

169718

**EGE ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
( DOKTORA TEZİ )

**İSTATİSTİKSEL MEKANİK İLE MİKNATISLANMA**  
**MODELLERİNİN İNCELENMESİ**

**Metin KARABEKİROĞULLARI**

Fizik Anabilim Dalı

Bilim Dalı Kodu: 404.06.01

Sunuş Tarihi: 05/09/2005

Tez Danışmanı: **Prof. Dr. Fevzi BÜYÜKKILIÇ**

Bornova - İZMİR

**Metin KARABEKİROĞULARI** tarafından doktora tezi olarak sunulan **“İstatistiksel Mekanik İle Mıknatıslanma Modellerinin İncelenmesi”** çalışma E.Ü. Lisansüstü Eğitim ve Öğretim Yönetmeliği ile E.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Eğitim ve Öğretim Yönergesi'nin ilgili hükümleri uyarınca tarafımızdan değerlendirilerek savunmaya değer bulunmuş ve **5.9.2005** tarihinde yapılan tez savunma sınavında aday oybirliği/oyçokluğu ile başarılı bulunmuştur.

**Jüri Üyeleri:**

**İmza**

**Jüri Başkanı : Prof. Dr. Hüseyin Erbil**

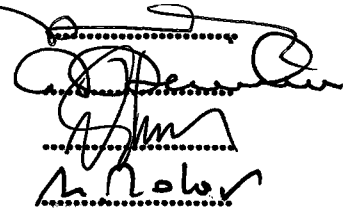
**Raportör Üye: Prof. Dr. Fevzi Büyükkılıç**

**Üye : Prof. Dr. Doğan Demirhan**

**Üye : Prof. Dr. İsmail Sökmen**

**Üye : Prof. Dr. Hamza Polat**





**ÖZET****İSTATİSTİKSEL MEKANİK İLE MİKNATISLANMA  
MODELLERİNİN İNCELENMESİ****KARABEKİROĞULLARI** Metin

Doktora Tezi, Fizik Bölümü

Tez Yöneticisi: Prof. Dr. Fevzi BÜYÜKKILIÇ

Temmuz 2005, 64 sayfa

Birçok fiziksel olayların termodinamik davranışları Ising Modeli kullanılarak açıklanabilmektedir. Bunlara örnek olarak, gazların soğurulması, ikili veya üçlü sıvı ve gazların faz dönüşümleri, sıvıların donması, akışkan konsantrasyonu, ikili alaşımlardaki düzenli-düzensiz faz geçişleri verilebilir. Fakat çoğu fiziksel sistemler iki durumlu Ising modeliyle incelenemez. Üç durumlu ve iki düzen parametrelili fiziksel sistemleri incelemek için tek örgülü spin-1 Ising modeli veya üç durumlu olan sistemler kullanılmaktadır. Bu model sayesinde ikili alaşımlarda ferromanyetizma, sıvı karışımlar, sıvı-kristal karışımlar, donma, manyetik düzenlilik, faz dönüşümleri, yarı kararlı ve kararsız durumlar, düzenli ve düzensiz geçişler gibi birçok fiziksel olayın termodinamik özellikleri açıklanabilmektedir. Bu çalışmada en yakın komşu çifti etkileşmeli spin-1 Ising sistemi ele alınarak seyreltik manyetizma termostatistiksel yöntemle incelenmiş ve değişik konsantrasyon değerleri için fiziksel nicelikler (mıknatıslanma, süsebtibilite, spesifik ısı) sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Daha sonra seyreltik

## VI

manyetizma nonekstensif istatistiksel mekanik çerçevesinde ele alınmıştır. Bu cümleden olarak, değişik konsantrasyon değerleri ve değişik  $q$  değerleri için fiziksel nicelikler (manyetizasyon, süsebtibilite, spesifik ısı) sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyumlu olduğu görölmüştür.

**Anahtar sözcükler:** Manyetizma, seyreltik manyetizma, çift yaklaşım, nonekstensivite.



**ABSTRACT**

**INVESTIGATION OF MAGNETIZATION MODELS BY  
STATISTICAL MECHANICS**

KARABEKİROĞULLARI Metin  
PhD Thesis, Department of Physics

Thesis Supervisor: Prof. Dr. Fevzi BÜYÜKKILIÇ  
July 2005, 64 pages

Thermodynamical behaviors of most of the physical phenomena could be explained using Ising Model. Absorption of gases, phase transitions of double and triple liquids and gases, freezing of liquids, concentration of fluids, ordered and disordered phase transitions of dual alloys could be enumerated examples. But not all physical systems could be investigated by two state Ising Model. In order to investigate three state and two ordered parameter physical systems single lattice spin-1 Ising Model or three state systems are used. With the help of this model, the thermodynamical properties of a great number of physical phenomena such as ferromagnetism in dual alloys, liquid mixtures, liquid crystal mixtures, freezing, magnetic order, phase transitions, metastable and unstable states, ordered and disordered transitions could be explained. In this study, by taking nearest neighbouring couple interaction spin-1 Ising system the dilute magnetism has been investigated by thermostistical method and for different concentration values physical quantities (magnetization, susceptibility, specific heat) have been calculated as a function of temperature. After that,

## VIII

dilute magnetism has been taken into account in the frame of nonextensive statistical mechanics. Consequently, for different concentration values and  $q$  values physical quantities (magnetization, susceptibility, specific heat) have also been calculated as a function of temperature. It is observed that, the obtained results are in agreement with experimental data.

**Key Words:** Magnetism, dilute magnetism, coupling approximation, nonextensivity.



## TEŞEKKÜR

Doktora çalışmam süresince, bana destek olan, derin bilgisi ve tecrubesiyle her türlü yardımını esirgemeyip yol gösteren danışman hocam, Sayın Prof. Dr. Fevzi BÜYÜKKILIÇ' a öncelikle teşekkür ederim.

Çalışmalarımın her aşamasında, yoğun işleri arasında zaman ayırarak her türlü yardımını esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Doğan DEMİRHAN' a teşekkürlerimi sunarım.

Tüm tez çalışmam süresince katkılarından, beni dinlemekte gösterdiği sabrından dolayı Dokuz Eylül Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyelerinden Sayın Prof. Dr. İsmail SÖKMEN' e teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamda yardımcı olan Araştırma Görevlisi Tarık KUNDURACI' ya, aynı zamanda oda arkadaşım Araştırma Görevlisi Görkem OYLUMLUOĞLU' na ve doktora öğrencisi Hüseyin ŞİRİN' e çok teşekkür ederim.

Doktora çalışmam süresince aralarında bulunduğum Ege Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü mensubu hocalarıma, araştırma görevlisi arkadaşlarıma ve idari personele şükranlarımı sunmayı borç bilirim.

Ve son olarak eşim Duygu'ya teşekkür ederim.

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET .....	V
ABSTRACT .....	VII
TEŞEKKÜR .....	IX
İÇİNDEKİLER .....	XI
GRAFİK DİZİNİ.....	XV
1. GİRİŞ .....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Tezin Konusu ve Kullanılacak Kuramsal Yöntemlerin Önemi .	1
1.3. Tez Materyali ve Araştırma Yöntemleri .....	2
1.4. Miknatısların Kullanım Alanlar .....	3
1.5. Temel Manyetik Davranışlar.....	3
1.5.1. Diamanyetizma .....	3
1.5.2. Paramanyetizma .....	4
1.5.3. Ferromanyetizma.....	5
2. MIKNATISLANMA MODELLERİ .....	7
2.1. Giriş.....	7
2.2. Heisenberg Modeli .....	7
2.3. q-hali Pott Modeli .....	8

## İÇİNDEKİLER (devam)

2.4. X-Y Modeli.....	9
2.5. Küresel Model.....	10
2.6. Buz Tipi Model.....	10
2.7. Spin-1/2 Ising Modeli .....	11
2.8. Spin-1 Ising Modeli.....	12
3. SPİN-1 İSİNG SİSTEMİ VE ÇİFT YAKLAŞIM METODU .....	13
3.1. Giriş.....	13
3.2. Spin-1 Ising Sistemi ve Çift Yaklaşım Metodunun Uygulanması .....	13
3.3. Sistemin Denge Durumunun İncelenmesi .....	19
3.4. Yönelme Olasılıklarının Hesabı.....	22
4. SEYRELTİK MANYETİK SİSTEMLERİN TERMOİSTATİSTİKSEL YÖNTEMLE İNCELENMESİ .....	24
4.1. Giriş.....	24
4.2. Seyreltik Manyetik Sistem.....	24
4.3. Seyreltik Manyetik Sistemin Denge Durumu .....	30
4.3.1. Seyreltik Manyetik Sistemin Varyasyon Hesabı .....	31
4.4. Yönelme Olasılıklarının Hesabı.....	34
4.5. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Fiziksel Niceliklerinin İncelenmesi .....	37

## İÇİNDEKİLER (devam)

4.5.1. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Mıknatıslanması .....	38
4.5.2. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Süsebtibilitesi .....	39
4.5.3. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Spesifik Isısı .....	40
5. NONEKSTENSİF İSTATİSTİKSEL MEKANİK ÇERÇEVESİNDE MANYETİK SİSTEMLER.....	42
5.1. Nonekstensif İstatistiksel Mekanik Çerçevesinde Manyetik Sistemin İncelenmesi.....	42
5.2. Manyetik Sistemin Denge Durumu .....	43
5.2.1. Manyetik Sistemin Varyasyon Hesabı .....	43
5.3. Yönelme Olasılıklarının Hesabı .....	46
5.4. Manyetik Sistemlerin Fiziksel Niceliklerinin Bulunması .....	49
5.4.1. Manyetik Sistemlerin Mıknatıslanması.....	51
5.4.2. Manyetik Sistemlerin Süsebtibilitesi.....	52
5.4.3. Manyetik Sistemlerin Spesifik Isısı .....	53
6. SONUÇLAR .....	55
6.1. Genel Değerlendirme ve Sonuç .....	55
KAYNAKLAR DİZİNİ .....	57
ÖZGEÇMİŞ .....	64

**GRAFİK DİZİNİ**

<u>Grafik</u>	<u>Sayfa</u>
Grafik 4.1: Cisim merkezli kübik yapı için farklı c değerlerine karşılık manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi.....	38
Grafik 4.2: Cisim merkezli kübik yapı için farklı c değerlerine karşılık süsebtibilitenin sıcaklıkla değişimi.....	39
Grafik 4.3: Cisim merkezli kübik yapı için farklı c değerlerine karşılık spesifik ısının sıcaklıkla değişimi.....	40
Grafik 5.1: Cisim merkezli kübik yapı için farklı q değerlerine karşılık manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi.....	51
Grafik 5.2: Cisim merkezli kübik yapı için farklı q değerlerine karşılık süsebtibilitenin sıcaklıkla değişimi.....	53
Grafik 5.3: Cisim merkezli kübik yapı için farklı q değerlerine karşılık spesifik ısının sıcaklıkla değişimi.....	54

## 1.1. GİRİŞ

Bu çalışmanın amacı mıknatıslanma olayını etkileşen elemanter momentler topluluğunun davranışı olarak, modeller yardımıyla incelemek ve olayı mikroskopik düzeyde ele almaktır (Baxter, 1982). İstatistiksel mekanik sayesinde, mikroskopik düzeyde yaklaşımlardan makroskopik deney sonuçlarına geçilecektir. Bu çalışmada öncelikle klasik standart yaklaşımlar değerlendirilecek ve bundan sonra genelleştirme yoluna gidilecektir (Greiner et al., 1995; Green, 1971). Manyetik alanın ivmeli elektrik yüklerinden kaynaklandığı bilinmektedir. Manyetik bir cisim atomik ölçekte gözlenirse, çok küçük akımlar görülür (çekirdek çevresinde veya kendi eksenleri etrafında dönen elektronlar). Makroskopik ölçekte bu kapalı akım çevrimleri çok küçük olduğundan birer manyetik dipol gibi ele alınabilirler. Atomların rasgele yönlerde oluşu nedeni ile bu dipoller birbirini sıfırlar, fakat bir dış manyetik alan uygulandığında manyetik dipollerin düzenli sıralandığı, makro ölçekte bir mıknatıslanma yarattıkları görülür.

Mıknatıslanma uzun erişimli ve belleği olan bir olaydır. Böyle sistemler nonekstensiftirler. Örnek olarak, mekanik sistemlerdeki hacim ve basınca manyetik sistemlerde mıknatıslanma ve manyetik alan karşılık gelir. Bu nedenle nonekstensif istatistiksel mekanik çerçevesinde de mıknatıslanma ele alınacaktır.

## 1.2. Tezin Konusu ve Kullanılacak Kuramsal Yöntemlerin Önemi

Mıknatıslanma, istatistiksel mekaniğin konularından biridir, nonekstensif istatistiksel mekanik ise onun bir genelleştirilmesidir.

Bu çalışmada fiziksel sistem olarak mıknatıslanma nonekstensif istatistiksel mekanik çerçevesinde ele alınmakta ve modellere yer verilmektedir. Buradaki amaç verilen materyallerin fiziksel davranışını incelemektir (Binney et al., 1992; Wu, 1982; Reif, 1999; Büyükkılıç et al., 1997; Kikuchi, 1951; Büyükkılıç et al., 1997).

Fiziksel bir sistemin modeli uygun ve basit olmalıdır. Kurulan modelin basit olmasına rağmen zengin bir matematiksel yapıya sahip olmasından dolayı genelde tam olarak çözüm imkansızdır veya çok zordur. Ayrıca kurulan modelde elde edilen sonuçlar, deneysel verilerle uyumlu olmalıdır.

Mıknatıslanma için spin etkileşmelerinden dolayı uygun modeli kullanmak gerekir. Göz önüne alınan spinler, düzenli bir örgünün  $i$  sitesinde yer alacaklardır. Üç boyutlu kristal örgüler, basit kübik, cisim merkezli kübik ve yüzey merkezli kübik yapılardır. Bunların yanında kare, üçgen ve hegzagonal (balpeteği) örgüler gibi iki boyutlu sistemlerin lineer zincir yapısı da incelenebilir (Tırnaklı et al., 1997; Lai et al., 1999).

## 1.3. Tez Materyali ve Araştırma Yöntemleri

Bu çalışmada mıknatıslanma ve modeller ile ilgili literatür taraması yapılmıştır. Bu konulardaki kitap ve makale listesi

oluşturulmuştur. Gerekli hesaplar için paket programlar ile çalışma grubumuzun yaptığı programlar kullanılmıştır.

#### **1.4. Mıknatısların Kullanım Alanları**

Mıknatısların çok değişik kullanım alanları vardır. Yer saptamaya ve gerektiğinde çeşitli manyetik alanları özellikle yerin manyetik alanını ölçmeye böylece yön belirlemeye yarar (pusula, gemi pusulaları vb.). Çeşitli manyetik parçalar üzerine uygulayabileceği kuvvetlere bağlı olarak kullanılır (kaldırma aletleri, manyetik ayırıcılar kimi yabancı maddelerin tıbbi olarak incelenmesi, rölelerin ve telefon aygıtlarının kutuplanması vb.). Belirli çekirdek aralıklarında, değişmezliği yüksek olabilen manyetik alanlar oluşturmada kullanılır. Mıknatısların en ileri modern uygulamaları bu grupta toplanır. (Elektrik makinelerinin indükleyicileri, tayf çekim donanımları, büyük tanecik hızlandırıcılarında tanecikleri yönlendirmede, tekerleksiz hızlı trenlerde vb.).

#### **1.5. Temel Manyetik Davranışlar**

Manyetik maddeler üç tür davranış gösterirler.

##### **1.5.1. Diamanyetizma**

Moleküllerinin elektronik yapılarından dolayı net manyetik momenti olmayan birçok madde vardır. Moleküller görece olarak yoğun sıvı yada katı oluştursa bile dışarıdan bir manyetik alan uygulanmadıkça çoğu maddenin  $M$  mıknatıslanması sıfırdır. Yani moleküller birbirine

yakın olsalar bile, maddenin net momenti olmayacak biçimde, eşlenmiş olarak kalırlar. Fakat dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında moleküllerin küçük de olsa bir manyetik momenti olur. Moleküllerin bu manyetik momentlerini, dışarıdan uygulanan alan indükler. İndüklenmiş manyetik alan, uygulanan manyetik alana zıt yöndedir. Bu nedenle maddenin mıknatıslanması da manyetik alan yönüne zıt olur. Yani elektrik polarizasyon daima **E** alanı yönünde olmasına karşın bazı tür maddelerin manyetizasyonu uygulanan **B** manyetik alanına zıt yönde olur. Bu tür maddelere diamanyetik maddeler denir.

### 1.5.2. Paramanyetizma

Bir ya da daha çok eşlenmemiş elektronu olan moleküllerin, kalıcı manyetik momentleri vardır. Bir manyetik alan uygulanmıyorsa, bu tür molekülleri içeren birçok maddede moleküllerin manyetik momentleri gelişigüzel yönelirler. Bu durumda net mıknatıslanma sıfırdır, çünkü çok sayıda molekül üzerinden, toplam alınmaktadır.

Maddeye bir manyetik alan uygulandığında, yönelimini değiştirip alanla eş yöne gelirse bir manyetik dipolün potansiyel enerjisi  $U = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}$  olduğundan azalır. Bu enerji **M** ile **B** eş yönlü olduğunda en küçük ( $U = -MB$ ), **M** ile **B** zıt yönlü olduğunda ise en büyüktür ( $U = +MB$ ). Böylece dipolün yönü, alanın yönüne yaklaştıkça potansiyel enerji azalır.

Uygulanan manyetik alanla, moleküllerin manyetik alanları tümüyle olmasa da kabaca yönelirler. Bu nedenle de izotropik maddelerde, maddenin mıknatıslanması, alana paraleldir. Yani elektrik polarizasyonun daima **E** alanı yönünde olmasına karşın bazı tür

maddelerin, mıknatıslanması, uygulanan  $B'$  ye paralel olur. Uygulanan alan kaldırılırsa, yönleredeki gelişigüzelik geri gelir ve mıknatıslanma yine, sıfır olur. Bu özellikteki maddelere paramanyetik maddeler denir.

### 1.5.3. Ferromanyetizma

Hem diamanyetik, hem de paramanyetik maddeler için, mıknatıslanma, ancak bir dış manyetik alanın varlığında, sıfırdan farklıdır. Bu alan sıfıra düşürüldüğünde mıknatıslanma da sıfır olur. Uygulanan alan kaldırıldıktan sonra mıknatıslanmanın sürdüğü bazı maddeler vardır. Bunlara ferromanyetik maddeler denir. Bu tür maddelerde tüm moleküllerin manyetik momentleri, kendiliğinden yönelme eğilimindedir.

En bilinen mıknatıslar ferromanyetikler olmasına rağmen en karmaşık yapıda olanlar da bunlardır. Herhangi bir mıknatıs ferromanyetik bir maddeden yapılmıştır. Bir alan uygulanmasa bile mıknatısın kendisi bir manyetik alan doğurur. Bir mıknatısın manyetik alanı ve mıknatıslanması manyetik dipollerin yönelmesinden kaynaklanır.

Paramanyetik maddelerde uygulanan manyetik alan maddeyi kısmen yönlendiren etkiyi sağlar. Ferromanyetik davranış değişik bir düzenek doğurur. Bu düzenek klasik olarak açıklanamayan, komşu moleküller yada arasındaki değiş-tokuş enerjisi diye bilinen bir kuantal olguyla ilgilidir ve olay oldukça basittir. Büyük sayıdaki manyetik momentler birbirlerinin manyetik momentlerinin yönelmelerinde işbirliği yaparlar. Yani belirli bir manyetik momentin yakın komşularıyla etkileşme enerjisi, hepsi aynı yönde ise daha düşüktür. Yönelme

paramanyetik bir maddede elde edilenden çok daha büyük bir oranda gerçekleşir.

Ferromanyetik bir malzemedeki dipol momentlerin yönelmelerinde birbirleriyle işbirliği yapmalarına karşı koyan, sıcaklıkla çoğalan gelişigüzel yönelme eğilimidir. Yani madde içindeki ısısal çalkantı hareketi bu düzeni bozmak ister, fakat sıcaklık fazla yüksek değilse dipolleri kımıdatamaz. Bu nedenle, yüksek sıcaklıklarda ferromanyetik düzenin yok olması şaşkırtıcı değildir. Şaşkırtıcı olan belirli bir sıcaklıkta (Curie noktası) birden bozulmasıdır. Curie noktası denilen bu değerin altında ferromanyetik üstünde ise paramanyetik durum söz konusudur. Curie noktası, kaynama veya donma noktası gibi, kritik bir sıcaklıktır, yani ferro-durumdan para- duruma geçiş, dereceli değil birden olur. Bir maddenin durumunda belirli bir sıcaklıkta olan bu ani değişikliklere, faz geçişleri denir ve bu çalışmanın başlıca araştırma konularından birisi de manyetik maddelerdeki faz geçişleridir (Yeomans, 1992; Hayne, 1982).

Diğer bir inceleme konusu seyreltik (dilute) sistemlerin manyetizasyonunun büyüklüğü ve sıcaklığa bağlılığı, süsebtibilitenin özelliği ve sıcaklığa bağlılığı ve manyetik sıralanmaya katılan enerjinin anlaşılmasıdır (Sato et al., 1959; Oiang, 1994; Xin et al., 1998; Marques and Gonzalo, 1999; Ekmekçi vd., 1988).

## 2. MIKNATISLANMA MODELLERİ

### 2.1. Giriş

Manyetik maddelerin çok az istatistiksel mekaniksel modeli tam olarak çözülebilmıştır (Domb, 1974). Üç boyutta spin-1/2 Ising modeli bile başa çıkılamayacak kadar karmaşıktır (Parisi et al., 1999). Bu yüzden yaklaşım yöntemlerine başvurmak gerekir. Bunlardan en çok kullanılanlarından biri ortalama alan teorisidir.

Klasik ortalama alan teorileri; Landau teorisi, akışkanların Van der Waals teorisi ve manyetizmada Weiss teoremidir.

Ortalama alan teorisindeki eksiklik, bu teorinin flüktüasyonları ihmal etmesidir. Bu teoride her bir spinin sadece sistemdeki diğer tüm spinlerin ortalamasıyla etkileştiği farz edilir. Ayrıca Boltzman faktörü tarafından ağırlıklandırılmış spin konfigürasyonunun tümü üzerinden ortalamaya izin vermekten çok, serbest enerjinin manyetizasyon cinsinden genişletilmesini sağlar (Landau teorisi). Bu yüzden ortalama alan teorisi sadece flüktüasyonların önemsiz olduğu zaman geçerli olabilir (Binder and Landau, 1984; Challa et al., 1986; Greiner et al., 1995). Ortalama alan teorisinin eksikliği buradadır.

### 2.2. Heisenberg Modeli

Ayır edilebilir momentumlu birçok magnetin çok gerçekçi bir modeli için Hamiltoniyen,

$$\mathcal{H} = -J_z \sum_{\langle ij \rangle} s_i^z s_j^z - J_1 \sum_{\langle ij \rangle} (s_i^x s_j^x + s_i^y s_j^y) - H \sum_i s_i^z \quad (2.1)$$

şeklindedir. Buradaki x, y ve z'ler spin uzayındaki Kartezyen eksenlerdir.

$J_1=0$  için Ising modelini tekrar elde ederiz.  $J_z=J_1=J$  için Hamiltoniyen

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j - H \sum_i s_i^z \quad (2.2)$$

gibi yazılır. Bu Heisenberg modelidir. Bu modelde spin operatörü aynı kalmaktadır.

Heisenberg modeli, bazı manyetik yalıtkanların özelliklerini açıklar ve ferromanyetizmaya neden olan ve değiş-tokuş etkileşmesini de tanımlayan mikroskobik Hamiltoniyeni ifade eder (Gross, 2000). Aynı zamanda, ayırt edilemez olan spinlerin olasılığını içermez ve spin uzayında tam bir izotropinin olduğunu kabul eder.

### 2.3. q-hali Pott Modeli

Grafit yüzeyinde kripton atomlarının bulunduğu bir sistem bu modelin uygulandığı, doğru simetriyle Hamiltoniyenin nasıl yazılacağını gösteren ilginç bir örnektir.

Pott modeli tanımlamak için bir q-hali değişken ( $\sigma_i=1,2,3,\dots$ ) her bir örgü sitesine yerleşmiş durumdadır. Spinler arasındaki etkileşmeler

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \delta_{\sigma_i \sigma_j} \quad (2.3)$$

Hamiltoniyeniyle tanımlanır.  $\delta$ , Kronecker delta fonksiyonudur. Eğer spinler aynı durumdaysalar iki komşu spinin enerjisi  $-J'$  dir. Aynı durumda değilse enerji sıfırdır. Pott model, bütün spinlerin kimlikel

olduğu  $q$  eşit taban haline sahiptir. Fakat spinler  $q$  değerlerinden herhangi birini alabilirler. Sıcaklık artırıldığında, iki boyutta  $q \leq 4$  için paramanyetik faza sürekli geçiş vardır ama  $q > 4$  için birinci dereceden geçiş vardır.

$q=2$  için Pott modeli, spin-1/2 Ising modeliyle aynıdır. Ancak  $q=3$  için yukarıdaki Hamiltoniyen ifadesi spin-1 Ising modeli için tanımlanan Hamiltoniyenin ilk terimine karşılık gelmez çünkü spin-1 Ising modelin üç hali eşit değildir.

3-halli Ising model, grafitin taban düzlemi tarafından soğrulan kriptondur. Grafitin yüzeyi, karbon atomlu hekzagonal halkalardan meydana gelir ve kripton atomu halkalardan birinin içinde bulunur. Ayrıca kripton atomlarının büyük olmasından dolayı diğer komşu siteleri de kaplamaktadır. Bu nedenle kripton atomları, üçgensel örgü gösterirler ama örgü için üç eşit site bulunmaktadır. Böylece bu sistem 3-halli Pott modelin simetrisine sahiptir (Ditzian and Oitmaa, 1974).

## 2.4. X-Y Modeli

Bu model Heisenberg modelindeki Hamiltoniyen de  $J_z=0$  alınarak elde edilir. X-Y modeli iki boyutlu olan spin vektörlerini içerir. Bu model aynı Heisenberg modelinde olduğu gibi  $d > 2$  için (buradaki  $d$  boyuttur) sıfırdan farklı bir sıcaklıkta bir faz geçişine sahiptir. Birde  $d=2$  için sonlu sıcaklıkta quasi- uzun mesafe düzenli, farklı bir düzen fazına geçiş vardır. Bu farklı durum, sadece kritik sıcaklık için değil bütün sıcaklık için cebirsel olarak korelasyonun bozulmasıyla verilir.

## 2.5. Küresel Model

Küresel model en yakın komşu etkileşmeli Ising modele benziyor. Uzayda N siteden oluşan bir örgü göz önüne alınsın (örneğin basit kübik örgü gibi). Bu örgütün her bir j sitesine  $\sigma_j$ , +1 veya -1 değerinin yerine bütün gerçek değerleri alabilir,

$$\sum_{j=1}^N \sigma_j^2 = N \quad (2.4)$$

Homojen bir sistem için her spinin karesinin ortalaması Ising modeldeki gibi birdir. Partisyon fonksiyonu;

$$Z_N = \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} d\sigma_1 \dots d\sigma_N \exp \left[ K \sum_{\langle j,l \rangle} \sigma_j \sigma_l + h \sum_j \sigma_j \right] \delta \left[ N - \sum_j \sigma_j^2 \right] \quad (2.5)$$

biçimindedir.  $K=j/kT$  ve  $h=H/kT$  dir. Küresel model, Ising modeldeki bir yaklaşım gibi ele alınmıştır. Ising modelde  $\sigma$ -toplamı  $\sigma$ -uzayında N boyutlu bir hiper küpün bütün köşeleri üzerinden toplam gibi ele alınabilir. Küresel modelde bu  $\sigma$ -toplamı bütün köşelerden geçen hiper kürelerin yüzeyleri üzerinden bir integrasyonu temsil eder. Ising model ile aradaki fark budur.

## 2.6. Buz Tipi Model

Doğada, hidrojen bağı içeren birçok kristal yapı vardır. En bilinen örnek buzdur. Bu yapıda oksijen atomları koordinasyon sayısı dört olan bir örgü oluşturur ve her komşu atom çifti arasında bir hidrojen iyonu vardır. Her iyon üzerinde uzandığı bağı iki ucundan birine yerleşmiştir. Her atomu saran dört iyonun her biri, ikisi ona yakın, diğer ikisi ondan ayrılmış şekilde onun bağlarındadırlar. Partisyon fonksiyonu;

$$Z = \sum_{i=1}^{\text{tümiyonlar}} \exp(-\varepsilon_i / kT) \quad (2.6)$$

biçimindedir. Buradaki toplam, ele alınan bütün hidrojen iyonları (  $i$  ) üzerindedir ve  $\varepsilon$  düzen enerjisidir.

## 2.7. Spin-1/2 Ising Modeli

Etkileşen bir sistem için bu oldukça başarılı bir modeldir. Klasik bir spin değişkeni  $s_i$ , örgüdeki her bir sitedeki  $\pm 1$  değerini alır. Hamiltoniyene göre spinler arasındaki etkileşme enerjisi;

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} s_i s_j - H \sum_i s_i \quad (2.7)$$

şeklinindedir. Yukarıdaki denklemdeki ilk terim sistemdeki ortak davranış ve faz geçişi olasılığıyla ilgilidir.  $J$ , değiş-tokuş enerjisini göstermektedir.  $J$  pozitif ise spinler paralel (ferromanyetizma), negatif ise spinler antiparalel (paramanyetizma) yönelmişlerdir.  $\langle ij \rangle$  notasyonu komşu spinler üzerinden toplamı göstermektedir. Yukarıdaki Hamiltoniyen ifadesine daha üst dereceden komşu etkileşme terimleri veya ikiden daha fazla spinli sistemlerin terimleri eklenebilir.

$J=0$  için yukarıdaki denklem paramanyetik durumun Hamiltoniyenidir (Büyükkılıç ve Demirhan, 1988). Yani  $J=0$  olduğu için değiş-tokuş enerjisi yoktur. Bu nedenle spinler arasında bir etkileşme, ortak bir davranış yoktur. Bu durumda faz geçişi de yoktur.

Tek boyutta Ising modelinin çözümü zor değildir. Transfer matrislerinin seri açılımlarının ve renormalizasyon grubunun kullanılmasıyla yapılır (Beck and Schlögl, 1992). Ancak faz geçişi sıfır sıcaklıkta olduğu için tek boyutlu sistemler özel bir durum gösterirler.

Manyetik alan sıfırken iki boyutlu Ising modelinin partiyon fonksiyonunun çözümü 1944’ de ilk kez Onsager tarafından yapıldı. Onsager’ in yaptığı çalışmayı genelleştirmek için kritik üsleri çok iyi bilmek gerekir. Manyetik alanda iki ve üç boyutlu Ising modellerinin tüm özellikleri nümerik çalışmalardan iyi bilinmesine rağmen çözümleri yapılamadı (Thompson and Wardrop, 1974; Jascur and Lacková, 2000).

### 2.8. Spin–1 Ising Modeli

İki spin durumundan daha yüksek spin durumlu sistemler için Ising modelleri uygundur. Bu durum için en genel Hamiltoniyen,

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j - K \sum_{\langle ij \rangle} S_i^2 S_j^2 - D \sum_{j=1}^N S_j^2 - H \sum_j S_j - L \sum_{\langle ij \rangle} S_i Q_j - M \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j (S_i + S_j) \quad (2.8)$$

$s_i = -1, 0, +1$  biçimindedir. Bu Hamiltoniyen  $s_i^\alpha s_j^\beta$ ;  $\alpha, \beta = 0, 1, 2$  olduğunda mümkün olan bütün terimleri içerir.  $s_i^3 = s_i$  olduğundan spinin daha yüksek mertebeden kuvvetini içermez.

Spin–1 Ising model daha çok parametre içerdiğinden dolayı spin–1/2 Ising modele göre faz geçişindeki kritik olaylar daha fazla değişkenlik gösterir (Janke and Kenna, 2000).

### 3. SPİN-1 İSİNG SİSTEMİ VE ÇİFT YAKLAŞIM METODU

#### 3.1. Giriş

Birçok fiziksel olayın termodinamik davranışları Ising Modeli kullanılarak açıklanabilmektedir. Bunlara örnek olarak, gazların soğurulması, ikili veya üçlü sıvı ve gazların faz dönüşümleri, sıvıların donması, akışkan konsantrasyonu, ikili alaşımlardaki düzenli-düzensiz faz geçişleri verilebilir. Fakat çoğu fiziksel sistemler iki durumlu Ising modeliyle incelenemez. Üç durumlu ve iki düzen parametrelili fiziksel sistemleri incelemek için tek örgülü spin-1 Ising modeli veya üç durumlu olan sistemler kullanılmaktadır (Halsey et al., 1996; Büyükkılıç et al., 1995; Şişman ve Keskin, 1997). Bu model sayesinde ikili alaşımlarda ferromanyetizma, sıvı karışımlar, sıvı-kristal karışımlar, donma, manyetik düzenlilik, faz dönüşümleri, yarı kararlı ve kararsız durumlar, düzenli ve düzensiz geçişler gibi birçok fiziksel olayın termodinamik özellikleri açıklanabilmektedir (Pelizzola, 1994). Bu çalışmada en yakın komşu çifti etkileşimli spin-1 Ising sistemi ele alınarak seyreltik manyetizma nonekstensif istatistiksel mekanik çerçevesinde genelleştirilmekte ve değişik konsantrasyon değerleri için fiziksel nicelikler hesaplanmaktadır.

#### 3.2. Spin-1 Ising Sistemi ve Çift Yaklaşım Metodunun Uygulanması

Spin-1 Ising sistemi üç olası durumlu ve iki düzen parametrelili bir sistemdir. Buradaki üç olası durum sistemdeki her bir spin durumlarının ortalama kesirsel değerleridir ve  $x_1$ ,  $x_2$  ve  $x_3$  ile gösterilir. Yani  $x_i$ ,

herhangi spinin  $i$ ' inci durumda (  $i = 1, 2, 3$  ) olma olasılığıdır. Ayrıca  $x_i$ ' ler iç, durum veya nokta değişkenler olarak da isimlendirilir. Normalizasyon koşuluna göre

$$\sum_{i=1}^3 x_i = 1 \quad (3.1)$$

dirler. Çift yaklaşımı göz önüne alındığında  $i$  durumundaki en yakın komşu çiftinin ortalama sayısı ve  $j$  durumundaki ikinci en yakın komşu çiftinin ortalama durum sayısını gösteren durum değişkenlerini tanımlamamız gerekir (Nunez-Regueiro et al., 1992; Kikuchi and Brush, 1967; Büyükkılıç and Demirhan, 1993).  $y_{ij}$  değişkenleri bağ değişkenler veya çift indisli değişkenler olarak da isimlendirilir.  $x_i$  tek indisli ve  $y_{ij}$  çift indisli değişkenler arasındaki ilişkiye tablo olarak düzenlenebilir:

Çiftlerin Şekillenimi	Olasılık	Spin	Olasılık
1 — 1	$y_{11}$	1	$x_1$
1 — 2	$y_{12}$	2	$x_2$
1 — 3	$y_{13}$	3	$x_3$
2 — 1	$y_{21}$		
2 — 2	$y_{22}$		
2 — 3	$y_{23}$		
3 — 1	$y_{31}$		
3 — 2	$y_{32}$		
3 — 3	$y_{33}$		

Tablo 3.1. Spin şekillenme olasılıkları

Yani

$$x_i = \sum_{j=1}^3 y_{ij} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (3.2)$$

gibidir. Bu ifadeyi açık olarak yazarsak

$$\begin{aligned} x_1 &= y_{11} + y_{12} + y_{13} \\ x_2 &= y_{21} + y_{22} + y_{23} \\ x_3 &= y_{31} + y_{32} + y_{33} \end{aligned} \quad (3.3)$$

olur. Burada dokuz tane çift indisli değişken vardır (  $y_{ij}$  ). Simetriyi göz önüne alırsak  $y_{ij} = y_{ji}$  dir. Bu durumda

$$\begin{aligned} y_{12} &= y_{21} \\ y_{23} &= y_{32} \\ y_{13} &= y_{31} \end{aligned} \quad (3.4)$$

olur. Bu nedenle çift indisli değişken sayısı altıya indirgenir. Çift indisli değişkenlerde normalizasyon tanımına göre toplam olasılık birdir yani

$$\sum_{i,j=1}^3 y_{ij} = 1 \quad (3.5)$$

elde olunur. Spin-1 Ising modelinde iki düzen parametresi söz konusudur. Bunlardan birincisi ortalama mıknatıslanmadır (  $S$  ). Bu, spinlerin bir tarafa yönelmesinin diğer tarafa yönelmesinden daha fazla olmasını gösterir. Buna dipol moment denir. İkincisi ise kuadropol momenttir (  $Q$  ). Bu mıknatıslanmanın karesinin ortalamasının doğrusal bir fonksiyonudur.  $Q = 3 \langle S^2 \rangle - 2$  şeklinde tanımlanır (Keskin ve Erdinç, 1995).

Tek indisli değişkenler S ve Q düzen parametreleri cinsinden ifade edilebilir mi? Tek indisli değişkenleri kullanarak, ortalamanın tanımından, düzen parametrelerini ifade edebiliriz.

$$\langle U \rangle = \sum_r P_r U_r \quad \text{ve} \quad \langle U^2 \rangle = \sum_r P_r U_r^2 \quad (3.6)$$

tanım eşitliklerinden

$$\langle S \rangle = x_1(+\mu) + x_2 \cdot 0 + x_3(-\mu) \quad (\mu = 1) \quad (3.7)$$

$$S \equiv \langle S \rangle = x_1 - x_3 \quad (3.8)$$

$$\langle S^2 \rangle = x_1(\mu^2) + x_2 \cdot 0 + x_3(-\mu^2) \quad (3.9)$$

$$\langle S^2 \rangle = x_1 + x_3 \quad (3.10)$$

$$Q = 3(x_1 + x_3) - 2 \quad (3.11)$$

$$Q = 3x_1 + 3x_3 - 2(x_1 + x_2 + x_3) \quad (3.12)$$

$$Q = x_1 - 2x_2 + x_3 \quad (3.13)$$

bulunur. Denk(3.1) i denk(3.13) de kullanırsak

$$Q = x_1 - 2(1 - x_1 - x_3) + x_3 \quad (3.14)$$

$$Q = x_1 - 2 + 2x_1 + 2x_3 + x_3 \quad (3.15)$$

$$Q = 3x_1 - 2 + 3x_3 \quad (3.16)$$

$$3x_3 = Q - 3x_1 + 2 \quad (3.17)$$

$$x_3 = \frac{Q - 3x_1 + 2}{3} \quad (3.18)$$

$$x_1 = S + x_3 \quad (3.19)$$

$$x_1 = S + \frac{Q - 3x_1 + 2}{3} \quad (3.20)$$

$$x_1 = \frac{3S + Q - 3x_1 + 2}{3} \quad (3.21)$$

$$3x_1 = 3S + Q - 3x_1 + 2 \quad (3.22)$$

$$6x_1 = 3S + Q + 2 \quad (3.23)$$

$$x_1 = \frac{3S + Q + 2}{6} \quad (3.24)$$

$$x_1 = \frac{1}{3} + \frac{1}{2} S + \frac{1}{6} Q \quad (3.25)$$

olarak birinci tek indisli değişken ifade edilir. Aynı şekilde diğer tek indisli değişkenlerde bulunur. Denk.(3.8), denk.(3.13) ve denk(3.1) den

$$x_1 = 1 - x_2 - x_3 \quad (3.26)$$

$$2x_2 = x_1 + x_3 - Q \quad (3.27)$$

$$2x_2 = 1 - x_2 - x_3 + x_3 - Q \quad (3.28)$$

$$x_2 = \frac{1}{3}(1 - Q) \quad (3.29)$$

ikinci tek indisli değişkende bulunur. Üçüncü tek indisli değişken de denk.(3.19) ve denk(3.1) den

$$Q = x_1 - 2(1 - x_1 - x_3) + x_3 \quad (3.30)$$

$$Q = 3x_1 + 3x_3 - 2 \quad (3.31)$$

$$x_1 = \frac{Q - 3x_3 + 2}{3} \quad (3.32)$$

bulunur. Denk.(3.8) i denk.(3.32) de yerine yazarsak

$$x_3 = \frac{Q - 3x_3 + 2}{3} - S \quad (3.33)$$

$$x_3 = \frac{1}{3} - \frac{1}{2}S + \frac{1}{6}Q \quad (3.34)$$

gibidir. Denk(3.2) den

$$x_1 = y_{11} + y_{12} + y_{13} \quad (3.35)$$

$$x_2 = y_{21} + y_{22} + y_{23} \quad (3.36)$$

$$x_3 = y_{31} + y_{32} + y_{33} \quad (3.37)$$

dir. Bu ifadeleri kullanarak düzen parametreleri çift indisli değişkenler şeklinde ifade edilir. Denk(3.8), denk(3.35) ve denk(3.37) den

$$S = y_{11} + y_{12} - (y_{32} + y_{33}) \quad (3.38)$$

olur. Denk(3.13), denk(3.35), denk(3.36) ve denk(3.37) den

$$Q = y_{11} + y_{33} + 2y_{13} - (y_{21} + 2y_{22} + y_{23}) \quad (3.39)$$

Bilineer ve bikuadratik etkileşmeli spin-1 Ising modelinin H Hamiltonyeni

$$\beta \mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j - K \sum_{\langle ij \rangle} Q_i Q_j \quad (3.40)$$

biçimindedir.  $S_i$  ; +1, 0 , -1 değerlerini alır,  $\langle ij \rangle$  bütün en yakın komşu çiftler üzerinden alınan toplamı gösterir. J ve K bilinear ve bikuadratik değişme etkileşme sabitleridir. Etkileşim enerjisi

$$\frac{\beta E}{\frac{1}{2} \gamma N} = \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} y_{ij} \quad (3.41)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N örgü noktası,  $\gamma$  koordinasyon sabiti; yani en yakın komşu atom sayısıdır.  $\varepsilon_{ij}$  'ler

$$\varepsilon_{ij} = -J S_i S_j - K Q_i Q_j \quad (3.42)$$

olarak tanımlanır. 1 indisi spinin değerinin +1, 2 indisi 0, 3 indisi de -1 değerlerini belirtir. Yani  $S_1=+1$   $S_2=0$   $S_3=-1$  dir. Buna göre

$$Q = 3\langle S^2 \rangle - 1 \text{ ifadesinden}$$

$$Q_1 = 3 \cdot 1^2 - 2 = 1$$

$$Q_2 = 3 \cdot 0 - 2 = -2$$

$Q_3 = 3 \cdot (-1)^2 - 2 = 1$  bulunur. Bunları denk(3.42) de kullanırsak,

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= -J S_1 S_1 - K Q_1 Q_1 & \varepsilon_{12} &= -J S_1 S_2 - K Q_1 Q_2 & \varepsilon_{13} &= -J S_1 S_3 - K Q_1 Q_3 \\ &= -J (1.1) - K (1.1) & &= 0 - K (1.(-2)) & &= -J 1.(-1) - K.1 1 \\ &= -J - K & &= 2 K & &= J - K \\ \varepsilon_{21} &= -J S_2 S_1 - K Q_2 Q_1 & \varepsilon_{22} &= -J S_2 S_2 - K Q_2 Q_2 & \varepsilon_{23} &= -J S_2 S_3 - K Q_2 Q_3 \\ &= 0 - K (-2.1) & &= 0 - K ((-2) (-2)) & &= 0 - K (-2.1) \\ &= 2 K & &= -4 K & &= 2 K \\ \varepsilon_{31} &= -J S_1 S_3 - K Q_1 Q_3 & \varepsilon_{32} &= -J S_3 S_2 - K Q_3 Q_2 & \varepsilon_{33} &= -J S_3 S_3 - K Q_3 Q_3 \\ &= -J (1.(-1)) - K(1.1) & &= 0 - K (1.(-2)) & &= -J((-1) (-1)) - K(1.1) \\ &= J - K & &= 2 K & &= -J - K \end{aligned}$$

şeklinde elde edilir.

### 3.3. Sistemin Denge Durumunun İncelenmesi

Kümesel değişim metodunun çift yaklaşımı spin-1 Ising modeline uygulanırsa, sistemin davranışını belirleyen lineer denklemler elde edilir (Kikuchi, 1951; Asada, 2000). L adet üç durumlu sistemler için geliştirilmiş olan ağırlık faktörü  $x_i$  tek indisli ve  $y_{ij}$  çift indisli değişkenler kullanılarak spin - 1 Ising sistemi için

$$W = \left[ \frac{\left[ \prod_{i=1}^3 (x_i L)! \right]^{\gamma-1}}{L!^{\frac{\gamma}{2}} \left[ \prod_{i,j=1}^3 (y_{ij} L)! \right]^{\frac{\gamma}{2}}} \right]^N \quad (3.43)$$

biçimindedir. Entropinin tanımından

$$S = k_B \ln W \quad (3.44)$$

dır.  $W$ , istatistiksel ağırlık faktörüdür. İstatistiksel ağırlık faktöründeki  $L$  topluluktaki sistem sayısı olarak ifade edilmişti (Şişman ve Keskin, 1990). Bir tek sistem için ( $L=1$ ) entropiyi hesaplırsak, denk(2.15) den

$$\ln W = N \left[ \ln \prod_{i=1}^3 x_i! \right]^{\gamma-1} - N \ln \left[ \prod_{i,j=1}^3 y_{ij}! \right]^{\frac{\gamma}{2}} \quad (3.45)$$

$$\ln W = N \left[ (\gamma-1) \ln \prod_{i=1}^3 x_i! - \frac{\gamma}{2} \ln \prod_{i,j=1}^3 y_{ij}! \right] \quad (3.46)$$

$$\ln \prod_{i=1}^3 x_i! = \ln x_1! + \ln x_2! + \ln x_3! = \sum_{i=1}^3 \ln x_i! \quad (3.47)$$

$$\ln W = N \left[ (\gamma-1) \sum_{i=1}^3 \ln x_i! - \frac{\gamma}{2} \sum_{i,j=1}^3 \ln y_{ij}! \right] \quad (3.48)$$

Stirling yaklaşımı ( $\ln x! \cong x \ln x - x$ ) kullanılırsa

$$\ln W = N \left[ (\gamma-1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left( \frac{\gamma}{2} \right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (3.49)$$

Bunu denk(3.44) de yerine yazarsak,

$$S = k_B N \left[ (\gamma-1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left( \frac{\gamma}{2} \right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (3.50)$$

olur. Öte yandan sistemin Helmutz serbest enerjisi  $F = E - T S$ 'dir.

Denk(3.41) den,

$$E = \frac{N\gamma}{2\beta} \sum_{i,j=1}^3 \epsilon_{ij} y_{ij} \quad (3.51)$$

$$T S = T k_B N \left[ (\gamma - 1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left( \frac{\gamma}{2} \right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (3.52)$$

$$= \frac{N}{\beta} \left[ (\gamma - 1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left( \frac{\gamma}{2} \right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (3.53)$$

elde olunur. Bunu ve denk(3.46) yı serbest enerjide yerine yazarsak,

$$F = \frac{N\gamma}{2\beta} \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} y_{ij} - \frac{N}{\beta} \left[ (\gamma - 1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left( \frac{\gamma}{2} \right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (3.54)$$

$$F = \frac{N}{\beta} \left[ \frac{\gamma}{2} \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} y_{ij} - (\gamma - 1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i + \frac{\gamma}{2} \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} + \beta \lambda \left( 1 - \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \right) \right] \quad (3.55)$$

bulunur. Burada  $\lambda$ , bir Lagrange çarpanıdır. Sistemin denge durumunun incelenmesi için, serbest enerjinin çift indisli değişkenlere göre türevinin sıfır olması, yani  $y_{ij}$ 'lere göre minimize edilmesi gerekir:

$$\delta \phi = \delta \left[ \frac{\beta F}{N} \right] =$$

$$\delta \left[ \frac{\gamma}{2} \sum_{i,j=1}^3 \varepsilon_{ij} y_{ij} - (\gamma - 1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i + \frac{\gamma}{2} \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} + \beta \lambda \left( 1 - \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \right) \right] = 0 \quad (3.56)$$

Denk(3.56) nın  $y_{ij}$  lere göre en küçük yapılması

$$\frac{\partial \phi}{\partial y_{ij}} = 0 \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (3.57)$$

biçimindedir.

### 3.4. Yönelme Olasılıklarının Hesabı

Buradan çift indisli değişkenlerin kapalı yazılışları denk.(3.57) den

$$y_{ij} = (x_i x_j)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{ij})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.58)$$

şeklinindedir. Çift indisli değişkenleri denk(3.58) den aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$y_{11} = (x_1 x_1)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{11})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.59)$$

$$y_{22} = (x_2 x_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{22})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.60)$$

$$y_{33} = (x_3 x_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{33})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.61)$$

$$y_{12} = y_{21} = (x_1 x_2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{12})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.62)$$

$$y_{13} = y_{31} = (x_1 x_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{13})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.63)$$

$$y_{23} = y_{32} = (x_2 x_3)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \frac{\exp(-\varepsilon_{23})}{\exp\left(\frac{2\beta\lambda}{\gamma}\right)} \quad (3.64)$$

Buradaki dokuz tane denklem  $y_{ij} = y_{ji}$  simetrisinden dolayı, altıya iner. Bu altı adet lineer olmayan cebirsel denklem sistemi, Newton-Raphson metodu kullanılarak çözülür (Keskin and Meijer, 1986).

Üç durumlu ve iki düzen parametrelili fiziksel sistemleri incelemek için tek örgülü spin-1 Ising modeli veya üç durumlu olan sistemler kullanılmaktadır. Bu model sayesinde ikili alaşımlarda ferromanyetizma, sıvı karışımlar, sıvı-kristal karışımlar, donma, manyetik düzenlilik, faz dönüşümleri, yarı kararlı ve kararsız durumlar, düzenli ve düzensiz geçişler gibi birçok fiziksel olayın termodinamik özellikleri açıklanabilmektedir (Binder K. and Landau, 1984; Yosida, 1957; Kikuchi, 1959; Kikuchi and Beldjenna, 1992; Yokota and Sugiyama, 1988; Rubin, 1997; Sanchez, 1982; Kikuchi, 1974; Büyükkılıç vd.,1997; Asada, 2000). Böyle bir sistemde manyetik olmayan atomları da ele aldığımızda seyreltik bir sistemi ele almış oluruz (Oitmaa, 1981; Nunez-Regueiro et al., 1992).

Seyreltik sistemler nispeten daha kolay incelenebilmeleri ve öğretici olmaları bakımından önemlidirler. Bu çalışmada model olarak spin-1 Ising sistemini ele alarak seyreltik manyetik sistemler istatistiksel olarak incelenmektedir. Elde olunan sonuçlar nonekstensif istatistiksel mekanik çerçevesinde geliştirilmektedir (Tsallis et al., 1998; Tsallis, 2002; Tırnaklı et al., 1998; Gross, 2000; Reis et al., 2000). Basit kübik, cisim merkezli kübik ve yüzey merkezli kübik yapılar gibi üç boyutlu örgüler kristal örgüye benzerdir. Bunların yanında kare gibi iki boyutlu sistemlerin lineer zincir yapısı da böyle bir sistem için incelenebilir.

## 4. SEYRELTİK MANYETİK SİSTEMLERİN TERMOİSTATİSTİKSEL YÖNTEMLE İNCELENMESİ

### 4.1. Giriş

Seyreltik manyetik sistem, manyetik atomlara manyetik olmayan atomların eklenmesiyle elde edilen sistemlerdir. Seyreltik manyetizma  $A_p B_{1-p} C$  formülü ile verilir ve burada A manyetik, B manyetik olmayan atomları, C ise saf manyetik durumu gösterir. Böyle bir sistemin Hamiltonyeni, denk.(2.8) de  $M=K=L=0$  alınarak ,

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} s_i s_j J n_i n_j \quad (4.1)$$

şeklinde tanımlanır.  $s_i, s_j$ , i ve j atomlarının spin vektörleridir.  $n_i$  ve  $n_j$  ise 0 ve 1 değerlerini alan spin düzensizlik değişkenleridir ve bunların ortalama değeri c manyetik konsantrasyonu verir. J değiş-tokuş enerjisidir.

### 4.2. Seyreltik Manyetik Sistem

Seyreltik manyetik sistem demek, manyetik atomlardan oluşmuş bir sisteme manyetik olmayan atomların katılmasıyla elde edilir. Böyle sistemlerin mıknatıslık özelliği göstermesi, manyetik atomların belli bir konsantrasyona ulaşmasıyla mümkündür. Böyle sistemlerin manyetik özelliklerinin tartışılması için, en iyi seçilmiş model spin-1 Ising modelidir. Bunun nedenleri aşağıda sıralanmıştır (Yokota and Sugiyama, 1988; Asada, 2000; Sato et al., 1959; Kaneyoshi, 1987).

1) Atomik düzenleme tesadüfi ise, manyetik atomların sonlu bir konsantrasyonu elde edilinceye kadar kooperatif olay meydana gelmez. Bu konsantrasyon etkileşim alanına ve onun koordinasyon sayısına bağlı, fakat etkileşmenin kuvvetine bağlı değildir.

2) Süsebtibilitenin sıcaklıkla değişimi, yüksek sıcaklıkların limiti hariç lineer değildir. Eğimden hesaplanan manyetik momentler, böylece fazla tahmin edilmiştir. Bu nedenle, momentler arasındaki etkileşmenin kuvveti düşük sıcaklık verilerinden, kolay bir şekilde hesaplanamaz. Bu alaşım sistemi için Curie - Weiss kanunu

$$\frac{1}{\chi} = \frac{kT}{c\beta^{2-\delta}} \quad (4.2)$$

dır. Burada sabit olmayan etkileşim parametresi olan  $\delta$  hariç tutulur ama sıcaklığa ve manyetik atomların konsantrasyonuna bağlıdır.

3) Manyetik olarak yalıtılmış atomların varlığı ferromanyetik durumda bir paramagnetizm, antiferromanyetik etkileşmelerin durumunda, sıfır sıcaklıkta süsebtibilitenin sıfıra doğru düşüşüne neden olur.

Manyetik atomların spin yönleri  $+1$  ve  $-1$ , manyetik olmayanları ise  $0$  dir. Spin yönleri yukarı olan atomların olasılığı  $x_1$  spin yönü aşağıya olan atomların olasılığı  $x_3$  manyetik olmayan atomların olasılığı da  $x_2$  dir. Manyetik atomlara A, manyetik olmayanlara da B dersek, örgü noktasında A atomunun bulunma olasılığı  $n_A$ ; B atomunu bulunma olasılığı  $n_B$  dir.

Buna göre en yakın komşu çifti etkileşmeli spin-1 Ising sisteminin en genel Hamiltonyeni (denk.(2.8) den)

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j - K \sum_{\langle ij \rangle} S_i^2 S_j^2 - D \sum_{j=1}^N S_j^2 - H \sum_j S_j -$$

$$L \sum_{\langle ij \rangle} S_i Q_j - M \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j (S_i + S_j)$$

biçimindedir.  $s_i = -1, 0, +1$  dir. Burada J; bilineer değişme etkileşme sabiti, K; bikuadratik değişme etkileşme sabiti, D; kristal alan etkileşme sabiti, H; S' den dolayı meydana gelen manyetik alan, L; dipol-kuadrupol etkileşme sabiti, M; üçüncü dereceden manyetik pertürbasyondur. N ise örgü nokta sayısıdır. Eğer  $K=L=M=0$  olarak alınırsa , bu durumda model daha önce belirtildiği gibi Blume-Capel ( BC ) modeli olarak adlandırılır. Eğer sistemler, yarı kararlı durumda yada faz da kalırlarsa özellikleri önemli ölçüde değişir. Örneğin bazı alaşımlar veya metaller hızlı soğutulursa amorf (camsı metal) yapılara yol açar. Bu yapı yani faz, yarı kararlı durumdur. Bu şekilde alaşımlar veya metaller kristal yapılarına göre , manyetik özellikleri, paslanmaya karşı dayanıklılık, yorulma, aşınma, sertlik gibi özellikleri önemli şekilde iyileşir. Bu Hamiltoniyen  $s_i^\alpha s_j^\beta$ ;  $\alpha, \beta = 0, 1, 2$  olduğunda mümkün olan bütün terimleri içerir.  $s_i^3 = s_i$  olduğundan spinin daha yüksek mertebeden kuvvetini içermez. Seyreltik sistemlerde bu durum ele alınmaktadır.

Çiftlerin Şekillenimi	Olasılık	Enerji	$\nu$	Spin	Olasılık
1 — 1	$y_{11}$	$-(J/2) + \epsilon_{11}$	1	1	$x_1$
1 — 2	$y_{12}$	$\epsilon_{12}$	1	2	$x_2$
1 — 3	$y_{13}$	$+(J/2) + \epsilon_{13}$	1	3	$x_3$
2 — 1	$y_{21}$	$\epsilon_{21}$	1		
2 — 2	$y_{22}$	$\epsilon_{22}$	1		
2 — 3	$y_{23}$	$\epsilon_{23}$	1		
3 — 1	$y_{31}$	$+(J/2) + \epsilon_{31}$	1		
3 — 2	$y_{32}$	$\epsilon_{32}$	1		
3 — 3	$y_{33}$	$-(J/2) + \epsilon_{33}$	1		

Tablo 4.2. Spin şekillenme olasılıkları

Burada,  $J$  değiş-tokuş enerjisidir.  $\epsilon_{11}$ ,  $\epsilon_{12}$ ,  $\epsilon_{13}$ ,  $\epsilon_{21}$ ,  $\epsilon_{22}$ ,  $\epsilon_{23}$ ,  $\epsilon_{31}$ ,  $\epsilon_{32}$ ,  $\epsilon_{33}$  atomik etkileşme enerjileridir. Manyetik atomları A, manyetik olmayanları B olarak gruplandırarsak  $\epsilon_{11}=\epsilon_{13}=\epsilon_{31}=\epsilon_{33}=\epsilon_{AA}$ ,  $\epsilon_{12}=\epsilon_{32}=\epsilon_{21}=\epsilon_{23}=\epsilon_{AB}$ ,  $\epsilon_{22}=\epsilon_{BB}$  olur. Manyetik atomların spin yönleri + 1 ve - 1, manyetik olmayanları ise 0'dır. Spin yönleri yukarı olan atomların olasılığı  $x_1$ , spin yönü aşağıya olan atomların olasılığı  $x_3$ , manyetik olmayan atomların olasılığı da  $x_2$  dir.  $\nu_i$ , aynı olasılığa sahip, farklı şekillenim sayılarıdır. Simetriye sahip olasılıklar birbirine eşit olduğunda, simetriden dolayı  $y_{12}=y_{21}$ ,  $y_{23}=y_{32}$  ve  $y_{13}=y_{31}$  'dir. Böyle bir sistemin atom başına enerjisi,

$$\frac{E}{N} = \gamma \left[ y_{11} \left( -\frac{J}{2} + \frac{\epsilon_{11}}{2} \right) + y_{12} \frac{\epsilon_{12}}{2} + y_{13} \left( \frac{J}{2} + \frac{\epsilon_{13}}{2} \right) + y_{21} \frac{\epsilon_{21}}{2} + \right. \\ \left. y_{22} \frac{\epsilon_{22}}{2} + y_{23} \frac{\epsilon_{23}}{2} + \right.$$

$$y_{31}\left(\frac{J}{2} + \frac{\epsilon_{31}}{2}\right) + y_{32}\frac{\epsilon_{32}}{2} + y_{33}\left(-\frac{J}{2} + \frac{\epsilon_{33}}{2}\right) \Big] - (x_1 - x_3)\beta H \quad (4.3)$$

elde olunur. Veya harf indislerine geçilerek

$$\begin{aligned} \frac{E}{N} = & \frac{J\gamma}{2}(2y_{13} - y_{11} - y_{33}) + \frac{\gamma}{2}(y_{11}\epsilon_{AA} + y_{12}\epsilon_{AB} \\ & + y_{13}\epsilon_{AA} + y_{12}\epsilon_{AB} + y_{22}\epsilon_{BB} + y_{23}\epsilon_{AB} + y_{13}\epsilon_{AA} + \\ & y_{23}\epsilon_{AB} + y_{33}\epsilon_{AA}) - (y_{11} + y_{12} - y_{33} - y_{32})\beta H \end{aligned} \quad (4.4)$$

bulunur. Denklem yeniden düzenlenerek

$$\begin{aligned} \frac{E}{N} = & J\gamma\left(y_{13} - \frac{y_{11} + y_{33}}{2}\right) + \frac{\gamma}{2}[\epsilon_{AA}(y_{11} + 2y_{13} + y_{33}) + 2\epsilon_{AB}(y_{12} + y_{23}) + \epsilon_{BB}y_{22}] - \\ & (y_{11} + y_{12} - y_{33} - y_{32})\beta H \end{aligned} \quad (4.5)$$

elde edilir. Üç durumlu sistemler için geliştirilmiş olan ağırlık faktörü  $x_i$  tek indisli ve  $y_{ij}$  çift indisli değişkenler kullanılarak spin-1 Ising sistemi için denk(3.43) den bulunur. Bir tek sistem için (  $L=1$  ) entropi; denk(3.44) den yazılırsa

$$\ln W = N \left[ \ln \prod_{i=1}^3 x_i! \right]^{\gamma-1} - N \ln \left[ \prod_{i,j=1}^3 y_{ij}! \right]^{\frac{\gamma}{2}} \quad (4.6)$$

olur. Veya

$$\ln W = N \left[ (\gamma-1) \ln \prod_{i=1}^3 x_i! - \frac{\gamma}{2} \ln \prod_{i,j=1}^3 y_{ij}! \right] \quad (4.7)$$

olur. Stirling yaklaşımı kullanılırsa

$$\ln W = N \left[ (\gamma-1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left(\frac{\gamma}{2}\right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (4.8)$$

bulunur. Buradan entropi ifadesine geçilirse

$$\frac{S}{N} = k_B \left[ (\gamma - 1) \sum_{i=1}^3 x_i \ln x_i - \left( \frac{\gamma}{2} \right) \sum_{i,j=1}^3 y_{ij} \ln y_{ij} \right] \quad (4.9)$$

bulunur. Bunu daha açık yazarsak,

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} = k_B (\gamma - 1) & [(x_1 \ln x_1 + x_2 \ln x_2 + x_3 \ln x_3)] - \frac{k_B \gamma}{2} [y_{11} \ln y_{11} \\ & + y_{12} \ln y_{12} + y_{13} \ln y_{13} + \\ & y_{21} \ln y_{21} + y_{22} \ln y_{22} + y_{23} \ln y_{23} + y_{31} \ln y_{31} + y_{32} \ln y_{32} + y_{33} \ln y_{33}] \end{aligned} \quad (4.10)$$

elde olunur. Burada tek indisli değişkenler yerine karşılıkları olan çift indisli değişkenler alınarak;

$$\begin{aligned} \frac{S}{N} = k_B (\gamma - 1) & [(y_{11} + y_{13} + y_{12}) \ln(y_{11} + y_{13} + y_{12}) + \\ & (y_{13} + y_{33} + y_{32}) \ln(y_{13} + y_{33} + y_{32}) + \\ & (1 - y_{11} - 2y_{13} - y_{33} - y_{12} - y_{32}) \ln(1 - y_{11} - 2y_{13} - y_{33} - y_{12} - y_{32}) - \\ & \frac{k_B \gamma}{2} [y_{11} \ln y_{11} + y_{33} \ln y_{33} + 2(y_{13} \ln y_{13} + y_{12} \ln y_{12} + y_{32} \ln y_{32})] + \\ & [1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \ln [1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \end{aligned} \quad (4.11)$$

elde edilir. Serbest enerji ifadesi

$$\begin{aligned}
F = & J\gamma(y_{13} - \frac{y_{11} + y_{33}}{2}) + \frac{\gamma}{2} [\varepsilon_{AA}(y_{11} + 2y_{13} + y_{33}) + 2\varepsilon_{AB}(y_{12} + y_{23}) + \varepsilon_{BE}y_{22}] - \\
& (y_{11} + y_{12} - y_{33} - y_{32})\beta H - k_B T(\gamma - 1) [(y_{11} + y_{13} + y_{12}) \ln(y_{11} + y_{13} + y_{12}) + \\
& (y_{13} + y_{33} + y_{32}) \ln(y_{13} + y_{33} + y_{32}) + (1 - y_{11} - 2y_{13} - y_{33} - y_{12} - y_{32}) \\
& \ln(1 - y_{11} - 2y_{13} - y_{33} - y_{12} - y_{32}) + \\
& \frac{k_B T \gamma}{2} [y_{11} \ln y_{11} + y_{33} \ln y_{33} + 2(y_{13} \ln y_{13} + y_{12} \ln y_{12} + y_{32} \ln y_{32})] + \\
& [1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \ln[1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))]
\end{aligned} \tag{4.12}$$

şeklinde elde edilir.

Burada aşağıdaki ifadeler fiziksel olarak

$$\eta = \frac{y_{13} + y_{31}}{2} = y_{13} \tag{4.13}$$

enerji değişimini,

$$2\xi_1 = (x_1 - x_3) \tag{4.14}$$

mıknatıslanmayı,

$$2\xi_2 = y_{12} - y_{32} \tag{4.15}$$

B atomlarına komşu olan A atomlarının yönü yukarı olan spinlerin, aşağı doğru olan spinlere göre çokluğunu gösterir (McCoy et al., 1981; Saxena, 1982). Böylece dokuzdan beşe indirgenen değişken sayısı yukarıdaki tanımlarla üçe indirgenmiş olur.

### 4.3. Seyreltik Manyetik Sistemin Denge Durumu

Bir sistemin özelliklerini belirleyen parametrelerde küçük değişiklikler yapıldığında, sistemin genelindeki değişikliği çalışmamızı

sağlayan yöntemle varyasyon hesabı denir. Bu teknik fizik ve mühendislikte çok değişik alanlarda karşımıza çıkar. Sistemlerin özelliklerini belirleyen parametreler; mesafe, yük, sıcaklık gibi basit değişkenler olabileceği gibi, fonksiyonlar ve genelde tensörler de olabilir. Genelde tabiatta sistemler toplam enerjilerini minimum yapacak şekilde hareket eder veya gelişir. Bu özellik sistemlerin üzerinde etkili olan kuvvetleri, denge durumlarının kararlılığını anlamakta çok yararlıdır.

#### 4.3.1. Seyreltik Manyetik Sistemin Varyasyon Hesabı

Burada, seyreltik bir sistemin denge durumunu, serbest enerjinin yukarıda tanımlanan  $\eta, \xi_1$  ve  $\xi_2$  parametrelerine göre varyasyonu kullanılarak belirlenmektedir. Buradaki zorluk serbest enerjiyi doğrudan  $\eta, \xi_1$  ve  $\xi_2$  parametrelerine bağlı olarak yazamamaktan kaynaklanmaktadır (Karabekiroğulları ve Ekmekçi, 1997). Bu nedenle doğrudan varyasyon işlemlerini yapmadan önce aşağıdaki varyasyonel eşitlikleri kullanacağız.

$$\delta F(y_{11}, y_{13}, y_{33}, y_{12}, y_{32}) = \delta F(\eta, \xi_1, \xi_2) \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial F}{\partial y_{11}} \delta y_{11} + \frac{\partial F}{\partial y_{13}} \delta y_{13} + \frac{\partial F}{\partial y_{33}} \delta y_{33} + \frac{\partial F}{\partial y_{12}} \delta y_{12} + \\ & \frac{\partial F}{\partial y_{32}} \delta y_{32} = \frac{\partial F}{\partial \eta} \delta \eta + \frac{\partial F}{\partial \xi_1} \delta \xi_1 + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \delta \xi_2 \\ & = \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_1} (\delta y_{11} - \delta y_{33} + \delta y_{12} - \delta y_{32}) + \frac{\partial F}{\partial y_{13}} \delta y_{13} + \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_2} (\delta y_{12} - \delta y_{32}) \end{aligned} \quad (4.17)$$

olur. Burada

$$\frac{\partial F}{\partial y_{11}} = \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_1} \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial F}{\partial y_{33}} = -\frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_1} \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial F}{\partial y_{12}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial F}{\partial \xi_1} + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \right) \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial F}{\partial y_{32}} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial F}{\partial \xi_1} + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \right) \quad (4.21)$$

eşitlikleri görülebilir. Bu ifadelerden  $\xi_2$  ye göre türev ifadesini bulalım.

bunun için

$$\frac{\partial F}{\partial y_{12}} - \frac{\partial F}{\partial y_{32}} = \frac{\partial F}{\partial \xi_1} + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \quad \text{ve} \quad \frac{\partial F}{\partial y_{11}} - \frac{\partial F}{\partial y_{33}} = \frac{\partial F}{\partial \xi_1} \quad (4.22), (4.23)$$

ifadelerini taraf tarafa çıkarırsak,

$$\frac{\partial F}{\partial \xi_2} = \frac{\partial F}{\partial y_{12}} - \frac{\partial F}{\partial y_{32}} - \frac{\partial F}{\partial y_{11}} + \frac{\partial F}{\partial y_{33}} \quad (4.24)$$

olur. Serbest enerjinin  $y_{11}$ ,  $y_{12}$ ,  $y_{13}$ ,  $y_{32}$  ve  $y_{33}$  e göre türevleri alınırsa

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{11}} = & -\frac{\gamma J}{2} + \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{AA} - \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{BB} - \beta H - k_B T (\gamma - 1) [\ln(y_{11} + y_{13} + y_{12}) - \\ & \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32})] + \\ & \frac{k_B \gamma}{2} [\ln y_{11} - \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \end{aligned} \quad (4.25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{33}} = & -\frac{\gamma J}{2} + \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{AA} - \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{BB} + \beta H - k_B T (\gamma - 1) [\ln(y_{13} + y_{33} + y_{32}) - \\ & \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32})] + \\ & \frac{k_B T \gamma}{2} [\ln y_{33} - \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{12}} = & \gamma \epsilon_{AB} - \gamma \epsilon_{BB} - \beta H - k_B T (\gamma - 1) [\ln(y_{11} + y_{13} + y_{12}) - \\ & \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32})] + \\ & k_B T \gamma [\ln y_{12} - \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \end{aligned} \quad (4.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{32}} = & \gamma \epsilon_{AB} - \gamma \epsilon_{BB} + \beta H - k_B T (\gamma - 1) [\ln(y_{13} + y_{33} + y_{32}) - \\ & \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{12} - y_{32})] + \\ & k_B T \gamma [\ln y_{32} - \ln(1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))] \end{aligned} \quad (4.28)$$

elde edilir. Bulunan bu türevleri denk(4.23) ve denk(4.24) de yerine yazarsak olasılıklar için

$$y_{11} \cdot y_{33} = y_{13}^2 e^{\frac{2J}{kT}} \quad (4.29)$$

$$\left( \frac{y_{11}}{y_{33}} \right)^{\gamma/2} = \left( \frac{x_1}{x_3} \right)^{\gamma-1} \quad (4.30)$$

$$\frac{y_{11}}{y_{33}} = \left( \frac{y_{12}}{y_{32}} \right)^2 \quad (4.31)$$

nonlineer denklemler elde edilir.

Bu denklemleri çözmek için cebirsel dönüşümler yapmak gerekir.

Örgü noktasında manyetik atomların bulunma olasılığı  $n_A$ , manyetik olmayan atomların bulunma olasılığı  $n_B$  dir. Buna göre;

$$n_A = x_1 + x_3. \quad (4.32)$$

$$n_A = y_{11} + y_{12} + y_{13} + y_{31} + y_{32} + y_{33}. \quad (4.33)$$

$$n_B = x_2. \quad (4.34)$$

$$n_B = y_{21} + y_{22} + y_{23}. \quad (4.35)$$

$$n_{AA} = y_{11} + y_{13} + y_{31} + y_{33}. \quad (4.36)$$

$$n_{AB} = y_{12} + y_{32}. \quad (4.37)$$

$$n_{BA} = y_{21} + y_{23}. \quad (4.38)$$

$$n_{BB} = y_{22}. \quad (4.39)$$

$c=n_A$  yani manyetik atomların yoğunluğudur. Yukarıdaki denklemleri  $c$  cinsinden ifade edersek,

$$n_{AA}=c^2 \quad (4.40)$$

$$n_{AB}=c(1-c) \quad (4.41)$$

$$n_{BA}=c(1-c) \quad (4.42)$$

$$n_{BB}=(1-c)^2 \quad (4.43)$$

şeklinde bulunur (Kurata et al., 1953). Normalizasyon koşulundan

$$n_{AA} + n_{AB} + n_{BA} + n_{BB} = c^2 + c(1-c) + c(1-c) + (1-c)^2 = 1 \quad (4.44)$$

olduğu görülür.

#### 4.4. Yönelme Olasılıklarının Hesabı

Yukarıdaki denklemleri çözmek için,

$$\frac{x_1}{x_3} = e^{2\gamma} \quad (4.45)$$

(Karabekiroğulları et al., 2005) dönüşümü nonlineer denklemlerde kullanılırsa, denk(4.30) dan

$$\frac{y_{11}}{y_{33}} = \left( \frac{x_1}{x_3} \right)^{\frac{2(\gamma-1)t}{\gamma}} \quad (4.46)$$

bulunur. Veya  $x_1$  ve  $x_3$  olasılıkları fiziksel nicelikler cinsinden

$$\frac{y_{11}}{y_{33}} = e^{4(\gamma-1)t} \quad (4.47)$$

elde edilir. Denk(4.32) ve denk(4.14) göz önüne alınarak

$$x_1 = \frac{n_A + 2\xi_1}{2} \quad (4.48)$$

$$x_3 = \frac{n_A - 2\xi_1}{2} \quad (4.49)$$

elde edilir. Bunlar yerine konulursa

$$\frac{n_A + 2\xi_1}{n_A - 2\xi_1} = e^{2\gamma} \quad (4.50)$$

bulunur. Buradan  $\xi_1$  çözümlürse

$$\xi_1 = \frac{n_A(e^{2\gamma} - 1)}{2(1 + e^{2\gamma})} \quad (4.51)$$

elde edilir. Veya hiperbolik olarak ifade edilirse,

$$\xi_1 = \frac{n_A}{2} \tanh \gamma \quad (4.52)$$

olur. Buna göre mıknatıslanma

$$\tau = 2\beta\xi_1 \quad (4.53)$$

veya

$$\tau = n_A\beta \tanh \gamma \quad (4.54)$$

elde edilir. Benzer şekilde  $\xi_2$  denk(4.48) den,

$$x_1 = \frac{n_A(1 + \tanh \gamma)}{2} \quad (4.55)$$

olur. Aynı şekilde, denk(4.49) dan,

$$x_3 = \frac{n_A(1 - \tanh \gamma)}{2} \quad (4.56)$$

bulunur. Öte yandan denk(4.15) ve denk(4.37) den

$$y_{12} = \frac{2\xi_2 + n_{AB}}{2} \quad (4.57)$$

$$y_{32} = \frac{n_{AB} - 2\xi_2}{2} \quad (4.58)$$

bulunur. Buradan

$$\frac{y_{12}}{y_{32}} = \frac{2\xi_2 + n_{AB}}{n_{AB} - 2\xi_2} = e^{2(\gamma-1)t} \quad (4.59)$$

elde olunur  $\xi_2$  yalnız bırakılırsa,

$$\xi_2 = \frac{n_{AB}}{2} \left( \frac{e^{2(\gamma-1)t} - 1}{e^{2(\gamma-1)t} + 1} \right) \quad (4.60)$$

bulunur. Hiperbolik olarak ifade edilirse,

$$\xi_2 = \frac{n_{AB}}{2} \tanh(\gamma - 1)t \quad (4.61)$$

olur.  $x_i$  ve  $y_{ij}$  olasılıkları, denk(4.57) den

$$y_{12} = \frac{n_{AB}}{2} (\tanh(\gamma - 1)t + 1) \quad (4.62)$$

dır. Denk(4.58) den,

$$y_{32} = \frac{n_{AB}}{2} (1 - \tanh(\gamma - 1)t) \quad (4.63)$$

olur. Denk(4.29), denk(4.36) ve denk(4.47) den

$$n_{AA} = y_{33} (1 + e^{4(\gamma-1)t}) + 2 y_{13} \quad (4.64)$$

olur. Denk(4.47) den

$$y_{33} = \frac{y_{13} e^{J/kT}}{e^{2(\gamma-1)t}} \quad (4.65)$$

olur. Denk(4.65) kullanılarak

$$y_{13} = \frac{n_{AA}}{2[e^{J/kT} \cosh 2(\gamma - 1)t + 1]} \quad (4.66)$$

bulunur. Denk(4.66) dan  $y_{11}$  ve  $y_{33}$  bulunur:

$$y_{33} = \frac{n_{AA}}{2e^{J/kT} [\cosh 2(\gamma-)t + e^{-J/kT}]} \quad (4.67)$$

$$y_{11} = \frac{n_{AA}e^{2(\gamma-1)t}}{2[\cosh 2(\gamma-1)t + e^{-J/kT}]} \quad (4.68)$$

Böylece bütün  $y_{ij}$  ler bulunmuş oldu. Sonuç olarak olasılıklar liste halinde yazılırsa,

$$y_{11} = \frac{n_{AA}e^{2(\gamma-1)t}}{2[\cosh 2(\gamma-1)t + e^{-J/kT}]}$$

$$y_{12} = y_{21} = \frac{n_{AB}}{2}(\tanh(\gamma-1)t + 1)$$

$$y_{13} = y_{31} = \frac{n_{AA}}{2[e^{J/kT} \cosh 2(\gamma-1)t + 1]}$$

$$y_{23} = y_{32} = \frac{n_{AB}}{2}(1 - \tanh(\gamma-1)t)$$

$$y_{22} = n_{BB}$$

$$y_{33} = \frac{n_{AA}}{2e^{J/kT} [\cosh 2(\gamma-)t + e^{-J/kT}]}$$

formunda elde edilirler.

#### 4.5. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Fiziksel Niceliklerin İncelenmesi

$t$  parametresiyle  $T$  sıcaklık arasındaki bağıntı olasılıklar, nonlinear denklemler, simetri ve konsantrasyona bağlı ifadeler kullanılarak

$$e^{J/kT} = \frac{n_A \tanh \gamma t - n_{AB} \tanh(\gamma-1)t}{\cosh 2(\gamma-1)t [n_{AA} \tanh 2(\gamma-1)t + n_{AB} \tanh(\gamma-1)t - n_A \tanh \gamma t]} \quad (4.69)$$

şeklinde olur (ayrıntılı olarak bölüm 5 kesim 5 te anlatılmaktadır).

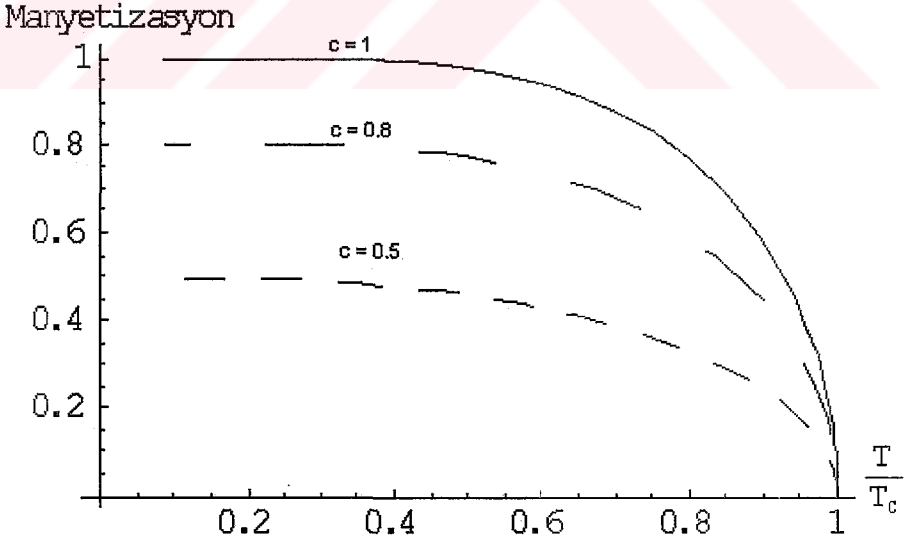
#### 4.5.1. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Mıknatıslanması

Mıknatıslanma denk.(4.54) den

$$\tau = n_A \beta \tanh \gamma$$

olarak bulunmuştur.

Cisim merkezli kübik yapı için elde edilen mıknatıslanmanın sıcaklıkla farklı konsantrasyon altında değişimi grafik(4.1) de verilmektedir. Bu grafikten sıcaklık aynı olduğu halde konsantrasyon arttıkça mıknatıslanmanın arttığı görülmektedir. Öte yandan aynı konsantrasyonda, sıcaklık arttıkça mıknatıslanma azalmakta ve kritik sıcaklıkta sıfıra yönelmektedir.



Grafik 4.1: Cisim merkezli kübik yapı için farklı c değerlerine karşılık manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi.

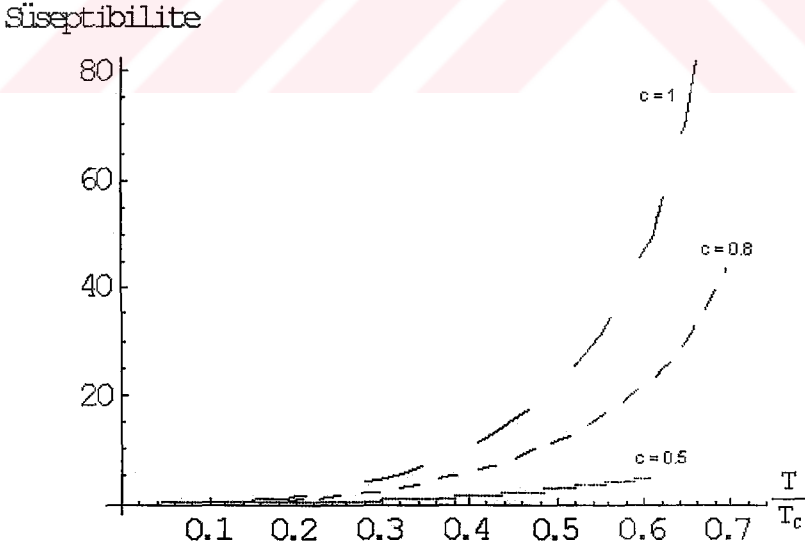
#### 4.5.2. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Süsebtibilitesi

Süsebtibilite denk(4.2) ve denk(4.69) kullanılarak

$$\frac{1}{\chi} = \frac{kT \left( 1 + e^{\frac{J}{kT}} \cosh 2(\gamma - 1)t \right) (n_A - m_{AA} - n_{AA}) + 2n_{AA}(\gamma - 1)}{\beta^2 \left( 1 + e^{\frac{J}{kT}} \cosh 2(\gamma - 1)t \right) (n_A^2 + n_A n_{AA}) - n_A n_{AA}} \quad (4.70)$$

olur.

Cisim merkezli kübik yapı için süsebtibilitenin sıcaklıkla farklı konsantrasyon altında değişimi grafik(4.2) de verilmektedir. Bu grafikten süsebtibilitenin sıcaklıkla arttığı, kritik sıcaklığa ulaştığında asimtotik davranış gösterdiği görülmektedir. Aynı sıcaklıkta konsantrasyon arttığında süsebtibilite lineer olmayarak artmaktadır.  $c=1$  değerinde standart değerlere ulaşmaktadır (ferromanyetik durum).



Grafik 4.2: Cisim merkezli kübik yapı için farklı  $c$  değerlerine karşılık süsebtibilitenin sıcaklıkla değişimi.

### 4.5.3. Seyreltik Manyetik Sistemlerin Spesifik Isısı

Manyetik atomların enerjisi

$$\frac{E_m}{N} = \frac{\gamma J}{4} (4\eta - n_{AA}) \quad (4.71)$$

veya

$$\frac{E_m}{N} = -\frac{\gamma J}{4} n_{AA} \left( \frac{1 - e^{-J/kT} \operatorname{sech} 2(\gamma-1)t}{1 + e^{J-kT} \operatorname{sech} 2(\gamma-1)t} \right) \quad (4.72)$$

bulunur. Manyetik sistemin spesifik ısısı denk(4.72) den

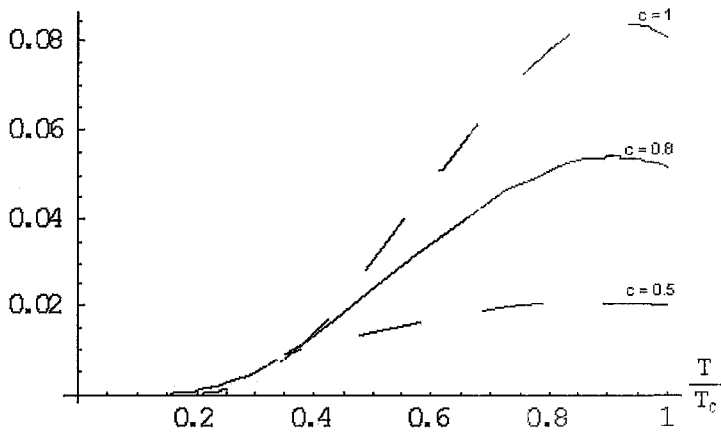
$$\frac{C_m}{kN} = \frac{1}{kN} \frac{dE_m}{dT} \quad (4.73)$$

elde olunur. Denk(4.71) kullanılarak

$$\frac{C_m}{kN} = \frac{\gamma J}{4k} n_{AA} \frac{d}{dT} \left( \frac{e^{\frac{-J}{kT}} \operatorname{sech} 2(\gamma-1)t - 1}{e^{\frac{-J}{kT}} \operatorname{sech} 2(\gamma-1)t + 1} \right) \quad (4.74)$$

olur. Spesifik ısının sıcaklıkla değişimi için grafik(4.3) çizilmiştir.

Spesifik Isı



Grafik 4.3: Cisim merkezli kübik yapı için farklı c değerlerine karşılık spesifik ısının sıcaklıkla değişimi.

Cisim merkezli kübik yapı için spesifik ısı sıcaklık arttığında lineer olmayan bir Şekilde kritik sıcaklığa kadar arttığı görülmektedir. Sıfır sıcaklığında spesifik ısının sıfıra gittiği görülmektedir. Farklı konsantrasyonlardaki spesifik ısıların benzer eğrilerinin farklı seyirlerde izlendiği gözlenmektedir. Aynı sıcaklıkta konsantrasyon arttıka spesifik ısının arttığı görülmektedir.



## 5. NONEKSTENSİF İSTATİSTİKSEL MEKANİK ÇERÇEVESİNDE MANYETİK SİSTEMLER

### 5.1. Nonekstensif İstatistiksel Mekanik Çerçevesinde Manyetik Sistemin İncelenmesi

Mıknatıslanma uzun erişimli ve belleği olan bir olaydır. Böyle sistemler nonekstensiftirler. Bu nedenle nonekstensif istatistiksel mekanik çerçevesinde mıknatıslanma ele alınmaktadır. Bu genelleştirme, tüm istatistiksel niceliklerin entropi indisi  $q$  ile parametrize edilmesidir.  $q$ 'nun 1 limitinde incelenen istatistik Boltzmann-Gibbs istatistiğine indirgenmektedir.  $q$ 'nun 1 dışındaki değerleri için Boltzmann-Gibbs istatistiğindeki makro niceliklerin toplanabilir olmadığı yani nonekstensif olduğu görülmektedir (Botet et al., 2001; Büyükkılıç ve Demirhan, 1989; Yamano, 2002; Tsallis et al., 1998; Büyükkılıç and Demirhan, 2000; Rajagopal, 1996; Okamoto, 2000).

Bu çalışmada genelleştirme için, nonekstensif istatistiksel mekanikten logaritma için

$$\ln_q x = \frac{x^{1-q} - 1}{1 - q} \quad (5.1)$$

matematiksel ifadesi kullanıldı (Lavagno et al., 1998). Bu sistemde denge durumu, serbest enerjinin  $\eta, \xi_1$  ve  $\xi_2$  parametrelerine göre varyasyonu alınarak elde edilmektedir.

## 5.2. Manyetik Sistemin Denge Durumu

### 5.2.1. Manyetik Sistemin Varyasyon Hesabı

Bölüm 4 te seyreltik manyetik sistemler için

$$\delta F(y_{11}, y_{13}, y_{33}, y_{12}, y_{32}) = \delta F(\eta, \xi_1, \xi_2)$$

$$\frac{\partial F}{\partial y_{11}} \delta y_{11} + \frac{\partial F}{\partial y_{13}} \delta y_{13} + \frac{\partial F}{\partial y_{33}} \delta y_{33} + \frac{\partial F}{\partial y_{12}} \delta y_{12} + \frac{\partial F}{\partial y_{32}} \delta y_{32} = \frac{\partial F}{\partial \eta} \delta \eta + \frac{\partial F}{\partial \xi_1} \delta \xi_1 + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \delta \xi_2$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_1} (\delta y_{11} - \delta y_{33} + \delta y_{12} - \delta y_{32}) + \frac{\partial F}{\partial y_{13}} \delta y_{13} + \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_2} (\delta y_{12} - \delta y_{32})$$

$$\frac{\partial F}{\partial y_{11}} = \frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_1} \quad \frac{\partial F}{\partial y_{33}} = -\frac{1}{2} \frac{\partial F}{\partial \xi_1}$$

$$\frac{\partial F}{\partial y_{12}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial F}{\partial \xi_1} + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \right) \quad \frac{\partial F}{\partial y_{32}} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial F}{\partial \xi_1} + \frac{\partial F}{\partial \xi_2} \right)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \xi_2} = \frac{\partial F}{\partial y_{12}} - \frac{\partial F}{\partial y_{32}} - \frac{\partial F}{\partial y_{11}} + \frac{\partial F}{\partial y_{33}}$$

ifadeleri bulunmuştu. Genelleştirme için yapılan işlemleri denk(5.1) i kullanarak yeniden ele alalım. Önce genelleştirilmiş logaritmanın türevinin genel hali bulunursa

$$\ln_q f(x) = \frac{f(x)^{1-q} - 1}{1-q} \quad (5.2)$$

fonksiyonu için

$$\left[ \ln_q f(x) = \frac{f(x)^{1-q} - 1}{1-q} \right]^d = \frac{(1-q)f(x)^{-q} f'(x)}{1-q} = \frac{f'(x)}{f(x)^q} \quad (5.3)$$

olur. Bunu kullanırsak ve serbest enerjinin  $y_{11}$ ,  $y_{12}$ ,  $y_{13}$ ,  $y_{32}$  ve  $y_{33}$  e göre türevleri alınırsa

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{11}} = & -\frac{\gamma J}{2} + \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{AA} - \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{BB} - \beta H - \\ & k_B T (\gamma - 1) \left[ \ln_q (y_{11} + y_{13} + y_{12}) + (y_{11} + y_{13} + y_{12})^{1-q} - \right. \\ & \left. \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32}) - (1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32})^{1-q} \right] \\ & + \frac{k_B \gamma}{2} \left[ \ln_q y_{11} + y_{11}^{1-q} - \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})) \right. \\ & \left. - (1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})))^{1-q} \right] \quad (5.4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{33}} = & -\frac{\gamma J}{2} + \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{AA} - \frac{\gamma}{2} \varepsilon_{BB} + \beta H - k_B T (\gamma - 1) \left[ \ln_q (y_{13} + y_{33} + y_{32}) + \right. \\ & \left. (y_{13} + y_{33} + y_{32})^{1-q} - \right. \\ & \left. \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32}) - (1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32})^{1-q} \right] \\ & + \frac{k_B T \gamma}{2} \left[ \ln_q y_{33} + y_{33}^{1-q} - \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})) \right. \\ & \left. - (1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})))^{1-q} \right] \quad (5.5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{12}} = & \gamma \varepsilon_{AB} - \gamma \varepsilon_{BB} - \beta H - k_B T (\gamma - 1) \left[ \ln_q (y_{11} + y_{13} + y_{12}) + (y_{11} + y_{13} + y_{12})^{1-q} - \right. \\ & \left. \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{13} - y_{12} - y_{32}) - (1 - y_{11} - 2y_{13} - y_{33} - y_{12} - y_{32})^{1-q} \right] + \\ & k_B T \gamma \left[ \ln_q y_{12} + y_{12}^{1-q} - \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})) \right. \\ & \left. - (1 - (y_{11} + y_{33} + 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})))^{1-q} \right] \quad (5.6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial y_{32}} = & \gamma \epsilon_{AB} + \beta H - k_B T (\gamma - 1) \left[ \ln_q (y_{13} + y_{33} + y_{32}) + (y_{13} + y_{33} + y_{32})^{1-q} - \right. \\ & \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2y_{12} - y_{32}) - (1 - y_{11} - 2y_{13} - y_{33} - y_{12} - y_{32})^{1-q} \left. \right] + \\ & k_B T \gamma \left[ \ln_q y_{32} + y_{32}^{1-q} - \ln_q (1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32})) - \right. \\ & \left. (1 - y_{11} - y_{33} - 2(y_{13} + y_{12} + y_{32}))^{1-q} \right] \end{aligned} \quad (5.7)$$

elde edilir. Bulunan bu türevleri denk(4.18), denk(4.19), denk(4.20) ve denk(4.21) de yerine yazarsak

$$\ln_q \left[ \frac{y_{11} y_{33}}{y_{13}^2} \right] = \frac{2J}{kT} \quad (5.8)$$

$$\ln_q \left[ \left( \frac{y_{11}}{y_{33}} \right)^{\gamma/2} \cdot \left( \frac{x_1}{x_3} \right)^{1-\gamma} \right] = \frac{2\beta H}{kT} + (\gamma - 1) \cdot (x_3^{1-q} - x_1^{1-q}) \quad (5.9)$$

$$\frac{y_{11}}{y_{33}} \left( \frac{y_{12}}{y_{32}} \right)^2 = 2(y_{12}^{1-q} - y_{32}^{1-q}) + (y_{33}^{1-q} - y_{11}^{1-q}) \quad (5.10)$$

nonlinear denklemler elde edilir. Tablo 1 den hareketle denk.(5.9) da  $x_3^{1-q} \cong x_1^{1-q}$  , denk.(5.10) da  $y_{12}^{1-q} \cong y_{32}^{1-q}$  ve  $y_{33}^{1-q} \cong y_{11}^{1-q}$  alınarak bu denklemler

$$\ln_q \left[ \frac{y_{11} y_{33}}{y_{13}^2} \right] = \frac{2J}{kT}$$

$$\ln_q \left[ \left( \frac{y_{11}}{y_{33}} \right)^{\gamma/2} \cdot \left( \frac{x_1}{x_3} \right)^{1-\gamma} \right] = \frac{2\beta H}{kT}$$

$$\frac{y_{11}}{y_{33}} = \left( \frac{y_{12}}{y_{32}} \right)^2$$

halini alırlar. Bunlar da daha önce seyreltik sistemler için bulunan denklemlerin aynısıdır (denk(4.29), denk(4.30), denk(4.31)). Bu denklemlerin çözümünün entropi indisi  $q$  ya bağlı olarak elde edileceği açıktır. Fiziksel ölçülebilir sonuçlara gidebilmek için, olasılıkları ilgili konsantrasyonlara bağlayalım. Buna göre burada da , denk.(4.33-4.43) ü kullanabiliriz.

### 5.3. Yönelme Olasılıklarının Hesabı

Yukarıdaki denklemleri çözmek için,

$$\frac{x_1}{x_3} = e_q^{2\gamma} \quad (5.11)$$

dönüşümü nonlinear denklemlerde kullanılırsa, denk(4.30) ve denk(5.11) den

$$\frac{y_{11}}{y_{33}} = e_q^{4(\gamma-1)t} \quad (5.12)$$

olur, burada

$$e_q^x = \begin{cases} [1 + (1-q)x]^{1/(1-q)} & \text{eger } 1 + (1-q)x \geq 0 \text{ ise} \\ 0 & \text{diger durumda} \end{cases} \quad (5.13)$$

dır (Lavagno et al., 1998). Buradan  $\xi_1$  bulunursa

$$\xi_1 = \frac{n_A (e_q^{2\gamma} - 1)}{2(1 + e_q^{2\gamma})} \quad (5.14)$$

olur. Hiperbolik olarak ifade edilirse

$$\xi_1 = \frac{n_A}{2} \tanh_q \gamma \quad (5.15)$$

olur, buna göre miknatislanma

$$\tau = 2\xi_1 \quad (5.16)$$

veya

$$\tau = n_A \tanh_q \gamma t \quad (5.17)$$

elde edilir. Benzer şekilde  $\xi_2$  denk(4.48) den

$$x_1 = \frac{n_A (1 + \tanh_q \gamma t)}{2} \quad (5.18)$$

olur. Aynı şekilde, denk(4.49) dan

$$x_3 = \frac{n_A (1 - \tanh_q \gamma t)}{2} \quad (5.19)$$

olur. Denk(4.57) ve denk(4.58) den

$$\frac{y_{12}}{y_{32}} = \frac{2\xi_2 + n_{AB}}{n_{AB} - 2\xi_2} = e_q^{2(\gamma-1)t} \quad (5.20)$$

olur. Buradan  $\xi_2$  yalnız bırakılırsa,

$$\xi_2 = \frac{n_{AB}}{2} \left( \frac{e_q^{2(\gamma-1)t} - 1}{e_q^{2(\gamma-1)t} + 1} \right) \quad (5.21)$$

bulunur. Hiperbolik olarak ifade edilirse,

$$\xi_2 = \frac{n_{AB}}{2} \tanh_q (\gamma - 1)t \quad (5.22)$$

olur. Denk(4.57) ve denk(5.22) den  $x_i$  ve  $y_{ij}$  olasılıkları bulunursa

$$y_{12} = \frac{n_{AB}}{2} (\tanh_q (\gamma - 1)t + 1) \quad (5.23)$$

olur. Denk(4.58) ve denk(5.22) den

$$y_{32} = \frac{n_{AB}}{2} (1 - \tanh_q (\gamma - 1)t) \quad (5.24)$$

olur. Denk(4.36), denk(5.12) ve denk(5.8) den

$$n_{AA} = y_{33} (1 + e_q^{4(\gamma-1)t}) + 2 y_{13} \quad (5.25)$$

olur. Denk(5.12) den

$$y_{33} = \frac{y_{13} e_q^{J/kT}}{e_q^{2(\gamma-1)t}} \quad (5.26)$$

olur. Denk(5.26) kullanılarak

$$y_{13} = \frac{n_{AA}}{2[e_q^{J/kT} \cosh_q 2(\gamma-1)t + 1]} \quad (5.27)$$

bulunur. Denk(5.27) den  $y_{11}$  ve  $y_{33}$  bulunur.

$$y_{33} = \frac{n_{AA}}{2e_q^{J/kT} [\cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{-J/kT}]} \quad (5.28)$$

$$y_{11} = \frac{n_{AA} e_q^{2(\gamma-1)t}}{2[\cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{-J/kT}]} \quad (5.29)$$

Bütün  $y_{ij}$  ler dolayısıyla bütün  $x_i$  lerde bulunmuş oldu. Bulunan bu olasılıklar toplu halde yazılırsa

$$y_{11} = \frac{n_{AA} e_q^{2(\gamma-1)t}}{2[\cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{-J/kT}]}$$

$$y_{12} = y_{21} = \frac{n_{AB}}{2} (\tanh_q (\gamma-1)t + 1)$$

$$y_{13} = y_{31} = \frac{n_{AA}}{2[e_q^{J/kT} \cosh_q 2(\gamma-1)t + 1]}$$

$$y_{23} = y_{32} = \frac{n_{AB}}{2} (1 - \tanh_q (\gamma-1)t)$$

$$y_{22} = n_{BB}$$

$$y_{33} = \frac{n_{AA}}{2e_q^{J/kT} [\cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{-J/kT}]}$$

formunda olurlar.  $x_i$  tek indisli değişkenleri yazılırsa

$$x_1 = \frac{n_A(1 + \tanh_q \gamma t)}{2}$$

$$x_2 = n_a$$

$$x_3 = \frac{n_A(1 - \tanh_q \gamma t)}{2}$$

formundadırlar.

#### 5.4. Manyetik Sistemlerin Fiziksel Niceliklerinin Bulunması

$t$  parametresiyle  $T$  sıcaklığı arasındaki bağıntı bulunan olasılıklar, nonlinear denklemler, simetri ve konsantrasyona bağlı ifadeler kullanılarak bulunur. Denk(4.15) ve denk(5.22) bağıntıları eşitlenirse

$$y_{12} - y_{32} = n_{AB} \tanh_q(\gamma - 1) t \quad (5.30)$$

olur. denk(4.14) ve denk(5.15) eşitlenirse,

$$x_1 - x_3 = n_A \tanh_q \gamma t \quad (5.31)$$

bulunur.  $x_1 = y_{11} + y_{12} + y_{13}$  ve  $x_3 = y_{31} + y_{32} + y_{33}$  ayrıca simetriden  $y_{13} = y_{31}$  dır. Bunların farkı alınırsa,

$$y_{13} = y_{31} \quad \text{simetrisinden,}$$

$$x_1 - x_3 = y_{11} + y_{12} - y_{32} - y_{33} \quad (5.32)$$

olur. Denk(5.31) ve denk(5.32) bağıntularından ve  $y_{11}$  ve  $y_{33}$  değerlerinden,

$$n_A \tanh_q \gamma t = \frac{n_{AA} e_q^{2(\gamma-1)t}}{2 \left[ \cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{\frac{-J}{kT}} \right]} - \frac{n_{AA}}{2 e_q^{2(\gamma-1)t} \left[ \cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{\frac{-J}{kT}} \right]} + n_{AB} \tanh_q(\gamma-1)t \quad (5.33)$$

olur.  $\tanh_q 2(\gamma-1)t = \frac{e_q^{4(\gamma-1)t} - 1}{e_q^{4(\gamma-1)t} + 1}$  ifadesini kullanırsak,

$$e_q^{4(\gamma-1)t} - 1 = (e_q^{4(\gamma-1)t} + 1) \tanh_q 2(\gamma-1)t \quad (5.34)$$

olur. Bunu denk(5.33) de yerine yazarsak ve

$\cosh_q 2(\gamma-1)t = \frac{1}{2} [e_q^{2(\gamma-1)t} + e_q^{-2(\gamma-1)t}]$  ifadesini kullanırsak,

$$n_A \tanh_q \gamma t - n_{AB} \tanh_q (\gamma-1)t = \frac{n_{AA} \cosh_q 2(\gamma-1)t \tanh_q 2(\gamma-1)t}{\left[ \cosh_q 2(\gamma-1)t + e_q^{\frac{-J}{kT}} \right]} \quad (5.35)$$

olur. Burada pay ve paydayı  $e_q^{\frac{J}{kT}}$  ile çarparsak,

$$n_A \tanh_q \gamma t - n_{AB} \tanh_q (\gamma-1)t = \frac{n_{AA} \cosh_q 2(\gamma-1)t \tanh_q 2(\gamma-1)t e_q^{\frac{J}{kT}}}{e_q^{\frac{J}{kT}} \cosh_q 2(\gamma-1)t + 1} \quad (5.36)$$

olur. Bu ifadeyi düzenlersek ve  $e^{J/kT}$  li ifadeyi yalnız bırakırsak,

$$e_q^{\frac{J}{kT}} = \frac{n_A \tanh_q \gamma t - n_{AB} \tanh_q (\gamma-1)t}{\cosh_q 2(\gamma-1)t [n_{AA} \tanh_q 2(\gamma-1)t + n_{AB} \tanh_q (\gamma-1)t - n_A \tanh_q \gamma t]} \quad (5.37)$$

bulunur.

### 5.4.1. Manyetik Sistemlerin Miknatıslanması

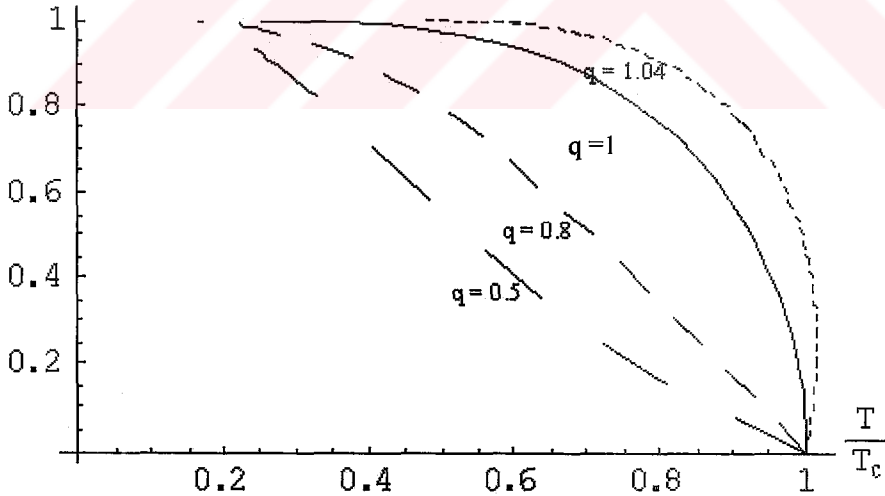
Miknatıslanma denk.(5.17) den

$$\tau = n_A \tanh_q \gamma t$$

olarak bulunmuştur.

Cisim merkezli kübik yapı için elde edilen miknatıslanmanın sıcaklıkla farklı  $q$  değerleri altında değişimi grafik(5.1) de verilmektedir. Bu grafikten sıcaklık aynı olduğu halde  $q$  değerleri arttıkça miknatıslanmanın arttığı görülmektedir. Öte yandan sıcaklık arttıkça miknatıslanma azalmakta ve kritik sıcaklıkta sıfıra yönelmektedir. Sonuç olarak, kritik nokta ile maksimum miknatıslanma noktalarının  $q$  ya bağlı olmadığı görülmektedir.

manyetizasyon



Grafik 5.1: Cisim merkezli kübik yapı için farklı  $q$  değerlerine karşılık manyetizasyonun sıcaklıkla değişimi.

### 5.4.2. Manyetik Sistemlerin Süsebtibilitesi

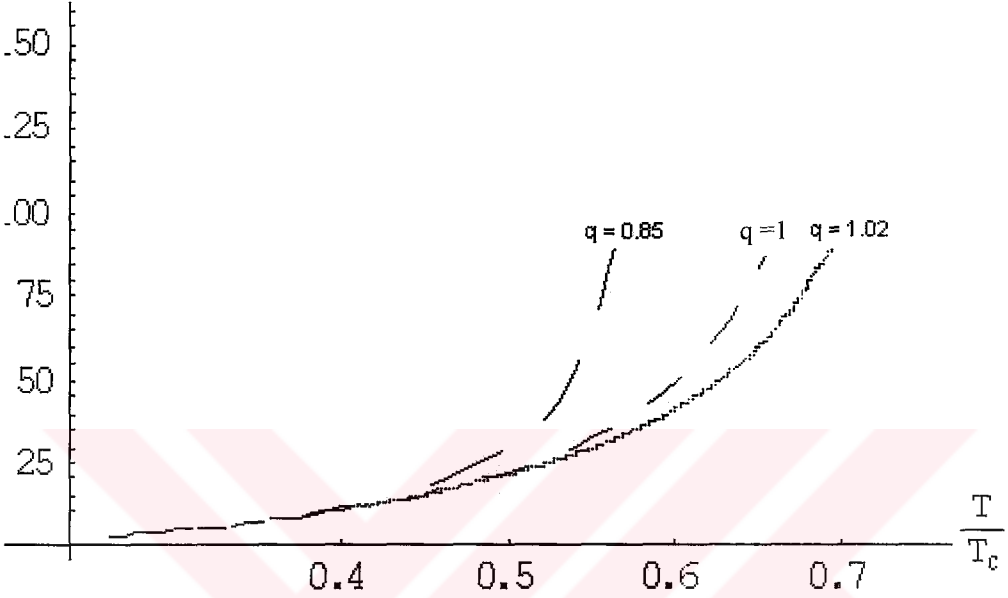
Süsebtibilite denk(4.2) ve denk(5.37) kullanılarak

$$\frac{1}{\chi} = \frac{kT \left( 1 + e_q^{\frac{J}{kT}} \cosh_q 2(\gamma - 1)t \right) (n_A - m_{AA} - n_{AA}) + 2n_{AA}(\gamma - 1)}{\beta^2 \left( 1 + e_q^{\frac{J}{kT}} \cosh_q 2(\gamma - 1)t \right) (n_A^2 + n_A n_{AA}) - n_A n_{AA}} \quad (5.38)$$

bulunur.

Cisim merkezli kübik yapı için elde edilen süsebtibilitenin sıcaklıkla farklı  $q$  değerleri altında değişimi grafik(5.2) de verilmektedir. Bu grafikten sıcaklık aynı olduğu halde  $q$  değerleri azaldıkça süsebtibilitenin arttığı görülmektedir. Sıcaklık arttıkça süsebtibilite de artmakta ve kritik sıcaklıkta asimtotik davranış kazanmaktadır. Ayrıca farklı  $q$  değerleri için farklı eğriler elde edilmektedir.  $q$  arttıkça erken asimtotik davranışa yönelmekte,  $q$  azaldıkça ise asimtotik davranıştan uzaklaşmaktadır. Başlangıç ve kritik noktalarda ise  $q$  ya bağıllık söz konusu değildir. Bu durum ara durumlarda nonekstensif etkinin egemen olduğunun bir kanıtı olarak alınabilir.

sü sebtibilite



Grafik 5.2: Cisim merkezli kübik yapı için farklı  $q$  değerlerine karşılık sü sebtibilitenin sıcaklıkla değişimi.

### 5.4.3. Manyetik Sistemlerin Spesifik Isısı

Manyetik atomların enerjisi

$$\frac{E_m}{N} = \frac{\gamma J}{4} (4\eta - n_{AA})$$

$$\frac{E_m}{N} = -\frac{\gamma J}{4} n_{AA} \left( \frac{1 - e_q^{-J/kT} \operatorname{sech}_q 2(\gamma-1)t}{1 + e_q^{J/kT} \operatorname{sech}_q 2(\gamma-1)t} \right) \quad (5.39)$$

Bunu kullanarak, spesifik ısı

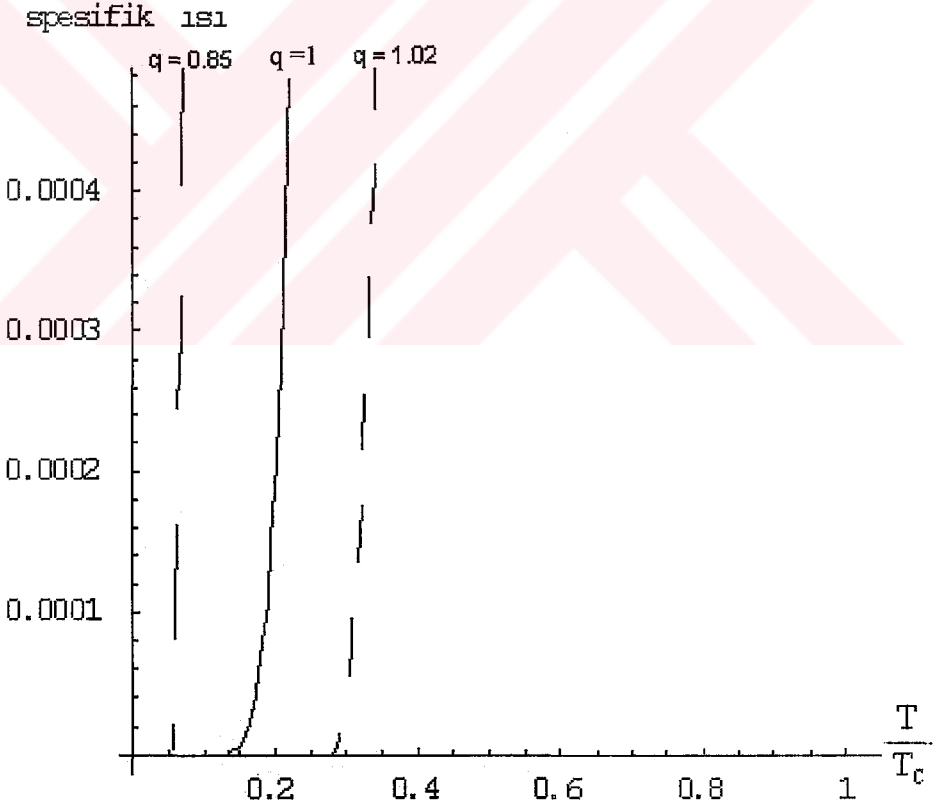
$$\frac{C_m}{kN} = \frac{1}{kN} \frac{dE_m}{dT}$$

bulunur. Denk(5.39) dan

$$\frac{C_m}{kN} = \frac{\chi J}{4k} n_{AA} \frac{d}{dT} \left( \frac{e^{\frac{-J}{kT}} \operatorname{sech}_q 2(\gamma-1)t - 1}{e^{\frac{-J}{kT}} \operatorname{sech}_q 2(\gamma-1)t + 1} \right) \quad (5.40)$$

olur.

Cisim merkezli kübik yapı için elde edilen spesifik ısının farklı  $q$  değerleri altında değişimi grafik(5.3) de verilmektedir. Grafik(5.3) de sabit konsantrasyonda sıcaklıkla spesifik ısının ani olarak yükseldiği görülmektedir.  $q$  arttıkça asimtotik davranışa daha erken yönelmektedir.



Grafik 5.3: Cisim merkezli kübik yapı için farklı  $q$  değerlerine karşılık spesifik ısının sıcaklıkla değişimi.

## 6. SONUÇLAR

### 6.1. GENEL DEĞERLENDİRME VE SONUÇ

Bu çalışmada bölüm1 ve bölüm2 de manyetik sistemlerin temel davranışları ve mıknatıslanma modelleri tanıtılmakta ve değerlendirilmeleri yapılmaktadır. Bölüm3 te çift yaklaşım metodu ile spin1 Ising sistemi ele alınmaktadır. Manyetik sistemin enerjisi ve entropisi elde edilmektedir. Buradan hareketle sistemin serbest enerjisi bulunmaktadır. Serbest enerjinin indirgenmiş niceliklere göre varyasyonundan denge durumu elde edilmektedir. Denge halinde çiftlerin yönelme olasılıkları bulunmaktadır.

Bölüm4 te bir uygulama olarak fiziksel olarak incelenmesi nispeten kolay ve öğretici olan seyreltik sistemler ele alınmaktadır ve genel anlatımı bölüm3 te yapılan formalizm seyreltik manyetik sistemlere uygulanmaktadır. Seyreltik manyetik sistemler için formalizm özelleştirilerek, seyreltik manyetik sistemlerin mıknatıslanmaları, süsebtibiliteleri ve spesifik ısıları elde edilmektedir. Uygulama olarak bu fiziksel niceliklerin sıcaklık ve konsantrasyonla değişimleri grafiklerle incelenmektedir.

Bölüm5 te etkileşimleri uzun erişimli ve bellek etkileri olan manyetik sistemlerin nonekstensif istatistiksel mekanik ile incelenmesinin uygun olacağı düşünülerek, manyetik sistemler için bulunan bağıntılar genelleştirilmiş termoistatistiksel fizik çerçevesinde yeniden ele alınmaktadır. Bölüm4 de uygulanan yol manyetik sistemin Helmutz serbest enerjisi bulunmaktadır. Serbest enerjinin

varyasyonundan sistemin denge durumu elde edilmektedir. Manyetik çiftlerin yönelme olasılıkları bulunmaktadır. Manyetik sistemlerin mıknatıslanma, süsebtibilite ve spesifik ısıları entropi indisi  $q$  ya bağlı olarak elde edilmektedir. Sonuç olarak mıknatıslanmanın, süsebtibilitenin ve spesifik ısının  $q$  ya ve sıcaklığa bağlılığı grafiklerle incelendi. Deneysel sonuçlarına uygunluğun  $q$  yu değiştirerek ulaşılabileceği görüldü. Manyetik sistemler için uzun bellek etkileri ve erişim etkilerinin  $q$  ile sokulabileceği sonucuna varıldı. Elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu görüldü (Fisher, 1964; Haas et al., 2002; Lethuillier and Chaussy, 1976).

Bu çalışmada örnek olmak üzere basit kübik yapı için inceleme yapıldı ( $\gamma = 8$ ). Burada kullanılan yöntemin  $\gamma$  nın 4 değeri için kare örgü, 6 değeri için basit kübik yapı ve 12 değeri için yüzey merkezli kübik yapı için kullanılabileceği ortadadır. Ancak yeni fiziksel sonuçlar getirmeyeceği düşünülerek teze konmamıştır.

**KAYNAKLAR DİZİNİ**

**Baxter R. J. (F.R.S.)**, 1982, *Exactly Solved Models in Statistical Mechanics*, Academic Pres.

**Greiner W., Neise L. and Stöcker H.**, 1995, *Thermodynamics and Statistical Mechanics*, Springer-Verlag.

**Yeomans J. M.**, 1992, *Statistical Mechanics of Phase Transitions*, Clarendon Pres.

**Hayne F. J. W.**, 1982, *Critical Phomena Lecture Notes in Physics*, Springer-Verlag.

**Sato H., Arrot A. and Kikuchi R.**, 1959, *J. Phys. Chem. Solids*, v.10, p.19.

**Oiang H.**, 1994, *Physical Letters A* v.185, p226.

**Xin Z. H., Wei G. Z. and Liu T. S.**, 1998, *Physica A* v. 248, p.442.

**Marques M. I. and Gonzalo J. A.**, 1999, *Physical Review E* v.60 n.2, p2394.

**Ekmekçi S., Polat H. and Şahin A., 1988, *Doğa Dergisi*, v.12, p.47.**

**Green M. S., 1971, *Critical Phenomena*, Academic Pres.**

**Binney J.J., Dowrick N.J., Fischer A. J. and Newman M. E. J., 1992, *The Theory of Critical Phenomena and Introduction to Renormalization Group*, Oxford University Pres.**

**Wu F. Y., 1982. *Rev. Modern Phys.*, v.54, no:1, p.235.**

**Reif F., 1999, *American J. Phys.*, v.12, p.67.**

**Kikuchi R., 1951 *Physical Rev.*, v.81, n.6, p.988.**

**Büyükkılıç F., Demirhan D. and Tırnaklı U., 1997, *Physica A*, v.238, p.285.**

**Tırnaklı U., Demirhan D. and Büyükkılıç F., 1997, *Acta Physica Polonica A*, v.91, n. 6. p.1035**

**Lai Y. Z., Hu Z. N., Liang J. Q. and Pu F. C., 1999, *J. Phys. Condens. Matter*, v.11, n.12, p.95.**

**Domb C., 1974, *J. Phys. A: Math. Nucl.*, v.7, n.4, p.45.**

**Parisi G., Ricci-Tersenghi F. and Ruiz-Lorenzo J.J.,** 1999, *Physical Review E* v.60 n.5, p5190.

**Binder K. and Landau D. P.,** 1984, *Phys. Rev. B*, v.30, p.1477.

**Challa M. S. S., Landau D. P. and Binder K.,** 1986, *Phys. Rev. B*, v.34, p.1841.

**Büyükkılıç F. and Demirhan D.,** 1988, *J. of Faculty Sci. Ege Uni. Series A*, v.11, p.2.

**Karabekiroğulları M. And Ekmekçi S.,** 1997, *Tr.J.of Physics*, v.14, p.88.

**Beck C. and Schlögl F.,** 1992, *Thermodynamics of Chaotic Systems*, University of Aachen.

**Thompson C. J. and Wardrop M. J.,** 1974, *J. Phys. A: Math. Nucl.*, v. 7, n.5, p.65.

**Jascur M. and Lacková.,** 2000, *J. Phys.: Condens. Matter*, v.12, n.36, p.583.

**Janke W. and Kenna R.,** 2000, *cond.-mat./0012026*.

**Ditzian R. V. and Oitmaa J.,** 1974, *J. Phys. A: Math. Nucl.* v.7, n.5, p.61.

**Gross D. H. E.,** 2000, *cond.-mat./0004268.*

**Tırnaklı U., Büyükkılıç F. and Demirhan D.,** 1998, *Physics Letters A,* v.245, p.62.

**Botet R., Ploszajczak M. and Gonzalez J. A.,** 2001, *Physical Review E,* v.65, 015103.

**Büyükkılıç F. and Demirhan D.,** 2000, *European Phys. J. B.,* v.14, p.705.

**Büyükkılıç F. and Demirhan D.,** 1993, *Physics Letters A,* v.181, p.24.

**Tsallis C.,** 2002, *Chaos, Solitons and Fractals* v.13,p.371.

**Halsey T. C., Jensen M. H., Kadanoff L. P., Procaccia I. and Shraiman B. I.,** 1996, *Phys. Rev.A,* v.33, n.2, p.1141.

**Büyükkılıç F. and Demirhan D.,** 1989, *J.of Faculty Sci. Ege Uni. Series A,* v.12, p.1.

**Yamano T.,** 2002, *Physica A* v. 305, p.486.

**Okamoto S.A.Y.**, 2000, *Nonextensive Statistical Mechanics and Its Applications*, Weihert- Druck Gmbh.

**Büyükkılıç F. and Demirhan D. and Güleç A.**, 1995, *Physics Letters A*, v.197, p.209.

**Rajagopal A.K.**, 1996, *Physics Letters A*, v.214, p.127.

**Tsallis C., Mendes R.S. and Plastino A.R.**, 1998, *Physica A*, v.261, p.534.

**Şişman H. And Keskin M.**, 1997, *Tr.J.of Physics*, v.21, p.162.

**Lavagno A., Kaniadakis G., Rego-Monterio M., Quarati P. And Tsallis C.**, 1998, *Astrophys. Lett. Commun.*, v.35, p.449.

**Kikuchi R. and Brush S. G.**, 1967, *J.Chemical Physics*, v.47, p.195.

**Keskin M. And Erdinç A.**, 1995, *Tr.J.of Physics*, v.19, p.88.

**Şişman H. And Keskin M.**, 1990, *Tr.J.of Physics*, v.14, p.88.

**Keskin M and Meijer P. H.**, 1986, *J.Chemical Physics*, v.85, p.7325.

**Oitmaa J.**, 1981, *J.Phys.A*, v.14, p.1159.

**Nunez-Regueiro M.D., Lacroix C., Ballou R. and Lelievre E.**, 1992, *J.Magnetism and Magnetic Materials*, v.104, p.285.

**Kaneyoshi T.**, 1987, *J. Phys. Soc. Jpn.*, v.56, p. 93.

**Kurata M., Kikuchi R. and Watari M.**, 1953, *J.Chemical Physics*, v.21, p.434.

**McCoy J.K., Kikuchi R. and Sato H.**, 1981, *Physica A*, v.109, p.445.

**Reis M.S., Amaral V:S., Araujo J.P. and Oliveira I:S.**, 2000. *cond.-mat./0012026*.

**Saxena V.K.**, 1982, *Physics Letters A*, v.90, p.71.

**Kikuchi R.**, 1959, *J. Phys. Chem. Solids*, v.65, n.11, p.4545.

**Kikuchi R. and Beldjenna A.**, 1992, *Physica A*, v.182, p.617.

**Yokota T. And Sugiyama Y.**, 1988, *Physical Review B* v.37, n.10, p.5657.

**Rubin G.**, 1997, *J. Phys. Chem. Solids*, v.58, n.12, p2017.

**Sanchez J:M.**, 1982., *Physica* v.111A, p.200.

**Kikuchi R.**, 1974, *J. Phys. Chem. Physics*, v.60, n.3, p.195.

**Asada H.**, 2000, *J. Statistical Physics*, v.98, n.3, p.621.

**Pelizzola A.**, 1994, *Physica A* v.211, p.107.

**Büyükkılıç F., Tırnaklı U and Demirhan D.**, 1997, *Tr.J.of Physics*,, v.21, p.132.

**Fisher M. E.**, 1964, *Physical Review A*, v.136, p.1599.

**Haas M. K. Cava R. J., Avdeev M. and Jorgensen J. D.**, 2002, v.1, *cond.-mat./0205519*.

**Lethuillier P. and Chaussy J.**, 1976, *Physical Review B*, v.13, p.1599.

**Karabekiroğulları M., Büyükkılıç F., and Demirhan D.**, 2005, *submitted for publication in Physics Letters A*.

**Yosida K.**, 1957, *Physical Review E* v.106 n.5. p.893

## ÖZGEÇMİŞ

26.02.1973 Keşan-Edirne doğumluyum. İlk okulu Bayraklı Metaş ilkokulunda okudum. Ortaokulu Menemen Lisesinin orta kısmında, liseyi de Menemen Lisesinde bitirdim. 1994 yılında Trakya Üniversitesi Fizik Bölümünden mezun oldum. Aynı üniversitede yüksek lisansı tamamladım. 1995 yılında Pamukkale üniversitesine araştırma görevlisi olarak atandım. 1999 yılında Ege Üniversitesine doktora yapmak üzere gönderildim.