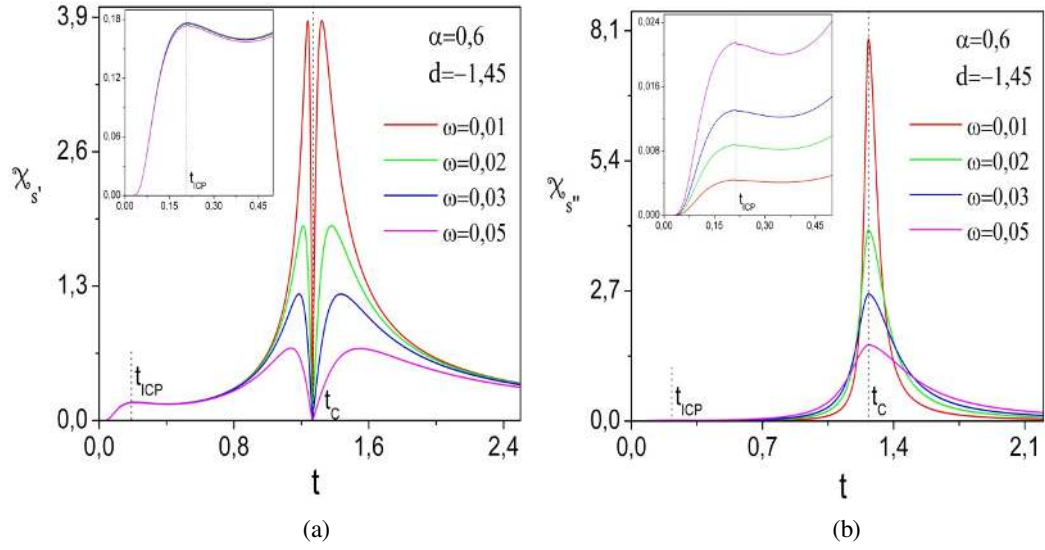
Şekil 7.12 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



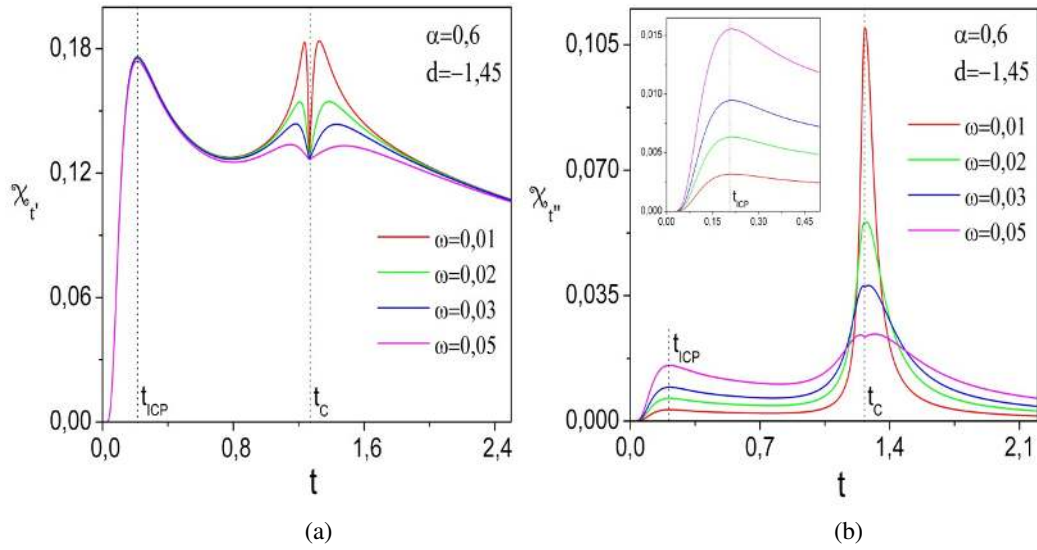
Şekil 7.13 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



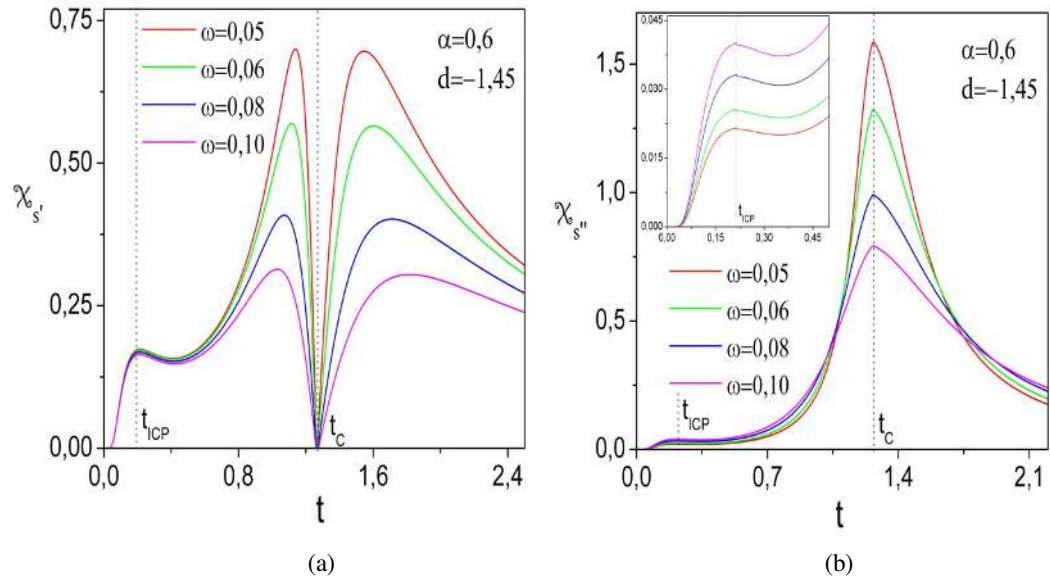
Şekil 7.14 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



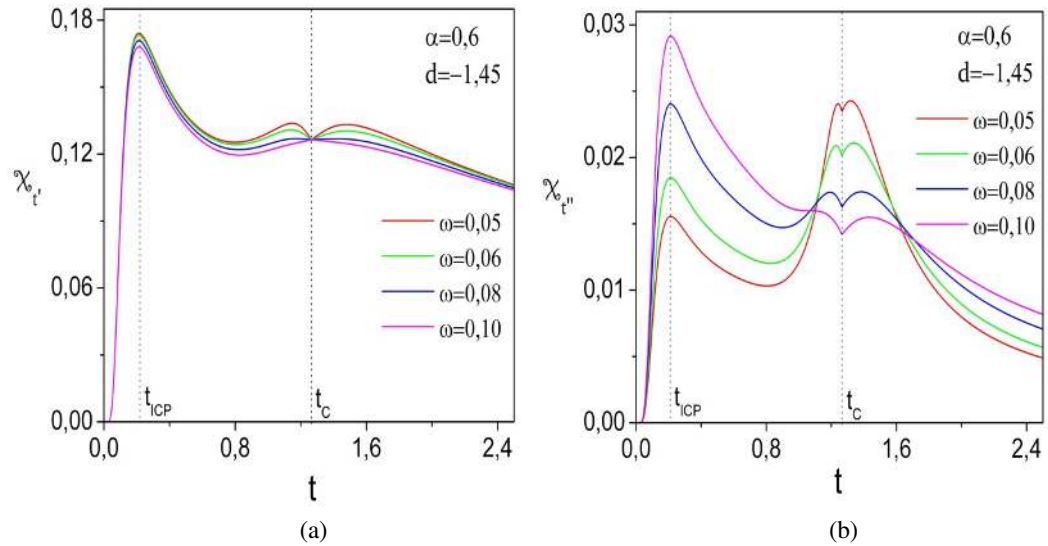
Şekil 7.15 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.16 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{ma} = 0,1$ ve $\gamma_{mb} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.17 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.18 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 0,5$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında farklı açısal frekans değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.

Şekil 7.11 ve 7.12, $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı frekans değerleri için dinamik manyetik duygunlukların dispersiyon ve absorbsiyon katsayılarının indirgenmiş sıcaklık ile değişimlerini vermektedir. Şekil 7.11 sırasıyla sekmeli manyetik duygunluğun reel ve sanal kısımlarına ait sonuçları verirken, şekil 7.12’de toplam manyetik duygunluğun reel ve sanal bileşenlerine ait sonuçları vermektedir. Birinci dereceden faz geçiş noktasında sekmeli ve toplam dinamik manyetik duygunlukların dispersiyon ve absorbsiyon faktörlerinin sonlu bir süreksizlik sergilediği görülmektedir. Ayrıca, bütün bileşenlere ait süreksizlikler artan açısallık frekans değerleri ile azalmaktadır. Sekmeli duygunluğun her iki bileşeni de düzenli fazda artan sıcaklık ile artarken, düzensiz fazda artan sıcaklıklarla birlikte bir maksimuma ulaştıktan sonra azaldığı görülmektedir. Toplam duygunlukların maksimum değerleri faz geçiş noktalarında süreksizlik sergileyerek ulaştıkları değerleridir. Bununla birlikte, toplam absorbsiyon katsayısının düzenli fazda artan sıcaklık değerleri ile artarken kritik nokta yakınında sıfıra yakınsaması diğer bileşenlere göre farklı bir davranış sunmaktadır.

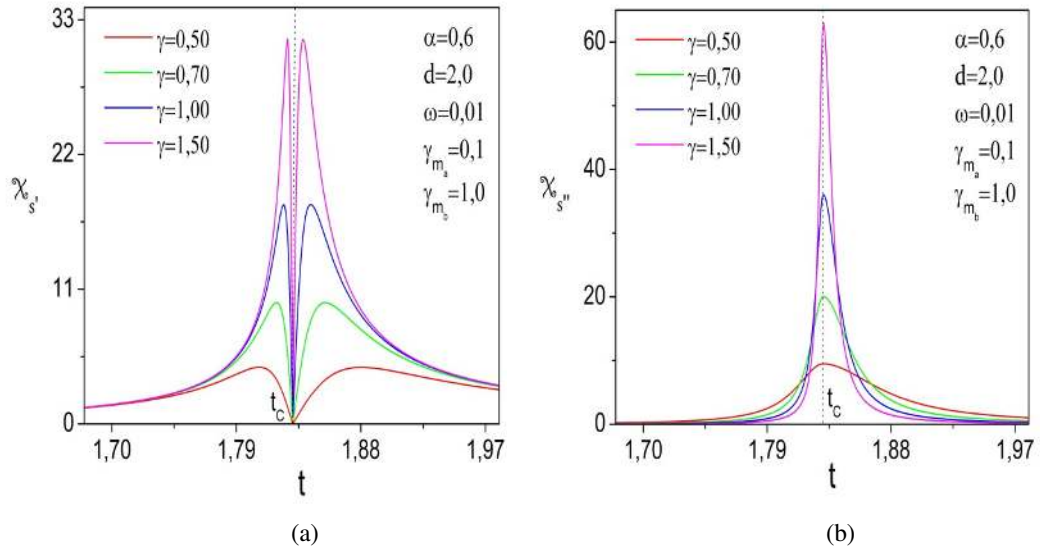
Şekil 7.13 ve 7.14’da $d = -3,22$ için üçlü kritik nokta yakınında dinamik duygunluklara ait farklı açısallık frekans değerleri için sonuçlar verilmektedir. Şekil 7.13 (a) ile verilen sekmeli duygunluğun reel bileşeni düzenli ve düzensiz fazlarda birer lokal maksimum sergilemekte ve üçlü kritik noktada sıfır değerine ulaşmaktadır. Şekil 7.13 (b)’den sekmeli duygunluğun sanal kısmının TCP noktasında bir maksimumdan ziyade bir kasp davranışı sergilediği görülmektedir. Şekil 7.14 (a) ile verilen toplam duygunluğun reel kısmı düzenli fazda, TCP’ye çok yakın değerlerde olmak üzere, ve düzensiz fazda lokal bir maksimum sergilemekte ve TCP’de bu lokal maksimumlara oranla bir minimum değer almaktadır. Şekil 7.14 (b)’de ise toplam duygunluğun sanal kısmı TCP noktasında kasp davranışı sergilemektedir. Ayrıca düzenli fazda, birinci dereceden faz geçiş noktası yakınındaki davranışa benzer şekilde artan sıcaklıklarla TCP’ye yaklaşıldıkça sıfıra yakınsama söz konusudur. TCP noktası yakınında, artan açısallık frekans değerleri ile birlikte dinamik duygunlukların hem sekmeli hem de toplam dispersiyon ve absorbsiyon faktörlerine ait değerlerinin azaldığı görülmektedir.

Son olarak, şekil 7.15 ; 7.16 ; 7.17 ve 7.18’de $d = -1,45$ değeri için hem izole kritik nokta hem kritik nokta yakınında, farklı frekans değerleri için, dinamik duygunlukların dispersiyon ve absorpsiyon katsayılarının davranışları için elde edilen sonuçlar verilmektedir. Kritik nokta yakınındaki davranışı zaten daha önce tartışmıştık, burada izole kritik nokta ile ilgileneceğiz. Bu bağlamda, bu noktaya ait gözlemleyebildiğimiz davranış olarak belirtmemiz gereken, bütün bileşenlerde izole kritik noktada bir maksimum gözlemlenmesidir. Özellikle toplam dispersiyon faktörleri için, artan frekans değerleri ile birlikte bu maksimumların kritik nokta yakınındaki davranışlara oranla daha baskın olması dikkat çeken önemli bir noktadır.

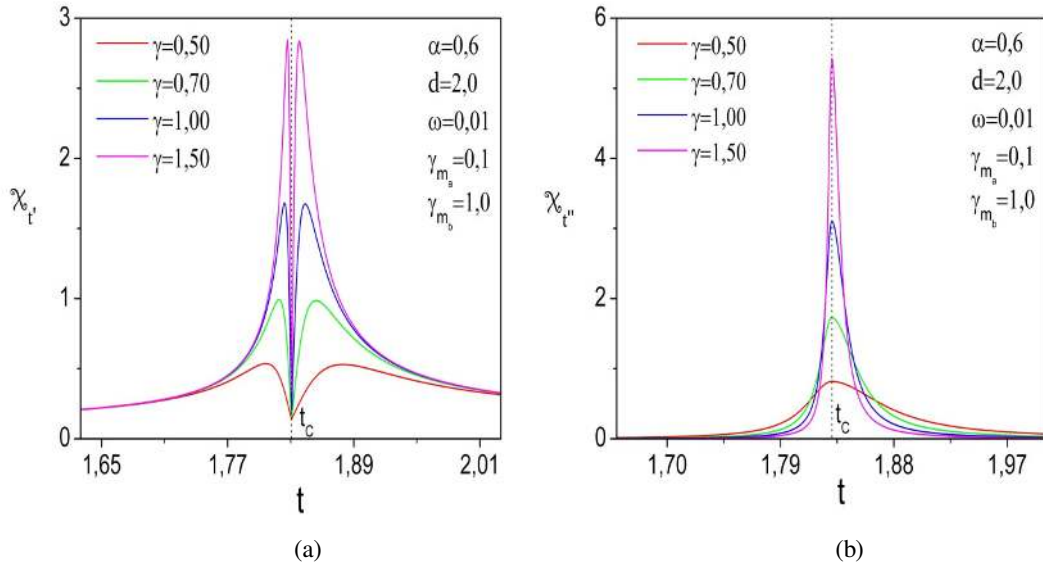
7.4 Köşegen Olmayan Onsager Katsayısının Etkisi

Önceki bölümlerde tartıştığımız üzere, köşegen olmayan Onsager kinetik katsayısı (γ), karma spin ferrimanyetik Ising sisteminde aynı anda meydana gelen iki tersinmez sürecin çapraz etkilerini temsil etmektedir. Durulma zamanları üzerine etkileri de tartışılmıştı ve artan γ değerleri ile sürecin hızlandığını görmüştük. Bu bölümde ise sekmeli ve toplam dinamik manyetik duygunlukların dispersiyon ve absorpsiyon katsayıları üzerine etkilerini inceleyeceğiz.

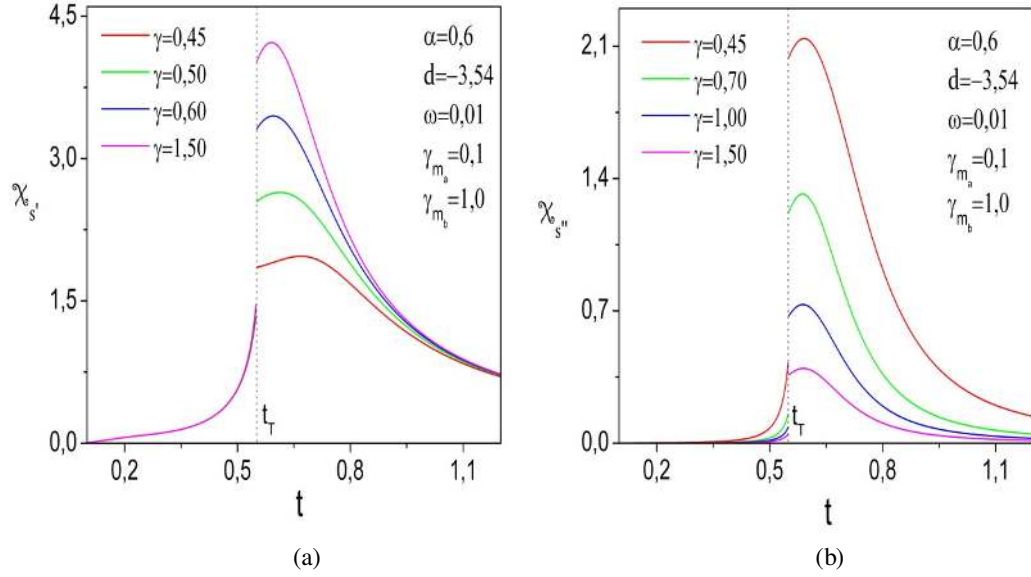
Bölüm 7.4’de elde edilen bütün şekillerde, sabit $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ parametreleri kullanılmıştır. Önceki bölümlerde zaten farklı frekans davranışlarını incelemiştik dinamik duygunlukların. O yüzden bu bölümde sadece γ katsayısındaki artışın dinamik duygunluklar üzerinde nasıl bir etkisi olacağına değineceğiz. Şekil 7.19 ve 7.20’de $d = 2,0$ için ikinci dereceden faz geçiş sıcaklığı yakınında sırasıyla sekmeli ve toplam dinamik manyetik duygunlukların reel ve sanal kısımlarına ait sonuçlar sunulmuştur. Artan γ değerleri ile duygunluk faktörlerinin arttığı görülmektedir. Şekil 7.21 ve 7.22’de $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçiş sıcaklığı yakınında farklı γ değerleri için dinamik duygunluklara ait sonuçlar verilmektedir. Bu şekillerden, her iki dispersiyon katsayısının da artan γ değerleri ile artmakta, ancak aynı durum absorpsiyon faktörleri için geçerli değildir, çünkü burada artan γ değerleri ile azalma söz konusudur. Şekil 7.23 ve 7.24’de, $d = -3,22$ için üçlü kritik nokta yakınında



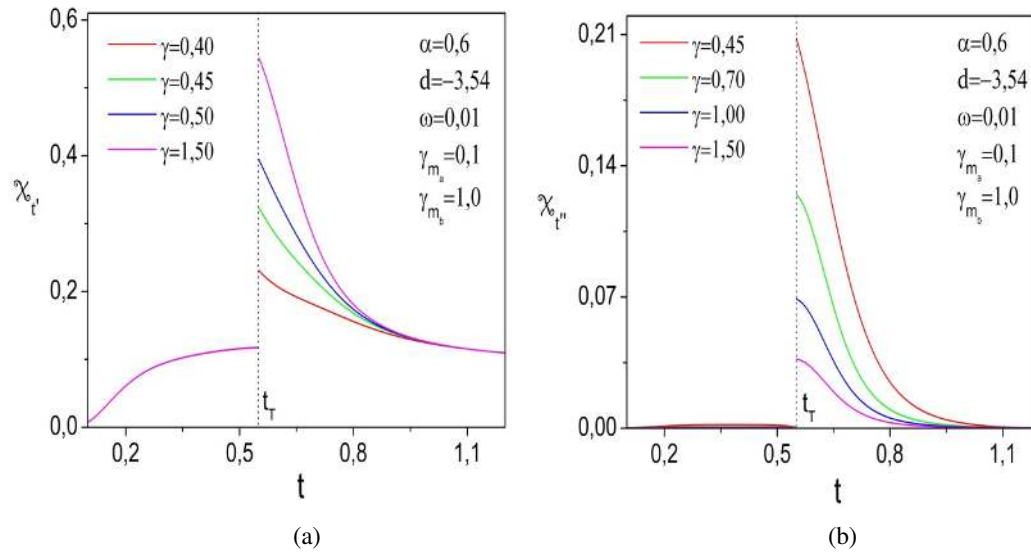
Şekil 7.19 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



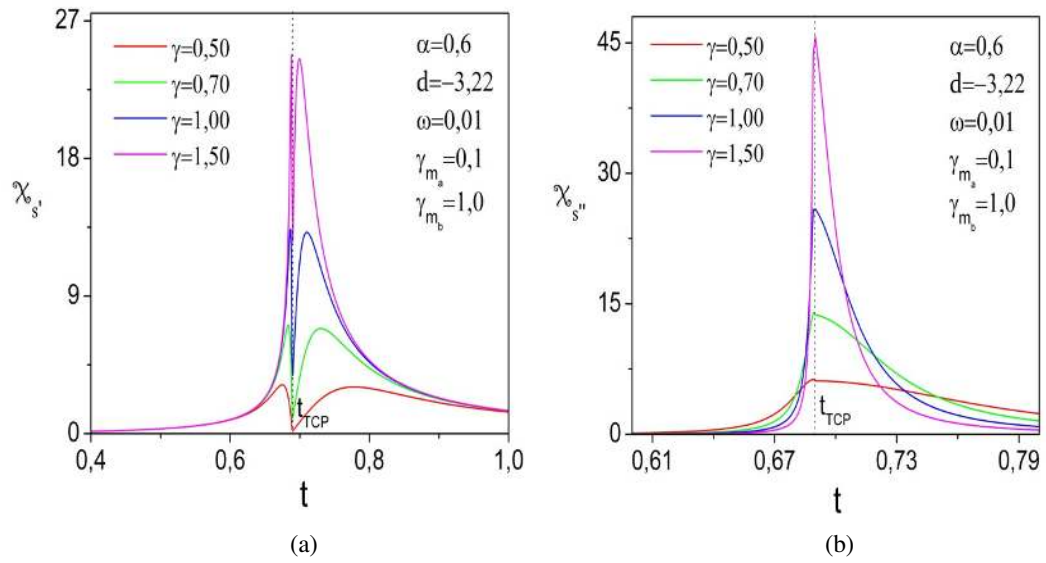
Şekil 7.20 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 2,0$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



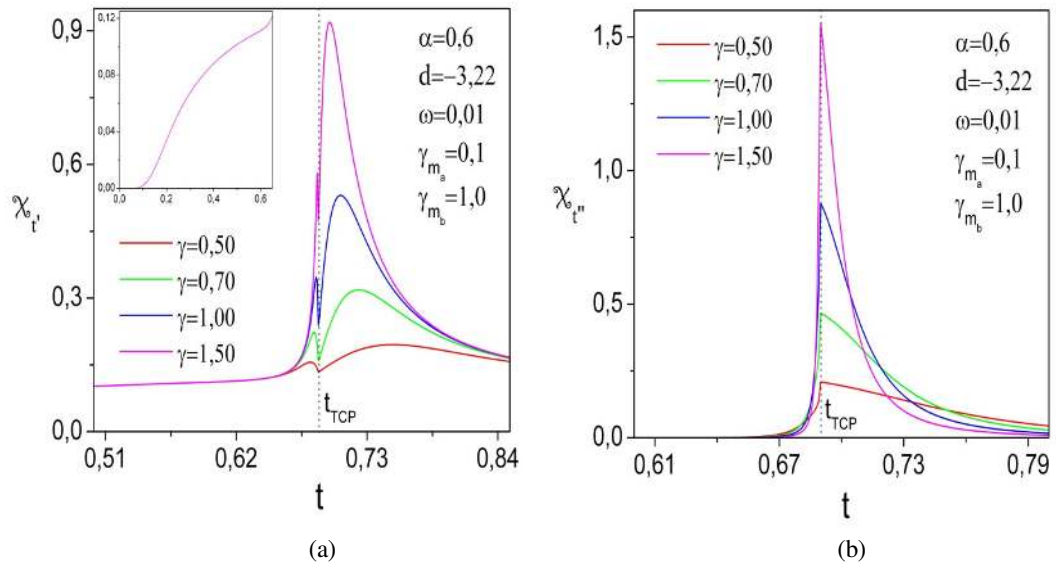
Şekil 7.21 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



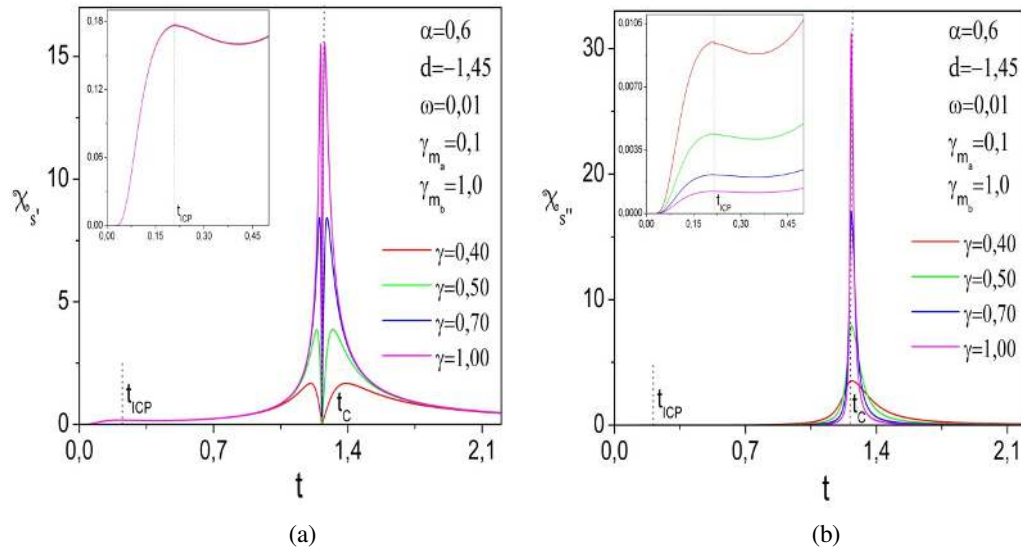
Şekil 7.22 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı γ değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



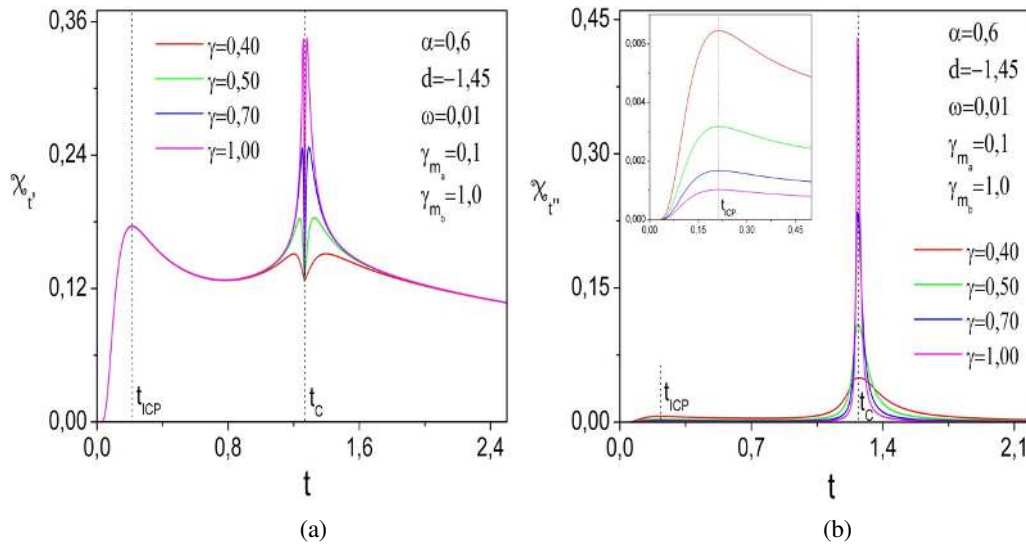
Şekil 7.23 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı γ değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.24 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı γ değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



Şekil 7.25 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında farklı γ değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.



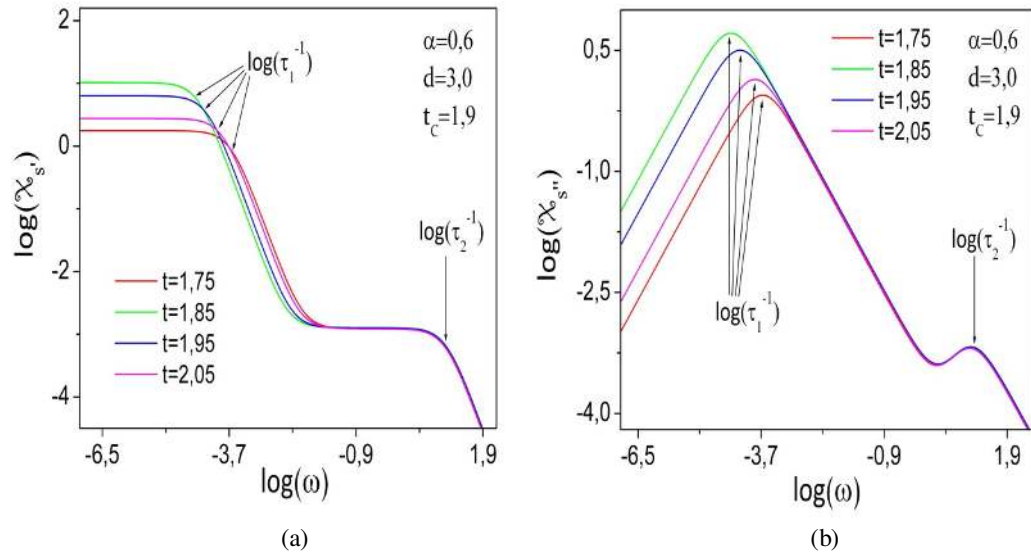
Şekil 7.26 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\omega = 0,01$; $\gamma_{m_a} = 0,1$ ve $\gamma_{m_b} = 1,0$ iken izole kritik nokta ve ikinci dereceden faz geçiş noktaları yakınında farklı γ değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri.

sırasıyla sekmeli dinamik manyetik dispersiyon ve absorbsiyon katsayılarının ve toplam dinamik manyetik dispersiyon ve absorbsiyon katsayılarının indirgenmiş sıcaklıkla değişimleri farklı γ değerleri için sunulmuştur. Burada da kritik nokta yakınındaki davranışa benzer şekilde, artan γ değerleri dinamik duygunlukların bileşenlerine ait değerleri arttırmaktadır. Son olarak, şekil 7.25 ve 7.26’de, $d = -1,45$ için, dinamik manyetik duygunluk katsayılarının izole kritik nokta ve kritik nokta yakınındaki davranışları sunulmuştur. Artan γ değerleri ile dispersiyon faktörleri artarken, absorbsiyon faktörleri ise birinci dereceden faz geçiş sıcaklığı yakınındaki davranışa benzer şekilde azalmaktadırlar.

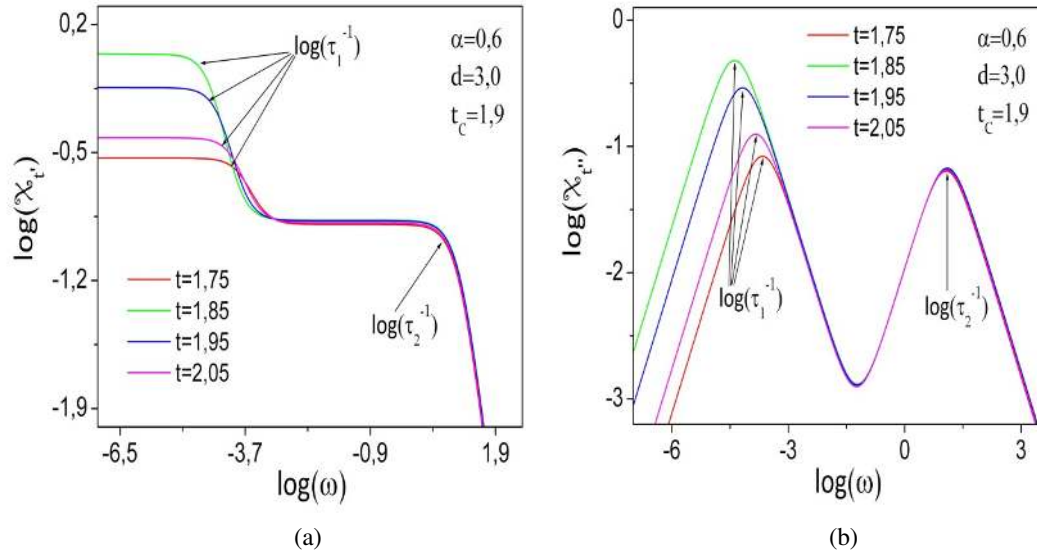
7.5 Dinamik Duygunlukların Frekansla Değişimleri

Bu bölümde, dinamik manyetik duygunlukların logaritmalarının faz geçiş sıcaklığı yakınındaki sabit sıcaklık değerlerinde ω açısal frekansının logaritması ile değişimleri incelenecektir. Sonuçlarımızı logaritmik skalalarda vermemizin nedeni, geniş bir ω açısal frekans aralığında çalışıldığı için dinamik duygunlukların bileşenlerinin davranışlarının daha net ve kesin olarak görülebilmesi amaçlanmıştır.

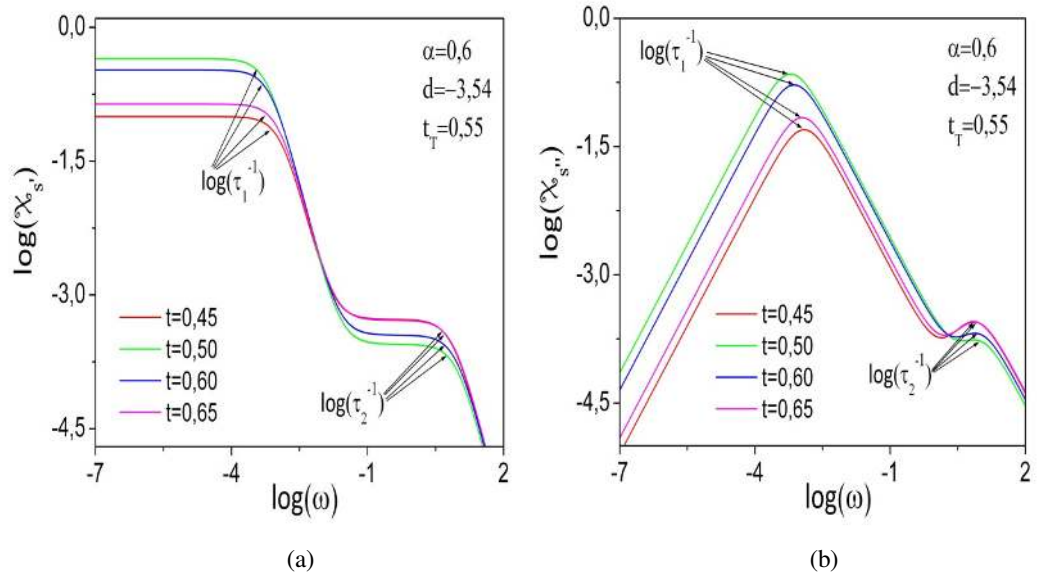
Bu bölümde verilen bütün şekillerin elde edilmesinde, sabit $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{m_a} = 1,4$ ve $\gamma_{m_b} = 1,5$ parametreleri kullanılmıştır. Şekil 7.27 ve 7.28, $d = 3,0$ için $t_c = 1,9$ olan ikinci dereceden faz geçiş sıcaklığının yakınındaki sıcaklık değerleri için (düzenli fazda $t=1,75$ ve $1,85$ için ve düzensiz fazda $t=1,95$ ve $2,05$ için), sırasıyla sekmeli ve toplam dinamik manyetik duygunluklarının dispersiyon ve absorbsiyon faktörlerinin logaritmalarının açısal frekansın logaritması ile değişimlerini sunmaktadır. Şekil 7.27 (a)’da sekmeli duygunluğun reel kısmının iki adet plato bölgesi sergilediğini görüyoruz. Şekil 7.27 (b)’de sekmeli duygunluğun sanal kısmının, reel bileşendeki plato bölgelerinin bitiş noktaları ve aynı zamanda durulma zamanlarının terslerinin logaritmalarına karşılık gelen değerlerde iki adet maksimum sergilediği görülmektedir. Hem düzenli fazda hemde düzensiz fazda benzer davranış gözlemlenmektedir. Burada dikkat çekilmesi gereken nokta, hem düzenli fazda hem de düzensiz fazda kritik noktaya yakın sıcaklık değerlerindeki maksimumların daha



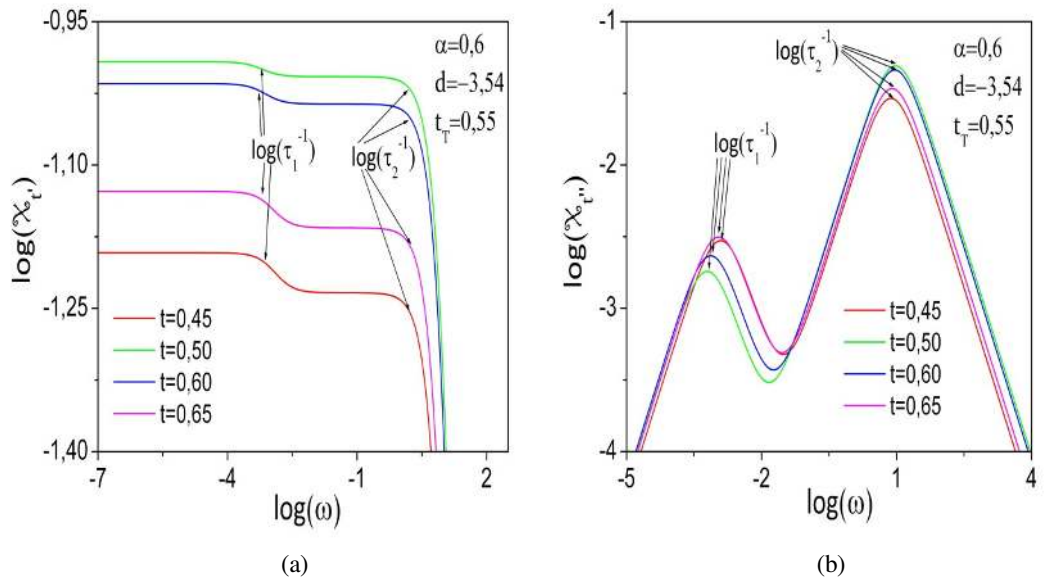
Şekil 7.27 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 3,0$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.



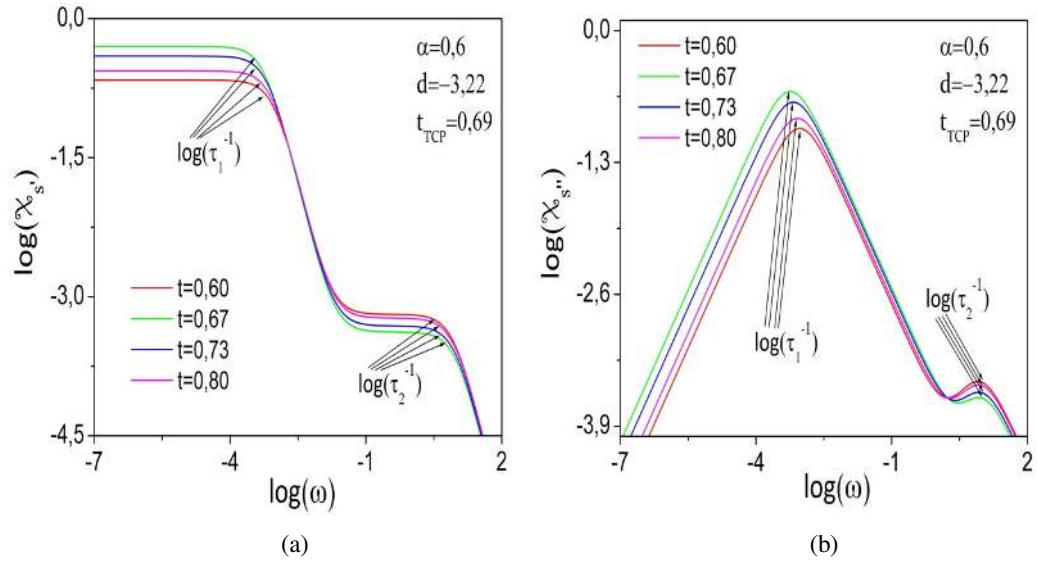
Şekil 7.28 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 3,0$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.



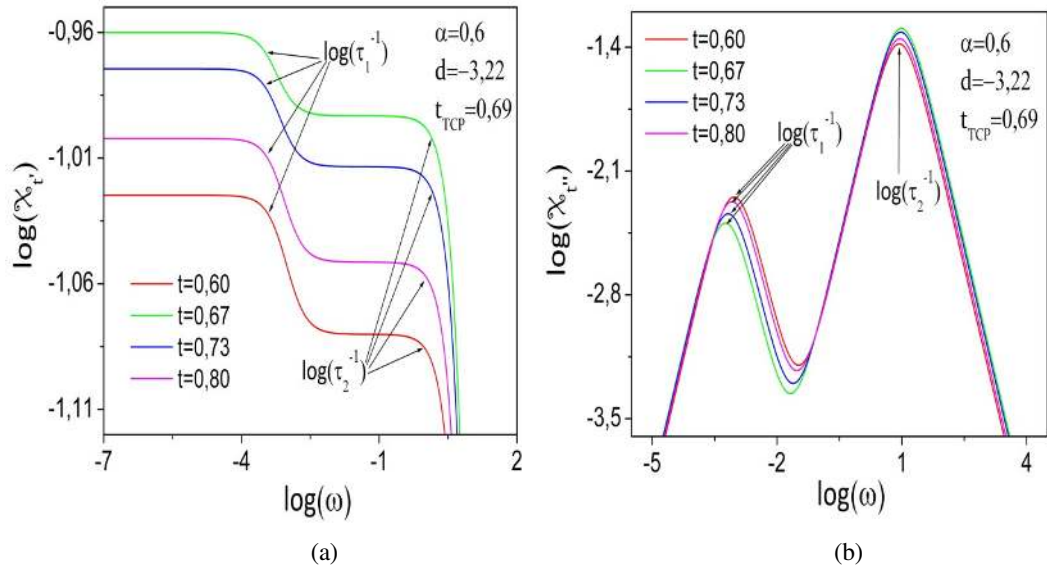
Şekil 7.29 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{m_a} = 1,4$ ve $\gamma_{m_b} = 1,5$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) sekmeli toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.



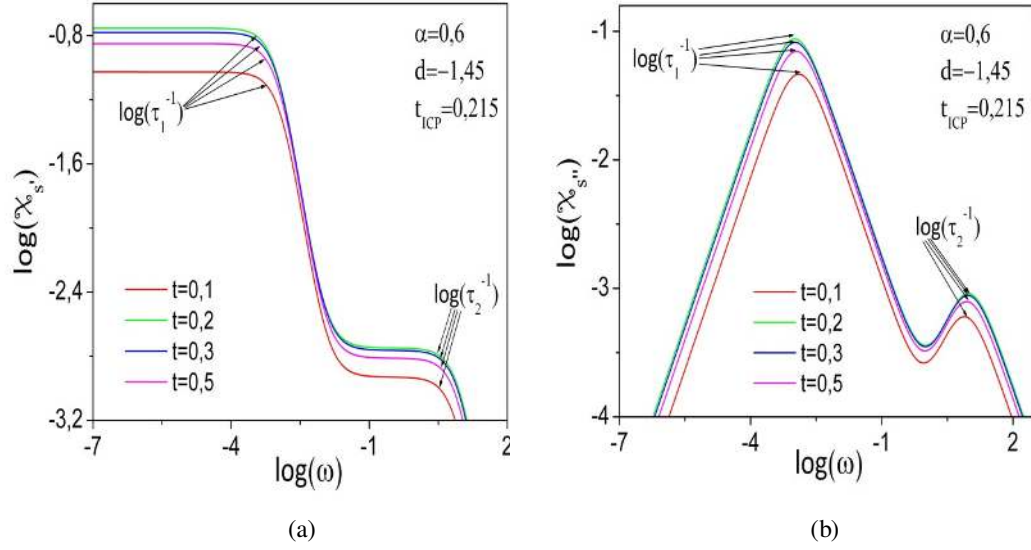
Şekil 7.30 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,54$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{m_a} = 1,4$ ve $\gamma_{m_b} = 1,5$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.



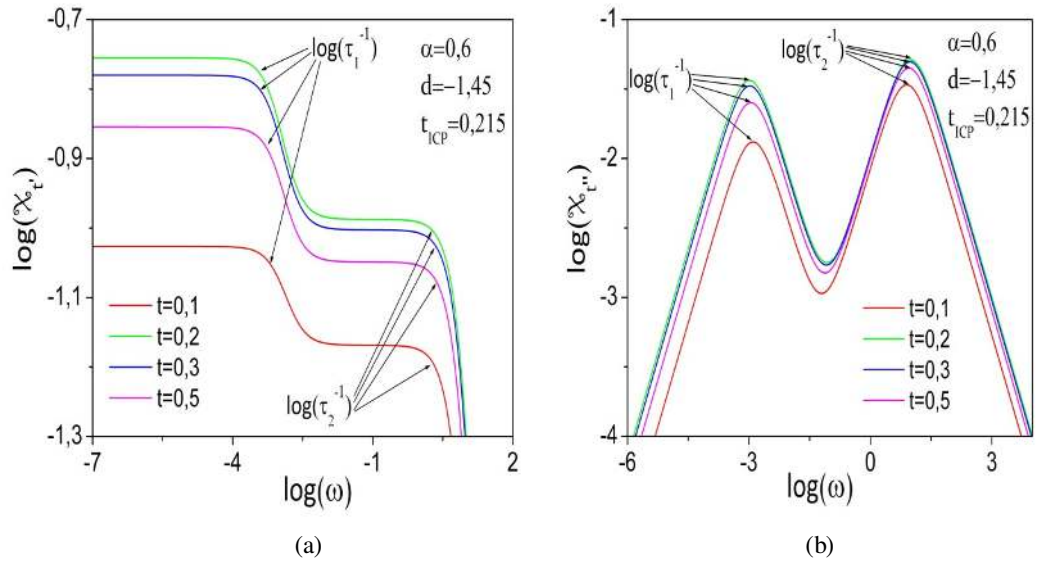
Şekil 7.31 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{m_a} = 1,4$ ve $\gamma_{m_b} = 1,5$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) sekmeli toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.



Şekil 7.32 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{m_a} = 1,4$ ve $\gamma_{m_b} = 1,5$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.



Şekil 7.33 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken izole kritik nokta yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) sekmeli toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.

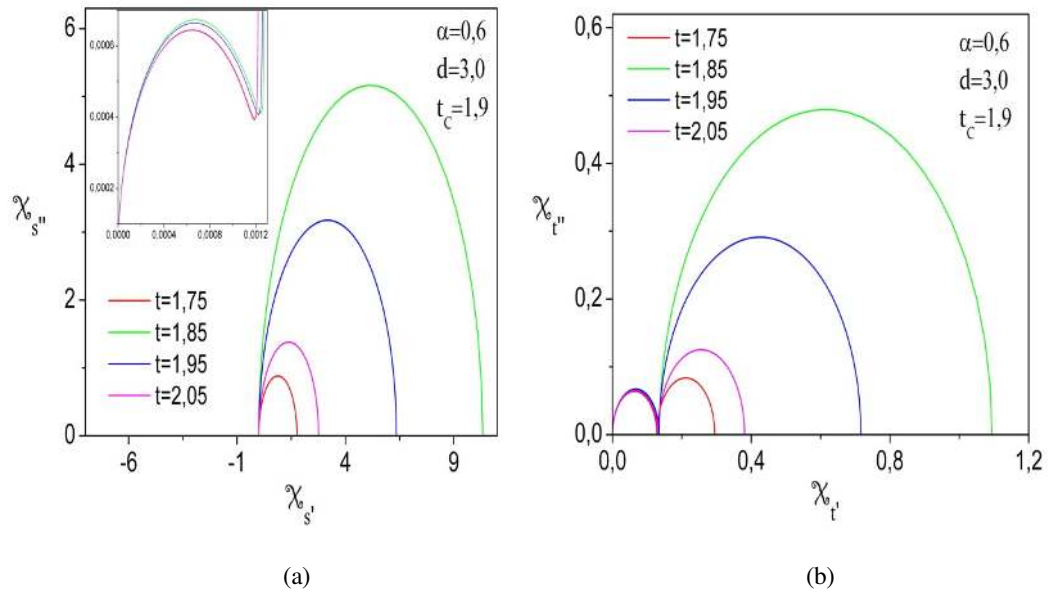


Şekil 7.34 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken izole kritik nokta yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) toplam dinamik manyetik dispersiyon katsayısının logaritmasının ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının logaritmasının frekansın logaritması ile değişimleri.

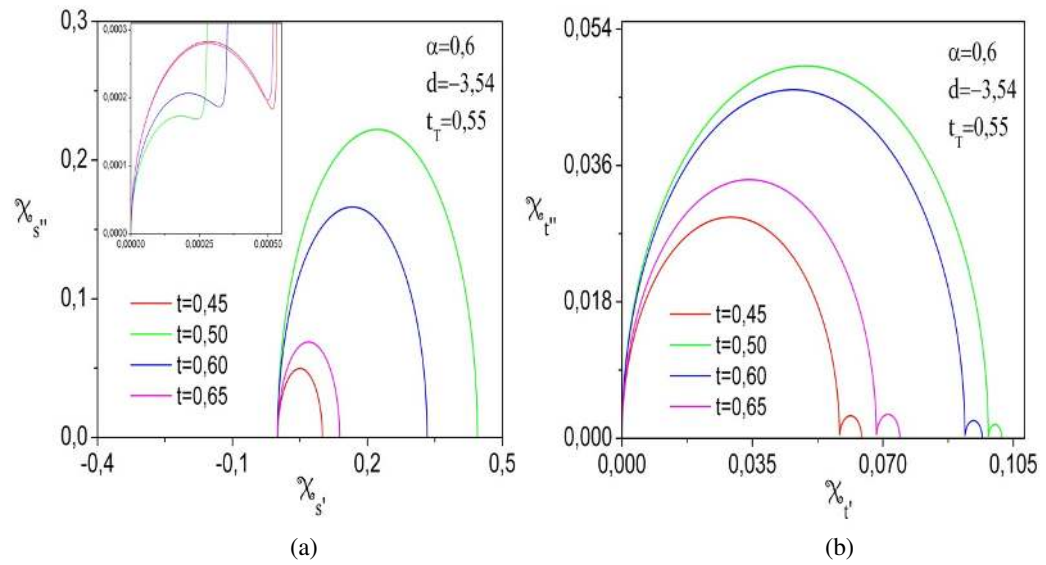
yüksek değerlerde gerçekleşmesidir. Şekil 7.28'de de toplam duygunluğun dispersiyon ve absorbsiyon faktörleri için sekmeli duygunluğun sonuçlarına benzer davranışlar elde edilmiştir. Şekil 7.29 ve 7.30, $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçişinin gerçekleştiği sıcaklık değerine yakın sıcaklıklar için, yine düzenli ve düzensiz fazdan ikişer nokta olmak üzere, sonuçları vermektedir. Birinci dereceden geçiş sıcaklığı yakınında da dinamik duygunlukların dispersiyon faktörleri ikişer plato sergilemekte ve durulma zamanlarının terslerinin logaritma değerleri platoların bitiş noktalarını göstermektedir. Absorbsiyon faktörleri ise ikişer adet maksimum sergilemektedir. Burada meydana gelen maksimumlar için de artan sıcaklık ile artan değerlere veya azalan değerlere sahiptir gibi yorumlar yapılamamaktadır. Çünkü hem düzenli fazda hem de düzensiz fazda faz geçiş sıcaklığına yakın sıcaklıklar için sonuçlar, bir maksimumda daha yüksek değerlere sahipken diğer maksimumda tam tersi durum söz konusudur. Şekil 7.31 ve 7.32, $d = -3,22$ için faz geçiş sıcaklığı $t_{TCP} = 0,69$ olan üçlü kritik nokta yakınında diğer durumlara benzer şekilde düzenli ve düzensiz fazlarda farklı sıcaklık değerleri için sonuçları sunmaktadır. Dispersiyon faktörlerinde ikişer adet plato bölgesinin olduğunu ve absorbsiyon faktörlerinde de dispersiyon bölgelerindeki platoların bitiş noktalarına karşılık gelecek şekilde ikişer adet maksimum olduğu görülmektedir. Son olarak şekil 7.33 ve 7.34, $d = -1,45$ için izole kritik nokta yakınındaki sıcaklık değerlerine ait sonuçları vermektedirler. Burada da diğer durumlara benzer şekilde hem düzenli fazda hem düzensiz fazdaki farklı sıcaklık değerleri için, reel kısımlarda ikişer adet plato bölgesi ve imajiner kısımlarda ise ikişer adet maksimum bölgesi söz konusudur. Reel kısımlardaki platoların bitiş bölgeleri imajiner kısımlardaki maksimumların gerçekleştiği frekans değerlerine karşılık gelmektedirler. Ayrıca bu noktalar şekillerde de gösterildiği üzere durulma zamanlarının terslerinin logaritmalarına tekabül etmektedir. İkinci dereceden faz geçiş noktası, birinci dereceden faz geçiş noktası, TCP ve ICP yakınında ortak olarak gözlenen ve dikkat çeken başka bir nokta ise, toplam duygunlukların dispersiyon faktörlerindeki platolar arası geçişlerin sekmeli duygunluklardaki platolar arası geçişlere göre daha kısa erimli olmasıdır.

7.6 Argand Diyagramları

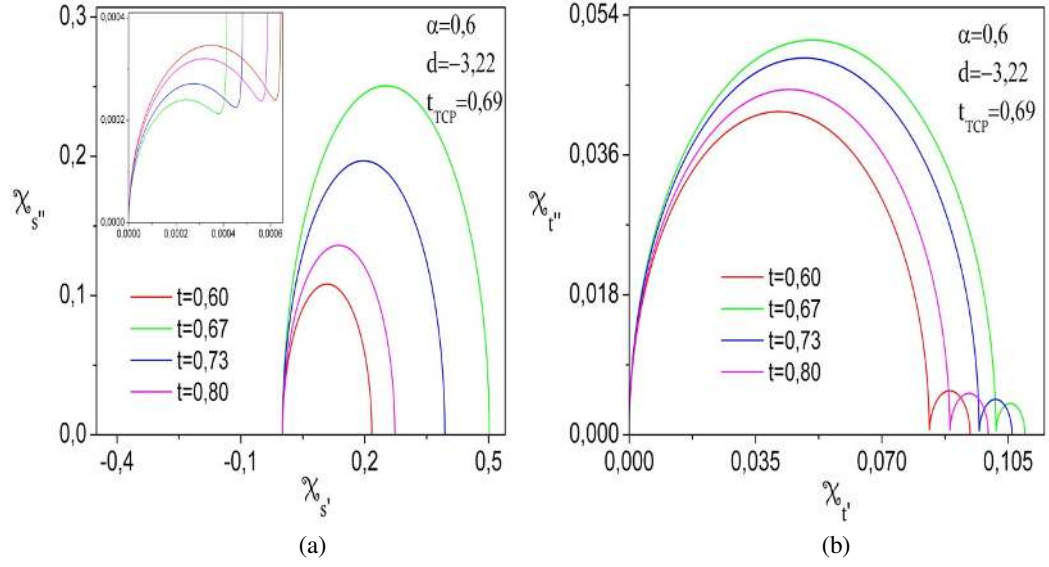
Dinamik manyetik duygunlukların sabit sıcaklıklarda frekans bağımlı absorpsiyon faktörlerinin dispersiyon faktörlerine göre elde edilmesi literatürde Argand diyagramları olarak adlandırılmaktadırlar. Bu bölümde karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sistemi için ikinci dereceden faz geçiş noktası, birinci dereceden faz geçiş noktası, TCP ve ICP yakınındaki Argand diyagramlarının incelenmesi amaçlanmıştır. Buradaki sonuçlar, önceki bölümde de kullanılan sabit $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{m_a} = 1,4$ ve $\gamma_{m_b} = 1,5$ parametreleri kullanılarak elde edilmiştir. Şekil 7.35 (a)'da, $d = 3,0$ için kritik nokta yakınındaki sıcaklıklarda, sekmeli duygunluğun sanal kısmı reel kısmına göre elde edilmiştir. Büyük skalada bakıldığında tek bir yarı çember gözlemlenmektedir, ancak önceki bölümde elde edilen sonuçlara oranla Argand diyagramlarında iki yarı çember görülmesi beklenirdi. Bu bağlamda çok küçük sayısal değerler için bakılmış ve panel olarak da çizilmiştir, bu küçük değerlerde bir yarı çemberin daha oluştuğu gözlemlenmiştir. Şekil 7.35 (b)'de ise toplam duygunluğa ait Argand diyagramını görmekteyiz ve burada da iki adet yarı çemberin oluştuğu görülmektedir. Her iki diyagramda da kritik noktaya yakın sıcaklık değerleri için yarı çemberlerin daha büyük olduğu görülmektedir. Şekil 7.36, $d = -3,54$ için birinci dereceden faz geçiş sıcaklığı yakınındaki sıcaklıklar için sonuçları sunmaktadır. Burada, sekmeli duygunlukların oranı ile oluşan Argand diyagramlarında ilk yarı çemberlerin, toplam duygunlukların oranı ile oluşan Argand diyagramında ise ikinci yarı çemberlerin faz geçiş sıcaklığına yakın sıcaklık değerleri için daha küçük olduğu görülmektedir. Şekil 7.37'de $d = -3,22$ için TCP yakınında sırasıyla sekmeli ve toplam duygunluklara ait Argand diyagramları verilmektedir. Buradaki sonuçlar birinci dereceden faz geçiş sıcaklığı yakınındaki sonuçlara benzerdir. Son olarak şekil 7.38'de verilen sonuçlar, $d = -3,22$ için $t_{ICP} = 0,215$ 'de faz geçişi sergileyen izole kritik nokta yakınındaki sıcaklıklar içindir. Burada hem sekmeli duygunluk için hemde toplam duygunluk için elde edilen Argand diyagramlarında ICP yakınındaki sıcaklık değerleri için yarı çemberler daha büyüktür. Hatta toplam duygunluk için elde edilen Argand diyagramında öncekilere göre, iki yarı çemberin birbirine oranı da daha küçüktür.



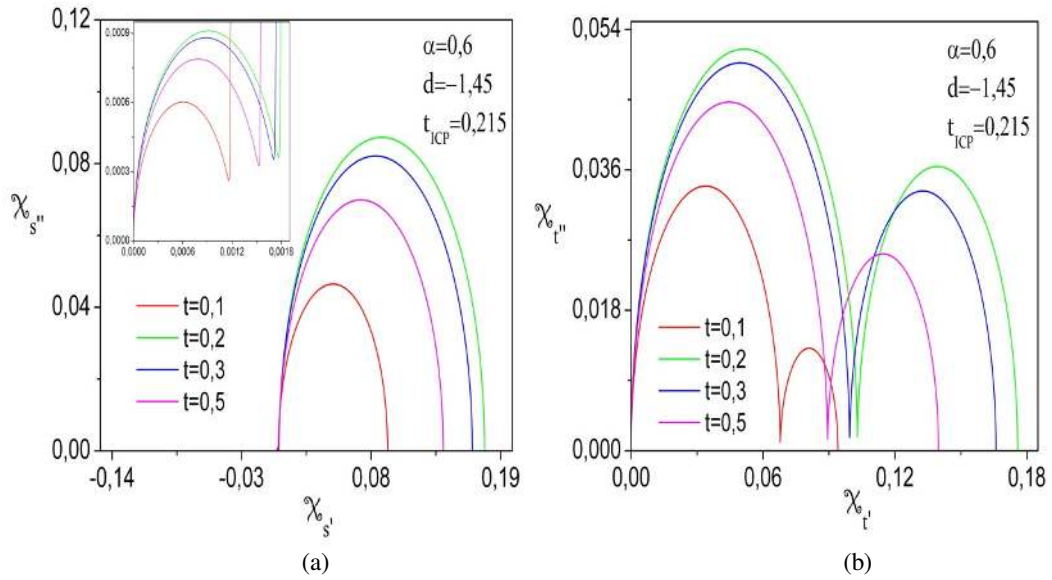
Şekil 7.35 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = 3,0$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken ikinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi.



Şekil 7.36 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,45$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken birinci dereceden faz geçiş noktası yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi.



Şekil 7.37 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -3,22$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken üçlü kritik nokta yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi.



Şekil 7.38 $h_s = 0$; $h_t = 0$; $\alpha = 0,6$; $d = -1,45$; $\gamma = 1,45$; $\gamma_{ma} = 1,4$ ve $\gamma_{mb} = 1,5$ iken izole kritik nokta yakınında farklı sıcaklık değerleri için, (a) sekmeli dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi ve (b) toplam dinamik manyetik absorpsiyon katsayısının dispersiyon katsayısı ile değişimi.

BÖLÜM SEKİZ

ÖZET VE SONUÇLAR

Bu çalışmada, rasgele bir kristal alan düzensizliği içeren karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sistemi istatistiksel denge kuramı ve Onsager tersinmez termodinamik kuramını birleştiren bir yöntem ile incelenmiştir. İlk olarak OAT ile Gibbs-Bogoliubov eşitsizliğinden yararlanılarak sistemin Helmholtz serbest enerjisi, hal denklemleri ve düzen parametrelerine ait ifadeler türetilmiştir. Bu ifadeler kullanılarak sistemin manyetik özellikleri ve faz diyagramları incelenmiştir. Sistemde paramanyetik ve ferrimanyetik fazların dışında üçüncü bir faz olarak kısmen ferrimanyetik fazın var olduğu bulunmuştur. Ayrıca sistemde, ikinci dereceden ve birinci dereceden faz geçişleri, bu iki faz geçiş çizgilerini birleştiren üçlü kritik nokta ve ferrimanyetik ve kısmen ferrimanyetik fazlar arasında meydana gelen birinci dereceden faz geçişlerinin bitiş noktası olan izole kritik noktanın varlığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, sistemde karşılama davranışının da varlığı gözlemlenmiştir.

Karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyetik Ising sisteminin, bir dış manyetik alanla denge değerinden uzaklaştırılarak, tekrar dengeye erişmesi sürecinde düzen parametrelerin davranışını veren yanıt fonksiyonu manyetik duyunluk ifadeleri elde edilmiştir. İlk olarak, dış manyetik alandaki değişimin bir sabit değer olduğu varsayılarak statik duyunluklar elde edilmiştir. Bu bağlamda, sistemi karakterize eden düzen parametreleri sekmeli ve toplam mıknatıslanmalar için denge duyunluklarının, ikinci dereceden faz geçiş noktasında ıraksama sergilediğini, birinci dereceden faz geçiş noktasında sonlu bir süreksizlik sergilediğini, TCP noktasında ıraksama sergilediğini görmemiz sonuçlarımızın beklentilerle uyumlu şekilde olduğunu göstermiştir ve diğer faz geçiş noktası olan ICP yakınında da sonuçlar gözlemlenmiştir. Ancak bu noktaya ait literatürde benzer bir çalışmanın olmaması, bu nokta için sonuçlarımızın karşılaştırılmasına imkan tanımamaktadır.

Sistemin kinetik davranışlarını incelemek için, dengeden çok küçük bir uyarıcı ile uzaklaştırılan sistemin enerjisindeki değişiminde çok küçük miktarlarda olacağı düşünülerek Taylor seri açılımı ifadesinden yararlanarak sistemin enerji ifadesi tekrar

elde edildi ve OTTK uyarınca sisteme ait kinetik denklemler türetildi. Bu aşamadan sonra ilk olarak sisteme ait durulma zamanları türetilip sonuçları incelendi. Kritik noktada durulma zamanlarından birinin ıraksaması, kritik noktada sonsuza gidecek olan korelasyon uzunluğunun etkisini betimleyen kritik yavaşlama olarak adlandırılan durum ile uyumlu şekilde sonuç elde etmemiz ve benzer şekilde süresiz faz geçişleri olarak isimlendirilmesine de neden olan birinci dereceden faz geçişlerinin, durulma zamanlarında faz geçiş noktasında süzeksizlik sergilemesi sonuçlarımızı doğrular niteliktedir. Ayrıca OTTK'na göre tanımlanan, ve aynı anda meydana gelen iki tersinmez sürecin çapraz etkilerini temsil eden köşegen olmayan Onsager katsayısının durulma zamanları üzerine etkileri araştırılmış ve artan γ değerleri ile durulma süreçlerinin hızlandığı görülmüştür.

Bu aşamadan sonra sisteme uygulanan dış manyetik alanın sabit değilse, ω açısal frekansı ile salınan bir manyetik alan olması durumunda, her iki düzen parametresini betimleyen sistemin dinamik duygunluklarının dispersiyon ve absorbsiyon katsayıları elde edildi. Dinamik duygunlukların elde edilmesinden sonra, sonuçların doğruluğunun sınanabilmesi için ilk bakılması gereken düşük frekans limitinde dispersiyon faktörlerinin denge duygunluklarına yakınsayıp yakınsamayacağıdır. Düşük frekans limitinde dinamik duygunluklar için elde edilen sonuçların denge duygunluklarına yakınsaması sonuçların beklentilerle uyumlu olduğunu göstererek, bu bağıntılar yardımıyla farklı çalışmaların yapılması ve yeni sonuçların elde edilebilmesi için bize yeni bir yol açmış oldu.

Bu bağlamda da, öncelikle sonuçları bölüm 7.3'de verilen sistemin dinamik duygunluklarının yüksek frekans limiti incelendi. Benzer şekilde bölüm 7.4'de, dinamik manyetik duygunlukların reel ve sanal bileşenleri üzerine köşegen olmayan Onsager kinetik katsayısının etkisinin incelenmesine ait sonuçlar verildi. Daha sonra, bölüm 7.5'de sabit sıcaklık değerleri için faz geçiş noktaları yakınında dinamik duygunlukların dispersiyon ve absorbsiyon faktörlerinin açısal frekans ile değişimlerini veren sonuçlar sunuldu. Son olarak da, bölüm 7.6'da sabit sıcaklık değerleri için absorbsiyon faktörlerinin dispersiyon faktörlerine göre elde edilmesi ile çizilen Argand diyagramları sunulmuştur.

KAYNAKLAR

- Abubrig, O.F., Horvath, D., Bobak A. ve Jascur, M. (2001). Mean-field solution of the mixed spin-1 and spin-3/2 Ising system with different single-ion anisotropies. *Physica A*, 296 (3), 437-450.
- Acharyya, M. ve Chakrabarti, B.K. (1995). Response of Ising systems to oscillating and pulsed fields: Hysteresis, ac, and pulse susceptibility. *Phys. Rev. B*, 52 (9), 6550-6568.
- Aharony, A. ve Imry, Y. (1976). Lowering of dimensionality in phase transitions with random fields. *Phys. Rev. Lett.*, 37 (20), 1364-1367.
- Aharony, A. (1978). Tricritical points in systems with random fields. *Phys. Rev. B*, 18 (7), 3318-3327.
- Aharony A. ve Pytte, E. (1983). Low-temperature scaling for systems with random fields and anisotropies. *Phys. Rev. B*, 27 (9), 5872-5874.
- Albayrak, E. ve Cengiz, T. (2011). The sound attenuation for the spin-1 Ising model on the bethe lattice. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 80, 54004-54009.
- Barry, J. H. (1966). Magnetic relaxation near a second-order phase-transition point. *J. Chem. Phys.* 45 (11), 4172-4177.
- Barry, J.H. ve Harrington, D.A. (1971). Theory of relaxation phenomena in Ising antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, 4 (9), 3068-3077.
- Bahmad, L., Benyoussef, A. ve El Kenz, A. (2008). Mean field study of the mixed Ising model in a random crystal field. *Physica A* 387 (4), 825–833.
- Belanger, D.P ve Young, A.P. (1991). The random field Ising model. *J. Magn. Mater.* 100 (1-3), 272-291.
- Benayad, N. (1990). Real-space renormalization group investigation of pure and disordered mixed spin Ising models on d-dimensional lattices. *Z. Phys. B*, 81 (1), 99-105.

- Benayad, N. ve Zittartz, J. (1990). Real-space renormalization group investigation of the three-dimensional semi-infinite mixed spin Ising model. *Z. Phys. B* 81 (1), 107-112.
- Benayad, N., Klümper, A., Zittartz, J. ve Benyoussef, A. (1989). Re-entrant ferromagnetism in a two-dimensional mixed spin Ising model with random nearest-neighbour interactions. *Z. Phys. B*, 77 (2), 333-338.
- Benyoussef, A., El Kenz, A. ve Kaneyoshi, T. (1994). Diluted mixed spin-1 and spin- 1/2 on honeycomb lattice. *J. Magn. Magn. Mater.*, 131 (1-2), 173-178.
- Benyoussef, A., Kaneyoshi, T. ve El Kenz, A. (1994). Tricritical behaviour in diluted mixed spin-1 and spin-1/2 on square lattice. *J. Magn. Magn. Mater.*, 131 (1-2), 179-182.
- Berker, A.N. (1984). Ordering under random fields: Renormalization-group arguments. *Phys. Rev. B*, 29 (9), 5243-5245.
- Binder, K. ve Young, A. P. (1986). Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts, and open questions. *Rev. Mod. Phys.*, 58 (4), 801-976.
- Blume, M., Emery, V.J. ve Griffiths, R.B. (1971). Ising model for the λ transition and phase separation in $\text{He}^3\text{-He}^4$ mixtures. *Phys. Rev. A*, 4 (3), 1071-77.
- Blundell, S. (2001). *Magnetism in condensed matter*. New York: Oxford University.
- Bobak, A. (1998). The effect of anisotropies on the magnetic properties of a mixed spin-1 and spin- Ising ferrimagnetic system. *Physica A*, 258 (1-2), 140-156.
- Bobak, A. (2000). Multicritical points in the mixed spin-1 and spin-3/2 Ising system on a square lattice with different single-ion anisotropies. *Physica A*, 286 (3-4), 531-540.
- Bogoliubov, N. N. (1947). On the theory of superfluidity. *J. Phys. (USSR)*, 11, 23.
- Bogoliubov, N. N. (1958). On a variational principle in the Many-Body problem. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 119, 244-246.

- Buendia, G. M. ve Machado, E. (2000). Magnetic behavior of a mixed Ising ferrimagnetic model in an oscillating magnetic field. *Phys. Rev. B*, 61 (21), 14686–14690.
- Buendia, G.M., Novotny, M.A. ve Zhang, J. (1994). *Computer simulations in condensed matter physics VII. (Landau, D.P., Mon, K.K., Schüttler, H.B. (Eds.))*. Berlin: Springer.
- Buendia, G.M. ve Novotny, M.A. (1997). Numerical study of a mixed Ising ferrimagnetic system. *J. Phys: Condens. Matter*, 9 (27), 5951-5960.
- Canko, O. ve Keskin, M. (2010). Relaxation theory of spin-3/2 Ising system near phase transition temperatures. *Chin. Phys. B* 19 (8), 80516-80517.
- Casimir, H. B. G. (1945). On Onsager's Principle of microscopic reversibility. *Rev. Mod. Phys.*, 17 (2-3), 343-350.
- Chase, C. E. (1958). Propagation of ordinary sound in liquid Helium near the λ point. *Phys. Fluids* 1 (3), 193-200.
- Chaudhari, P., Cuomo J. J. ve Gambino R. J. (1973). Amorphous metallic films for magneto-optic applications. *Appl. Phys. Letters*, 22 (7), 337-340.
- Dakhama, A. (1998). Exact solution of a decorated ferrimagnetic Ising model. *Physica A*, 252 (1-2), 225-237.
- David Mermin, N. (1965). Thermal properties of the inhomogeneous electron gas. *Phys. Rev.*, 137 (5A), A1441–A1443.
- Domb, C. (1960). On the theory of cooperative phenomena in crystals. *Adv. Phys.*, 9, 149-361.
- Drillon, M., Coronado, E., Beltran, D. ve Georges, R. (1985). Ferrimagnetic Heisenberg chain; influence of a random exchange interaction. *J. Appl. Phys.*, 57 (8), 3353-3356.

- Du, G., Joo, J., Epstein, A.J. ve Miller, J.S. (1993). Anomalous charge transport phenomena in molecular-based magnet $V(TCNE)_x \cdot y(\text{solvent})$. *J. Appl. Phys.* 73, 6566-6569.
- Durin, G., Bonaldi, M., Cerdonio, M., Tommasini, R. ve Vitale, S. (1991). Magnetic viscosity of Co-based amorphous alloys between 0.02 and 4.2 K. *J. Magn. Magn. Mater.*, 101 (1-3), 89-91.
- Engelstad, P. E. ve Yamada, K. (1995). Staggered magnetic susceptibility in high-Tc systems: A scaling approach. *Phys. Rev. B*, 52(17), 13029-13034.
- Erdem, R. ve Keskin, M. (2003). Sound dispersion in a spin-1 Ising system near the second-order phase transition point. *Phys. Lett. A*, 310 (1), 74-79.
- Erdem, R. ve Keskin, M. (2001). Theory of relaxation phenomena in a spin-1 Ising system near the second-order phase transition point. *Phys. Status Solidi B* 225 (1), 145-155.
- Erdem, R. ve Keskin, M. (2001*). Sound attenuation in a spin-1 Ising system near the critical temperature. *Phys. Lett. A*, 291 (2-3), 159-164.
- Erdem, R. ve Keskin, M. (2002). Effect of the off-diagonal Onsager rate coefficient on the relaxation times in a spin-1 Ising system. *Phys. Lett. A*, 297 (5-6), 427-431.
- Erdem, R. (2008). Magnetic relaxation in a spin-1 Ising model near the second-order phase transition point. *J. Magn. Magn. Mater.*, 320 (18), 2273-2278.
- Erdem, R. (2009). Frequency dependence of the complex susceptibility for a spin-1 Ising model. *J. Magn. Magn. Mater.*, 321 (17), 2592-2595.
- Falicov, A. ve Berker, A. N. (1996). Tricritical and critical end-point phenomena under random bonds. *Phys. Rev. Lett.*, 76 (23), 4380-4383.
- Fannin, P.C., Marin, C.N., Malaescu, I. ve Giannitsis, A.T. (2005). Microwave absorption of composite magnetic fluids. *J. Magn. Magn. Mater.*, 289, 78-80.
- Feynman, R. P. (1955). Slow electrons in a polar crystal. *Phys. Rev.*, 97 (3), 660-665.

- Feynman, R. P. ve Cohen, M. (1956). Energy spectrum of the excitations in liquid Helium. *Phys. Rev.*, 102 (5), 1189–1204.
- Griffiths, R. B. (1970). Thermodynamics near the two-fluid critical mixing point in He^3 - He^4 . *Phys. Rev. Lett.*, 24 (13), 715-717.
- Ghosal, A., Randeria, M. ve Trivedi, N. (1998). Role of spatial amplitude fluctuations in highly disordered s-wave superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 81 (18), 3940-3943.
- Gonçalves, L.L. (1985). Uniaxial anisotropy effects in the Ising model: an exactly soluble model. *Phys. Scr.*, 32 (3), 248-252.
- Gulpinar, G., Demirhan, D. ve Buyukkiliç, F. (2007). Relaxation dynamics of iron-group dihalides. *Phys. Rev. E*, 75 (2), 21104-21112.
- Gulpinar, G. (2008). Critical behavior of sound attenuation in a metamagnetic Ising system. *Phys. Lett. A*, 372 (2), 98-105.
- Gulpinar, G. ve Karaaslan, Y. (2011). Investigation of the effect of the off-diagonal Onsager rate coefficient on the relaxation dynamics of anhydrous dihalides of iron-group elements. *Phys. Lett. A*, 375 (6), 978-983.
- Gulpinar, G. ve İyikanat, F. (2011). Dynamics of the Blume-Capel model with quenched diluted single-ion anisotropy in the neighborhood of equilibrium states. *Phys. Rev. E*, 83 (4), 41101-41109.
- Gulpinar, G. ve Vatansever, E. (2012). Critical behavior of AC antiferromagnetic and ferromagnetic susceptibilities of a metamagnetic Ising system. *J. Magn. Magn. Mater.*, 324, (6), 983-990.
- Hohenberg, P. ve Kohn, W. (1964). Inhomogeneous electron gas. *Phys. Rev.* 136 (3B), B864–B871.
- Hill, J.P., Thurston, T.R., Erwin, R.W., Ramstad, M.J. ve Birgenau, R.J. (1981). Transition to long-range order in the three-dimensional random-field Ising model. *Phys. Rev. Lett.*, 66 (25), 3281-3284.

- Hui, K. ve Berker, A.N. (1989). Random-field mechanism in random-bond multicritical systems. *Phys. Rev. Lett.*, 62 (21), 2507-2510.
- Hunter, J.G.A., Jenkins, R.C.L. ve Tinsley, C.J. (1990). High-temperature series expansions for mixed spin-S-spin-S' Ising models. *J. Phys. A*, 23 (20), 4547-4551.
- Imry, Y. ve Ma, S.-k. (1975). Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry. *Phys. Rev. Lett.* 35 (21), 1399-1401.
- Ivaneyko, D., Ilnytskyi, J., Berche, B. ve Holovatch, Y. (2006). Local and cluster critical dynamics of the 3d random-site Ising model. *Physica A*, 370 (2), 163-178.
- Iwamura, H. ve Miller, J.S. (Eds) (1993). Proceedings of the conference on ferromagnetic and high spin molecular-based materials. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 232-233.
- Jascur, M. (1998). Exact results for a decorated Ising model. *Physica A*, 252 (1-2), 217-224.
- Kampen, N. G. (1991). Onsager relations for transport in inhomogeneous media. *J. Stat. Phys.* 63 (5-6), 1019-1033.
- Kaneyoshi, T. (1988). Phase transition of the mixed spin system with a random crystal field. *Physica A*, 153 (3), 556-566.
- Kaneyoshi, T. (1989). A compensation temperature induced by a crystal-field interaction in a ferrimagnetic mixed Ising system. *Sol. Stat. Comm.*, 70 (10), 975-977.
- Kaneyoshi, T. (1990). Magnetic properties of a mixed spin Ising model with random nearest-neighbor interactions. *J. Magn. Magn. Mater.*, 92 (1), 59-67.
- Kaneyoshi, T. ve Chen, J.C. (1991). Mean-field analysis of a ferrimagnetic mixed spin system. *J. Magn. Magn. Mater.*, 98 (1-2), 201-204.
- Kaneyoshi, T. (1995). Role of applied transverse field in a ferrimagnetic bilayer system with disordered interfaces. *Phys. Rev. B*, 52 (10), 7304-7307.

- Kaplan, T.A. (1959). Classical spin-configuration stability in the presence of competing exchange forces. *Phys. Rev.*, *116* (4), 888–889.
- Kaplan, T. (1983). Restricted applicability of Onsager's reciprocity relations to models of interface motion. *J. Chem. Phys.* *99* (10), 8031-8038.
- Kaplan, T. (1989*). Application of Onsager's reciprocity relations to interface motion during phase transformations. *J. Chem. Phys.*, *90* (2), 1133-1140.
- Keskin, M. ve Erdem, R. (2003). Critical behaviors of the sound attenuation in a spin-1 Ising model. *J. Chem. Phys.* *118* (13), 5947-5954.
- Keskin, M. ve Canko, O. (2003). Theory of relaxation phenomena in a spin-3/2 Ising system near the second-order phase transition temperature. *Phys. Lett. A*, *348* (1-2), 9-16.
- Keskin, M. ve Erdem, R. (2001). Dynamics of a spin-1 Ising system in the neighborhood of equilibrium states. *Phys. Rev. E*, *64* (2), 26102-26110.
- Kotzler, J. ve Eiselt, G. (1979). Observation of spin-cluster freezing in dilute ($\text{Eu}_x\text{Sr}_{1-x}$)S by low-frequency magnetic absorption. *J. Phys. C*, *12* (12), L469-474.
- Kreuzer, H. J., Chapman, R. G. ve March, N. H. (1962). Nonequilibrium thermodynamics of sublimation, evaporation, and condensation. *Phys. Rev. A*, *37* (2), 582-586.
- Kubista, E., Fontan, F. P., Buonomo, S., Arbesser, B. ve Baptista, J. P. V. (1998). Land mobile satellite Ka-band shadowing statistics in built-up areas for different road orientations. *Microwave and Optical Technology Letters*, *19* (6), 381-384.
- Landau, L. D. ve Lifshitz, E. M. (1970). *Statistical Physics (3.Baskı)*. Oxford, Pergamon Press.
- Lapp, E. (1929). Determination of the true specific heats of nickel by a direct electrical method. *Ann. Physique*, *12*, 442-521.
- Liu, G. (1990). On the linear laws of thermodynamics of irreversible processes for slightly rarefied gas flows. *Phys. Fluids A*, *2* (4), 605-609.

- Lucas, G. ve Stephen, M. J. (1967). Relaxation of the superconducting order parameter. *Phys. Rev.*, 154 (2), 349-353.
- Manriquez, J., Lee, G.T., Scott, R., Epstein, A. ve Miller, J. (1991). A room-temperature molecular/organic-based magnet. *Science*, 252 (5011), 1415-1417.
- Mathoniere, C., Nuttall, C.J., Carlin, S.G. ve Day, P. (1996). Ferrimagnetic mixed valency and mixed-metal tris (oxalato) iron (III) compounds: synthesis, structure, and magnetism. *Inorg. Chem.* 35 (5), 1201-1206.
- Néel, L. (1948). Magnetic properties of ferrites: ferrimagnetism and antiferromagnetism. *Ann. Phys.*, 3, 137-198.
- Octmaa, J. ve Zheng, W. (2003). Ferrimagnetism and compensation points in a decorated 3D Ising models. *Physica A*, 328 (1-2), 185-192.
- Okawa, H., Matsumoto, N., Tamaki, H. ve Ohba, M. (1993). Ferrimagnetic mixed-metal assemblies $\{\text{NBu}_4[\text{MFe}(\text{ox})_3]\}_x$. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 233, 257-262.
- Onsager, L. (1931). Reciprocal relations in irreversible processes- I. *Phys. Rev.*, 37 (4), 405-426.
- Onsager, L. (1931*). Reciprocal relations in irreversible processes- II. *Phys. Rev.*, 38 (12), 2265-2279.
- Ozcelik, V. O. ve Berker, A. N. (2008). Blume-Emery-Griffiths spin glass and inverted tricritical points. *Phys. Rev. E*, 78 (3), 31104-31106.
- Parisi, G. ve Sourlas, N. (1979). Random magnetic fields, supersymmetry, and negative dimensions. *Phys. Rev. Lett.* 43 (11), 744 -745.
- Tanaka, T., Meijer, P. H. E. ve Barry, J. H. (1962). Theory of relaxation phenomena near the second-order phase-transition point. *J. Chem. Phys.* 37 (7), 1397-1403.
- Pyette, E., Imry, Y. ve Mukammal, D. (1981). Lower critical dimension and the roughening transition of the random-field Ising model. *Phys. Rev. Lett.*, 46 (18), 1173-1177.

- Reichl, L. E. (1998). *A Modern Course in Statistical Physics (2. Baskı)*. Wiley, John ve Sons, Incorporated.
- Schofield, S.L. ve Bowers, R.G. (1980). Renormalisation group calculations on a mixed-spin system in two dimensions. *J. Phys. A*, 13 (12), 3697-3706.
- Schuller, I. ve Gray, K. E. (1976). Experimental observation of the relaxation time of the order parameter in superconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 36 (8), 429-432.
- Sharipov, F. (1999). Onsager-Casimir reciprocity relation for the gyrothermal effect with polyatomic gases. *Phys. Rev. E*, 59 (5), 5128-5132.
- Siqueira, A.F. ve I.P. Fittipaldi, I.P. (1986). Thermodynamical properties of a mixed Ising ferromagnet system. *J. Magn. Magn. Mater.*, 54-57 (2), 678-680.
- Sperkach, Y. V., Sperskach, V. S., Aliokhin, O., Strybulevych, A. L. ve Masuko, M. (2001). Temperature dependence of acoustical relaxation times involving the vicinity of N-I phase transition point in 5CB liquid crystal. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 366, 183-202.
- Srinivasan, G., Uma Maheshwar Rao, B., Zhao J. ve Sechira M. S. (1991). Magnetically ordered amorphous copper ferrite. *Appl. Phys. Letters*, 59 (3), 372-375.
- Sugimoto, M. ve Hiratsuka, N. (1982). Magnetic properties of amorphous spinel ferrites. *Jpn. J. Appl. Phys.* 21 (3), 197-198.
- Suzuki, M. ve Kubo, R. (1968). Dynamics of the Ising model near the critical point I. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 24, 51-60.
- Tang, K-F. (1998). Critical couplings of mixed spin-1/2-spin-S Ising model: a free-fermion approximation. *J. Phys. A*, 21 (22), L1097-L1098.
- Tucker, J.W. (2001). Mixed spin1-spin 3/2 Blume–Capel Ising ferromagnet. *J. Magn. Magn. Mater.*, 237 (2), 215-224.

- van Raap, M.B.F., Sanchez, F.H., Torres, C.E.R., Casas, L., Roig, A. ve Molins, E. (2005). Detailed magnetic dynamic behaviour of nanocomposite iron oxide aerogels. *J. Phys. Condens. Matter*, 17 (41), 6519-6531.
- Villain, J. (1959). La structure des substances magnetiques. *J. Phys. and Chem. of Sol.*, 11 (3-4), 303-309.
- Villain, J. (1982). Commensurate-incommensurate transition with frozen impurities. *J. Phys. (Paris) Lett.* 43 (15), 551-558.
- Yafet, Y. ve Kittel, C. (1952). Antiferromagnetic arrangements in ferrites. *Phys. Rev.*, 87 (2), 290-294.
- Yoshimori, A. (1959). A new type of antiferromagnetic structure in the rutile type crystal. *J. Phys. Soc., Japan*, 14, 807-821.
- Zhang, G.M. ve Yang, C.Z. (1993). Monte Carlo study of the two-dimensional quadratic Ising ferromagnet with spins $S=1/2$ and $S=1$ and with crystal-field interactions. *Phys. Rev. B*, 48 (13), 9452-9455.
- Wolf, W.P. (1961). Ferrimagnetism. *Rep. Prog. Phys.*, 24, 212-303.
- Woo, J.W.F. ve Abrahams, E. (1968). Relaxation of the superconducting order parameter. *Phys. Rev.*, 169 (2), 407-413.

EKLER

Bölüm 5’de, eşitlik 5.1 ve eşitlik 5.2 ile verilen sekmeli denge duygunluğu üretim katsayıları olarak adlandırılan a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} , c_1 ve c_2 katsayıları aşağıdaki gibidir:

$$a_{11} = 1 ,$$

$$a_{12} = \frac{\left(1 - \tanh\left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2T}\right)^2\right) zJ}{4T} ,$$

$$\begin{aligned} a_{21} = & \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right) T} \\ & - \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right)^2 T} \\ & + \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right) T} \\ & - \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right)^2 T} , \end{aligned}$$

$$a_{22} = 1 ,$$

$$c_1 = \frac{1 - \tanh\left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2T}\right)^2}{4T} ,$$

$$\begin{aligned}
c_2 = & - \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right) T} \\
& + \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right)^2 T} \\
& - \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right) T} \\
& + \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right)^2 T}.
\end{aligned}$$

Bölüm 5’de, eşitlik 5.4 ve 5.5 ile verilen toplam denge duygunluğu üretim katsayıları olarak adlandırılan d_2 , d_1 , b_{22} , b_{21} , b_{12} ve b_{11} katsayıları:

$$\begin{aligned}
d_2 = & \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right) T} \\
& - \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right)^2 T} \\
& + \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right) T} \\
& - \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right)^2 T},
\end{aligned}$$

$$d_1 = \frac{1 - \tanh\left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2T}\right)^2}{4T},$$

$$b_{22} = 1,$$

$$\begin{aligned} b_{21} = & \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right) T} \\ & - \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 + \alpha)}{T}\right)\right)^2 T} \\ & + \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right) T} \\ & - \frac{2\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 zJ}{\left(2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{T}\right) + \exp\left(\frac{-\Delta(1 - \alpha)}{T}\right)\right)^2 T}, \end{aligned}$$

$$b_{12} = \frac{\left(1 - \tanh\left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2T}\right)^2\right) zJ}{4T},$$

$$b_{11} = 1.$$

Bölüm 6’da verilen Helmholtz serbest enerji üretim katsayıları:

$$\begin{aligned}
 k_1 &= \left(\frac{\partial^2 G}{\partial^2 m_a} \right)_{\text{denge}} \\
 &= -\frac{Nz^2 J^2}{2k_B T} \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)}{1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)} \\
 &\quad + \frac{Nz^2 J^2}{k_B T} \frac{\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)^2}{\left(1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)\right)^2} \\
 &\quad - \frac{Nz^2 J^2}{2k_B T} \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)}{1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)} \\
 &\quad + \frac{Nz^2 J^2}{k_B T} \frac{\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)^2}{\left(1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)\right)^2},
 \end{aligned}$$

$$k_2 = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial m_a \partial m_b} \right)_{\text{denge}} = \frac{1}{2} NzJ,$$

$$k_3 = \left(\frac{\partial^2 G}{\partial^2 m_b} \right)_{\text{denge}} = -\frac{Nz^2 J^2}{8k_B T} \left(1 - \tanh\left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T}\right)^2 \right),$$

$$\begin{aligned}
k_4 &= - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial m_a \partial H_s} \right)_{\text{denge}} \\
&= \frac{NzJ}{2k_B T} \frac{\cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)} \\
&\quad - \frac{NzJ}{k_B T} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)^2}{\left(1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right) \right)^2} \\
&\quad + \frac{NzJ}{2k_B T} \frac{\cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)} \\
&\quad - \frac{NzJ}{k_B T} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)^2}{\left(1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right) \right)^2},
\end{aligned}$$

$$k_5 = - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial m_b \partial H_s} \right)_{\text{denge}} = - \frac{NzJ}{8k_B T} \left(1 - \tanh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right)^2 \right),$$

$$\begin{aligned}
k_6 &= - \left(\frac{\partial G}{\partial H_s} \right)_{\text{denge}} \\
&= \frac{N}{2} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)} \\
&\quad + \frac{N}{2} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)} \\
&\quad - \frac{N}{4} \tanh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
k_7 &= - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial^2 H_s} \right)_{\text{denge}} \\
&= - \frac{N}{2k_B T} \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)}{1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)} \\
&\quad + \frac{N}{k_B T} \frac{\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)^2}{\left(1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)\right)^2} \\
&\quad - \frac{N}{2k_B T} \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)}{1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)} \\
&\quad + \frac{N}{k_B T} \frac{\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)^2}{\left(1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)\right)^2} \\
&\quad - \frac{N}{8k_B T} \left(1 - \tanh\left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T}\right)^2\right),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
k_8 &= - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial m_a \partial H_t} \right)_{\text{denge}} \\
&= - \frac{NzJ}{2k_B T} \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)}{1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)} \\
&\quad + \frac{NzJ}{k_B T} \frac{\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)^2}{\left(1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1+\alpha)}{k_B T}\right)\right)^2} \\
&\quad - \frac{NzJ}{2k_B T} \frac{\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)}{1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)} \\
&\quad + \frac{NzJ}{k_B T} \frac{\sinh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)^2}{\left(1 + 2\cosh\left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{\Delta(1-\alpha)}{k_B T}\right)\right)^2},
\end{aligned}$$

$$k_9 = - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial m_b \partial H_t} \right)_{\text{denge}} = - \frac{NzJ}{8k_B T} \left(1 - \tanh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right)^2 \right),$$

$$\begin{aligned} k_{10} &= - \left(\frac{\partial G}{\partial H_t} \right)_{\text{denge}} \\ &= - \frac{N}{2} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)} \\ &\quad - \frac{N}{2} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)} \\ &\quad - \frac{N}{4} \tanh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_{11} &= - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial^2 H_t} \right)_{\text{denge}} \\ &= - \frac{N}{2k_B T} \frac{\cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)} \\ &\quad + \frac{N}{k_B T} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right)^2}{\left(1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 + \alpha)}{k_B T} \right) \right)^2} \\ &\quad - \frac{N}{2k_B T} \frac{\cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)}{1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)} \\ &\quad + \frac{N}{k_B T} \frac{\sinh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right)^2 \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right)^2}{\left(1 + 2 \cosh \left(\frac{zJm_a + H_s - H_t}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\Delta(1 - \alpha)}{k_B T} \right) \right)^2} \\ &\quad - \frac{N}{8k_B T} \left(1 - \tanh \left(\frac{zJm_b - H_s - H_t}{2k_B T} \right)^2 \right). \end{aligned}$$