

**ÇANKIRI KARATEKİN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**ANTİFERROMANYETİK SPİN-3/2 ISING MODELİN FAZ
DİYAGRAMLARININ RASTGELE KRİSTAL ALAN VARLIĞINDA ELDE
EDİLMESİ**

RAMAZAN KAMAN

FİZİK ANABİLİM DALI

ÇANKIRI

2019

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Ramazan KAMAN tarafından hazırlanan “ Antiferromanyetik Spin-3/2 Ising Modelin Faz Diyagramlarının Rastgele Kristal Alan Varlığında Elde Edilmesi ” adlı tez çalışması 14/06/2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Çankırı Karatekin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı’nda yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Ali YİĞİT

Jüri Üyeleri :

Başkan : Prof. Dr. Erhan ALBAYRAK

Üye : Prof. Dr. Ali YİĞİT

Üye : Doç. Dr. Sebahaddin ALPTEKİN

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Tamer KEÇELİ

Enstitü Müdürü

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Çankırı Karatekin Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğine göre hazırlamış olduğum “ Antiferromanyetik Spin-3/2 Ising Modelin Faz Diyagramlarının Rastgele Kristal Alan Varlığında Elde Edilmesi ” konulu tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı, tezin içerdiği yenilik ve sonuçları başka bir yerden almadığımı, tezde kullandığım eserleri usulüne göre kaynak olarak gösterdiğimi, tezin Çankırı Karatekin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’nden başka bir bilim kuruluna akademik amaç ve unvan almak amacıyla vermediğimi ve bu çalışmanın Çankırı Karatekin Üniversitesi tarafından kullanılan “Bilimsel İntihal Tespit Programı”yla tarandığını, “intihal içermediğini” beyan ederim. Çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması halinde ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara razı olduğumu bildiririm. Çankırı Karatekin Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca gereğinin yapılmasını arz ederim. (14/06/ 2019)

Öğrencinin Adı Soyadı

Ramazan KAMAN

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ANTİFERROMANYETİK SPİN-3/2 ISING MODELİN FAZ DİYAGRAMLARININ RASTGELE KRİSTAL ALAN VARLIĞINDA ELDE EDİLMESİ

Ramazan KAMAN

Çankırı Karatekin Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Ana Bilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali YİĞİT

Bu tez çalışmasında, antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin kritik davranışları rastgele kristal alan varlığında Bethe kafesi üzerinde tekrarlamaya bağıntıları kullanılarak çalışıldı. Modelin alt-örgü mıknatıslanmalarının tam ifadeleri, kristal alanın rastgele dağılımını içeren tekrarlamaya bağıntıları terimlerinde elde edildi. Bu denklemler nümerik olarak iterasyon metodu kullanılarak çözüldü. Alt örgü mıknatıslanmalarının termal davranışları farklı ihtimaliyet değerleri p için araştırıldı. Modelde ortaya çıkan faz geçişlerinin doğası tespit edildi. Sonuç olarak modelin faz diyagramları (H , T) düzleminde kritik kristal alan değerleri ve farklı ihtimaliyet değerlerinde koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 için elde edildi. Model, hem birinci- ve hem de ikinci- mertebeden faz dönüşüm çizgileri ve üçlü kritik nokta (T), kritik son nokta (E), çift kritik nokta (B), yalıtılmış son nokta ve reentrant davranış sergilemektedir. Diğer taraftan, modelin kritik davranışları üzerine rastgele kristal alanın nasıl etki ettiği sorusunun cevabı araştırıldı.

2019, 56 sayfa

Anahtar Sözcükler: Bethe kafesi, Tam tekrarlamaya bağıntıları, rastgele kristal alan, Faz diyagram, kritik noktalar.

ABSTRACT

Master Thesis

THE OBTAINING PHASE DIAGRAMS OF ANTIFERROMAGNETIC SPIN-3/2 ISING MODEL IN THE PRESENCE OF RANDOM CRYSTAL FIELD

Ramazan KAMAN

Çankırı Karatekin University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Physics Department

Supervisors: Prof. Dr. Ali YİĞİT

In this thesis, the critical behaviors of the antiferromagnetic spin-3/2 Ising model were studied by using the exact recursion relations in the presence of a random crystal field on the Bethe lattice. The exact expressions for the sub-lattice magnetizations of the model were obtained in term of the recursion relations involving random distribution of the crystal field. These equations were solved numerically by using the iteration method. The thermal behaviors of the sub-lattices were investigated for different probability values of p . The nature of phase transitions emerging in the model was detected. As a result, the phase diagrams of the model were obtained on the (H, T) plane for given crystal field and probability values for the coordination numbers $q=3$ and 4. It is found that the model exhibits both second- and the first-order phase transitions lines in addition to the tricritical point (T), critical end point (E), double critical point (B), isolated end point and reentrant behavior. The answer of the question how the random crystal field affects the critical behaviors of the model was investigated in detail.

2019, 56 pages

Keywords: Bethe lattice, Exact recursion relations, Random crystal field, Phase Diagram, Critical point.

TEŞEKKÜR

Uzun bir alıŐma maratonunun sonunda, bu tez alıŐmasını ortaya koymuŐ olmanın mutluluğunu ve heyecanını yaŐıyorum.

Yüksek lisans eğitimim boyunca kendisinden çok faydalandığım, insani ve ahlaki değerleri ile örnek edindiğim ve tecrübelerinden yararlanırken göstermiŐ olduğu hoŐgörüsü ve sabrından dolayı danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ali YİĞİT 'e öncelikle ve sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca yüksek lisans dersleri aldığım, yine çeşitli konularda bilgi ve tecrübesinden yararlandığım, Fizik anabilim dalının çok değerli hocalarına en içten teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalıŐmama yorumlarıyla katkı sağlayan, tanışmaktan büyük gurur ve mutluluk duyduğum değerli hocam Sayın Prof. Dr. Erhan ALBAYRAK'a, yine tez çalıŐmama yorumlarıyla katkı sağlayan Sayın Doç. Dr. Sebahaddin ALPTEKİN'e, ayrıca teşekkürlerimi sunarım.

Yüksek lisans eğitimim boyunca sağladıkları kolaylıklardan ötürü İsmet İnönü Ortaokulu'nun değerli idarecilerine, yoğun çalışma tempomda bana destek olan, sabır ve anlayıŐ gösteren sevgili eŐim Nurcan Hanım'a, oğlum Melih'e ve kızım Ravza Sıla'ya teşekkür ederim.

Ramazan KAMAN

ankırı, Haziran 2019

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
1. GİRİŞ ve AMAÇ	1
2. SPİN-3/2 ISING MODELİ VE BETHE KAFESİ	5
2.1 Spin-3/2 Ising Model	5
2.2 Bethe Kafesi	7
3. METARYAL VE YÖNTEM	10
3.1 Antiferromanyetik Spin-3/2 Ising Modelin Tekrarlama Bağlılıları	10
3.2 Rastgeleliğin Hesaba Dahil Edilmesi.....	15
4. MODELİN KRİTİK DAVRANIŞLARI	19
4.1 Modelin Düzen Parametrelerinin Sıcaklıkla Değişimi	19
4.2 Modelin Faz Diyagramları	26
5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA	40
KAYNAKLAR	42
ÖZGEÇMİŞ	46

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Bu çalışmada kullanılan simge ve kısa açıklamaları aşağıda verilmiştir.

Simgeler	Açıklama
D	Kristal alan veya tek iyon anizotropi etkileşmesi
$g_n (S_0)$	Her bir dalın bölüşüm fonksiyonu
H	Dış manyetik alan
\mathcal{H}	Hamiltonyen
$\langle i,j \rangle$	En yakın komşu spin çifti
J	Bilineer etkileşim parametresi
k_B	Boltzman faktörü
n	Alt ağacın kabuk sayısı
$M_A ; M_B$	Alt örgü mıknatıslanmaları
p	Sistemin Spin Yoğunluğu
P(S)	Spin konfigürasyonu üzerinden normalize olmamış olasılık dağılımı
q	En yakın komşu spin sayısı veya koordinasyon sayısı
s	Kuantum spin operatörü
S_0	Merkezi spin
S_i	Bethe kafesi üzerindeki i. konumdaki spinler
S_j	Bethe kafesi üzerindeki j. konumdaki spinler
\mathcal{S}_k	Merkezi spin S_0 hariç olmak üzere Bethe kafesinin k. alt-dalına ait tüm spin konfigürasyonu
T_t	1. Mertebe faz dönüşüm Sıcaklığı
T_N	2. Mertebe faz dönüşüm Sıcaklığı (Néel Sıcaklığı)
$\{X_n, Y_n, Z_n\}$	Her bir kabuk için tekrarlama bağıntıları
Z	Bölüşüm Fonksiyonu

Kısaltmalar	Açıklama
AFM	Antiferromanyetik
BC	Blume-Capel
BEG	Blume-Emery-Griffiths
CVM	Kümesel değişim Metodu
EFT	Etkin Alan Teorisi
MC	Monte Carlo
MFA	Ortalama Alan Yaklaşımı
TMFSS	Transfer Matris Sonlu Boyut Ölçeklenme

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 Bir Cayley Ağacının, $q=3$ ve $n=3$ konumlu üretiminin gösterimi.	9
Şekil 4.1. $H=3.0$ ve $D=-2.0$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $q=3$ ve b) $q=4$ için.	20
Şekil 4.2. $H=0.2$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $D=2.5$ ve $q=3$ ve b) $D=4.5$ ve $q=4$ için.	22
Şekil 4.3. $H=3.0$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $D=1.483$ ve $q=3$ ve b) $D=1.967$ ve $q=4$ için.	23
Şekil 4.4. $H=9.0$ ve $D=2.5$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $q=3$ ve b) $q=4$ için.	24
Şekil 4.5. $q=4$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $D=2.5$, $H=4.3$ b) $D=1.992$, $H=1.75$ ve c) $D=-2.0$, $H=6.05$	25
Şekil 4.6. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $D=-2.0$ değeri için (H,T) düzleminde faz diyagramları; en yakın komşu sayısı a) $q=3$ ve b) $q=4$ değerleri için.	27
Şekil 4.7. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $D=1.0$ değeri için (H,T) düzleminde faz diyagramları; en yakın komşu sayısı a) $q=3$ ve b) $q=4$ değerleri için.	29
Şekil 4.8. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=3$ için $D=1.483$ değerinde (H,T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$ ve c) $p=0.8-0.0$ aralığı için.	31

Şekil 4.9. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=4.0$ için $D=1.992$ değerinde (H,T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$, c) $p=0.8$ ve d) $p=0.7-0.0$ aralığı için.32

Şekil 4.10. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=3.0$ için $D=2.5$ değerinde (H,T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$, c) $p=0.8$, d) $p=0.7$, e) $p=0.6$, f) $p=0.5$, g) $p=0.4$, h) $p=0.3$, ı) $p=0.2$, j) $p=0.1$ ve k) $p=0.0$ 35

Şekil 4.11. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=4.0$ için $D=2.5$ değerinde (H, T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$, c) $p=0.8$, d) $p=0.7$, e) $p=0.6$, f) $p=0.5$, g) $p=0.4$, h) $p=0.3$, ı) $p=0.2$, j) $p=0.1$ ve k) $p=0.0$38

1.GİRİŞ ve AMAÇ

Manyetizma olgusu yüzyıllardan beri bilinen bir gerçektir. Doğada bilinen ilk doğal manyetik malzeme magnetit'tir. Bu mineral aynı zamanda "mıknatıs taşı" olarak da bilinir. Bilim adamları manyetizmayı 20. yüz yılda anlamaya başlamışlardır. Manyetizma terimi, malzemelerin manyetik fazını ya da durumunu kategorize etmek için, uygulanan bir dış manyetik alana malzemelerin mikroskopik seviyede nasıl cevap verdiğini tanımlamak için kullanılır. Manyetizmanın en çok bilinen biçimlerinden birisi ferromanyetizmadır ki bazı ferromanyetik malzemeler kendi kalıcı manyetik alanını üretirler. Özellikle Manyetizmanın modern teorik araştırmaları Fransız bilim adamları Pierre Curie ve Pierre Weiss tarafından yapılan çalışmalarla doğmuştur. Curie, manyetik malzemelerin üzerine sıcaklığın etkisini incelemiş ve manyetizmanın demir benzeri bir malzemede belirli bir sıcaklığın (Curie sıcaklığı, T_c) üstünde aniden kaybolduğunu görmüştür. Weiss ise manyetik malzemelerdeki mikro mıknatıslanmanın kendi kendine yönelmiş olduğu ortalama manyetizasyonla orantılı hayali bir moleküler alana dayanan bir manyetizma teorisi önermiştir.

Ferromanyetizmaya en basit teorik bakış açısı Ising modeli olarak adlandırılmaktadır. Birçok fiziksel olayların termodinamik davranışlarını mesela, akışkan konsantrasyonu, gazların soğurulması, ikili ve üçlü sıvı veya gazların faz dönüşümleri, ikili alaşımlardaki düzenli-düzensiz faz geçişleri, sıvıların donması, manyetik ve elektrik faz geçişleri spin-1/2 Ising modeli veya iki durumlu sistemler kullanılarak açıklanabilmektedir. Spin-1/2 Ising modeli Wilhelm Lenz'in doktora öğrencisi olan Ernst Ising tarafından ferromanyetik problemleri çözmek için 1920 yılında tanıtıldı (Niss 2005) ve Ising, spin-1/2 modelinin tek boyuttaki çözümünü yaptı.

Ising problemi çözerken basit bir model geliştirdi: her bir örgü noktası spin manyetik moment (mıknatıs) diye adlandırılır ve her bir spin manyetik momentin pozitif (yukarı) veya negatif (aşağı) şekilde iki yönelmesi vardır. Diğer bir deyişle her bir örgü noktasında ki spinlerden bazıları yukarı yönelir, bunlar spin yukarı diye ve bazıları ise aşağıya yönelir, bunlar da spin aşağı diye düşünülür. Bu model istatistik fizikte en fazla çalışılan problemlerden biri olan Ising modellerinin en basiti spin-1/2 Ising modelidir. Spin-1/2 Ising modeli iki durumlu ve tek düzen parametrelili (yoğunluk, konsantrasyon,

kristalografik düzen parametresi, manyetizasyon, elektrik polarizasyon v.b) bir sistem olup yukarıda bahsettiğimiz bir çok fiziksel kooperatif olayın termodinamik davranışlarını açıklamaktadır.

Manyetizmanın en çok bilinen bir başka biçimi ise antiferromanyetizmadır. Bu fikir ilk olarak Néel tarafından ortaya atılmıştır. Néel, Weiss tarafından önerilen düzgün moleküler alanın, atom ölçeğinde tanımlanan yerel bir moleküler alanla değiştirmeye karar verdi (Prévoit and Dunlop 2001). Bu durumun ayrıntılı izahlarını Néel tezinden çıkan bir makale ile ortaya koymuştur (Néel 1932). Daha sonraki yıllarda ise atomlar arası mesafe ile değiş-tokuş etkileşmelerinin değişimi üzerine (Néel 1936.a) ve negatif değiş-tokuş etkileşmeli malzemelerin teorik çalışmaları üzerine (Néel 1936.b) yoğun araştırmalar yapmıştır. Bu çalışmalarında, iki tane birbirine eş içi içe geçmiş ferromanyetik alt kafesden oluşan ve bu alt kafeslerin her birinin kendiliğinden manyetizasyonlarının moleküler alan yaklaşımın denklemlerine uyduğu, yeni bir model olan Antiferromanyetizma modelini ortaya koymuştur. Bu modelde, Néel, ferromanyetik düzende Curie sıcaklığı ile aynı rolü oynayan Néel sıcaklığını (T_N) tanımlamıştır. Antiferromanyetizma tıpkı ferromanyetizma gibi çok iyi bilinen kritik sıcaklıkların altında düzenli duruma sahip bir fiziksel kooperatif fenomendir. Néel tarafından önerilen model antiferromanyetler için en basit ve en çok kullanılan modeldir (Edwin et al. 1971). Bu modelde en yakın komşu spinlerin etkileşimleri göz önünde bulundurulur ve alt kafes üzerindeki spinler yalnızca bitişik alt kafes üzerindeki en yakın komşu spinler ile etkileşir. Negatif değiş-tokuş enerjisi alt kafeslerde zıt yönlerde kendiliğinden mıknatıslanmaya neden olur. Mutlak sıfır sıcaklıkta her bir alt kafes üzerindeki spinler tamamen anti paralel olarak hizalanırlar ve sıcaklığın artmasıyla her bir kafesin kendiliğinden mıknatıslanması azalır ve sonuç olarak Néel kritik sıcaklığında bu mıknatıslanma yok olur. İki alt kafesin denkliliğinden dolayı net mıknatıslanma sıfır olur.

Maddelerin manyetik özellikleri, manyetik alandaki davranışları, atomlarının spin yönelişleri ve etkileşimleri, bu etkileşimlerin sonuçları son zamanlarda bilim insanlarının inceleme ve uğraşı alanı haline almıştır. Bu alanda yapılmış ve yapılacak olan her çalışma, çalışmanın sonucunda ortaya konulacak her teknoloji, yeni heyecan ve umutlara yol göstericidir ve ufuk açıcudur. Özellikle bilgilerin kodlanmasında,

aktarılmasında ve işlenmesinde önemli bir rol oynayan elektronik cihaz teknolojisi dalı olan, yeni nesil mikroelektronik spintronik uygulamalarında antiferromanyetlerin kullanılmaya başlaması teknolojik açıdan potansiyellerini ortaya çıkarmaktadır. Manyetik düzenleri gereği antiferromanyetler düşük mıknatıslanmaya veya sıfır mıknatıslanmaya sahip oldukları için herhangi bir dış manyetik alan oluşturmazlar ve bir birleri ile zayıf olarak etkileşirler. Ayrıca karakteristik frekansları ferromanyetlerden yüksek olmasından dolayı tetrahertz mertebesinde yüksek hıza sahip teknolojik cihazlar üretmek mümkün olabilir (Gomonay and Loktev 2014). Yakın tarihe kadar, spintronik cihazların ana bileşeni ferromanyetlerdi fakat antiferromanyetlerin çeşitli teknolojik uygulamalarda ferromanyetlerden daha avantajlı olduğu araştırmacılar tarafından ortaya konulmasıyla (Mattias et al. 2018) ferromanyetlerin yerini antiferromanyetler almaya başladı. Bu alanda deneysel ve teoriksel çalışmalar giderek artmakta ve araştırmacılar tarafından ilgi çekmektedir.

Son yıllarda ise, düzensiz sistemlerin çoklu manyetik kritik davranışların araştırmaya olan ilgi artmaya başlamıştır. Düzensiz manyetik sistemlerin fiziksel özelliklerini benzetmek için, Ising Hamiltoniyeni'nde var olan etkileşim parametrelerine rastgelelik katıldığı modeller önerilebilir. Bu modellere örnekler olarak, rastgele manyetik alan içeren (Wiezenmann et al. 2007) ve rastgele kristal alan içeren (Albayrak 2013) veya her ikisini birden içeren (Da Silva et al. 2007), spinler arası değiş tokuş etkileşimlerinin rastgele olduğu (Cavaliere and Pelissetto 2019) modeller verilebilir. Bu tipteki çalışmalar deneysel sonuçlarla uyumluluğu ve gerçek malzemelerin özelliklerine yakın davranışlar sergiledikleri için araştırmacılar tarafından büyük ilgi çekmektedir.

Bu tez çalışmasının amaçları ise;

- i-) Daha önce inlenmesi yapılmamış olan antiferromanyetik Spin-3/2 Ising modelinin rastgele kristal alan varlığında faz diyagramlarının Bethe Kafesi üzerinde tekrarlama bağıntıları metodu kullanarak elde edilmesi.
- ii-) Modelin sergilemiş olduğu kritik davranışların tespit edilmesi.
- iii-) En-yakın komşu spin sayısının artmasının faz diyagramlarının üzerindeki etkilerinin tartışılması,
olarak üç kısımda izah edilir.

Tezin 2. Bölümünde Spin-3/2 Ising modelleri ile ilgili yapılmış çalışmalar ve Bethe kafesi ile ilgili bilgiler verilecektir. 3. Bölümde modelin kritik davranışlarını açıklamak için gerekli olan denklemler tekrarlama metodu kullanılarak elde edilecektir. 4. Bölümde modelde meydana gelen faz dönüşümlerinin doğasını anlamak için elde ettiğimiz sıcaklık - mıknatıslanma eğrileri ve farklı ihtimaliyetlere sahip kristal alan değerleri için en yakın komşu spin sayısı $q=3$ ve 4 için (H, T) düzleminde modelin faz diyagramlarına yer verilecektir. 5. Bölümde ise elde edilen sonuçlar ve tartışma yer alacaktır.



2. SPİN-3/2 ISING MODELİ VE BETHE KAFESİ

2.1 Spin-3/2 Ising Model

DyVO₄ (dysprosium vanadate) molekülü dört durumlu ve iki veya üç düzen parametrelili modellerle incelenmektedir. Bu şekilde ki sistemlerin fiziksel özelliklerini teorik olarak ortaya koymak için kullanılan Ising model ise spin-3/2 Ising modelidir. Spin-3/2 Ising modeli, dört durumlu bir yapıya ve üç düzen parametresine sahip olduğundan dolayı son derece zengin faz diyagramları vermektedir. Spin-3/2 Ising modeli, ilk olarak DyVO₄ bileşiğinin sergilemiş olduğu iki faz dönüşümünü nitel olarak açıklamak için önerildi (Sivardiere and Blume 1972). Daha sonra, üçlü sıvı karışımın (ethanol-su-karbondioksit) örgü-gaz modelinin termodinamik özelliklerini çalışmak için de kullanılmıştır (Krinsky and Mukamel 1975).

Spin-3/2 Ising model, Hamiltonyen' de yer alan etkileşme parametrelerine göre çeşitli isimler alır. Örneğin bilineer etkileşim parametresi (J) ve bikuadratik etkileşim parametresi (K) etkileşmeleri yanı sıra kristal alan veya tek iyon anizotropi etkileşmesi (D) terimini ihtiva eden model, spin-3/2 Blume-Emery-Griffiths modeli (BEG), sadece J ve D terimlerini içeren model spin-3/2 Blume-Capel (BC) modeli olarak isimlendirilir. Blume-Capel modeli ilk olarak Blume (Blume 1966) ve ondan bağımsız olarak Capel (Capel 1966) tarafından Spin-1 Ising modeli için tanımlanmıştır. Daha sonra Spin-1 modeli için tanımlanan bu modeller daha yüksek spin değeri olan spin-3/2 modeli için de kullanılmıştır.

Spin-3/2 Ising modelin sergilemiş olduğu faz dönüşümlerini ve kritik davranışlarını açıklamak için çeşitli yaklaşım yöntemleri yoğun bir şekilde kullanılmıştır. Şimdi bu çalışmaların bir özetini verelim.

İlk olarak spin-3/2 BC modeli ele alan çalışmalar ile başlayalım. Yüksek spin değerli BC model için diferansiyel operatör tekniğinin avantajları ve tam spin özdeşlikleri kullanılarak yeni bir etkin alan teorisi (EFT) geliştirildi (Kaneyoshi et al. 1991), bu metotla bal peteği kafesi üzerinde modelin, mıknatıslanma ve kuadrupolor momentinin sıcaklıkla değişimi (Kaneyoshi and Jašćur 1991), spesifik ısı davranışı detaylı olarak

araştırıldı (Kaneyoshi and Jaščur 1992). Bal peteği kafesi üzerinde düzen parametrelerinin (m , q , r) sıcaklıkla değişimi ihtimaliyet dağılımının kullanımı temelinde EFT metodu ile incelendi (Peliti and Saber 1995). Modelin faz diyagramları ise, basit kübik kafes üzerinde kümesel açılımda iki spin küme yaklaşımı (Ilković 1996), düzenli kafesler üzerinde kümesel değişim metodu (CVM) (Tucker 2000), Bethe kafesi üzerinde tam tekrarlamaya bağıntıları metodu (Albayrak and Keskin 2000, Albayrak et al 2001), Monte Carlo (MC) simülasyonu (Plascak and Landau 2000, 2003), termodinamik olarak kendi içinde tutarlı bir teori (Grallau 2002), Cellular Automaton (Seferoğlu 2011 a, b) gibi çeşitli metotlar kullanılarak ortaya konmuştur. Tüm bu çalışmalarda model birçok kritik ve çoklu kritik davranış sergilemiştir. Bu çalışmalarda, düzenli fazlardan düzensiz fazları ayıran faz dönüşüm çizgileri, yüksek sıcaklıklardan düşük sıcaklıklara kristal alanın değerinin azalmasıyla sürekli olarak azalan ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri olduğu, ayrıca daha düşük sıcaklıklarda ise iki düzenli fazın birbirinden birinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrıldığı gözlemlenmiştir. Modelin faz diyagramlarında, birinci-mertebe faz dönüşüm çizgilerinin son bulunduğu yalıtılmış kritik nokta, üç tane birinci-mertebe faz dönüşümünün birleştiği üçlü noktalar mevcut iken, ikinci- ve birinci-mertebe faz dönüşüm çizgilerinin birleştiği kritik nokta olan üçlü kritik noktanın mevcut olmadığı gözlemlenmiştir.

Yukarıda verilen çalışmalarda, spin-3/2 BC model Hamiltoniyeni'nde dış manyetik alan (H) yokken incelenmiştir. Néel tarafından önerilen antiferromanyetizma modelinin spin-3/2 BC modeline uygulanmasıyla ilgi çekici sonuçlar elde edilmiştir. Bu model literatürde antiferromanyetik spin-3/2 BC model olarak geçmektedir. Modelin faz diyagramları, ilk olarak kare kafes üzerinde ortalama alan teorisi (MFA) (Bakchich et al. 1994), transfer matris sonlu ölçeklenme (TMFSS) hesabı ve MC simülasyon metodu (Bekhechi and Benyoussef 1997), Bethe kafesi üzerinde tekrarlamaya bağıntıları metodu (Ekiz 2004 a, b) ve son olarak CVM (Keskin et al. 2006) ile detaylı olarak ortaya konmuştur. Bu çalışmalarda, birinci- ve ikinci- mertebeye faz dönüşüm bölgeleri, çift kritik nokta, kritik son nokta, üçlü kritik nokta, sıfır sıcaklık kritik nokta gibi özel kritik noktalar içeren farklı topolojide faz diyagramları elde edilmiştir.

Son yıllarda ise spin-3/2 BC modelin Hamiltonyeni'nde yer alan etkileşim parametrelerinin rastgele hale getirilmesi sonucunda faz diyagramlarının nasıl etkilendiğinin araştırılması ilgi çekici bir hal almaya başlamıştır. Spin-3/2 BC modelin sergilemiş olduğu faz diyagramları üzerine sadece rastgele kristal alan etkileri ilk olarak MFA (Bahmad et al. 2008), Bethe kafesi üzerinde tekrarlama bağıntıları metodu (Albayrak 2011), iki yaklaşım temelinde korelasyonlu EFT (Yiğit and Albayrak 2013) ve Migdal-Kadanoff renormalizasyon tekniği (El Bouziani and Gaye 2013) gibi metotlar kullanılarak incelenmiştir. Bazı kullanılarak incelenmiştir. Bazı çalışmalarda ise dış manyetik alan veya en yakın komşu spinler için bilineer etkileşme parametresi J rastgele hale getirilerek veya bu parametrelerin birkaçı rastgele hale getirilerek modelin faz diyagramları, termodinamik özellikleri, manyetik özellikleri gibi özellikleri üzerine etkileri araştırılmıştır. Bu çalışmalara örnek olarak, korelasyonlu EFT metodu ile, bal peteği kafesi üzerinde, enine H ve D varlığında (Jiang et al. 2002) ve boyuna rastgele H ve D varlığında rastgele J etkileri, enine H varlığında rastgele H etkileri (Liang et al. 2004 a, b), basit kübik kafes üzerinde H varlığında rastgele J ve rastgele D etkileri (Xing and Yan 2012), Curie-Weiss MFA metodu ile rastgele D ve rastgele H etkileri (Da Silva et al. 2017) verilebilir. Rastgele hale getirilen parametrelerin model üzerindeki etkileri saf durumu göre kıyaslandığında kritik davranışların önemli ölçüde değiştiği gözlemlenmiştir.

Diğer taraftan, antiferromanyetik spin-3/2 BC modelinin kritik davranışları ve manyetik özellikleri üzerine rastgele etkileşmelerin nasıl bir etki oluşturduğu sorusu için, literatür taraması yapıldığında herhangi bir çalışmaya rastlanmamıştır. Dolayısıyla bu sorunun cevabı, bu tez çalışmasında aydınlatılmaya çalışılacaktır.

2.2 Bethe Kafesi

Bethe örgüsü, Şekil 2.1.'de gösterilen sonsuz bir Cayley Ağacı veya düzgün bir ağaçtır yani bağlantısız birleşik bir grafiktir. Tarihsel olarak ismini, bölüşüm fonksiyonu tam olarak Bethe yaklaşımındaki Ising modelinin bölüşüm fonksiyonu olması gerçeğinden almaktadır (Domb 1960). Cayley Ağacı ve Bethe örgüsü katı hal ve istatistik fizikte yaygın bir şekilde kullanılır. Bethe örgüsü geleneksel ortalama alan teorisi başarısız

olduğu zaman bile, sistemlerin genel özelliklerini yansıtmamasından dolayı ilgi kaynağı olmuştur (Gujrati 1995). Örgü, birinci kuşak (generation) spinini olarak isimlendirilebilen bir merkezi s_0 spininden oluşmaktadır. s_0 , q tane en yakın komşuya sahiptir ki bu sayı ikinci kuşak spinini oluşturan koordinasyon sayısıdır. Dolayısıyla toplam olarak ikinci kuşak üçüncü kuşağı oluşturan $q(q-1)$ en yakın komşuya sahiptir ve bu şekilde sonsuza kadar devam etmektedir.

Bir Cayley ağacı oluşturulurken, merkezi bir “0” noktasından başlanır ve hepsi “0” noktasına bağlı q nokta eklenir. Bu q noktaları takımı birinci kabuk (shell) olarak adlandırılır. Daha fazla kabuk oluşturmak için r . kabukta bir nokta alınır ve bu noktaya $(q-1)$ tane yeni nokta eklenir. Bu işlem r . kabuktaki bütün noktalar için yapılır ve bu yeni noktalar takımı $(r+1)$. kabuk olarak adlandırılır.

Bu şekilde iterasyonel olarak ilerleyerek; 2, 3, ..., n kabukları oluşturulur. Burada sınır noktaları hariç her bir noktanın q tane en yakın komşusu vardır. r . kabukta $q(q-1)^{r-1}$ nokta ve grafikteki toplam nokta sayısı

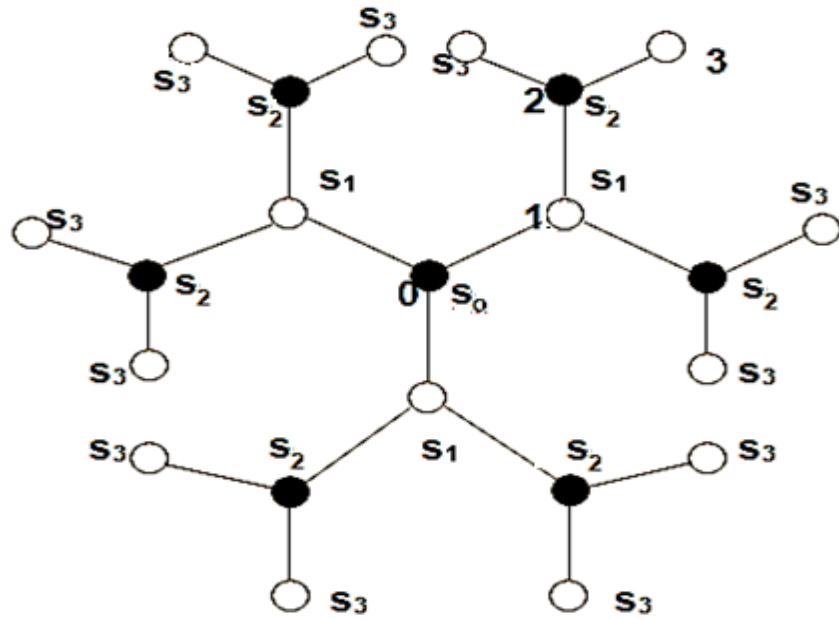
$$\frac{q[(q-1)^n - 1]}{(q-2)} \quad (2.1)$$

(2.1) ile verilir. r . kabuktaki noktalar sınır noktalarıdır. Bunların sadece birer tane komşuları olması nedeniyle diğerlerinden farklıdır, fakat diğer bütün noktaların (iç noktalar) her birinin q tane komşusu vardır. Bu şekildeki bağlantısız olarak oluşturulan grafik Cayley Ağacı olarak adlandırılır.

Bethe kafesi üzerindeki Ising modeli, tam olarak çözülebilen bir modeldir. Modelde en yakın komşu spin etkileşimleri hesaba katılır. Ortalama alan modelinde olduğu gibi, bu model de kare veya kübik örgü üzerindeki bir modelin yaklaşık davranışına eşdeğer bir davranış sergiler.

Diğer taraftan bu modelin bir eksik tarafı, kritik davranışın, örgünün iletkenliğinden çok koordinasyon sayısına (q) bağlı olmasıdır. Bethe kafesi, düzensiz sistemler teorisinde yapay bir matematiksel model olarak bazı teorik teknikler yardımıyla kesin sonuç

vermesi açısından oldukça önemlidir. Bu tür örgüleri tanımlamak kolay olmasına rağmen, fiziksel sistemleri tam olarak tanımlamazlar. Yapının geometrik homojenliğini ve her bir tepe-uçtan q dalının eşitliğini kurmak için, sonsuz boyutlu normal bir örgüde her bir dalın yeni bir boyut için bir basamak olduğunu düşünmek gerekir. Bununla birlikte düzensiz sistemler teorisinde karakteristik birçok problem (perkolasyon, örgü (ağ) iletimi, dallanma ve jel oluşumu) gerçek kristal örgüler üzerinden çok Bethe örgüsü üzerinde daha kolay çözülmüştür. Bethe metodu, sadece Ising modeli ile de sınırlı değildir. Şayet s bir kuantum spin operatörü olarak düşünülürse, Heisenberg ferromagnetlerin düzenli-düzensiz özellikleri de hesaplanır (Ziman 1979). Bethe ve Bethe benzeri kafesleri bağ açıları ve uzunlukları değiştirilmeksizin sonlu boyuttaki Oklid uzayı içine gömülemezler (Hughes and Sahim 1982). Ayrıca Mosseri ve Sadoc (Mosseri and Sadoc 1982) eğer Bethe kafesini sabit negatif eğrilikli (hiperbolik ya da Lobachevsky düzlemi H_2 (Coexter 1947) iki boyutlu uzaya gömülebilirse, Bethe kafesini sabit bağ açılı ve uzunluklu düzenli kafes olarak düşünülebilen bir yapı olacağını ortaya koymuşlardır.



Şekil 2.1 Bir Cayley Ağacının, $q=3$ ve $n=3$ konumlu üretiminin gösterimi

3. METARYAL VE YÖNTEM

Bu bölümde, antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelinin kritik davranışlarını açıklamak için gerekli, alt örgü düzen parametreleri yani mıknatıslanma denklemleri, Bethe Kafesi için tekrarlama bağıntıları terimlerinde elde edilecektir. Daha sonra ise rastgele kristal alan katkısının elde edilen bu denklemlere nasıl ilave edildiği gösterilecektir.

3.1 Antiferromanyetik Spin-3/2 Ising Modelin Tekrarlama Bağıntıları

İlk olarak, modelin saf durumu için yani kristal alanın rastgele olmadığı, tüm kafes konumlarında eşit olarak etki ettiği durum için tekrarlama bağıntılarını elde edelim.

Bethe kafesi üzerinde Antiferromanyetik spin-3/2 Ising BC modelin Hamiltonyeni dış manyetik alan varlığında

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j + D_i \sum_i S_i^2 - H \sum_i S_i \quad (3.1)$$

ile verilmektedir. Yukarıda verilen (3.1) eşitliğinde ki her S_i , Bethe kafesi üzerinde ki i . konumdaki spinleri ve S_j j . konumdaki spinleri göstermektedir. Ayrıca S_i ve S_j spin değişkenleri $\pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ olmak üzere dört farklı spin değerine sahip olan spin-3/2 ile temsil edilmektedir. Eşitlik 3.1 de verilen ilk toplam, tüm en yakın komşu spin çiftleri üzerinden bilineer etkileşmesini, ikinci toplam kristal alan etkileşmesini, üçüncü toplam ise dış manyetik alan etkileşmesini ifade eder. Bu çalışmada $J < 0$ alınarak antiferromanyetik durum elde edilecektir. D_i kristal alan etkileşme parametresi ise literatürde tek-spin iyon anizotropisi olarak adlandırılır ve fiziksel orijini kristal içindeki çeşitli ligandlarla uyumlu olan metal atomları için merkezi olmayan potansiyellerden kaynaklanmaktadır (Hwang et al. 2016). Burada Hamiltonyen ve faz diyagramlarının $H \rightarrow -H$ ve $S \rightarrow -S$ dönüşümleri için değişmez olduğunu belirtmekte fayda vardır.

İlgilendiğimiz tüm termodinamik fonksiyonları, sistemin bölüşüm fonksiyonu sayesinde elde edebiliriz. Tanım olarak bölüşüm fonksiyonu

$$Z = \sum e^{-\beta H} = \sum_S P(\mathcal{C}) = \sum_S \exp \left[\beta \left(J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - D_i \sum_i S_i^2 + H \sum_i S_i^2 \right) \right] \quad (3.2)$$

şeklinde olup, burada $P(S)$, spin konfigürasyonu üzerinden normalize olmamış olasılık dağılımıdır. Ayrıca $\beta = 1/k_B T$ ve k_B Boltzmann sabiti olup basitlik için 1 değerine eşit alınmıştır. Eğer Bethe kafesi S_0 spinli merkezi noktadan kesilirse, birbiriyle bağlantısız q özdeş dala ayrılır. Ayrılan bu dalların sayısı, en yakın komşuların sayısı veya koordinasyon sayısına bağlıdır. Bu dalların her biri, kökü merkezi S_0 spininde olan ağaçlardır. $P(\{S_0\})$, merkezi konumda, S_0 değerli spin konfigürasyonunu ifade eder ve

$$P(S_0) = \exp \left[\beta \left(-D_i S_0^2 + H S_0 \right) \right] \times \prod_{k=1}^q Q_n(S_0 | S^k) \quad (3.3)$$

şeklinde yazılabilir. Bethe kafesinin merkezi-spin S_0 konumundan diğer spinlerle bağlantısının kesildiği farz edilirse merkezi-spin konumunda sadece D kristal alanı ve H dış manyetik alan etkin olacaktır. \mathcal{C} , merkezi spin S_0 hariç olmak üzere Bethe kafesinin k . alt-dalına ait tüm spin konfigürasyonudur. n alt indisi, alt ağacın n tane kabuğa sahip olduğunu yani kökten sınıra kadar n basamak ilerlendiğini belirtir. Burada

$$Q_n(S_0 | \{S^{(k)}\}) = \exp \left[\beta \left(J S_0 S_1^{(k)} + J \sum_{\langle i,j \rangle} S_i S_j - D_i \sum_i S_i^2 + H \sum_i S_i^2 \right) \right] \quad (3.4)$$

şeklindedir. Buna ek olarak, üst alt ağacı, 0 konumuna komşu olan 1 konumundan kesilirse, bu da yine q parçaya ayrılır. Bunlardan biri $(0,1)$ kenarı olup, geri kalanı özdeş dallardır. Bu dalların her biri orijinali gibi bir alt ağaçtır, fakat $\mathcal{C}[-1]$ kabuğa ve $\mathcal{C}[-1]$ komşuya sahiptir. Bundan dolayı

$$Q_n(S_0 | \{S^{(k)}\}) = \exp \left[\beta \left(J S_0 S_1^{(k)} - D_i (S_1^{(k)})^2 + H S_1^{(k)} \right) \right] \times \prod_{l=1}^{q-1} Q_{n-1}(S^{(k)} | \{\tau_2^{(l)}\}) \quad (3.5)$$

şeklinde bir düzenleme yapılabilir. Burada $\{2^C\}$, (S^C hariç) alt ağacın 1. dalı üzerinden spin konfigürasyonudur. Bu şekilde Bethe kafesi üzerinde kökten sınıra kadar n basamak ilerlenir (termodinamik limitte $n \rightarrow \infty$). Sonuç olarak, Bethe kafesi öyle bir şekilde kurulmuştur ki, merkezi-spin S_0 q tane komşu S_1 spine sahipken, bir sonraki jenerasyon ise q-1 tane komşu spine sahiptir.

Merkezi spin S_0 'ın bütün diğer spinler ile olan etkileşimi ise her bir dalın bölüşüm fonksiyonu olarak yazılan aşağıdaki toplam ile verilebilir.

$$g_n(S_0) = \sum_{\{S_i\}} Q_n(S_0 | \{S^{(*)}\}) \quad (3.6)$$

Bu ifade ile eşitlik 3.4 ve 3.5 birlikte düşünülerek gerekli düzenlemeler yapılırsa,

$$g_n(S_0) = \sum_{S_1} \exp[\beta(JS_0S_1 - D_iS_1^2 + HS_1)] [g_{n-1}(S_1)]^{q-1} \quad (3.7)$$

elde edilir, S spin değişkenimiz, $\pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ mümkün değerlerini almasından dolayı 4 adet farklı $g_n(S_0)$ fonksiyonu elde edilir.

$S_0=+3/2$ değeri için,

$$\begin{aligned} g_n(+3/2) &= \exp[\beta(9/4J - 9/4D_i + 3/2H)] [g_{n-1}(+3/2)]^{q-1} \\ &+ \exp[\beta(-9/4J - 9/4D_i - 3/2H)] [g_{n-1}(-3/2)]^{q-1} \\ &+ \exp[\beta(3/4J - 1/4D_i + 1/2H)] [g_{n-1}(+1/2)]^{q-1} \\ &+ \exp[\beta(-3/4J - 1/4D_i - 1/2H)] [g_{n-1}(-1/2)]^{q-1} \end{aligned} \quad (3.8)$$

$S_0=-3/2$ değeri için,

$$\begin{aligned}
g_n(-3/2) &= \exp[\beta(-9/4J - 9/4D_i + 3/2H)][g_{n-1}(+3/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(9/4J - 9/4D_i - 3/2H)][g_{n-1}(-3/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(-3/4J - 1/4D_i + 1/2H)][g_{n-1}(+1/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(3/4J - 1/4D_i - 1/2H)][g_{n-1}(-1/2)]^{q-1}
\end{aligned} \tag{3.9}$$

$S_0=+1/2$ değeri için,

$$\begin{aligned}
g_n(+1/2) &= \exp[\beta(3/4J - 9/4D_i + 3/2H)][g_{n-1}(+3/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(-3/4J - 9/4D_i - 3/2H)][g_{n-1}(-3/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(1/4J - 1/4D_i + 1/2H)][g_{n-1}(+1/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(-1/4J - 1/4D_i - 1/2H)][g_{n-1}(-1/2)]^{q-1}
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Son olarak, $S_0=-1/2$ değeri için,

$$\begin{aligned}
g_n(-1/2) &= \exp[\beta(-3/4J - 9/4D_i + 3/2H)][g_{n-1}(+3/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(3/4J - 9/4D_i - 3/2H)][g_{n-1}(-3/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(-1/4J - 1/4D_i + 1/2H)][g_{n-1}(+1/2)]^{q-1} \\
&+ \exp[\beta(1/4J - 1/4D_i - 1/2H)][g_{n-1}(-1/2)]^{q-1}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Dört farklı g_n fonksiyonu elde edilmiş olur. Elde edilen bu g_n fonksiyonlarının birbirine oranlanması ile modelin tekrarlama bağıntıları aşağıdaki şekilde tanımlanabilir.

$$X_n = \frac{g_n(+3/2)}{g_n(-1/2)}, \quad Y_n = \frac{g_n(-3/2)}{g_n(-1/2)}, \quad Z_n = \frac{g_n(+1/2)}{g_n(-1/2)} \tag{3.12}$$

Şimdi bu ifadelerin tam hallerini eşitlikler 3.8, 3.9, 3.10 ve 3.11 kullanarak elde edelim.

$$\begin{aligned}
X_n = & (\exp[\beta(9/4J - 9/4D_i + 3/2H)]X_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-9/4J - 9/4D_i - 3/2H)]Y_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(3/4J - 1/4D_i + 1/2H)]Z_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-3/4J - 1/4D_i - 1/2H)]) \\
& / (\exp[\beta(-3/4J - 9/4D_i + 3/2H)]X_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(3/4J - 9/4D_i - 3/2H)]Y_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-1/4J - 1/4D_i + 1/2H)]Z_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(1/4J - 1/4D_i - 1/2H)])
\end{aligned} \tag{3.13}$$

$$\begin{aligned}
Y_n = & (\exp[\beta(-9/4J - 9/4D_i + 3/2H)]X_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(9/4J - 9/4D_i - 3/2H)]Y_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-3/4J - 1/4D_i + 1/2H)]Z_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(3/4J - 1/4D_i - 1/2H)]) \\
& / (\exp[\beta(-3/4J - 9/4D_i + 3/2H)]X_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(3/4J - 9/4D_i - 3/2H)]Y_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-1/4J - 1/4D_i + 1/2H)]Z_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(1/4J - 1/4D_i - 1/2H)])
\end{aligned} \tag{3.14}$$

ve son olarak,

$$\begin{aligned}
Z_n = & (\exp[\beta(3/4J - 9/4D_i + 3/2H)]X_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-3/4J - 9/4D_i - 3/2H)]Y_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(1/4J - 1/4D_i + 1/2H)]Z_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-1/4J - 1/4D_i - 1/2H)]) \\
& / (\exp[\beta(-3/4J - 9/4D_i + 3/2H)]X_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(3/4J - 9/4D_i - 3/2H)]Y_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(-1/4J - 1/4D_i + 1/2H)]Z_{n-1}^{q-1} \\
& + \exp[\beta(1/4J - 1/4D_i - 1/2H)])
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Elde edilen bu tekrarlılama bağıntılarının hiçbir fiziksel manası yoktur. Ancak modelin kritik davranışlarını ortaya koyan tüm termodinamik fonksiyonları bu tekrarlılama bağıntıları terimlerinde elde etmek mümkündür.

Yukarıda elde ettiğimiz tekrarlılama bağıntıları genel etkileşimler içindi. Biz bu tez çalışmasında antiferromanyetik modeli çalışmak istediğimiz için, Néel tarafından önerilen antiferromanyetik model gereği, Bethe kafesini birbirine eşit içi içe geçmiş A ve B adı verilen iki alt örgüye böleceğiz.

Dolayısıyla alt örgü terimlerinde her bir tabaka için tekrarlama bağıntıları aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\{X_n, Y_n, Z_n\} \rightarrow \begin{cases} \{X_A, Y_A, Z_A\} & \text{Tek Sayılı } n \text{ kabukları için} \\ \{X_B, Y_B, Z_B\} & \text{Çift Sayılı } n \text{ kabukları için} \end{cases}$$

3.2 Rastgeleliğin Hesaba Dahil Edilmesi

Bu tez çalışmasında amacımız antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin kritik faz diyagramları ve manyetik özellikleri üzerine rastgele kristal alanın etkilerini gözlemlemek olduğundan dolayı, bu durumun nasıl hesaba katılacağı bu kısımda izah edilecektir.

Antiferromanyetik spin-3/2 Ising Hamiltonyen'i eşitlik 3.1 de verilmişti, buradaki kristal alan parametresini rastgele hale getirmek için öncelikle bir ihtimaliyet dağılım fonksiyonu belirlemek gerekmektedir. Literatür araştırmalarına göre, Gaussian dağılım fonksiyonu, iki modlu dağılım fonksiyonu, üç modlu dağılım fonksiyonu v.b. farklı ihtimaliyet dağılım fonksiyonları bu çalışmalara uygulandığında faz diyagramlarındaki kritik çizgilerin zengin bir davranış sergilediği görülmüştür. Biz de bu çalışmada literatürde en fazla kullanılan iki modlu dağılım fonksiyonunu seçtik. Bahsedilen fonksiyon,

$$P(D_i) = p\delta(D_i - D) + (1-p)\delta(D_i) \quad (3.16)$$

biçimindedir. Bu dağılım fonksiyonunda ilk terim, spinlerin p miktarının kristal alan tarafından etkilenme derecesini, ikinci terim ise (1-p) kadar spinin kristal alan tarafından etkilenme derecesini ifade eder. Başka bir ifadeyle, kristal alanın Bethe kafesinin n sayılı kabukları üzerindeki spinlerin p ve (1-p) ihtimaliyetlerinde rastgele olarak etkileyip etkilemediğini belirler. Bu fonksiyondaki D ise kristal alanın büyüklüğünü ifade eder.

Şimdi kristal alan parametresindeki düzensizliği oluşturmak için, bir önceki kısımda elde etmiş olduğumuz tekrarlarba bağıntıları üzerinden eşitlik 3.16 dağılımını kullanarak bir ortalama alma işlemleri gerçekleştirilmemiz gereklidir.

İlk olarak A alt örgüsü için elde edilen tekrarlarba bağıntılarını kullanalım,

$$\begin{aligned}
 X_A &= \int X_A P(D_i) dD_i = \int X_A p \delta(D_i - D) dD_i + \int X_A (1-p) \delta(D_i) dD_i \\
 Z_A &= \int Z_A P(D_i) dD_i = \int Z_A p \delta(D_i - D) dD_i + \int Z_A (1-p) \delta(D_i) dD_i \\
 Y_A &= \int Y_A P(D_i) dD_i = \int Y_A p \delta(D_i - D) dD_i + \int Y_A (1-p) \delta(D_i) dD_i
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

B alt örgüsü için,

$$\begin{aligned}
 X_B &= \int X_B P(D_i) dD_i = \int X_B p \delta(D_i - D) dD_i + \int X_B (1-p) \delta(D_i) dD_i \\
 Y_B &= \int Y_B P(D_i) dD_i = \int Y_B p \delta(D_i - D) dD_i + \int Y_B (1-p) \delta(D_i) dD_i \\
 Z_B &= \int Z_B P(D_i) dD_i = \int Z_B p \delta(D_i - D) dD_i + \int Z_B (1-p) \delta(D_i) dD_i
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

elde edilir. Artık rastgele kristal alan dağılımlı elde ettiğimiz bu yeni tekrarlarba bağıntıları terimlerinde antiferromanyetik spin-3/2 Ising model için düzen parametreleri alt örgü dipolar momentlerini veya mıknatıslanmalarını elde edebiliriz.

Şimdi alt örgü düzen parametreleri manyetizasyonları M_A ve M_B ifadelerini elde etmek için bu düzen parametrelerinin standart ifadesi,

$$M = \frac{\sum_{\{S_0\}} S_0 P(S_0)}{\sum_{\{S_0\}} P(S_0)} = Z^{-1} \sum_{\{S_0\}} S_0 P(S_0) \tag{3.19}$$

şeklinde. Sistemin bölüşüm fonksiyonu ise eşitlik 3.2, eşitlik 3.3 ve eşitlik 3.6 kullanılarak,

$$Z = \sum_{\{S_0\}} \exp[\beta(-D_i S_0^2 + HS_0)] [g_n(S_0)]^q \quad (3.20)$$

elde edilir. Eşitlik 3.20 ve 3.21 ifadelerinden ise miknatislanma ifadesi,

$$M = Z^{-1} \sum_{\{S_0\}} S_0 \exp[\beta(-D_i S_0^2 + HS_0)] [g_n(S_0)]^q \quad (3.21)$$

bulunur. S_0 ' in mümkün değerleri eşitlik 3.20 ve 3.21 de yerine yazılırsa ve gerekli işlemler yapılırsa, A ve B alt örgü miknatislanmaları tekrarlama bağıntıları terimlerinde,

$$\begin{aligned} M_A &= (3/2e^{[\beta(-9/4D_i+3/2H)]} X_A^q - 3/2e^{[\beta(-9/4D_i-3/2H)]} Y_A^q \\ &\quad + 1/2e^{[\beta(-1/4D_i+1/2H)]} Z_A^q - 1/2e^{[\beta(-1/4D_i-1/2H)]}) / \\ &\quad (e^{[\beta(-9/4D_i+3/2H)]} X_A^q + e^{[\beta(-9/4D_i-3/2H)]} Y_A^q \\ &\quad + e^{[\beta(-1/4D_i+1/2H)]} Z_A^q + e^{[\beta(-1/4D_i-1/2H)]}) \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} M_B &= (3/2e^{[\beta(-9/4D_i+3/2H)]} X_B^q - 3/2e^{[\beta(-9/4D_i-3/2H)]} Y_B^q \\ &\quad + 1/2e^{[\beta(-1/4D_i+1/2H)]} Z_B^q - 1/2e^{[\beta(-1/4D_i-1/2H)]}) / \\ &\quad (e^{[\beta(-9/4D_i+3/2H)]} X_B^q + e^{[\beta(-9/4D_i-3/2H)]} Y_B^q \\ &\quad + e^{[\beta(-1/4D_i+1/2H)]} Z_B^q + e^{[\beta(-1/4D_i-1/2H)]}) \end{aligned} \quad (3.23)$$

elde edilir, Bu lineer olmayan iki denklemin tekrarlama bağıntıları terimlerinde iterasyon metodu kullanılarak çözülmesi neticesinde sistemde meydana gelen kritik davranışlar gözlemlenir.

Bu çalışmada, önce en yakın komşu sayısı $q=3$ ve 4 için modelin alt örgü miknatislanmalarının termal değişimlerini farklı ihtimaliyet değerleri için incelenecek,

daha sonra saf durum için önem arz eden çeşitli kristal alan değerleri için koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 için modelin faz diyagramları (H, T) düzleminde elde edilecektir.



4. MODELİN KRİTİK DAVRANIŞLARI

Bu kısımda, antiferromanyetik spin-3/2 Ising ($J < 0$ olduğu durum) modelin rastgele kristal alan varlığında elde edilen faz diyagramları ve kritik davranışları izah edilecektir. Bir önceki bölümde modelin alt-örgüleri için düzen parametreleri mıknatıslanma denklemleri, elde edildi. Bu denklemler nümerik olarak iterasyon metodu kullanılarak çözülmüştür. Bu çözümler kullanılarak, en yakın komşu sayısı $q=3$ ve 4 için modelin alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimleri ve saf durum için kritik D değerlerinin kafes üzerinde farklı ihtimaliyet dağılımları ($p=0$ ile 1 arasında, 0.1 aralıklarla değişimi) için faz diyagramları (H, T) düzleminde elde edilmiştir.

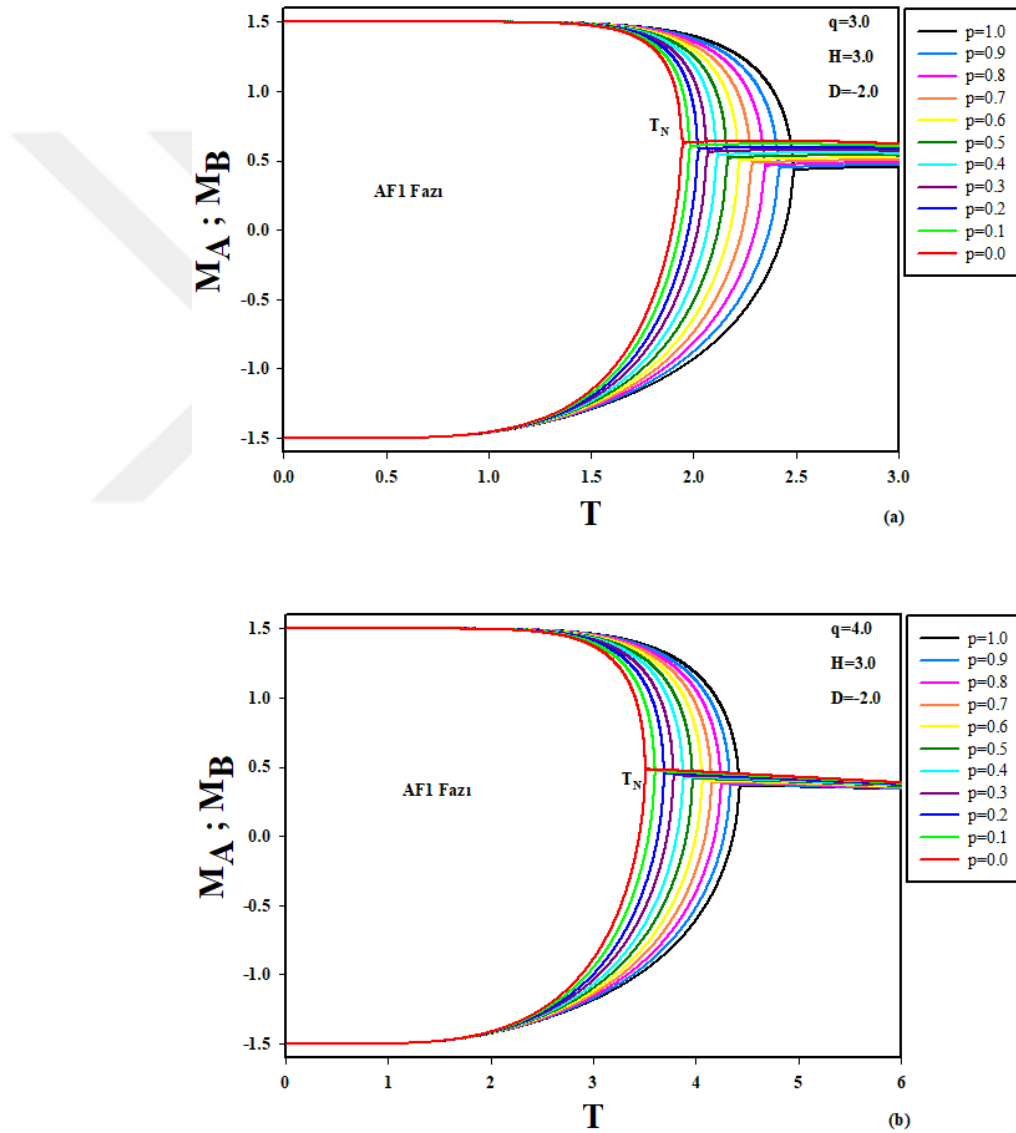
4.1 Modelin Düzen Parametrelerinin Sıcaklıkla Değişimi

Modelin faz diyagramlarının elde edilmesinde düzen parametrelerinin termal davranışları incelemek faz diyagramlarında meydana gelen faz dönüşümlerinin doğasını anlamak için (birinci-mertebe faz dönüşümü veya ikinci-mertebe faz dönüşümü) önemli bir role sahiptir. Alt örgü mıknatıslanmalarının termal değişimleri, kristal alan değerinin farklı ihtimaliyetleri ve koordinasyon sayısı $q=3, 4$ için şekiller 4.1-4.5' te detaylı olarak gösterilmiştir. Bu şekillerde ikinci-mertebe faz dönüşüm sıcaklığı Néel sıcaklığı T_N ile, birinci-mertebe faz dönüşüm sıcaklığı T_I ile gösterilmiştir. Ayrıca kristal alanın dağılım ihtimaliyeti p 'nin farklı değerleri farklı bir renk ile gösterilmiştir. Örneğin $p=0.5$ demek, Bethe kafesinin her bir kabuğu üzerindeki spinlerin % 50 sinin rastgele olarak kristal alandan etkilendiğini ifade etmektedir, yani verilen ihtimaliyete göre rastgele olarak kristal alan ya spinleri etkisi altına alacak veya almayacaktır.

İlk olarak belirtmeliyiz ki, antiferromanyetik spin-3/2 Ising model, kristal alanın, kafes üzerindeki örgü konumlarında bulunan tüm spinlere eşit etki ettiği durum yani saf durum için 4 farklı düzenli faz sergilemektedir. Bu tez çalışmasında incelenen rastgele kristal alan durumu için ise saf durumdan farklı bir faz durumu ortaya çıkmamaktadır. Bu fazlar tüm şekillerde, antiferromanyetik faz ($M_A=+3/2$ ve $M_B=-3/2$ veya $M_A=-3/2$ ve $M_B=+3/2$) AF1 olarak, antiferromanyetik faz ($M_A=+1/2$ ve $M_B=-1/2$ veya $M_A=-1/2$ ve $M_B=+1/2$) AF2 olarak, antiferrimanyetik faz ($M_A=+3/2$ ve $M_B=-1/2$, $M_A=-3/2$ ve

$M_B=+1/2$ veya tam tersi durum) AF3 olarak, son olarak ferrimanyetik faz ($M_A=+3/2$ ve $M_B=+1/2$ veya $M_A=-3/2$ ve $M_B=-1/2$) F olarak kısaltılmıştır. Düzensiz faz, paramanyetik faz ise P ile ifade edilmiştir.

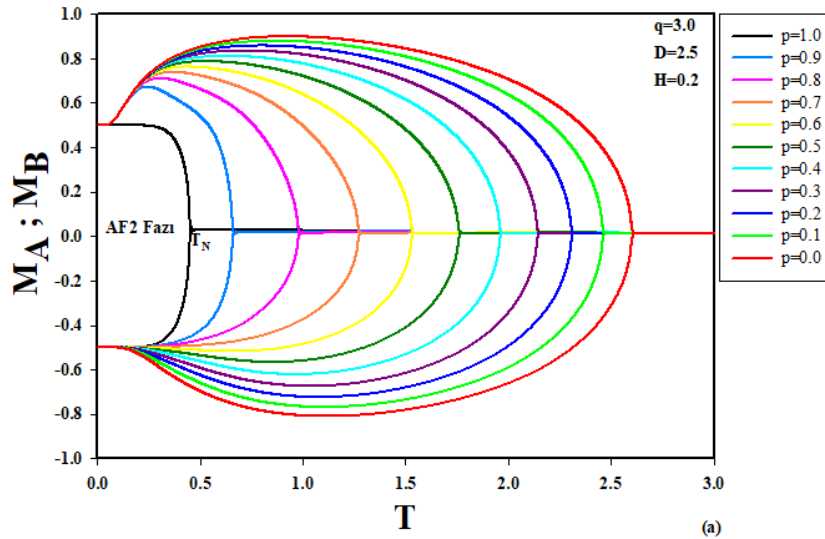
Şekil 4.1 a ve b de, manyetik alan $H=3.0$ ve kristal alanın negatif değeri $D=-2.0$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimlerini farklı p değerleri ile $q=3$ ve 4 için gösterilmiştir.

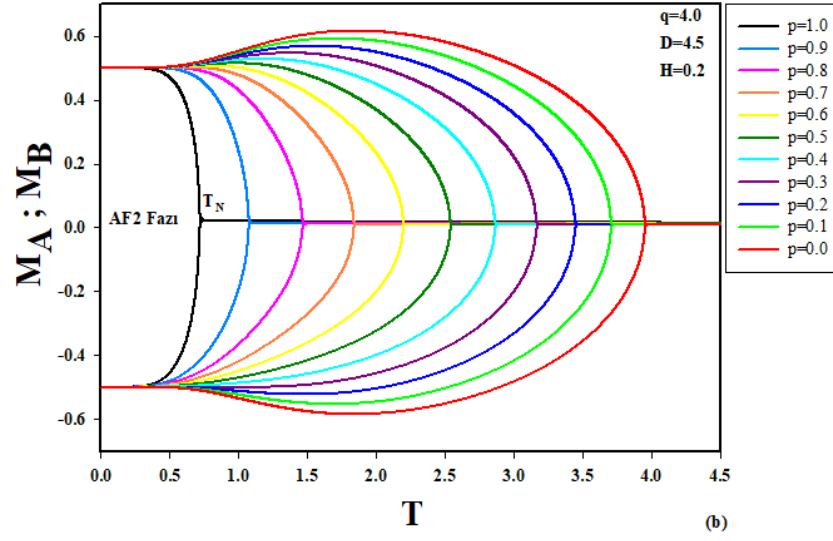


Şekil 4.1. $H=3.0$ ve $D=-2.0$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $q=3$ ve b) $q=4$ için.

Burada $p=1.0$ durumu saf duruma karşılık gelirken, $p=0$ durumu ise, kristal alanın dağılım fonksiyonu denklem 3.16 da görüldüğü üzere kristal alan D 'nin değerinin tüm kafes üzerinde sıfır olduğu duruma karşılık gelir ki bu durumda modelin Hamiltonyeni'nde sadece J ve H değerleri kalır. Alt örgü mıknatıslanmaları mutlak sıfır sıcaklığında yani taban durumunda, $M_A = -3/2$ ve $M_B = +3/2$ değerlerini almaktadır ki bu durum bize AF1 fazını işaret etmektedir. Şekillerden görüldüğü üzere sıcaklık arttıkça alt örgü mıknatıslanmalarının değeri azalmakta ve belirli bir kritik sıcaklıkta ikinci-mertebe faz dönüşüm sıcaklığında (Néel sıcaklığı T_N) birleşmekte ve daha sonra sıcaklığın daha da artmasıyla aynı değerde devam etmektedirler. Bu durum tüm p değerleri için farklı T_N sıcaklıklarında meydana gelmektedir. Şekillerde ihtimaliyet değeri p azaldıkça T_N değerleri azalmakta ve ayrıca $q=3$ ve 4 için T_N sıcaklıkları kıyaslandığında aynı p değerlerinde T_N 'nin $q=4$ için daha büyük değerle sahip olduğu görülmektedir.

Bir diğer faz olan AF2 fazı ise şekil 4.2 a ve b de, $H=0.2$ değeri için, $q=3.0$ $D=2.5$ ve $q=4.0$ $D=4.5$ değerlerinde elde edilmiştir. Alt örgü mıknatıslanmaları bir önceki şekil ile benzer ikinci-mertebe faz dönüşümü sergilemektedirler, fakat farklı olarak, p değerleri azaldıkça T_N değerlerinin arttığı görülmektedir.

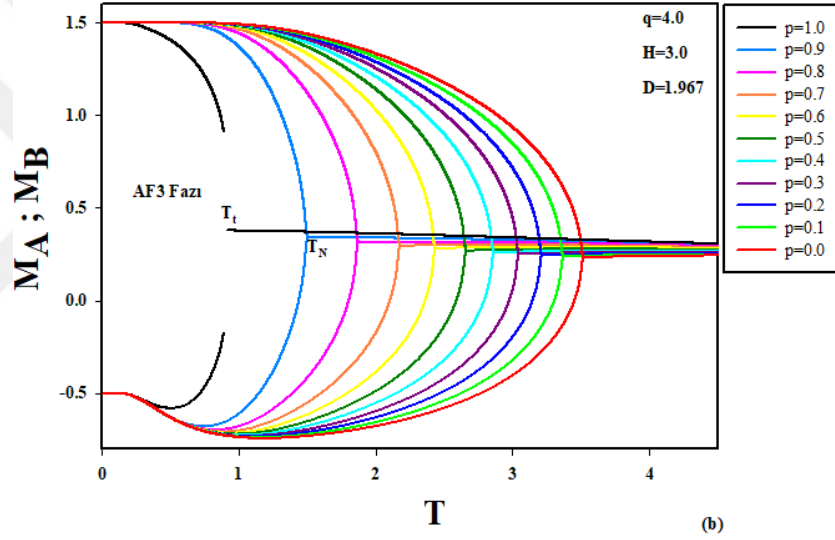
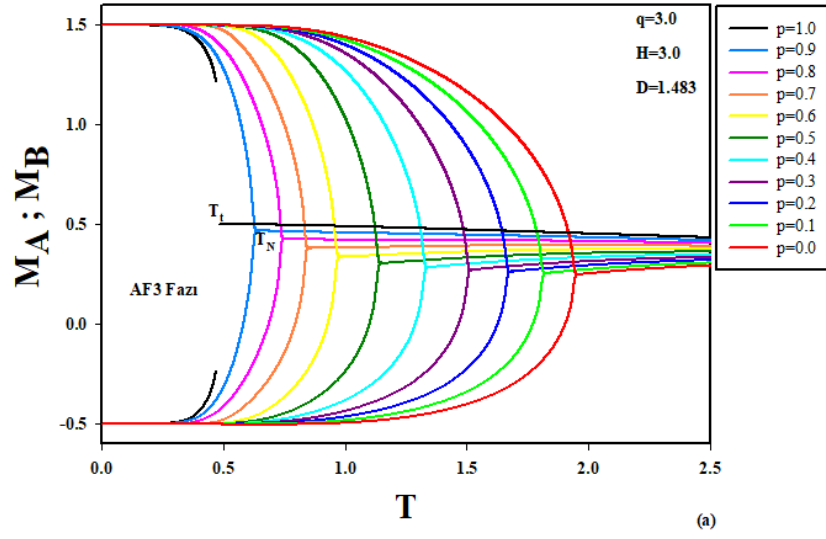




Şekil 4.2. $H=0.2$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $D=2.5$ ve $q=3$ ve b) $D=4.5$ ve $q=4$ için.

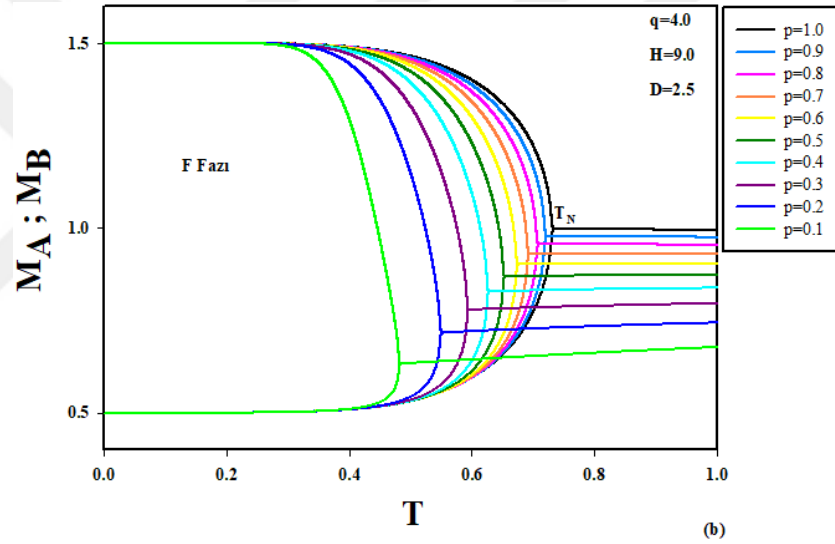
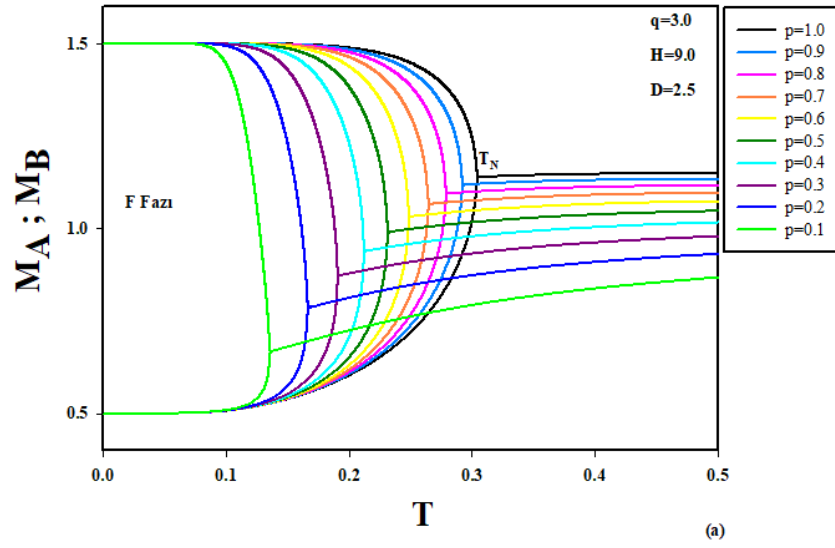
Şekil 4.1 ve 4.2 kıyaslandığı zaman, kristal alanın pozitif değerinde, ihtimaliyet değeri p azaldıkça daha büyük T_N değerleri elde edilirken, kristal alanın negatif değerinde ise p değerleri azaldıkça daha küçük T_N değerleri elde edildiği görülmektedir.

Alt örgü mıknatıslanmalarının sıfır sıcaklıkta farklı değerler aldığı AF3 fazı ise şekil 4.3 a ve b 'de görülmektedir. Ayrıca bu şekilde birinci-mertebe faz dönüşüm sıcaklığı T_t ortaya çıkmaktadır. Öyle ki alt örgü mıknatıslanma eğrilerinden, $p=1.0$ yani saf duruma karşılık gelen eğri, sıfır sıcaklıktaki doyum değerinden sıcaklık artıkça azalmakta ve T_t sıcaklığında bir atlama yaparak süreksizlik sergilemektedir. Bu durum uygun kristal alan değerlerinde $q=3$ ve $q=4$ değerleri için de ortaya çıkmaktadır Bir başka ilginç durum ise, p değerleri azaldıkça birinci-mertebe faz dönüşüm sıcaklığının yerine ikinci-mertebe faz dönüşüm sıcaklığı gelmektedir. Kristal alanın rastgele dağılımı bu duruma neden olmaktadır.



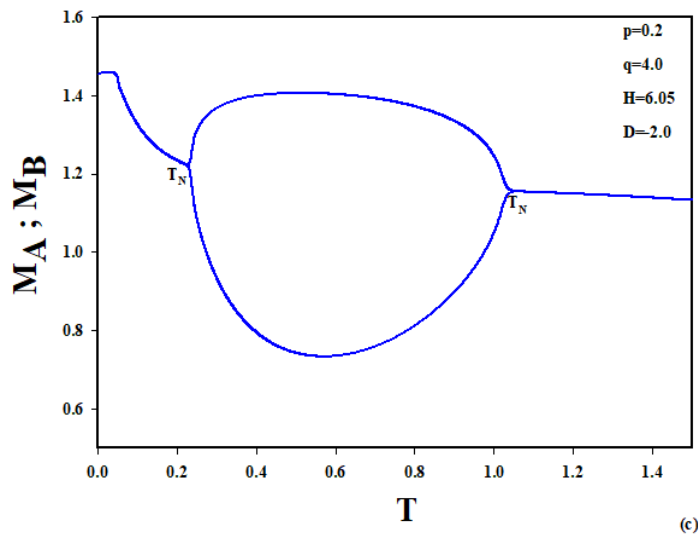
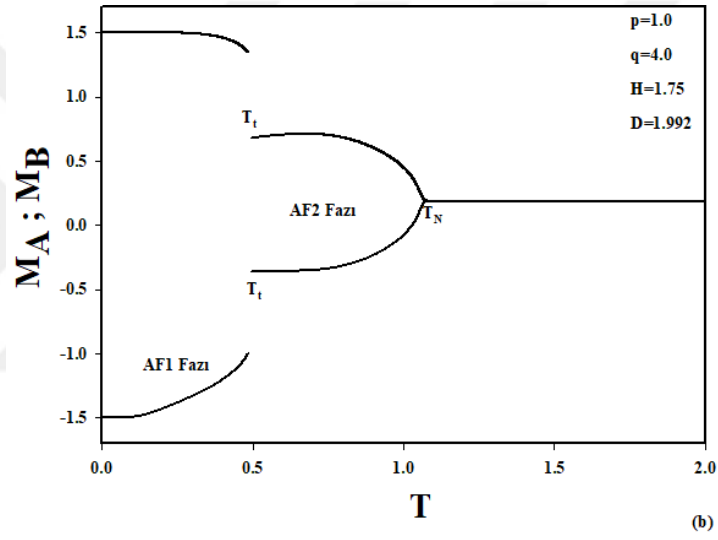
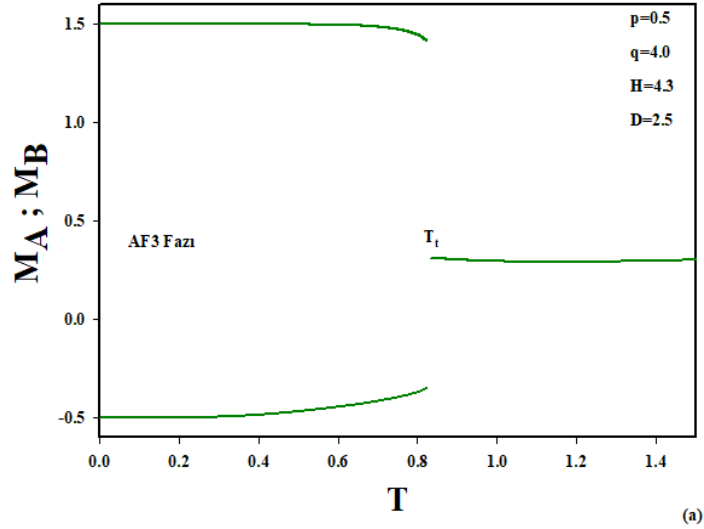
Şekil 4.3. $H=3.0$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi;
a) $D=1.483$ ve $q=3$ ve b) $D=1.967$ ve $q=4$ için.

Bir diğer düzenli faz olan ve yüksek manyetik alan değerlerinde ortaya çıkan ferrimanyetik Faz F, şekiller 4.4 a ve b 'de farklı en yakın koşu sayıları $q=3$ ve 4 için gösterilmiştir.



Şekil 4.4. $H=9.0$ ve $D=2.5$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $q=3$ ve b) $q=4$ için.

Şekillerden görüldüğü gibi alt örgü mıknatıslanmaları p 'nin büyük değerleri için, sıcaklık arttıkça simetrik olarak azalmakta fakat p azaldıkça simetrik değişim kaybolmakta, M_A alt örgü mıknatıslanması, M_B 'li alt örgü mıknatıslanmasından daha az miktarda bir azalmaya sahip olmaktadır. Ayrıca model her iki en yakın komşu sayısı içinde ihtimaliyet değeri $p=0$ durumunda herhangi bir faz dönüşümü vermemektedir. Son olarak, modelde farklı kristal alan ve ihtimaliyet dağılımları için meydana gelen faz dönüşümlerini inceleyelim.



Şekil 4.5. $q=4$ için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimi; a) $D=2.5$, $H=4.3$ b) $D=1.992$, $H=1.75$ ve c) $D=-2.0$, $H=6.05$

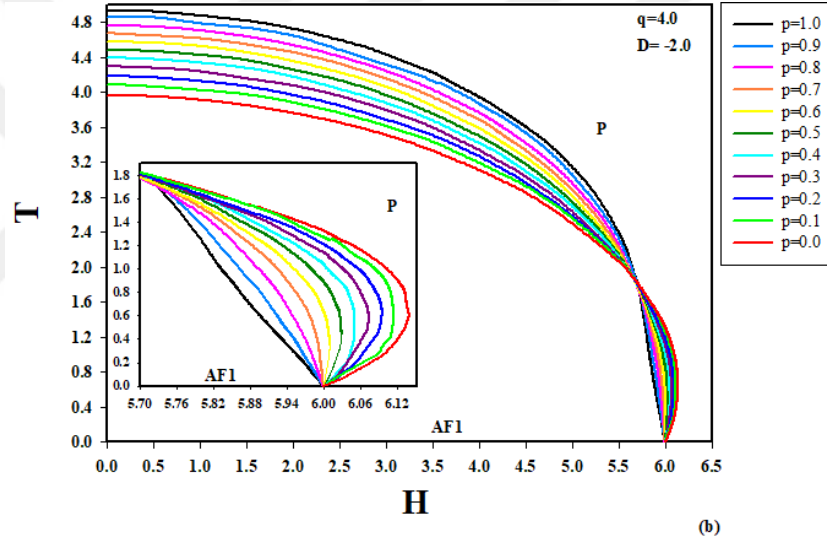
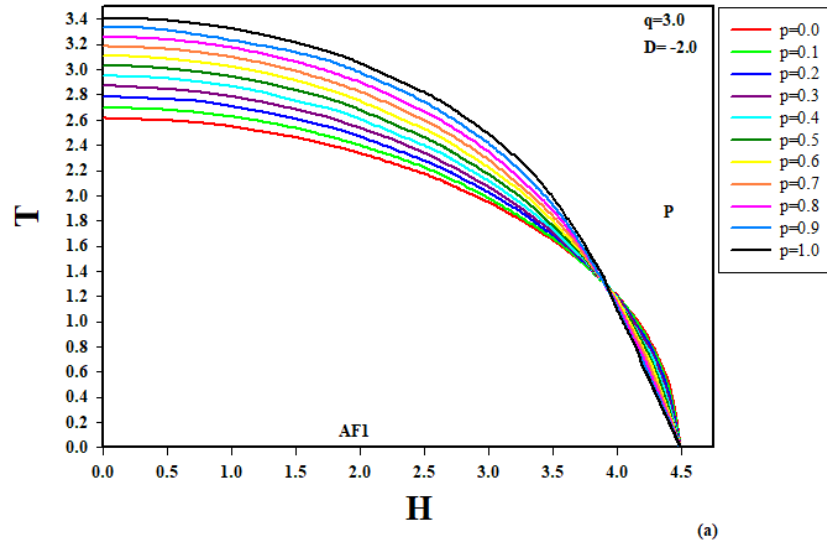
Şekil 4.5 a 'da görüldüğü gibi sıfır sıcaklıkta alt örgü mıknatıslanma eğrilerinin sıcaklık arttıkça değeri azalmakta ve bir T_t sıcaklığında başka bir değere aniden atlamaktadır. Şekilde görüldüğü üzere, düzenli AF3 fazından düzensiz P fazına bir birinci-mertebeden faz dönüşümü gözükmemektedir. Şekil 4.5 b 'de ise AF1 fazından AF2 fazına birinci-mertebe faz dönüşümü ve ayrıca bir tane de AF2 fazından P fazına ikinci-mertebe faz dönüşümü görülmektedir. Son olarak iki adet ikinci-mertebe faz dönüşümü H 'nin çok büyük değerinde şekil 4.5 c 'de görülmektedir.

Bethe kafesi üzerinde antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında çeşitli sistem parametreleri için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimleri incelenmiş olup modelde meydana gelen kritik davranışlar gösterilmiştir.

4.2 Modelin Faz Diyagramları

Bu kısımda, ilgilenilen modelin faz diyagramları çeşitli kristal alan değerleri ve bu etkileşmenin kafes kabukları üzerindeki farklı dağılım ihtimaliyetleri ($p=0.0-1.0$ aralığında 0.1 adım miktarı artışlarla) için (H, T) düzleminde en yakın komşu sayısı $q=3$ ve 4 için verilecektir. Modelin saf durumu için daha önce yapılan çalışmalarda (Bekhechi and Benyoussef 1997, Ekiz 2004 a, b, Keskin et al. 2006) elde edilmiş faz diyagramlarının incelenmesi neticesinde, model için kritik öneme sahip kristal alan değerleri tespit edilmiş olup ve bu değerler ile modelin karakteristik faz diyagramları elde edilmiştir. Bizim amacımız ise bu kritik değerlerin rastgele hale getirilmesi neticesinde modelin karakteristik faz diyagramlarının nasıl etkilendiği sorusuna cevap aramaktır. Faz diyagramlarımızda sürekli çizgiler ikinci-mertebe faz dönüşümü ifade ederken, kesikli çizgiler ise birinci-mertebe faz dönüşümünü ifade etmektedir. Her bir ihtimaliyet değeri farklı renkler ile belirtilmiştir. Ayrıca kritik noktalar T üçlü kritik noktayı, B çift kritik noktayı, E kritik son noktayı, içi boş daire ise yalıtılmış son noktayı ifade etmektedir.

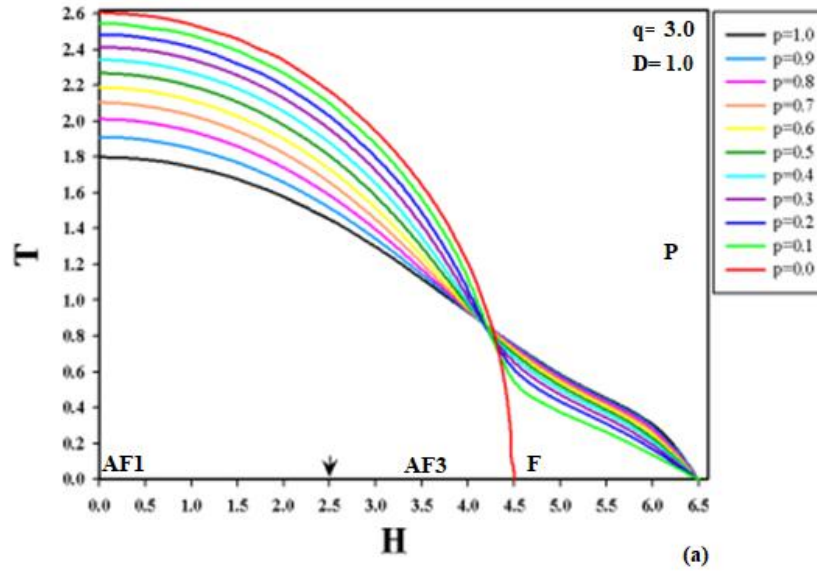
Modelimizdeki ilk faz diyagramı, saf durumda kristal alanın $D=-2.0$ olduğu kritik değeri için şekil 4.6 a ve b 'de yer verilmiştir.

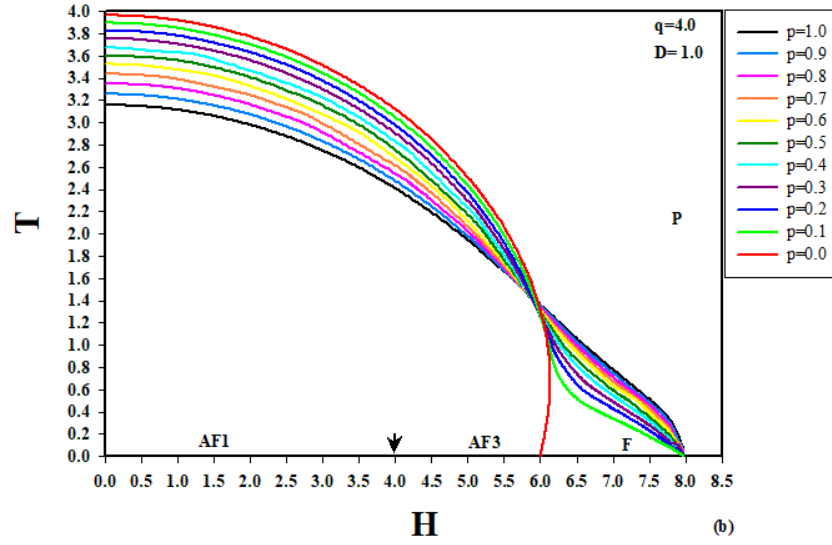


Şekil 4.6. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $D=-2.0$ değeri için (H,T) düzleminde faz diyagramları; en yakın komşu dayısı a) $q=3$ ve b) $q=4$ değerleri için.

Her iki en yakın komşu durumu için, düzenli AF1 fazından düzensiz P fazının tüm ihtimaliyet değerleri için sadece ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrılmaktadır. Bu kritik çizgilerin $H=0.0$ değerinde daha büyük p değerleri için daha büyük kritik sıcaklıklardan başladığını ve manyetik alanın değeri arttıkça yumuşak bir şekilde azalarak tüm p değerlerinde, $q=3$ için $H= 3.90$ civarında aynı sıcaklık $T=1.382$ değerinde, $q=4$ için ise $H=5.7$ civarında aynı sıcaklık $T=1.829$ değerinde buluştukları ve daha sonra ise manyetik alanın bu kritik değeri daha da artıkça, büyük p değeri için daha çabuk bir şekilde sıfır sıcaklık kritik noktasına, saf durumda ki ile aynı olan (Bakchich

et al. 1994, Bekhechi and Benyoussef 1997, Ekiz 2004.a,b, Keskin et al. 2006) $q=3$ için $H= 4.5$ ve $q=4$ için $H= 6.0$ değerlerine, ulaşmaktadırlar. Ayrıca, $q=4$ değeri için $p \leq 0.6$ değerleri için, ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri manyetik alanın kritik değeri ve sıfır sıcaklık kritik noktası arasında küçük bir bölgede re-entrant davranış sergilemektedir. Bethe kafesinde saf durum için elde edilen sonuçlar (Ekiz 2004.a) ile rastgele durum kıyaslandığında, saf durumda $p=1.0$ durumu, Bethe kafesinde $D=-2.0$ değerinde $q=3$ ve $q=4$ için bu ilginç olay mevcut değilken, rastgele durum için ise bu ilgi çekici özellik ortaya çıkmıştır. Burada şunu belirtmeliyiz ki $q=3$ ve $q=4$ için tüm negatif kristal alan değerlerinde model benzer faz diyagramları sergilemektedir. Bir diğer faz diyagramımız ise $D=1.0$ kritik değeri için, farklı ihtimaliyet değerlerinde hem $q=3$ hem de $q=4$ için elde edilmiştir.



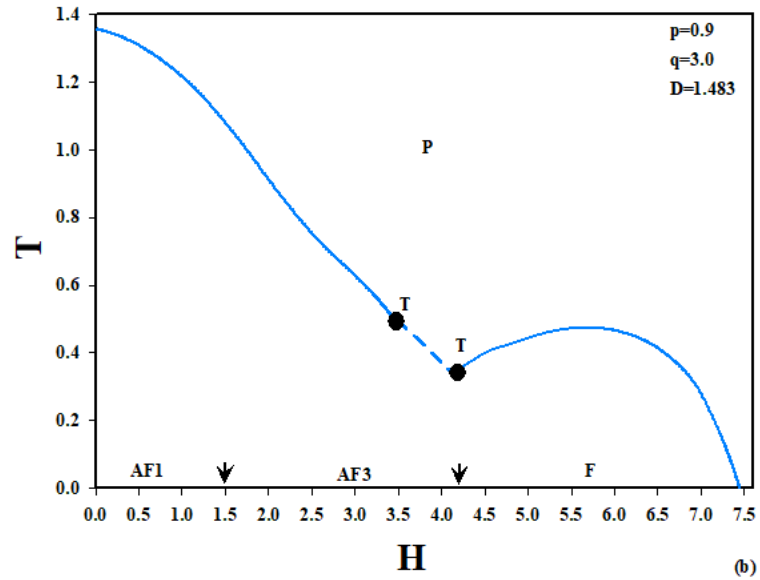
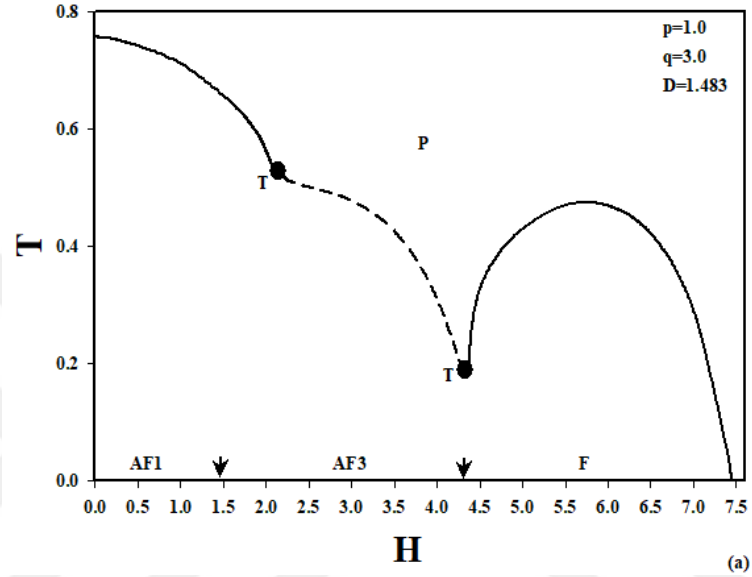


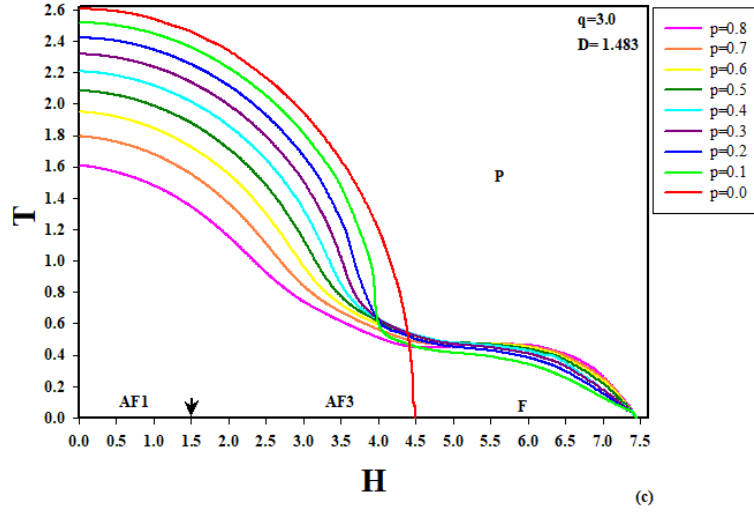
Şekil 4.7. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $D=1.0$ değeri için (H,T) düzleminde faz diyagramları; en yakın komşu sayısı a) $q=3$ ve b) $q=4$ değerleri için.

İkinci- mertebe faz dönüşüm çizgilerinin kristal alanın negatif değerinde ki davranışın bir benzeri bu şekilde de ortaya çıkmaktadır. Düzenli fazlar düzensiz fazlardan sadece ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrılmakta fakat kristal alanın negatif değerleri için elde edilen grafiklerden farklı olarak bu şekillerde iki farklı düzenli faz AF3 ve F fazları ortaya çıkmaktadır. Şekillerdeki sıfır sıcaklıktaki küçük ok, bu düzenli fazların birbirinden ayrıldığı manyetik alan değerini göstermektedir ki $q=4$ için bu değerlerin $q=3$ için olan değerlerden daha büyük olduğu gözükmemektedir. Bu noktalar için saf durum ve rastgele durum için herhangi bir değişme söz konusu değildir. Ayrıca negatif kristal alan durumundan bir diğer fark ise, ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgilerinin sıfır manyetik alandaki başlangıç sıcaklıkları küçük p değerleri için daha büyük değerler almaktadır. $P=0.0$ durumunda ise, model $q=4$ için $H=6.0$, $q=3$ için $H=4.5$ değerinden daha yüksek manyetik alan değerlerinde herhangi bir faz dönüşümü sergilememektedir.

Kristal alanın pozitif değerini arttırdıkça özellikle $q=3$ için 1.5 civarında ve $q=4$ için 2.0 civarında model saf durumda ve rastgele durumda ilginç özellikler vermeye başlamaktadır.

Şimdi $q=3$ için kritik bir değer olan $D=1.483$ ve $q=4$ için ise kritik bir değer olan $D=1.992$ değerlerinde saf durum için elde edilen faz diyagramlarını, rastgele kristal alan varlığında verelim. İlk olarak $q=3$ için $D=1.483$ değerinde farklı ihtimaliyet durumları için elde ettiğimiz grafikleri, $p=0.1$ için şekil 4.8 a, $p=0.9$ için şekil 4.8 b, $p=0.8-0.0$ aralığı için ise şekil 4.8 c 'de gösterelim.

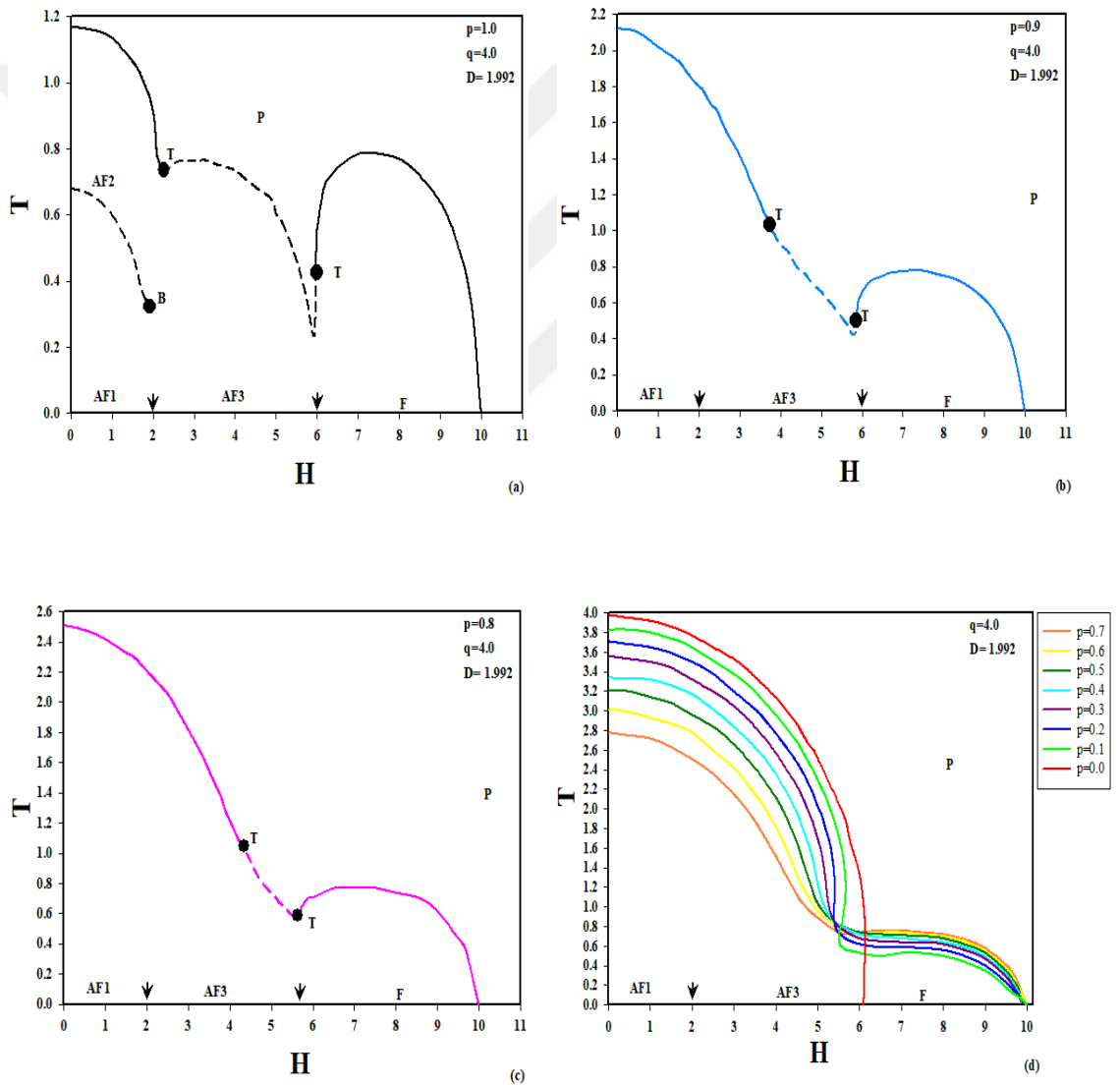




Şekil 4.8. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=3$ için $D=1.483$ değerinde (H, T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$ ve c) $p=0.8-0.0$ aralığı için.

$P=1.0$ durumu (Ekiz 2004.a) ve $p=0.9$ durumunda benzer davranışlar görülmekte, her iki durumda manyetik alanın yüksek değerlerinde AF3 düzenli fazı düzensiz fazdan birinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrılmakta iken düşük manyetik alan değerlerinde ise sadece AF1 düzenli fazı düzensiz fazdan ikinci- mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrılmaktadır. Saf durum $p=1.0$ ile $p=0.9$ kıyaslandığı zaman ise ikinci mertebe faz dönüşüm çizgileri ile birinci mertebe faz dönüşüm çizgilerinin birleştiği iki adet üçlü kritik noktanın (T) ilki, $p=1.0$ için $H=2.2$ ve $T=0.528$ (Ekiz 2004.a), $p=0.9$ için ise $H=3.47$ ve $T=0.459$ değerlerinde ortaya çıktığı, ikincisinin ise $p=1.0$ için $H=4.35$ ve $T=0.184$ (Ekiz 2004.a) $p=0.9$ için ise $H=4.15$ ve $T=0.336$ değerlerinde ortaya çıktığı görülmektedir. İhtimaliyet azaldıkça birinci mertebe faz dönüşüm çizgisinin daha küçük bir bölge de ortaya çıktığı ve $p=0.8$ den itibaren ise yerini ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgisine bıraktığı görülmüştür. Ayrıca şekil 4. c 'de görüldüğü üzere sıfır sıcaklık kritik nokta değeri daha önce verilen $D=1.0$ değerindeki noktadan daha büyük bir değere sahiptir. Kristal alanın Bethe kafes kabukları üzerinde dağılımını rastgele hale getirmek faz dönüşüm çizgilerinin doğasını değiştirdiğini görmekteyiz. Manyetik alan ve kristal alan arasındaki sıkı rekabetin spinlerin yönelimini önemli ölçüde etkilediğini söyleyebiliriz.

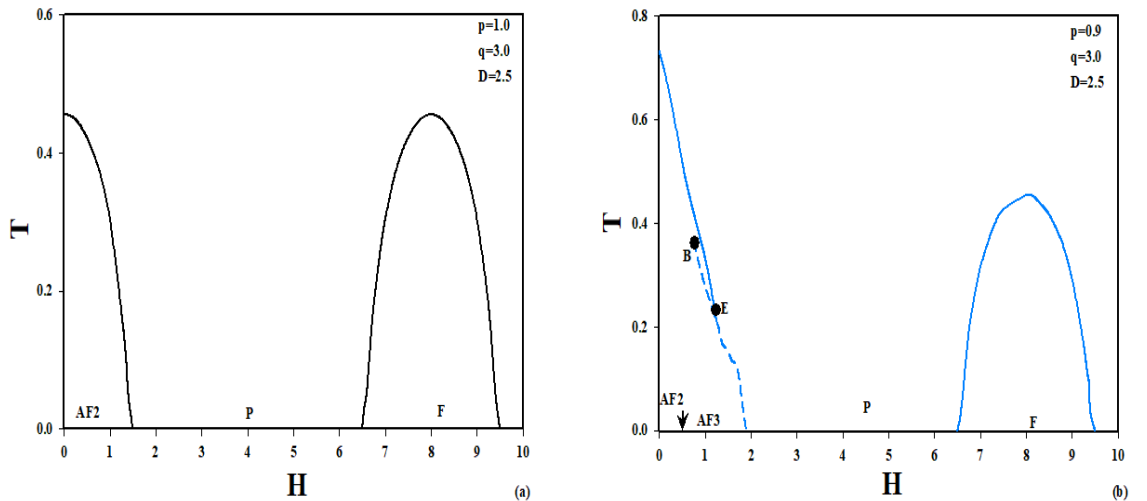
Yukarıdaki davranışlara benzer davranış bir diğer kritik değer olan $D=1.967$ değeri için, saf durumda $q=4$ için faz diyagramı elde edilen (Ekiz 2004 a) durum içinde, p değerlerini azaldıkça faz dönüşüm çizgisinin doğasının değiştiğini gözlemledik. Saf durum için ve iki boyutlu kare kafes için MC simülasyonu metodu kullanılarak (Bekhechi and Benyoussef 1997) yapılan başka bir çalışmada ise elde edilen $D=1.992$ değerinde benzer durumlardan bahsedilmiştir. Aynı kristal alan değerinde Bethe kafesinde en yakın komşu sayısı $q=4$ için rastgele durumda modelin kritik davranışlarında nasıl değişiklikler olduğu şekil 4.9 a-c 'de gösterilmiştir.

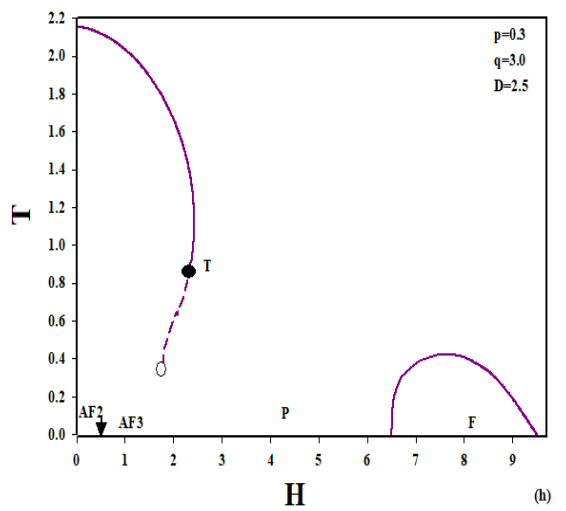
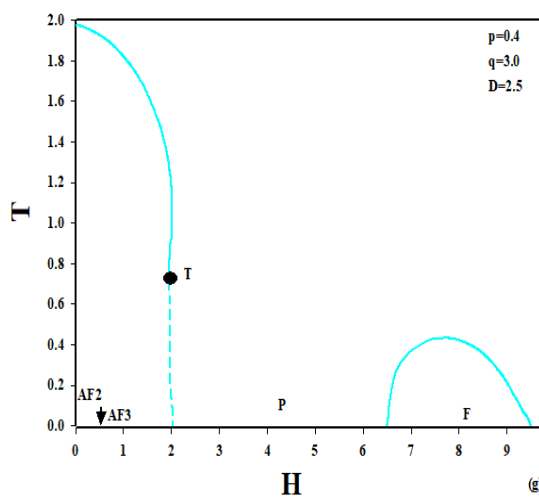
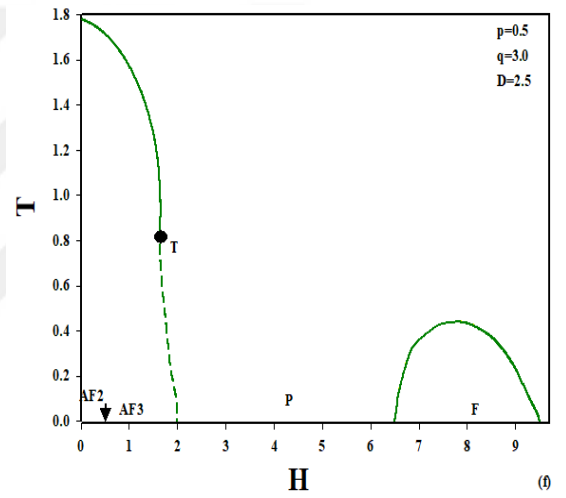
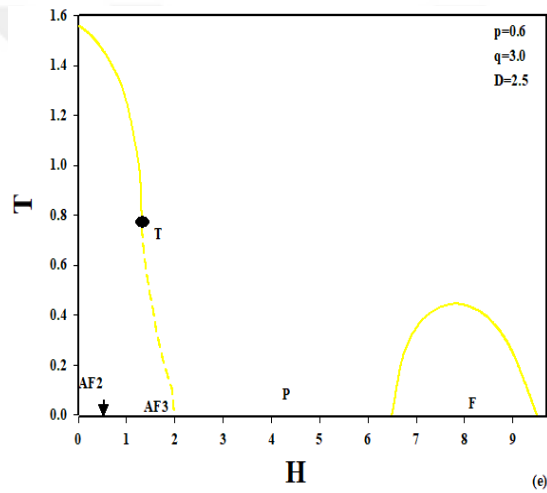
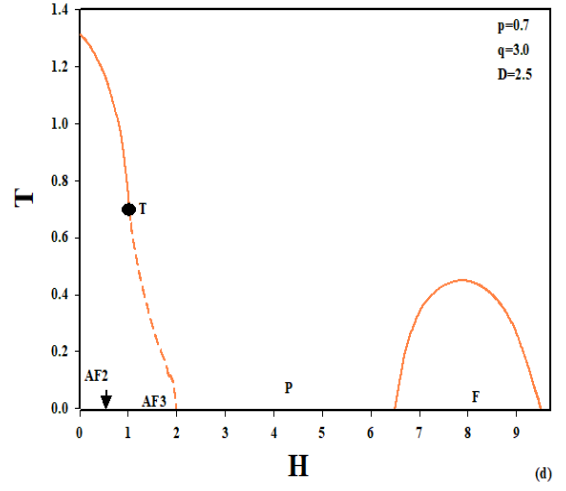
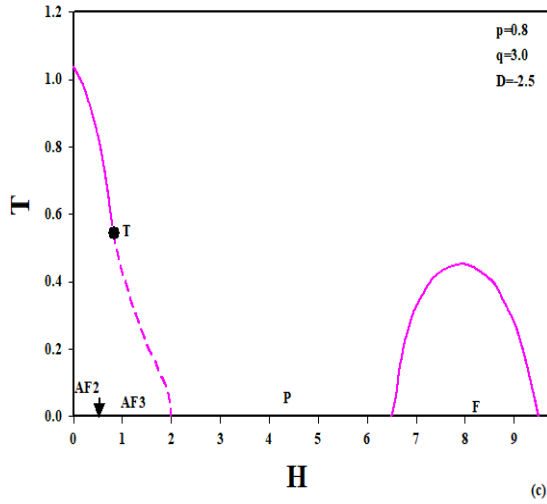


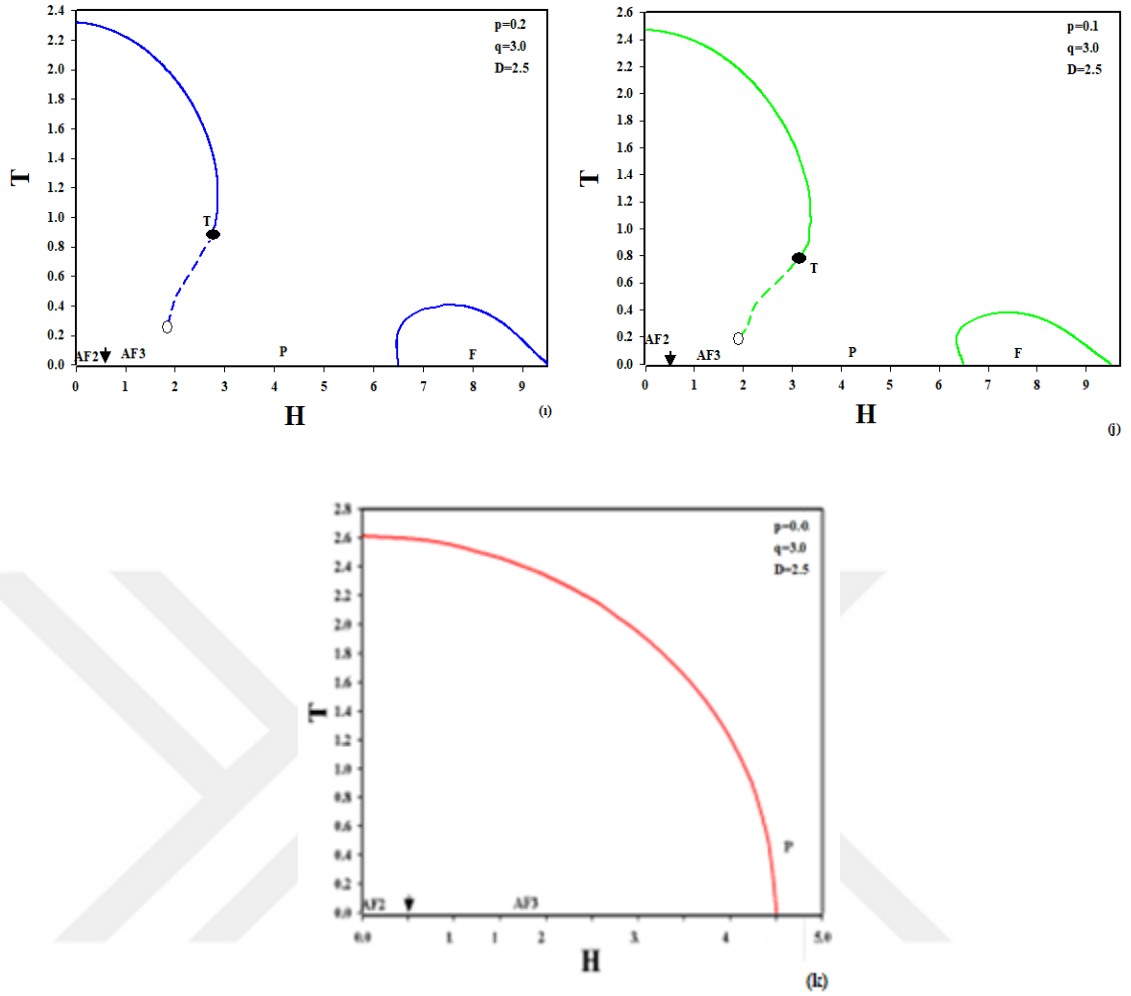
Şekil 4.9. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=4.0$ için $D=1.992$ değerinde (H, T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$ ve c) $p=0.8$ ve d) $p=0.7-0.0$ aralığı için.

Şekillerden görüldüğü üzere $p=1.0$ saf durum için iki tane üçlü kritik nokta ve bir tane çift kritik nokta elde edilmiştir. MC simülasyonu metodu (Bekhechi and Benyoussef 1997) ile elde edilen şekil 7 ile Bethe kafesinde elde edilen şekil 4.9 'a benzer sonuçlar vermektedir fakat düşük manyetik alan bölgesinde düşük sıcaklıklarda AF1 fazından AF2 fazı birinci-mertebe faz dönüşümü çizgisi ile ayrılmaktadır. Bu kritik çizgi bir çift kritik noktada (B) son bulmakta iken MC simülasyonu sonucunda elde edilen modelin faz diyagramında bu durum mevcut değildir. Bu uyumsuzluğun nedeni ise düşük manyetik alan bölgesinde MC simülasyonundaki güçlü sonlu-ölçek etkileri ile açıklanabilir. Bir diğer çalışma $p=1.0$ 'a karşılık gelen MFA (Keskin et al. 2006) ile elde edilen şekil 1.d 'deki sonuçlarda ise $D=1.98$ değeri için düşük manyetik alan bölgesinde Bethe kafesi ile aynı sonucu vermiştir. İhtimaliyet dağılımı p 'nin değerinin azalmasıyla bu birinci-mertebe faz dönüşümü çizgisi $p=0.9$ 'da kaybolmaktadır. Ayrıca birinci-mertebe faz dönüşüm çizgisinin ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile birleşim noktasında ortaya çıkan iki adet üçlü kritik nokta p 'nin azalmasıyla birbirine yaklaşmakta ve $p=0.7$ 'den itibaren kaybolmaktadır. Birinci-mertebe faz dönüşüm çizgisi yerini ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgisine bırakmaktadır. Tekrar p 'nin küçük değerlerinden itibaren yüksek manyetik alan bölgesinde re-entrant davranış gözlemlenmektedir.

Son faz diyagramları ise daha büyük kritik kristal alan değeri $D=2.5$ için farklı ihtimaliyet değerlerinde $q=3$ için şekiller 4.10 a-k 'de verilirken $q=4$ için şekiller 4.11 a-k 'de verilmiştir





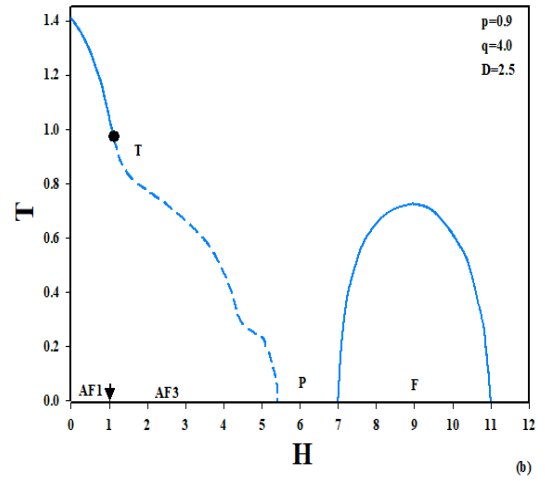
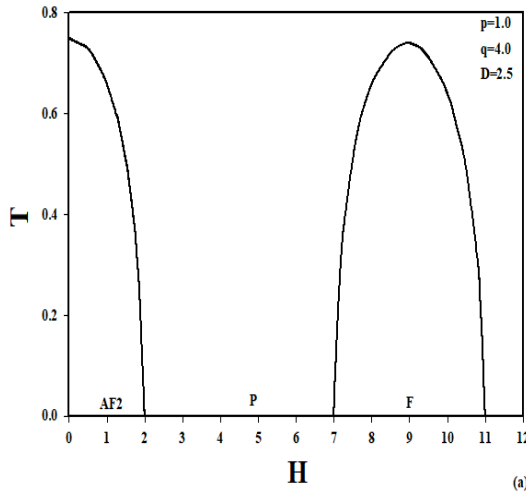


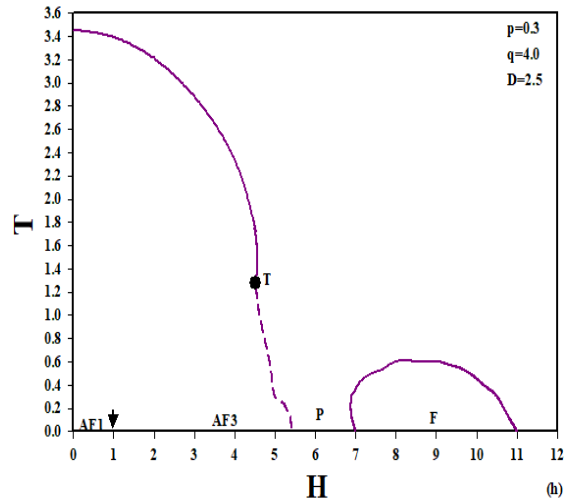
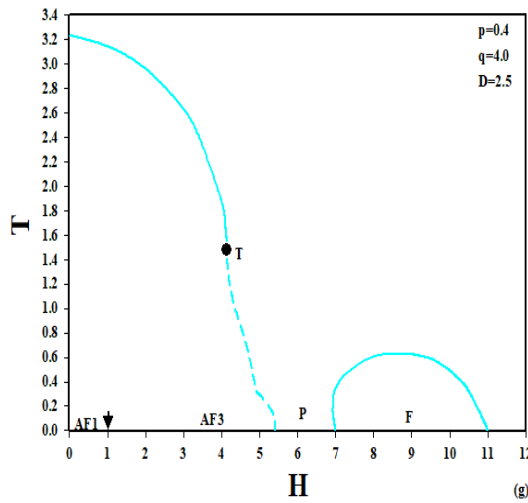
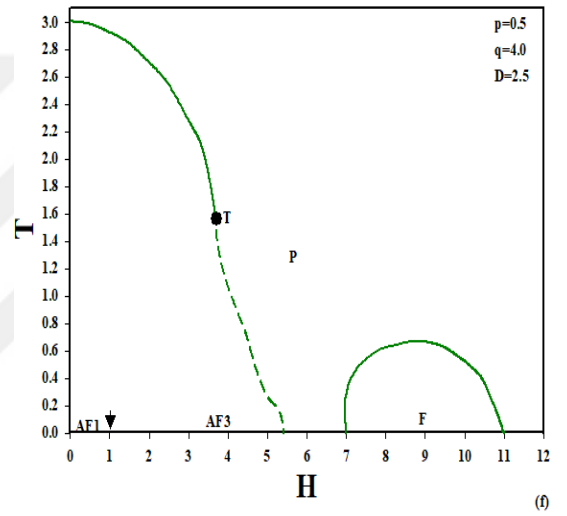
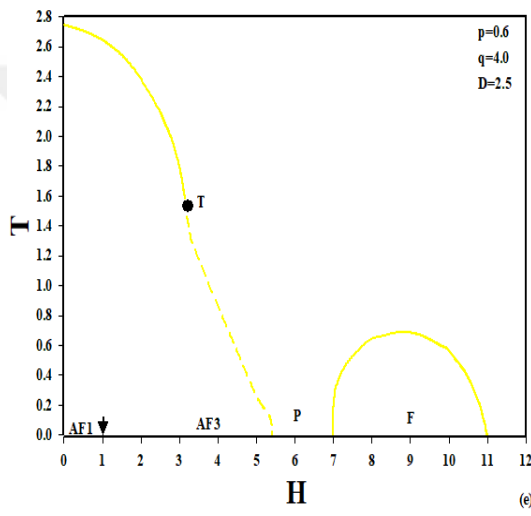
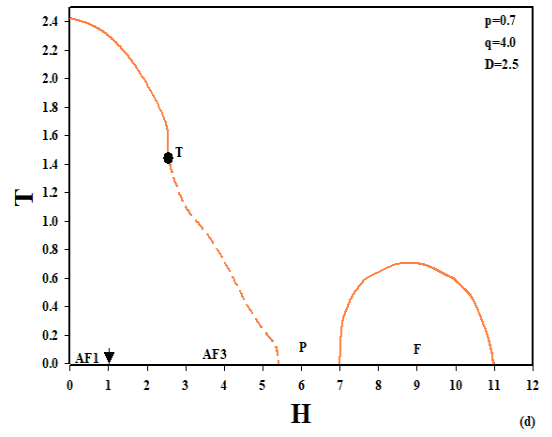
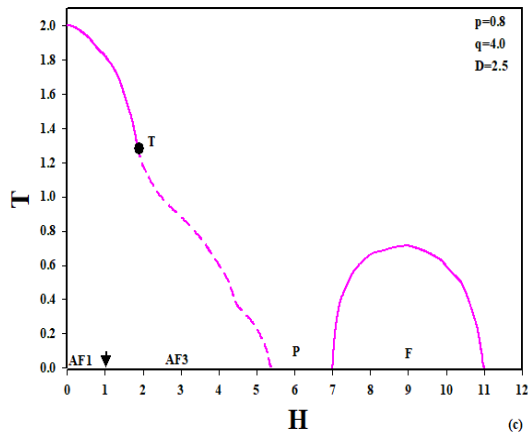
Şekil 4.10. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=3.0$ için $D=2.5$ değerinde (H, T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$, b) $p=0.9$, c) $p=0.8$, d) $p=0.7$, e) $p=0.6$, f) $p=0.5$, g) $p=0.4$, h) $p=0.3$, ı) $p=0.2$, j) $p=0.1$ ve k) $p=0.0$.

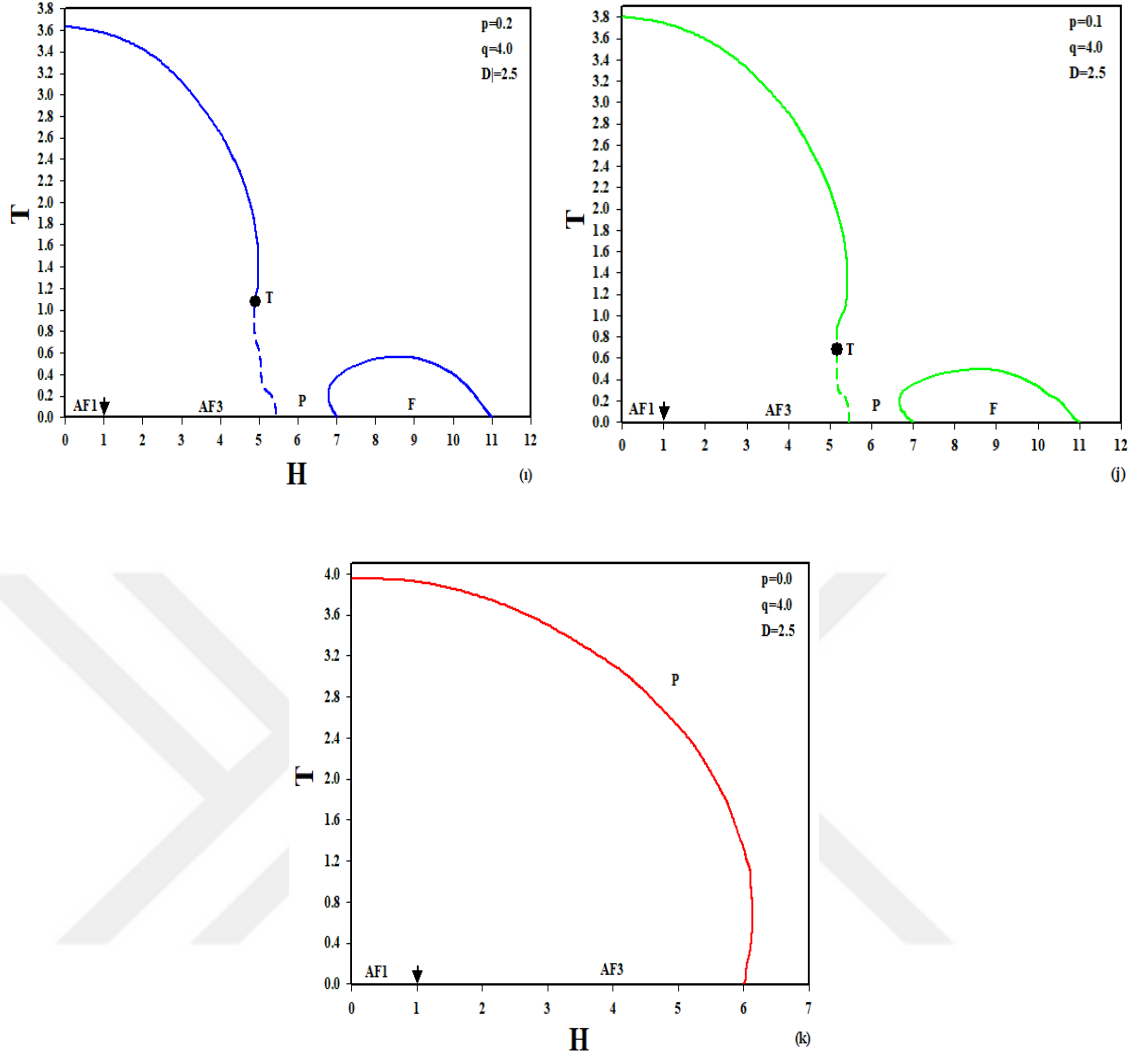
$q=3$ için saf durumda model düşük ve yüksek manyetik alan bölgesinde ikinci-mertebe faz dönüşümü çizgisi iki blok halinde ortaya çıkmakta ve düzenli AF2 ve F fazının düzensiz P fazından ayırmaktadır. Fakat kristal alanın ihtimaliyet değerleri $p=0.9$ 'dan itibaren ise kritik çizgilerinde farklı özellikler meydana gelmekte bu durum şekil 4.10 b-k arasında görülmektedir. $p=0.9$ ihtimaliyetinde üçlü kritik noktanın (T), çift kritik noktaya (B) ve kritik son noktaya (E) ayrıştığını görmekteyiz, bu olay saf durumda Bethe kafesi için yüksek koordinasyon sayısı $q=6$ için (Ekiz 2004.b) ve MFA çalışmasında (Keskin et al. 2006) $q=4$ için ortaya çıkmaktadır. Daha sonra p değerleri azaldıkça E ve B kritik noktalar kaybolmakta ve ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri

ile birinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri birleşerek T kritik noktalarını meydana getirmektedir. Bu kritik noktaların yerleri p azaldıkça daha yüksek sıcaklıklarda ve daha yüksek manyetik alan değerlerinde olmaktadır. Birinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri, p=0.8 ile p=0.4 aralığında H=2.0 civarında sıfır sıcaklığa ulaşmakta iken, p=0.3 'ten itibaren artık belirli bir yalıtılmış son noktada sona ermektedir. Şekillerde bu yalıtılmış son nokta içi boş daireler ile gösterilmiştir. Bu durum, kristal alan varlığında ferromanyetik / antiferromanyetik iki tabakalı Bethe kafesi üzerinde spin-3/2 Ising modelin faz diyagramlarında ortaya çıkan durumla benzerdir (Albayrak et al. 2010). Kristal alanın farklı ihtimaliyet değerleri için yüksek manyetik alan bölgesinde ki ikinci-mertebe faz dönüşümleri tarafından oluşturulan blokta ise herhangi bir değişiklik gözlemlenmemiştir.

Şekiller 4.11 a-k ile bir önceki şekiller 4.10 a-k kıyaslandığı zaman q=3 için p=0.9 değerinde meydana gelen üçlü kritik noktanın ayrışması, q=4 için gözlemlenmemiştir. Bunun sebebi, q=4 için saf durumda düşük manyetik alan bölgesindeki ilk blokta yer alan AF2 düzenli fazın, p=0.9 durumunda düşük manyetik alan bölgesinde yerini AF1 düzenli fazına bırakması olarak açıklayabiliriz.







Şekil 4.11. Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin rastgele kristal alan varlığında $q=4.0$ için $D=2.5$ değerinde (H, T) düzleminde faz diyagramları; a) $p=1.0$ b) $p=0.9$, c) $p=0.8$, d) $p=0.7$, e) $p=0.6$, f) $p=0.5$, g) $p=0.4$, h) $p=0.3$, i) $p=0.2$, j) $p=0.1$ ve k) $p=0.0$.

Şekillerden görüldüğü üzere düşük manyetik bölgesinde AF1 fazı ile düzensiz faz birbirinden ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrılırken, manyetik alan değeri arttıkça AF3 fazı ile düzensiz faz birbirinden birinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri ile ayrılmaktadır ve bu faz dönüşüm çizgileri üçlü kritik noktada birleşmektedirler. İhtimaliyet değerleri p azaldıkça, üçlü kritik noktaların sıcaklık değeri $p=0.4$ değerine kadar artmakta, daha sonra ise p 'nin daha küçük değerleri için daha düşük sıcaklıklarda meydana gelmektedir. $p=0.3$ 'ten itibaren üçlü kritik nokta civarında ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri küçük bir bölgede re-entrant davranış sergilemekte, dolayısıyla düşük

ihtimaliyet değerlerinde üçlü kritik noktalar daha düşük sıcaklık bölgelerinde ortaya çıkmaktadır. Ayrıca grafiklerin sağ tarafındaki bloklarda da $p=0.4$ 'ten itibaren re-entrant davranış gözlemlenmiştir.



5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Sonuç olarak antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelinin kritik davranışları rastgele kristal alan varlığında Bethe kafesi üzerinde tam tekrarlamaya bağıntıları kullanılarak koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 için kapsamlıca incelenmiş oldu. Öncelikle Antiferromanyetik spin-3/2 Ising modeli hakkında gerekli bilgiler ve bu model üzerine şimdiye kadar yapılan çalışmalar verildi. Üçüncü bölümde ise sistemin bölüşüm fonksiyonu, alt-örgü manyetizasyonları ifadelerinin elde edilmesi için gerekli olan tekrarlamaya bağıntıları elde edildi, daha sonra da kristal alanın rastgele hale getirilmesi işleminin nasıl yapıldığı hakkında bilgiler verildi. Elde edilen tekrarlamaya bağıntıları ve düzen parametrelerinin nümerik olarak iterasyon yoluyla çözülmesiyle modelin düzen parametrelerinin termal değişimleri elde edildi. Faz dönüşümlerinin doğasını anlamak için bu diyagramlar kullanıldı. Modelin saf durumunda yani $p=1.0$ 'a karşılık gelen durum için daha önce yapılmış çalışmalardan elde edilen kritik kristal alan değerleri kullanılarak modelin mümkün faz diyagramları (H, T) düzleminde farklı ihtimaliyet ($p=1.0$ ile 0.0 aralığında) değerlerinde en yakın komşu sayısı $q=3$ ve 4 için elde edildi. Daha önce saf durum ile yapılan çalışmalarda meydana gelen kritik davranışların, rastgele durumdan nasıl etkilendiği sorusuna cevaplar aranmıştır. Şimdi kısaca tez çalışmasında elde edilen sonuçları maddeler halinde verelim.

i-Kristal alanın negatif değerlerinde ($D \leq 0.0$) model tüm ihtimaliyet değerlerinde, tıpkı saf durumda olduğu gibi sadece ikinci-mertebe faz dönüşümü vermektedir. Bu bilinen bir sonuçtur, çünkü kristal alan pozitif olduğunda J ve H ile arasında bir yarış söz konusu olur aksi takdirde bu yarış mümkün değildir. Bu durum koordinasyon sayısı $q=3$ ve $q=4$ için değişmemiştir.

ii-Kristal alanın, koordinasyon sayısı $q=3.0$ için $1.0 \leq D \leq 1.5$ aralığında ve $q=4.0$ değeri için $1.0 \leq D \leq 2.0$ aralığında kristal alanın rastgele hale getirilmesi ile modelde meydana gelen birinci-mertebe faz dönüşüm çizgilerinin ihtimaliyet değerleri azaldıkça yerini ikinci-mertebe faz dönüşüm çizgilerine bırakmıştır. Dolayısıyla saf durumda meydana gelen iki adet üçlü kritik nokta ve çift kritik nokta kristal alanın rastgele hale getirilmesi ile kaybolmuştur.

iii-Yine saf durumda Bethe kafesinde $q=3$ ve $q=4$ için herhangi bir re-entrant davranış gözlemlenmez iken, rastgele durumda çeşitli sistem parametreleri için bu ilginç davranış gözlemlenmiştir.

iv- $q=3$ için kristal alanın daha yüksek pozitif değerlerinde ($D=2.5$) ise sistemde ilgi çekici kritik davranışlar gözlemlenmiştir. Özellikle $q=3$ için rastgele durumda, modelin saf durum $q=6$ için meydana gelen üçlü kritik noktanın, çift kritik noktaya (B) ve kritik son noktaya (E) ayrışması olayı meydana gelmiştir. Ayrıca $q=3$ için birinci-mertebe faz dönüşüm çizgileri yalıtılmış kritik noktada son bulmaktadır.

v- Kristal alanın rastgele hale getirilmesi, saf durumda modelde ortaya çıkan taban durumu faz konfigürasyonlarına ilave yeni bir faz konfigürasyonu ortaya çıkarmamıştır.

vi- Aynı parametreler için modelde meydana gelen tüm kritik faz dönüşüm çizgileri daha yüksek koordinasyon sayısı için daha yüksek manyetik alanlarda ve daha yüksek sıcaklıklarda meydana gelmiştir.

Bu tez çalışmasında antiferromanyetik spin-3/2 Ising modelin faz diyagramlarının, rastgele kristal alanın varlığından nasıl etkilendiği sorusuna cevaplar aranmıştır. Elde edilen sonuçlar umarız ki bu alanda araştırma yapan araştırmacılara yol gösterici olur.

KAYNAKLAR

- Albayrak, E., Keskin, M. 2000. The Spin-3/2 Blume-Capel Model on the Bethe Lattice Using the Recursion Method. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 218; 121-127.
- Albayrak, E., Keskin, M., Özsoy, O. 2001. Statistical Mechanics of the Spin-3/2 Blume-Capel Model on Bethe Lattice Using The Recursion Method. *Physica A*, 304; 443-460.
- Albayrak, E., Yiğit, A., Cengiz, T. 2010. The temperature-dependent phase diagrams of the spin-3/2 Ising model on a FM/AFM two-layer lattice with a crystal field. *Physica A*, 389; 2522-2532.
- Albayrak, E. 2011. Random Crystal Field Effects for Spin-3/2 Blume-Capel Model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 32; 2846-2850.
- Albayrak, E. 2013. The mixed spin-1/2 and spin-1 Blume-Capel model with random crystal field on the Bethe Lattice: Two approaches. *Solid State Communications*, 159; 76-78.
- Bahmad, L., Benyoussef, A., El kenz, A. 2008. Random Crystal-field Effect on the Spin-3/2 Blume-Capel Model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320; 397-402.
- Bakchich, A., Bekhechi, S., Benyoussef, A. 1994. Multicritical Behaviour of the Antiferromagnetic Spin-3/2 Blume-Capel Model. *Physica A*, 210; 415-423.
- Bekhechi, S., Benyoussef, A. 1997. Multicritical Behaviour of the Antiferromagnetic Spin-3/2 Blume-Capel Model: Finite-size-scaling and Monte Carlo Studies. *Physical Review B*, 56 (21); 13954.
- Blume, M. 1966. Theory of First-Order Magnetic Phase Change in UO_2 . *Physical Review*, 141 (2); 517-524.
- Capel, H. W. 1966. On The Possibility Of First-Order Phase Transitions in Ising Systems of Triplet Ions With Zero-Field Splitting. *Physica*, 32; 966-988.
- Cavaliere, A. G. and Pelissetto, A. 2019. Disordered Ising Model with correlated frustration. *Journal Physics A: Math. Theor.*, 52; 174002
- Coexter, H.S.M. 1947. *Non-Euclidean Geometry*. University Toronto Press Toronto.

- Da Silva, W. P., De Arruda, P.H.Z., Tunes, T.M. Godoy, M., de Arruda, A.S. 2017. Effects of random single-ion anisotropy and random magnetic field in the spin-3/2 Blume-Capel Model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 42; 367-375.
- Domb, C. 1960. On The Theory Of Cooperative Phenomena In Chystals, *Adv. Phys.*,9; 149-161.
- Edwin, G., Wintucky And Larry Flax 1971. "Theory Of The Two-Sublattice Heisenberg Antiferromagnet. Nasa TN D-6499,129-02, E-6429.
- Ekiz, C. 2004.a. The Antiferromagnetic Spin-3/2 Blume-Capel Model on the Bethe Lattice Using the Recursion Method. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 284; 409-415.
- Ekiz, C.2004.b. Dimensionality Effects For the Spin-3/2 Ising Antiferromagnet Near Tricriticality on a Recursive Lattice. *Physics Letters A*, 32; 99-103.
- El Bouziani, M., Gaye, A. 2013. The Two and Three Dimensional Spin-3/2 Random Blume-Capel Model by the Position Space Renormalization Group. *Physica A*, 392; 243-2651.
- Gomonay, E. V. and V. M. Loktev 2014. Spintronics of antiferromagnetic systems. *Low Temperature Physics*, 40; 22-47.
- Grallau, S. 2002. Phase Diagram of The Spin-3/2 Blume-Capel Model in Three Dimensions. *Physical Review E*, 65; 056130.
- Gujrati, P.D. 1995. Bethe or Bethe-Like Lattice Calculations Are More REliable Than Conventional Mean-Field Calculations. *Phys.Review Letters*,74 (5); 809-812.
- Hughes, B.D., Sahim, M. 1982. Random Walks on the Bethe Lattice. *J. Stat. Phys*, 29; 781-784.
- Hwang, C., Park, S., Kwak, W. 2016. Study of the Antiferromagnetic Blume-Capel Model on Kagome Lattice. *Journal of Physics Conference Series*, 70; 012016.
- Ilković, V. 1996. Cluster Expansion for the Spin-3/2 Blume –Capel Model. *Physica A*, 234; 545-553.
- Jiang, W., Lu, Z.-H. Wei, G.-Z., Du, A. 2002. Effect of Blond-Diluted on Spin-3/2 Ising Model with Crystal Field. *Commun.Theor. Phys.*, 38 (2); 227-229.
- Kaneyoshi, T., Tucker, J.W., and Jaščur, M. 1991. Differential Operator Technique for Higher Spin Problems. *Physica A.*, 18; 495-512.

- Kaneyoshi, T., Jaščur, M. 1991. Magnetization Curves of The Spin 3/2 Blume-Capel Model. *Physica B.*, 179; 317-325.
- Kaneyoshi, T., Jaščur, M. 1992. Specific Heat Of The Spin 3/2 Blume-Capel Model. *Physical Review B.*, 46 (6); 3374-3379.
- Keskin, M., Pınar, M.A., Erdiñç, A., Canko, O. 2006. Multicritical Phase Diagrams of the Antiferromagnetic Spin-3/2 Blume-Capel Model. *Physics Letters A*, 33; 116-120.
- Krinsky, S., Mukamel, D. 1975. Spin 3/2 Model For Tricritical Point in Ternary Fluid Mixtures. *Physical Review*, 11 (1); 399-410.
- Liang, Y-Q., Wei, G.-Z., Zhang H., Song, G-L. 2004.a. Thermodynamical Properties of Spin-3/2 Ising Model in a Longitudinal Random Field with Crystal Field. *Commun.Teor.Phys.*,42 (3); 467-470.
- Liang Y-Q., Wei, G-Z., Song G-L. 2004.b. Magnetic Properties of a Transverse Spin-3/2 Ising Model with Random Longitudinal Field. *Phys. Stat.sol.(b)*, 241(15); 3636-3644.
- Mattihas B. Jungngfleisch, Zhang, W. and Hoffman, A.2018. Perspectives of Antiferromagnetic Spintronics. *Physics Letters A*, 382; 865-871.
- Mosseri, R. Sadoc, J.F..1982. *J. Phys Lett.*, 43, L.249.
- Néel, L. 1932. Influence des fluctuations du champ moléculaire sur les propriétés magnétiques des corps. *Ann. de Physics*, 17; 5-105.
- Néel, L. 1936 a. Propriétés magnétiques de l' état magnétique et énergie d'interaction entre atomes magnétiques. *Ann. de Physics*, 5; 232-279.
- Néel L. 1936 b. Théorie du paramagnétisme constant; application au manganése. *C. R Acad. Sc.*, 203; 304-306.
- Niss, M. 2005. History of the Lenz-Ising Model 1920-1950: From Ferromagnetic to Cooperative Phenomena. *Arch. Hist. Exact Sci.*, 59; 267-318.
- Peliti, L., Saber, M. 1995. The Spin 3/2 Blume-Capel Model on a Honeycomb Lattice. *Phys. Stat.sol. (b)*, 195; 537-548.
- Plascak, J.A., Landau D.P. 2000. Phase Diagram of the Spin-3/2 Blume-Capel Model. In: Landau D.P., Lewis S.P., Schüttler HB. (eds) *Computer Simulation Studies in Condensed-Matter Physics XII. Springer Proceedings in Physics*, 85; 100-101.
- Plascak, J.A., Landau, D.P. 2003. Universality and Double Critical End Points. *Physical Review E*, 67; 015103(R).

- Prévot, M., Dunlop, D. 2001. Louis Néel: forty years of magnetism. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 126; 3-6.
- Seferoğlu, N. 2011.a. The Simulation of Spin-3/2 Blume-Capel Model on a Cellular Automaton With Heating and Cooling Algorithm. *Commun. Teor. Phys.*, 56(1); 168-172.
- Seferoğlu, N. 2011.b. The simulation of the spin-3/2 Blume-Capel model on a cellular automaton with heating and cooling algorithm. *Communication in Theoretical Physics*, 56 (168).
- Sivardiére, J., Blume, M. 1972. Dipolar and Quadropolar Ordering in $S=3/2$ Ising Systems., *Physical Review B*, 5(3); 1126-1134.
- Tucker, J.W. 2000. Cluster Variotional Theory of Spin-3/2 Ising Models. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 214; 121-129.
- Wiezenmann, A., Godoy, M., A.S. de Arruda, Douglas F. de Albuquerque, Moreno, N.O. 2007. Phase Diagram and tricritical behavior of an Ising metemagnet model in a trimodal random field. *Physica B*, 398; 297-300.
- Xing L.Y., Yan, S.L. 2012. Magnetic Properties of the Bond and Crystal Field Dilution Spin-3/2 Blume-Capel Model in an Extarnal Magnetic Field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324; 3641-3645.
- Yiğit, A., Albayrak, E. 2013. Phase Diagrams of Spin-3/2 Ising Model in the Presence of Random Crystal Field Within the Effective Field Theory Based on Two Aproximations. *Chin. Phys. B*, 22(10); 100508
- Ziman, J. M. 1979. *Models of Disorder*. Cambridge University Pres, Cambridge.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ramazan KAMAN
Doğum Yeri : TAVŞANLI
Doğum Tarihi : 25/10/1978
Medeni Hali : EVLİ
Yabancı Dili : İNGİLİZCE
Adres : İSMET İNÖNÜ ORTAOKULU, MERKEZ/ÇANKIRI
Tel : 05058838453
E-posta : rakaman000@yahoo.com
Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : ÖZEL MURADIYE ERKEK FEN LİSESİ (1995)
Lisans : GAZİ ÜNİVERSİTESİ (1999)
Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl
MİLLİ EĞİTİM BAKANLIĞI (2000-2019)