

172691

ODA SICAKLIĞINDA MAGNETİK MADDELERİN MİKNATISLANMASINI ÖLÇEBİLEN  
BİR MAGNETOMETRE YAPIMI, KALİBRASYONU VE ÖN ÖLÇÜMLER

Bekir ÖZÇELİK

TÜRKİYE  
BİLİMSEL VE TEKNİK  
ARAŞTIRMA KURUMU  
KÜTÜPHANESİ

Ç.Ü.

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK ANABİLİM DALI  
YÜKSEK LİSANS TEZİ

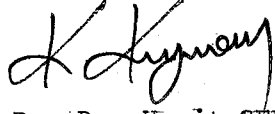
A D A N A

Şubat - 1986

Çukurova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğüne,

Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında  
YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Doç.Dr.Kerim KIYMAÇ



Üye : Doç.Dr. Hamit SERBEST

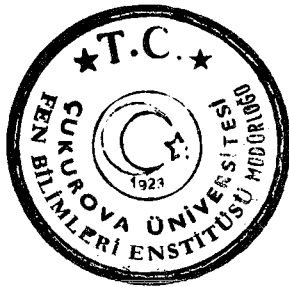



Üye : Doç.Dr. Süleyman BÖZDEMİR



Kod No : 97

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim Üyelerine ait olduğunu  
onaylarım.



  
Prof.Dr.Ural DİNÇ  
Enstitü Müdürü

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
TABLO LİSTESİ	I
ŞEKİL LİSTESİ	II
ÖZ	IV
ABSTRACT	V
1.GİRİŞ	1
2.MADDELERİN MAGNETİK ÖZELLİKLERİ	
2.1.Giriş	3
2.2.Magnetik Maddelerin Magnetik Özellikleri	4
2.3.Mıknatıslanma	6
2.4.Magnetik Duygunluk	7
2.5.Diyamagnetik Maddelerin Magnetik Özellikleri	8
2.6.Paramagnetik Maddelerin Magnetik Özellikleri	14
2.7.Ferromagnetik Maddelerin Magnetik Özellikleri	21
2.8.Antiferromagnetik Maddelerin Magnetik Özellikleri	24
3.MAGNETİK DUYGUNLUK VE MIKNATISLANMA ÖLÇÜM AYGITLARI	
3.1.Giriş	26
3.2.Karşılıklı İndüktans Yöntemleri	26
3.3.Titreşen Örnek Yöntemleri	28
3.4.Kuvvet Yöntemleri	30
3.5.İndüksiyon Yöntemleri	33
3.6.Aşırıiletken Yöntemleri	33
4.ÇALIŞMADA YAPILAN MAGNETOMETRENİN ÖZELLİKLERİ VE TANITILMASI	36
4.1.D.C.Magnetik Alan Bobini	38
4.2.Algılama Kancalı	42
5.MAGNETOMETRENİN KALİBRASYONU	
5.1.Kalibrasyon Maddesinin Özellikleri	46
5.2.Magnetometrenin Kalibrasyon Sabitinin saptanması	52
6.BULGULAR VE TARTIŞMALAR	55
7.SONUÇ	62
ÖZET	63

	<u>Sayfa No</u>
SUMMARY	65
EKLER	67
KAYNAKLAR	73
TEŞEKKÜR	75
ÖZGEÇMİŞ	76



## TABLO LİSTESİ

Sayfa no

Tablo-1. Değişik kaynaklardan alınan Curie  
sabitleri

46



## ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil-1. Mıknatıslanmanın uygulanan alanla değişimi	6
Şekil-2. Antiferromagnetik maddelerin mıknatıslanma ve magnetik uygunluklarının sıcaklıkla değişimi	24
Şekil-3. Karşılıklı indüktans yönteminin kangalları	26
Şekil-4. Titreşen örnek magnetometresi	28
Şekil-5. Faraday magnetometresinin temel kısımları	30
Şekil-6. Gouy yöntemi magnetometresinin temel kısımları	31
Şekil-7. Aşırıiletken magnetometresinin kısımları	33
Şekil-8. Magnetometrenin genel şeması	37
Şekil-9. D.C. Magnetik alan bobinin ölçüleri ve modeli	39
Şekil-10. Bobinin merkezindeki alanın eksen boyunca değişimi	40
Şekil-11. Bir solenoidin ekseni üzerindeki bir noktadaki alanın hesabı	41
Şekil-12. Algılama kangalı sarımları	42
Şekil-13. Algılama kangalı sistemi ve örnek kapları	44

	<u>Sayfa no</u>
Şekil-14. $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ bileşiğinin magnetik duygunluğunun tersinin sıcaklıkla değişimi	47
Şekil-15. $\text{Cu}^{++}$ iyonunun enerji düzeyi diyagramı	49
Şekil-16. Magnetometre çıkışında, kalibrasyon örneği için ölçülen gerilimin alanla değişimi	53
Şekil-17. $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ bileşiğinin mıknatıslan- masının alanla değişimi	56
Şekil-18. $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ bileşiğinin mıknatıslan- masının alanla değişimi	57
Şekil-19. Değişik sertliklerdeki Fe örneklerinin mıknatıslanmasının alanla değişimi	59
Şekil-20. Co örneğinin mıknatıslanmasının alanla değişimi	61

## ÖZ

Bu çalışmada, bir algılama kangalı içerisinde örneğin girip çıkmasından kaynaklanan akı değişimini ölçme ilkesine dayanan ve oda sıcaklığındaki bir maddenin mıknatıslanmasını ölçmeye yarayan bir magnetometre düzenlendi ve yapıldı. Magnetometre, 0 ile 383 K arasında Curie yasasına uyan ve iyi bir paramagnet olan  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  bileşiği ile kalibre edildi. Sonra magnetometre kullanılarak  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , Co, ve üç değişik sertlikteki Fe örneklerinin oda sıcaklığında ve 0-450 Gauss arasında mıknatıslanmaları ölçüldü.



## ABSTRACT

In this work, a magnetometer, suitable for measuring the magnetization of a sample at room temperature, has been designed and constructed, depending on the measuring principle of the flux change due to the movement of a sample in and out of a pick-up coil. The magnetometer, has been calibrated by using the  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  compound which is known to be a perfect paramagnet obeying the Curie law, for temperatures between 0 and 383 K. Then using the magnetometer, the room temperature magnetizations of  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , Co, and three Fe samples having different hardness have been measured; for fields in the range 0-450 Gauss.

## 1.GİRİŞ

Maddelerin magnetik yapısı hakkında genel bir bilgi elde etmek için, bu maddelerin mıknatıslanmasını ve magnetik duyunluğunu ölçmek gerekir. Bugüne kadar maddelerin mıknatıslanmasını ve magnetik duyunluğunu ölçmek amacıyla pek çok magnetometre tipi geliştirilmiştir. Bu magnetometreler çalışma prensiplerine göre,

- 1) Karşılıklı indüktans yöntemleri
- 2) Titreşen örnek yöntemleri
- 3) Kuvvet yöntemleri
- 4) İndüksiyon yöntemleri
- 5) Aşırı iletken yöntemleri(SQUID)

şeklinde sıralanabilirler. Bu magnetometreler çoğu kez düşük sıcaklıklar gerektirmektedir. Ayrıca bu magnetometrelerin kurgusu ve yapımı ileri teknoloji gerektirmektedir. Çünkü çok düşük sıcaklıklara kadar inilerek ölçüm yapabilmek için sıvı helyumun, sıvı azotun yanı sıra iyi bir vakum sistemine gereksinim duyulmaktadır. Yukarıda isimleri verilen magnetometreler bir çok firma tarafından pazarlanmakta olup, değerleri yaklaşık 20.000.000 TL.(1985) nin üzerindedir. Ülkemiz koşullarının ve ekonomik güçlükleri göz önüne alırsak bu magnetometreleri almak ya da yaptırmak pek mümkün değildir. Bu zorlukları düşünerek, oda sıcaklığında ve küçük magnetik alanlarda çalışabilen bir magnetometre yapımı gerçekleştirilmeye çalışıldı. Bu çalışmada gerçekleştirilen magnetometrenin yapımı sırasında diğer magnetometrelerin çalışma prensiplerinden bir ölçüde yararlanılmakla birlikte kurgu ve alınan işaretlerin değerlendirilmesi bakımından hiç birine bağlı kalınmamıştır. Bu yeni magnetometreyi diğer mevcut magnetometrelerden ayıran bir başka özelliği de yapımının kolay olması ve alınan ölçümlerin

pratik olarak kolayca değerlendirilebilmesidir. Bu açıdan magnetometrenin orijinal bir çalışmanın ürünü olduğunu söyliyebiliriz.

Bu tezin ikinci bölümünde, maddelerin magnetik özellikleri hakkında genel bilgiler, üçüncü bölümde, yukarıda isimleri verilen magnetometre tiplerinin (mıknatıslanma ve/ya da magnetik duygunluk ölçen aygıtların) alışma prensipleri, dördüncü bölümde, bu çalışmada yapılan magnetometrenin özellikleri ve tanıtılması, beşinci bölümde, magnetometrenin kalibrasyonu, altıncı bölümde bu magnetometre ile  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , Co ve değişik sertlikteki Fe örneklerinin ölçülen mıknatıslanmaları ve bulguların tartışılması ve son olarak yedinci bölümde ise sonuç verilmektedir.

## 2. MADDELERİN MAGNETİK ÖZELLİKLERİ

### 2.1. GİRİŞ

Magnetizma bilgisi, manyetit gibi taşların demir tozlarını çekme özelliğinin gözlenmesiyle başlamıştır. Magnetizma sözcüğü ise, bu taşların bolca bulunduğu Manisa ilimizin isminden kaynaklanır (HALLİDAY VE RESNİCK, 1970).

Oersted 1820 yılında, içinden akım geçen telin etrafında bir magnetik alan oluşturduğunu ve alan içine konan bir pusulanın alana paralel olarak yönelmeye çalıştığını gözlemiştir. Elektrik yüklü bir çubuk nasıl çevresinde bir elektrik alanı oluşturuyorsa, içinden akım geçen bir tel de çevresinde bir magnetik alan oluşturur. Elektrik alanı,  $\vec{E}$ , bir takım kuvvet çizgileri ile tanımlandığı gibi, magnetik alan,  $\vec{B}$ , de magnetik alan çizgileri ile tanımlanır. Elektrik alanında olduğu gibi magnetik alan vektörü de kendi alan çizgilerine aşağıdaki şekilde bağlıdır:

- i) Magnetik alan çizgilerinin herhangi bir noktadaki teğetinin yönü o noktadaki magnetik alan vektörünün yönünü verir.
- ii) Magnetik alan vektörünün büyüklüğü, alan yönüne dik birim yüzeyden geçen magnetik alan çizgilerinin sayısı ile orantılıdır.  $\vec{B}$ , alan çizgilerinin sık olduğu yerlerde şiddetli, seyrek olduğu yerlerde ise zayıftır.

## 2.2 MAGNETİK MADDELERİN MAGNETİK ÖZELLİKLERİ

Katılar magnetik özelliklerine göre üç gruba ayrılır(ÖZER,1985):

- a) Diamagnetik
- b) Paramagnetik
- c) Ferromagnetik, antiferromagnetik, ferrimagnetik

Pozitif ve negatif kutupların oluşturduğu magnetik çiftlere, "magnetik dipol" veya sadece "dipol" denir. m, kutup şiddeti ve  $\vec{d}$ , negatif kutuptan pozitif kutuba doğru yönelmiş pozisyon vektörü olmak üzere "magnetik dipol moment",

$$\vec{\mu} = m\vec{d} \quad (2.1)$$

ile belirlenir. Açısal momentumu olan herhangi bir yüklü parçacığın daima bir magnetik momenti vardır. Atom teorisine göre, magnetik moment üç kaynaktan oluşur. Bunlar sırası ile;

i) Elektronun kendi eksenini etrafındaki dönme (spin) hareketinden ileri gelen "spin açısal momentumu", ( $\vec{S}$ )

ii) Atomun tam dolu olmayan dış yörüngelerindeki elektronlarının çekirdek etrafında dolanmalarından ileri gelen "yörünge açısal momentumu" , ( $\vec{L}$ )

iii) Uygulanan magnetik alanın etkisi ile yörünge açısal momentumunda oluşan değişimler.

Magnetik momentin ilk iki kaynaktan oluşmasına paramagnetizma ve bu özelliği taşıyan maddeye de paramagnetik madde denir. Magnetik momentin üçüncü kaynaktan oluşmasına diyamagnetizma ve bu özelliği taşıyan maddeye de diyamagnetik madde denir.

Atomların elektronik yapılarına bağlı olarak madde kalıcı (permanant) magnetik momente sahip olabilir. Diamagnetizma dışındaki diğer magnetik özellikler bu tür kalıcı magnetik moment-

ten kaynaklanır.Şöyleki:

i) Komşu atomların magnetik momentlerinin birbirleriyle etkilişimi çok küçük veya sıfır ise madde paramagnetiktir. Paramagnetik maddelerde magnetik alan uygulanmadıkça, atomik magnetik momentler gelişigüzel yönelmiştir ve bileşke magnetik moment yoktur.

2) Atomik momentlerin etkileşmesi çok büyük ise madde üç önemli gruba ayrılır:

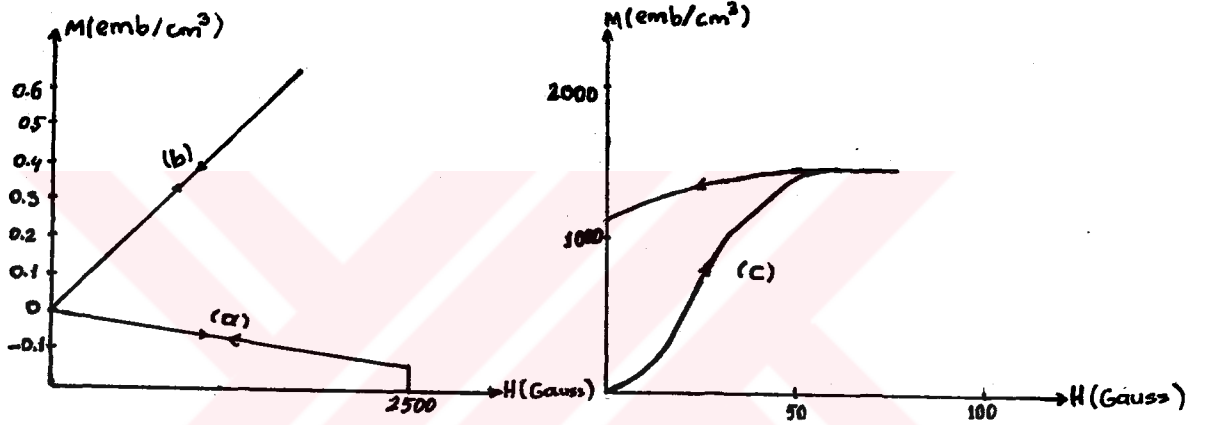
i) Atomik momentler birbirlerine paralel olarak dizilmişse, bu maddelere "ferromagnetik maddeler" denir. Böyle maddelerin magnetik alan uygulanmasa da bileşke magnetik momentleri vardır.

ii) Bazı maddeler birçok küçük magnetik gruplardan oluşmuştur. Grupların magnetik momentleri birbirlerine eşitse ve ikişer ikişer birbirleriyle zıt yönde yönelmiş ise madde sıfır magnetik momente sahip olur. Böyle maddelere "antiferromagnetik maddeler" denir.

iii) Grupların magnetik momentleri eşit değilse ve birbirlerine göre zıt yönde yönelmişse madde bir bileşke magnetik momente sahip olur. Böyle maddelere "ferrimagnetik maddeler" denir.

### 2.3. MIKNATISLANMA ( MAGNETİZASYON)

Birim hacim, birim kütle ya da bir mol başına magnetik momentin bileşke değerine mıknatıslanma ( $M$ ) denir (FIRAT, 1985). Maddenin magnetik özelliklerini karakterize etmede  $M$ 'nin büyüklüğü ve işareti kadar uygulanan alan  $H$  ile değişimi de önemli yer tutar. Mıknatıslanma eğrileri olarak tanımlanan  $H$ 'ye karşı  $M$  grafikleri, maddelerin magnetik özelliklerine göre, şekil-1 deki eğrilerden birine benzer.



Şekil-1. Mıknatıslanmanın uygulanan alanla değişimi

Şekil-1a, diyamagnetik maddeler, (1b) paramagnetik veya antiferromagnetik maddeler için doğrusal  $M, H$  eğrilerini vermektedir. Bu maddelerde uygulanan alan kaldırılınca kalıcı bir mıknatıslanma görülmez. Fakat (1c) de olduğu gibi ferro-veya ferrimagnetlerde, mıknatıslanma alanla doğrusal olmayan bir biçimde değişmektedir. Ayrıca ferro-ve ferrimagnetler için iki olay daha gözlenmektedir:

i) Doyum:  $H$ 'nin yeterince büyük değerleri için mıknatıslanma değişmez bir değer alır, buna doyum değeri ( $M_s$ ) denir.

ii) Dönüşümsüzlük: Mıknatıslanmanın doyum değerinden sonra magnetik alan sıfır değerine düşürülse bile  $M$  sıfır değeri almaz. Devamlı mıknatıslar, işte bu özelliklerden yararlanarak yapılmaktadır.

#### 2.4. MAGNETİK DUYGUNLUK, $\chi$ ,

Mıknatıslanma eğrisinin herhangi bir noktasındaki eğimine o noktaya karşılık gelen alan için maddelerin magnetik duygunluğu denir. Para-ve diyamagnetik maddeler için bu eğim... sabit olup

$$\chi = \frac{M}{-H} \quad (2.2)$$

bağıntısıyla verilebilir.  $\chi$  alandan bağımsızdır. Fakat ferro-ve ferrimagnetik maddeler için Curie-Weiss sıcaklığının civarındaki ve altındaki sıcaklıklarda magnetik duygunluk alana bağlıdır.

Bazı maddelerin magnetik davranışlarını  $\chi$  değerleri cinsinden sınıflandırırsak:

- i) Boşluk;  $\chi = 0$
- ii) Diyamagnetik maddeler;  $\chi$  küçük ve negatif ( $\chi \leq -1$ )
- iii) Paramagnetik ve antiferromagnetik maddeler;  $\chi$  küçük ve pozitif )
- iv) Ferromagnetik ve ferrimagnetik maddeler;  $\chi$  büyük ve pozitif.



## 2.5. DİYAMAGNETİK MADDELERİN MAGNETİK ÖZELLİKLERİ

Model olarak, üzerinde saat yönünde dönen bir elektron bulunan  $r_0$  yarıçapında ve uygulanan H dış alanına dik olan bir yörünge gözönüne alalım. H dış alanı yokken elektronun açısal hızı  $w_0$  olsun. H alanı uygulanmadan önce elektron üzerine etki eden kuvvetler merkezî kuvvet ile Coulomb çekim kuvvetidir. Denge halinde,

$$mw_0^2 r_0 = \frac{e^2}{r_0^2} \quad (2.3)$$

dir (POLENSEY VE COLLIN, 1961). Burada m, elektronun kütlesi ve e, elektronun yüküdür. Açısal hız  $w_0$ , (2.3) eşitliğinde bulunur sa

$$w_0^2 = \frac{e^2}{mr_0^3} \quad (2.4)$$

eşitliği elde edilir. H alanı uygulandığı zaman  $\frac{evH}{c} = \frac{ewr_0 H}{c}$  büyüklüğünde içeri doğru eklenen bir  $F_H$  Lorentz kuvveti oluşur. Bu durumda (2.3) bağıntısı,

$$\frac{e^2}{r_0^2} + \frac{e}{c} wr_0 H = mw^2 r_0 \quad (2.5)$$

haline dönüşür.

İlk yaklaşım olarak  $r_0$  yarıçapınının sabit kaldığını varsayalım. (2.3) ve (2.5) eşitliklerinden,

$$w^2 = w_0^2 + \frac{eH}{mc} w \quad (2.6)$$

eşitliği elde edilir. H dış alanınının W açısal hızında küçük bir değişiklik oluşturduğu gözönüne alınırsa,

$$w^2 - w_0^2 = (w - w_0)(w + w_0) \approx 2w_0(w - w_0)$$

yaklaşımı sonucunda (2.6) eşitliği;

$$W - W_0 = \frac{eH}{2mc} \quad (2.7)$$

haline dönüşür. Magnetik alanın olmadığı durumda, dönen elektronun dipol momenti:

$$\mu_0 = \frac{IA}{c} \quad (I \text{ akım, } A \text{ yörünge alanı}) \text{ bağıntısı gereğince}$$

$$I = - \frac{e}{T} = - \frac{eW_0}{2\pi} \text{ olduğundan,}$$

$$\mu_0 = - \frac{eW_0 \pi r_0^2}{2\pi c} = - \frac{eW_0 r_0^2}{2c} \quad (2.8)$$

iken, magnetik alan uygulandığı zaman toplam dipol moment,

$$\mu' = - \frac{eWr_0^2}{2c} \quad (2.9)$$

haline gelir. H magnetik alanını uygulamadan önce bütün elektronik yörüngelerden gelen katkıların toplamı sıfırdır. H magnetik alanı uygulandığı zaman tüm yörüngelerdeki değişimler aynı yönde toplam net bir moment oluşturur. Yörünge başına dipol momentteki değişim (2.8) ile (2.9)un farkı alınarak bulunabilir.

$$\mu = - \frac{er_0^2(W - W_0)}{2c} \quad (2.10)$$

(2.7) eşitliği (2.10) da yerine yazılırsa

$$\mu = - \frac{e^2 r_0^2 H}{4mc^2} \quad (2.11)$$

eşitliği elde edilir. (-) işareti  $\mu$  dipol momentinin uygulanan alana antiparalel olduğunu göstermektedir. Eğer N birim hacim - deki etkin yörünge sayısı ise, mıknatıslanma;

$$M = - \frac{Ne^2 r_0^2 H}{4mc^2} \quad (2.12)$$

olur ve magnetik duygunluk,

$$\chi = - \frac{Ne^2 r_o^2}{4mc^2} \quad (2.13)$$

şeklinde elde edilir. Bu bağıntıdan görüldüğü gibi diyamagnetik maddelerin duygunlukları negatiftir. Bu da alan etkisiyle oluşan magnetik momentin, alanla ters yönde oluşunun bir sonucudur. Tipik büyüklükleri  $-10^{-6}$  emb/g. dir.

Magnetik duygunluk,  $\chi$ , için (2.13) eşitliğindeki ifade kuantum mekaniksel olarak da gösterilebilir (KITTEL, 1968).

Bir magnetik alan içerisindeki yüklü bir parçacığın (elektron) genelleştirilmiş momentumu,

$$\vec{p} = \vec{p}_{kin} + \vec{p}_{pot} = m\vec{v} + \frac{e}{c} \vec{A} \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\vec{A}$ ,  $\vec{H} = \text{Curl } \vec{A}$  bağıntısıyla tanımlanan magnetik vektör potansiyelidir. Kinetik enerji, (2.14) eşitliğinden yararlanılarak

$$K = \frac{1}{2} m\vec{v}^2 = \frac{1}{2m} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. Kuantum mekaniğinde  $\vec{p}$  momentum operatörü  $-i\hbar \vec{\nabla}$  olarak verildiğine göre, Hamiltonyan ifadesini elde edelim.

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m} \left( \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + U \\ &= \frac{1}{2m} \left( -i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + U \\ &= \frac{1}{2m} \left( -i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \left( -i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) + U \\ &= -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{ie\hbar}{2mc} \vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{ie\hbar}{2mc} \vec{A} \cdot \vec{\nabla} + \frac{e^2}{2mc^2} A^2 + U \end{aligned}$$

$$= -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{ie\hbar}{2mc} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{\nabla}) + \frac{e^2}{2mc^2} A^2 + U$$

burada

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \psi = \psi \vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \psi$$

ile verilen vektör özdeşliğinden yararlanalım. Özdeşliğin sağındaki ilk terimin Coulomb ayarı nedeniyle sıfır olduğu göz önünde tutulursa,

$$(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \psi = \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \psi$$

elde edilir. Bu eşitlik Hamiltonyanda yerine konursa,

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{ie\hbar}{mc} \vec{A} \cdot \vec{\nabla} + \frac{e^2}{2mc^2} A^2 + U \quad (2.16)$$

ifadesi elde edilir. Bu bağıntıda sağ taraftaki ilk terim ile son terim gerçek Hamiltonyanı oluştururlar. İkinci ve üçüncü terim ise sisteme magnetik alanın uygulanması ile ortaya çıkan katkı terimleridir. Bu terimler, küçük bir değişikliği ifade ettikleri için pertürbasyon olarak alınabilirler. Bunları  $H'$  Hamiltonyanı olarak gösterelim:

$$H' = \frac{ie\hbar}{mc} \vec{A} \cdot \vec{\nabla} + \frac{e^2}{2mc^2} A^2 \quad (2.17)$$

Eğer magnetik alan düzgün ve Z yönünde ise,

$$A_x = -\frac{1}{2} yH$$

$$A_y = \frac{1}{2} xH$$

$$A_z = 0$$

yazılabilir. Öyleyse (2.17) eşitliği

$$\begin{aligned}
H' &= \frac{ie\hbar}{mc} \left( A_x \frac{\partial}{\partial x} + A_y \frac{\partial}{\partial y} \right) + \frac{e^2}{2mc^2} (A_x^2 + A_y^2) \\
&= \frac{ie\hbar H}{2mc} \left( x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{e^2 H^2}{8mc^2} (x^2 + y^2) \\
&= \frac{e\hbar}{2mc} L_z + \frac{e^2 H^2}{8mc^2} (x^2 + y^2)
\end{aligned} \tag{2.18}$$

biçimine dönüşür. Burada  $L_z$ ,  $\vec{r}$  çekirdekteken itibaren alındığında elektronun konumunu gösteren yer vektörü ise, yörüngesel açısal momentumun z bileşenidir. (2.18) eşitliğinin sağ tarafındaki ilk terim, tek elektronlu sistemlerde sadece paramagnetizmayı ortaya çıkarır. İkinci terim, küresel simetriye sahip sistemler için

$$\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle r^2 \rangle + \frac{1}{3} \langle r^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$$

olduğundan, birinci derece pertürbasyon sonucu,

$$E' = \frac{e^2 H^2}{8mc^2} \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle = \frac{e^2 H^2}{12mc^2} \langle r^2 \rangle \tag{2.19}$$

bağıntısını verir. Sistemin enerjisine magnetik alan etkisiyle gelen bu katkı terimi kullanılarak, ilgili magnetik moment,

$$\mu = - \frac{\partial E'}{\partial H} = - \frac{e^2 \langle r^2 \rangle}{6mc^2} H$$

bağıntısıyla verilebilir. Birim hacminde N tane atom (her bir atom tek elektrona sahip) bulunan bir katı için magnetik duygunluk,

$$\chi = N \frac{d\mu}{dH} = -N \frac{e^2 \langle r^2 \rangle}{6mc^2} \tag{2.21}$$

ifadesiyle verilir. Bu sonuç (2.13) le verilen klasik magnetik duygunluk ifadesi ile aynıdır. (Yalnız (2.13) de  $r_0^2 = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$  konmalıdır). Eğer her atomun birden fazla etkin elektronu varsa

bu durumda, o elektronlarla ilgili toplam alınmalıdır. O zaman (2.21) eşitliği,

$$\chi = - \frac{Ne^2}{6mc^2} \sum_i \langle r_i^2 \rangle \quad (2.22)$$

biçimine girer.

Not: Bu eşitliklerde,

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= \langle \Psi(r) | r^2 | \Psi(r) \rangle \text{ veya} \\ &= \frac{\int r^2 \Psi \Psi^* dz}{\int \Psi \Psi^* dz}, \quad dz \text{ hacim elemanıdır.} \end{aligned}$$

## 2.6. PARAMAGNETİK MADDELERİN MAGNETİK ÖZELLİKLERİ

Paramagnetizma genellikle elektronların spin ve/ya da yörüngesel magnetik momentlerinden kaynaklanır.

Birim hacimde  $N$  tane atomu bulunan bir madde gözönüne alalım. Her atomun magnetik dipol momentini  $\vec{\mu}$  olsun ve birbirleriyle etkileşmelerinin çok zayıf olduğunu varsayalım. Madde bir  $\vec{H}$  magnetik alanı içerisine konulursa her bir atomik magnetik moment kendini  $\vec{H}$  yönünde yönlendirmeye çalışır. Böyle bir sistemde mıknatıslanmanın ( $\vec{M}$ ) ısısal dengedeki değeri Langevin-Debye teorisi ile bulunabilir (KITTTEL, 1968).

Bir dipolun, uygulanan  $\vec{H}$  magnetik alanıyla etkileşmesinden dolayı potansiyel enerjisi,

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu H \cos\theta \quad (2.23)$$

şeklinde yazılır. Bu ifadede  $\theta$ , magnetik alan ile magnetik moment arasındaki açıdır. Buradan mıknatıslanma,

$$M = N\mu \langle \cos\theta \rangle \quad (2.24)$$

olur. Burada  $\langle \cos\theta \rangle$ , ısısal dengede dağılım üzerinden ortalamadır. Boltzmann dağılım yasasına göre,

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{\int e^{-U/kT} \cos\theta \, d\Omega}{\int e^{-U/kT} \, d\Omega} \quad (2.25)$$

şeklinde yazılabilir ve

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{\int_0^\pi 2\pi \sin\theta \cos\theta e^{-\frac{\mu H}{kT} \cos\theta} \, d\theta}{\int_0^\pi 2\pi \sin\theta e^{-\frac{\mu H}{kT} \cos\theta} \, d\theta} \quad (2.26)$$

haline gelir. Şimdi,

$$s \equiv \cos\theta \quad \text{ve} \quad x = \frac{\mu H}{kT} \quad \text{dönüşümleri yapılırsa,}$$

$$\begin{aligned}
\langle \cos\theta \rangle &= \frac{\int_{-1}^1 s e^{sx} ds}{\int_{-1}^1 e^{sx} ds} \\
&= \frac{d}{dx} \ln \int_{-1}^1 e^{sx} ds \\
&= \frac{d}{dx} \ln (e^x - e^{-x}) - \frac{d}{dx} \ln x \\
&= \coth x - \frac{1}{x} \\
&\equiv L(x)
\end{aligned} \tag{2.27}$$

bağıntısı elde edilir. Burada  $L(x)$ , Langevin fonksiyonudur.

(2.27) bağıntısı (2.24) de yerine yazılırsa,

$$M = N\mu L(x) \tag{2.28}$$

olur.  $x < 1$  için (yani  $\mu H < kT$  koşulu altında)  $L(x) \approx \frac{x}{3}$  olur ve  $x$  değeri yerine yazılırsa,

$$M = \frac{N\mu^2 H}{3kT} \tag{2.29}$$

ile verilen mıknatıslanma eşitliği elde edilir. Buradan magnetik duygunluk,

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{N\mu^2}{3kT} = \frac{C}{T} \tag{2.30}$$

olur. Burada  $C = \frac{N\mu^2}{3k}$  olup, Curie sabitidir. (2.30) eşitliğinden görüldüğü gibi  $\chi$ ,  $T$  mutlak sıcaklığı ile ters orantılıdır. Buna Curie yasası denir.



Şimdi (2.30) ifadesinin geçerliliğini kuantum mekaniksel olarak gösterelim:

Serbest uzayda bir atom veya bir iyonun magnetik momenti,

$$\vec{\mu} = - \frac{g \mu_B}{\hbar} \vec{J} \quad (2.31)$$

ile verilir (KITTEL, 1968). Burada  $\vec{J}$ , yörünge açısal momentumu  $\vec{L}$  ile spin açısal momentumu  $\vec{S}$ 'nin toplamı olup açısal momentumdur. Elektronik sistemlerde  $g$ 'ye  $g$ -faktörü veya spektroskopik yarılma faktörü denir. Tek bir elektron için  $g=2.0023$ 'dür. Serbest bir atom için ise  $g$ -faktörü,

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.32)$$

ile verilir ve buna Lande' bağıntısı denir.

Uygulanan magnetik alanda sistemin enerji düzeyleri

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H} = m_j g \mu_B H \quad (2.33)$$

ile belirlenir. Burada  $m_j$  magnetik kuantum sayısı olup,

$$m_j = J, J-1, \dots, -J \quad (2.34)$$

değerlerini alabilir.

Birim hacminde etkileşmeyen  $N$  atom bulunan bir sistem varsayalım. Bütün atomlar  $J$  ile betimlenen taban enerji durumlarında olsunlar. Bu demektir ki; yüksek enerji düzeyleri ( $E_{j'}$ ) ile taban düzeyi arasındaki fark,  $kT$  ile karşılaştırıldığında,

$$E_{j'} - E_j \gg kT \quad (2.35)$$

dir. Dolayısıyla  $T$  sıcaklığında tüm atomlar  $E_j$  enerjisine sahiptir. Bu atomlar bir  $\vec{H}$  alanı içerisine yerleştirilirlerse (2.33) ve (2.34) eşitlikleri gereği, Zeeman yarılması olacağına

dan  $E_j$  den az veya çok yeni enerjilere sahip olacaklardır.  $E_j$  enerjisine göre,  $m_j g \mu_B H$  enerjisine sahip olan atomların sayısı  $\exp(m_j g \mu_B H / kT)$  ile verilen Boltzmann faktörü ile belirlendiğine göre toplam magnetik moment (mıknatıslanma)  $N$  iyon için

$$M=N \frac{\sum_{-J}^J m_j g \mu_B \exp(m_j g \mu_B H / kT)}{\sum_{-J}^J \exp(m_j g \mu_B H / kT)} \quad (2.36)$$

bağıntısıyla verilebilir. Şimdi mıknatıslanmayı iki durum için inceleyelim:

(i)  $m_j g \mu_B H / kT \ll 1$  ise (magnetik enerji  $kT$  den çok küçük):

Bu durumda üstel terimler seriye açılabilir ve yaklaşık olarak  $(1+m_j g \mu_B H / kT)$  yazılabilir.  $M$  mıknatıslanma için

$$M= Ng \mu_B \frac{\sum_{-J}^J m_j (1+m_j g \mu_B H / kT)}{\sum_{-J}^J (1+m_j g \mu_B H / kT)}$$

ifadesi elde edilir. Burada

$$\sum_{-J}^J m_j = 0, \quad \sum_{-J}^J 1 = 2J+1 \quad \text{ve} \quad \sum_{-J}^J m_j^2 = \frac{J(J+1)(2J+1)}{3}$$

eşitlikleri kullanılırsa,

$$M \approx \frac{Ng^2 \mu_B^2 H}{3kT} J(J+1) \quad (2.37)$$

bağıntısı bulunur. Magnetik duyunluk ise

$$\chi = \frac{Ng^2 \mu_B^2}{3kT} J(J+1) \quad (2.38)$$

şeklinde olur. Magnetik moment,  $P_{et}$ ,

$$P_{et}^2 = g^2 J(J+1) \mu_B^2 \quad (2.39)$$

olduğuna göre

$$\chi = \frac{N P_{et}^2}{3kT} \quad (2.40)$$

yazılabilir.  $C = \frac{N P_{e,t}^2}{3k}$  olmak üzere (2.40) bağıntısı

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (\text{Curie yasası}) \quad (2.41)$$

şekline girer. Bu da klasik açıdan elde edilen (2.30) eşitliği ile aynıdır.

(ii) Çok düşük sıcaklıklarda ve kuvvetli magnetik alanlarda (2.36) bağıntısında bir yaklaşım yapılamaz. Bu durumda (2.36) eşitliğinde  $x = \frac{g \mu_B H}{kT}$  yazarsak, mıknatıslanma:

$$M = \frac{Ng \mu_B \sum_{-J}^J m_j e^{m_j x}}{\sum_{-J}^J e^{m_j x}}$$

$$= Ng \mu_B \frac{d}{dx} \left( \ln \sum_{-J}^J e^{m_j x} \right)$$

$$= Ng \mu_B \frac{d}{dx} \left( \ln e^{-Jx} (1 + e^x + \dots + e^{2Jx}) \right)$$

Küçük parantez içerisindeki ifade toplam terim sayısı  $n=2J+1$  olan bir geometrik seridir.  $e^x=r$  dersek, geometrik serinin toplamı  $\frac{r^n-1}{r-1}$  dir. O halde

$$M = Ng \mu_B \frac{d}{dx} \left( \ln e^{-Jx} \left( \frac{e^{(2J+1)x} - 1}{e^x - 1} \right) \right)$$

$$= Ng \mu_B \frac{d}{dx} \left( \ln \frac{e^{-x/2}}{e^{-x/2}} \frac{e^{-Jx} (e^{(2J+1)x} - 1)}{e^x - 1} \right)$$

$$= Ng \mu_B \frac{d}{dx} \left( \ln \frac{e^{-(J+\frac{1}{2})x} (e^{(2J+1)x} - 1)}{e^{x/2} - e^{-x/2}} \right)$$

$$\begin{aligned}
&= Ng \mu_B \frac{d}{dx} \left( \ln \frac{\text{Sinh}(J + \frac{1}{2}) x}{\text{Sinh} \frac{x}{2}} \right) \\
&= Ng \mu_B J \left( \frac{2J+1}{2J} \text{Coth} \left( \frac{2J+1}{2J} \right) Jx - \frac{1}{2J} \text{Coth} \left( \frac{x}{2} \right) \right)
\end{aligned}$$

$$M = M_m B_j \left( \mu_m H/kT \right) \quad (2.42)$$

eşitliğiyle verilir(MARTİN,1967).Burada  $\mu_m = g \mu_B J$  olup bir iyonun magnetik dipol momentinin H yönündeki maksimum izinli bileşeni,  $M_m$ ,  $N \mu_m$ ' ye eşit olup mıknatıslanmanın mümkün olan maksimum şiddeti ve  $B_j(y)$  ise y değişkeninin Brillouin fonksiyonu olarak bilinir ve açık şekli,( $y=Jx$ )

$$B_j(y) = \frac{2J+1}{2J} \text{Coth} \frac{2J+1}{2J} y - \frac{1}{2J} \text{Coth} \frac{y}{2J} \quad (2.43)$$

dir.Fiziksel olarak (2.42) eşitliğinin açıklaması şöyledir:

Düşük sıcaklıklarda bütün dipoller  $\vec{H}$  magnetik alanı boyunca yönleneceklerinden mıknatıslanma doyma değerine ulaşır.Bu bakımdan (2.42) bağıntısı klasik sonuçla karşılaştırılabilir.Aradaki fark klasik bağıntısının her yönde yönelebilen dipoller için geçerli olmasıdır.Gerçekten  $J \rightarrow \infty$  için sonsuz sayıda yönlenebileceğinden Brillouin ifadesi klasik sonuca yani (2.27) de verilen Langevin ifadesine indirgenebilir.Şöyleki;

$$\lim_{J \rightarrow \infty} B_j(y) = \lim_{J \rightarrow \infty} \left( \frac{2J+1}{2J} \text{Coth} \frac{2J+1}{2J} y \right) - \lim_{J \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{2J} \text{Coth} \frac{y}{2J} \right)$$

$$\lim_{J \rightarrow \infty} \frac{2J+1}{2J} = 1 \quad \text{olduğundan bu bağıntıdaki birinci terim}$$

limitte Coth şeklini alır.İkinci terimdeki limiti hesaplamak

için coth fonksiyonu seriye açılırsa,

$$\text{Coth}x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} - \dots$$

olacağından,

$$\begin{aligned} \lim_{J \rightarrow \infty} \frac{1}{2J} \left( \frac{2J}{y} + \frac{1}{3} \frac{y}{2J} - \frac{1}{45} \left( \frac{y}{2J} \right)^3 + \dots \right) \\ = \lim_{J \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{y} + \frac{y}{3(2J)^2} - \frac{y^3}{45(2J)^4} + \dots \right) \\ = \frac{1}{y} \end{aligned}$$

elde edilir. O halde

$$\lim_{J \rightarrow \infty} B_J(y) = \text{Coth}y - \frac{1}{y} \equiv L(y)$$

dir.

Sonuç olarak kuantum teorisi Curie kanununun magnetik uygunluk için geçerli olduğunu ve  $J \rightarrow \infty$  olduğunda, klasik teorisinin verdiği Langevin bağıntısına yaklaştığını göstermiştir. Öyleyse kuantum teorisi  $J$  nin her değeri için geçerli olduğu halde, klasik teori ancak  $J$  nin çok büyük değerleri için doğrudur. Yani klasik teori,  $J$  nin çok büyük olması özel halinde kuantum teorisinin bir sonucudur.

## 2.7. FERROMAGNETİK MADDELERİN MAGNETİK ÖZELİKLERİ

Ferromagnetik maddelerde, her atomik magnetik dipol moment üzerine etkiyen etkin alan, bütün komşu dipollerden gelen etkileşim alanı ile uygulanan alanın vektörel toplamından oluşur. Etkileşim alanının, klasik olarak komşu dipollerden hesaplanan magnetik alandan daha büyük olduğu deneysel yollarla bulunmuştur. Bu büyük değiş-tokuş alanı sadece kuantum mekaniksel olarak açıklanabilir.

Ferromagnetizma ile ilgili bir teori 1907 yılında Weiss tarafından önerildi ve kuantum mekaniksel olarak doğrulandı (PLONSEY ve COLLIN, 1961). Weiss iki temel postülat ortaya atmıştır. Bunlar:

i) Gözönüne alınan herhangi bir dipolün bulunduğu yerde komşu dipollerin oluşturduğu etkileşim alanı, uygulanan alanı destekleyerek dipolü alan yönünde yöneltmeye çalışır. Bu alan sistemin mıknatıslanması ile orantılıdır. Böylece söz konusu dipole (magnetik momente) etkiyen iç alan,  $H_i$ ,

$$H_i = (H + \alpha M) \quad (2.44)$$

olarak tanımlanır. Burada  $\alpha$ , iç alan sabitidir.

ii) Bir ferromagnetik madde,  $10^{-4}$  cm'den daha büyük ya da  $10^{-4}$  cm kadar lineer boyutlarda birçok "domain" ler içerir. Her bir domainde spinler aynı yönde yönelmişlerdir, fakat domainlerin mıknatıslanmaları farklı yönlerde olabilir. Ayrıca her domain dış alan uygulanmadığı zaman bile kendiliğinden mıknatıslanmış durumdadır.

Eğer bir ferromagnetik maddenin iç alanı için verilen (2.44) tanımı, paramagnetik maddeler için verilen (2.28) bağıntısında yazılırsa,

$$M = N \mu_L \left( \frac{\mu(H + \alpha M)}{kT} \right) \quad (2.45)$$

ile verilen ferromagnetik maddelerin mıknatıslanma eşitliği elde edilir. Bu sonuç, uygulanan alana paralel veya antiparalel sıralanan magnetik momentlerin paramagnetik modeline dayanır. Yüksek sıcaklık ve zayıf alanlar için (2.45) eşitliği,

$$M = N \mu \frac{\mu(H + \alpha M)}{3kT} \quad (2.46)$$

biçimine indirgenebilir. Buradan M için,

$$M = \frac{N \mu^2 H}{3kT} + \frac{N \mu^2 \alpha M}{3kT}$$

$$M \left( 1 - \frac{N \mu^2 \alpha}{3kT} \right) = \frac{N \mu^2 H}{3kT}$$

$$M = \frac{N \mu^2 H / 3kT}{1 - N \mu^2 \alpha / 3kT}$$

$$M = \frac{C}{T - \theta} H \quad (2.47)$$

eşitliği elde edilir.  $\chi$ , magnetik duygunluk, hesaplanırsa

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.48)$$

ile verilen Curie-Weiss yasası elde edilir. Burada  $C = \frac{N \mu^2}{3k}$  ve  $\theta = \alpha C$  dir. C, Curie sabiti ve  $\theta$  ise Curie-Weiss sıcaklığıdır. Curie-Weiss sıcaklığının altında ( $T < \theta$ ) Curie-Weiss yasası geçerli değildir. (2.48) bağıntısından görüldüğü gibi  $\theta$ , magnetik momentler arasındaki etkileşimin bir ölçüsüdür. Etkileşim yoksa (saf paramagnetik durum)  $\theta = 0$ , momentler arasında ferromagnetik bir etkileşim varsa  $\alpha$  pozitif dolayısı ile  $\theta$  da pozitif

tif, momentler arasında antiferromagnetik bir etkileşim varsa  $\alpha$  negatif dolayısıyla  $\theta$  da negatiftir.

(2.48) bağıntısıyla verilen duygunluk ifadesi kuantum mekaniksel olarak da elde edilebilir: (2.37) eşitliğinde H yerine  $H_i = H + \alpha M$  eşitliği konursa,

$$M = \frac{NP_{et}^2 H / 3kT}{1 - NP_{et}^2 \alpha / 3kT} \quad (2.49)$$

elde edilir. Dolayısıyla magnetik duygunluk,

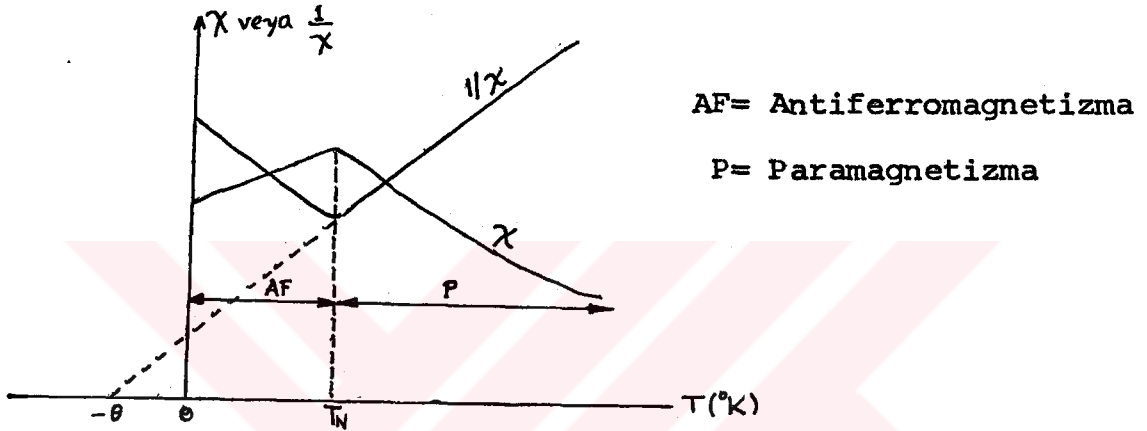
$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.50)$$

olur. Burada  $C = N \frac{P_{et}^2}{3k}$  ve  $P_{et} = g\mu_B \sqrt{J(J+1)}$  dir.



## 2.8. ANTİFERROMAGNETİK MADDELERİN MAGNETİK ÖZELLİKLERİ

Antiferromagnetizmanın kuramı ilk kez Néel tarafından verilmiştir (KITTEL, 1968 ve CRANGLE, 1977). Antiferromagnet bir maddenin magnetik duygunluğu, tüm sıcaklıklarda pozitif ve küçüktür. Fakat sıcaklıkla değişimi Şekil-2' de görüldüğü gibi, sıcaklık azaldıkça duygunluk önce artar ve  $T=T_N$  sıcaklığında pek keskin olmayan bir maksimumdan geçerek azalmaya başlar.



Şekil-2. Antiferromagnetik Maddelerin Magnetizasyon ve Magnetik Duygunluklarının Sıcaklıkla Değişimi

Madde  $T_N$ 'nin üstünde paramagnetik ve altında ise antiferromagnetiktir. Bu sıcaklığa Néel sıcaklığı denir. Antiferromagnetik maddelerin büyük bir kısmı, iyonik bileşiklerdir.

Ferromagnetik maddelerde olduğu gibi, antiferromagnetik maddelerin magnetik duygunluklarının tersi  $1/\chi$ ,  $T_N$  sıcaklığının üstünde T ile lineer değişmektedir. Fakat  $1/\chi \Rightarrow 0$ 'a "extrapolate" edildiğinde T eksenini negatif bir sıcaklıkta keser. Bu doğru denklemi,

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \theta}{C} \quad (2.51)$$

şeklindedir. Burada,  $\theta$  negatiftir ve

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.52)$$

dir. Yani antiferromagnetik maddelerde,  $\theta$  negatif olmak üzere Curie-Weiss yasasına uyarlar.  $\theta$ , iç alan sabiti  $\alpha$  ile orantılı yani  $\theta = \alpha C$  olduğundan,  $\alpha$  negatif, dolayısıyla  $\alpha M$  moleküler alanı, uygulanan alana zıttır. Bu demektir ki H dış alanı, iyon momentlerini alan yönünde yöneltmeye çalışırken,  $\alpha M$ , bunun tersine, momentleri alanla zıt yönde tutmaya çalışır. Başka bir deyişle, antiferromagnetik maddelerde değiş-tokuş etkileşimi negatiftir.

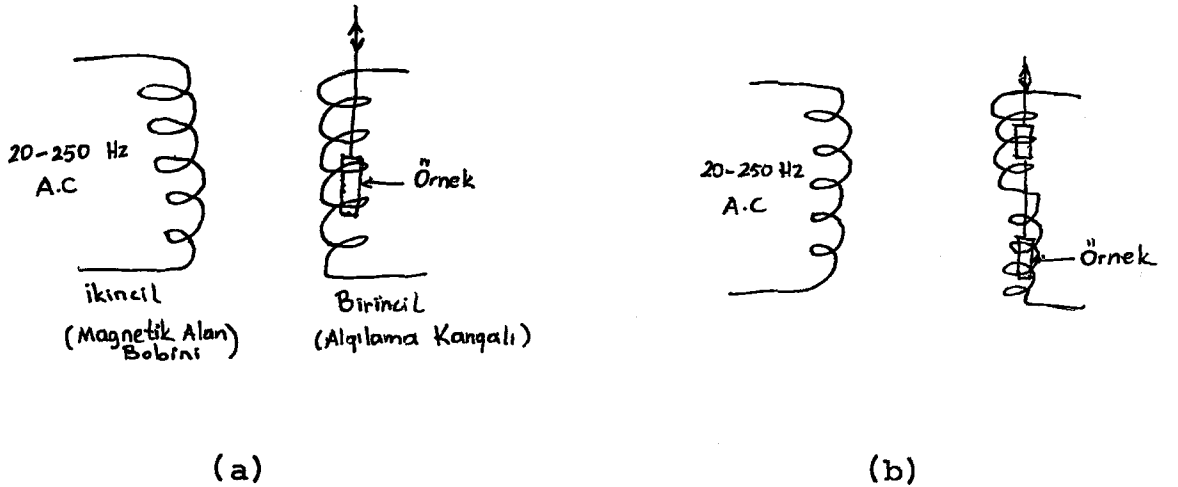
### 3. MAGNETİK DUYGUNLUK VE MİKNATISLANMA ÖLÇÜM AYGITLARI

#### 3.1. GİRİŞ

Maddelerin fiziksel özelliklerini belirlemede kullanılan en etkin araştırmalardan birinin, bu maddelerin magnetik özelliklerine bakmak ve bunlardan yararlanarak kuantum durumlarını elde etmek olduğu kuşkusuzdur. Bu bakımdan maddelerin magnetik özelliklerini (örneğin, mıknatıslanma ve magnetik duyguluklarını) ölçmekte kullanılan ve değişik yöntemlere dayanan birçok magnetometre tipi geliştirilmiştir. Bunlar başlıca:

- i) Karşılıklı indüktans yöntemleri
  - ii) Titreşen örnek yöntemleri
  - iii) Kuvvet yöntemleri
  - iv) İndüksiyon yöntemi
  - v) Aşırı iletken yöntemleri
- olmak üzere sıralanabilir.

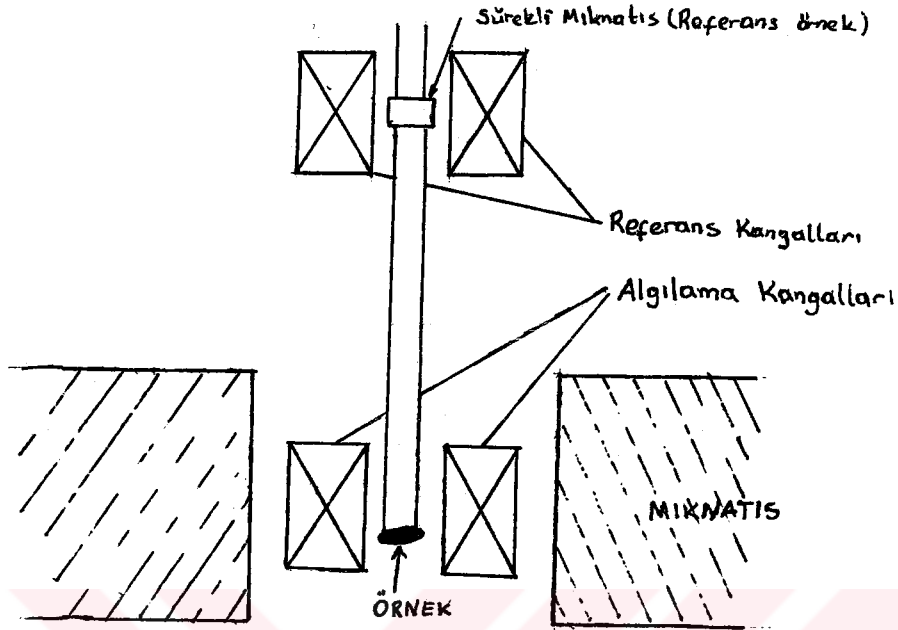
#### 3.2. Karşılıklı İndüktans Yöntemleri :



Şekil-3. Karşılıklı İndüktans Yönteminin Kangalları

Şekil-3. de görüldüğü gibi alçak sıcaklıkta tutulan birincil ve ikincil olmak üzere içiçe iki kangal (bobin) kullanılır. Bu kangal takımının içerisine magnetik duyunluğu  $\chi$  olan bir örnek konursa, takımın karşılıklı indüktansı,  $\propto \chi$  kadar artar. Burada  $\alpha$ , sistemin geometrisine bağlı bir sabittir. Karşılıklı indüktanstaki bu değişim algılama kangalının uçlarına bağlanan bir A.C. karşılıklı indüktans köprüsü ile ölçülerek  $\chi$  bulunur. İndüktanstaki değişim iki yöntemle bulunabilir (KUMANO VE İKEGAMI, 1979). Birinci yöntemle göre şekil-3a da olduğu gibi birincilin merkezinde bulunan örnek kangaldan dışarıya çıkarılarak kangalın uçlarına bağlanan A.C. köprüsü ile indüktans değişimi ölçülür. Şekil-3b de görülen ikinci yöntemle göre ise, zıt yönlerde sarılmış seri bağlı iki kangaldan oluşan birincilin kangallarından birinde duran örnek ikinci kangalın merkezine kadar hareket ettirilerek yine indüktanstaki değişim ölçülebilir. Bu yöntem daha hassastır. Bu aygıt yalnız magnetik duyunluk ölçümlerinde kullanılır ve genellikle paramagnetik olan maddeler için elverişlidir. Kangalların en azından azot sıcaklığında tutulmaları gerekir aksi halde resistiv etkiler nedeniyle indüktans değişimini ölçmek güçleşmektedir. Aygıtın, magnetik duyunluk açısından duyarlılığı  $10^{-6}$  emb/g mertebesindedir.

### 3.3. TİTREŞEN ÖRNEK YÖNTEMLERİ



Şekil-4. Titreşen Örnek Magnetometresi

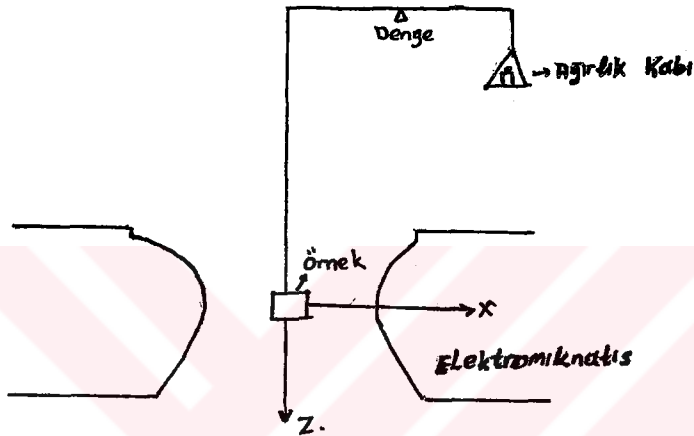
Bu yöntem titreşen örneğin yakınında bulunan algılama kanğalındaki akı değişimini ölçmeye dayanır (FONER ve HUDGENS, 1973). Şekil-4 de olduğu gibi genellikle küre veya küçük bir disk şeklinde olan örnek bir çubuğun ucuna tutturulur. Çubuğun diğer ucu ise bir hopperlör veya başka bir mekanik salınıcıya bağlanır. Örnek 80 salınım/sn. frekans ve 0.1 mm genlikte magnetik alana dik yönde titreştirilir. Algılama kanğalında titreşen örneğin miknatıslanması ile orantılı değişken bir e.m.k. oluşur. Çubuğun diğer ucunda titreşen sürekli magnet şeklinde bir referans örnek bulunmaktadır. Bunun oluşturduğu değişken alan da referans kanğalları tarafından algılanır. Algılama kanğallarından ve referans kanğallarından alınan gerilimler bir elektronik devrede karşılaştırılır ve farkları alınır. Bu fark örneğin miknatıslanması ile orantılıdır. Bu yöntem hem kullanışlı hem de hassas bir yöntemdir. Zayıf ve kuvvetli magnetik madde-

lerin magnetik duyunluklari 10 kGauss' luk alan icerisinde  $5 \times 10^{-9}$  e.m.b./g hassasiyetiyle olculebilir. Yontemin tek sakincasi ornegin kucuk olmasi nedeniyle mknatıslanma ve donusumsuzluk egrileri saptanirken demagnetizasyon katsayısının tam olarak bulunamamasıdır.

### 3.4. KUVVET YÖNTEMLERİ

Tekdüze olmayan bir magnetik alan içinde bulunan magnetik bir cisme etkiyen kuvveti ölçme ilkesine dayanır. Bu ilkeye dayanarak duygunluk ölçümleri için geliştirilen en önemli iki yöntem Faraday yöntemi ile Gouy yöntemidir.

#### i) Faraday Yöntemi



Şekil-5. Faraday Magnetometresinin Temel Kısımları

Kullanılan mıknatıs, Şekil-5 de görülen biçimde kutupları olan bir elektromıknatıssa örneğe Z yönünde

$$F_z = m \chi H_x \frac{dH_x}{dz} \quad (3.1)$$

ile verilen bir kuvvet etkir. Burada m, örneğin kütlesi,  $\chi$  magnetik duygunluktur. Örneğe etkiyen bir magnetik kuvvet mikrotarazi ile ölçülerek  $\chi$  bulunabilir (GARDNER ve SMITH, 1972, CRANGLE, 1977).

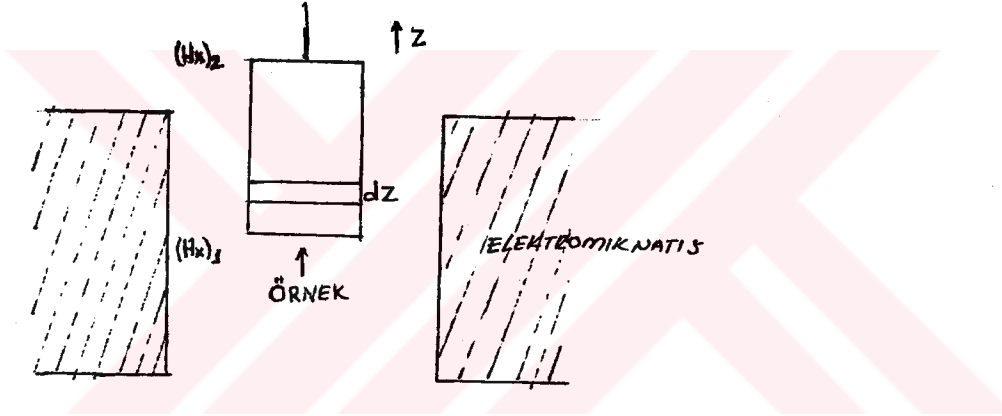
Elektromıknatıs yerine aşırıiletkenlerden yapılan magnetlerin kullanılması son zamanlarda yaygınlaştı. Bunda belirli bir yönde (örneğin Z) düzgün bir alan oluşturan bir aşırıiletken kanga ve aksenal bir alan değişimi ( $dH_z/dZ$ ) oluşturan bir

takım gradient kangalı kullanılır.Kütlesi m olan bir örnek üzerine etkiyen kuvvet bu kez,

$$F = m \chi H_z \frac{dH_z}{dz} \quad (3.2)$$

bağıntısı ile verilebilir ve yüksek duyarlıklı bir mikroterazi ile ölçülerek magnetik duygunluk  $\chi$  hesaplanır.1KGauss'luk bir alan altında  $10^{-9}$ - $10^{-10}$  e.m.b./g luk bir duygunluk değişimi ölçülebilmektedir.

### ii) Gouy Yöntemi



Şekil-6. Gouy Yöntemi Magnetometresinin Temel Kısımları

İnce, uzun, düzgün örneklerin paramagnetik duygunluklarının mutlak ölçümlerini sağlayan kuvvet metodunun bir değişik türüdür. Şekil-6 da görüldüğü gibi düzgün bir paramagnetik örneğin, dz uzunluğunda küçük bir elemanı üzerine etkiyen dik kuvvet,

$$\begin{aligned} dF_z &= dm \chi H_x \frac{dH_x}{dz} \\ &= \frac{1}{2} (\rho \propto dz \chi) \frac{dH_x^2}{dz} \end{aligned} \quad (3.3)$$

şeklindedir (CRANGLE, 1977). (3.3) bağıntısı integre edilirse,



$$F_z = \frac{1}{2} \chi \alpha \rho ( (H_x)_1^2 - (H_x)_2^2 ) \quad (3.4)$$

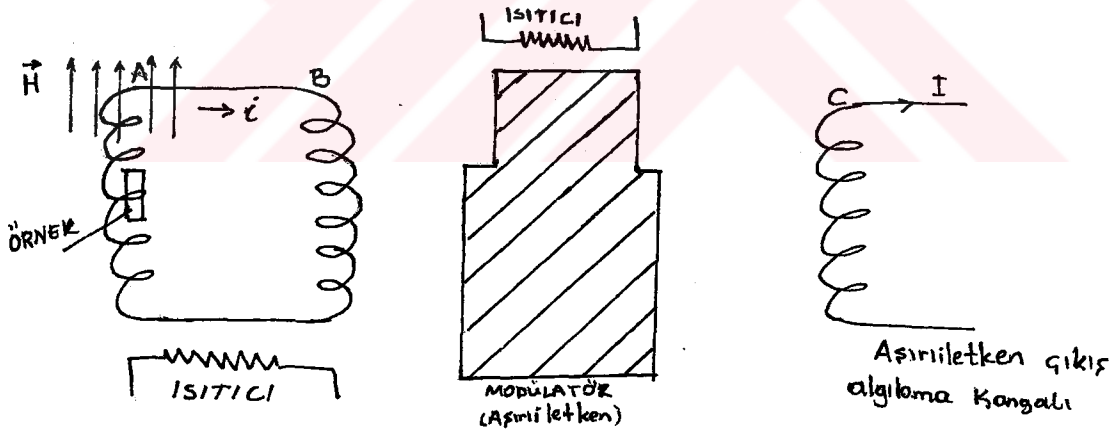
eşitliği elde edilir. Burada  $\alpha$  örneğin tesir kesit alanı ve  $\rho$  yoğunluğudur.  $\alpha$  kesiti ve  $\rho$  yoğunluğu çok az hata ile ölçülebilirse,  $\chi$  duygunluğu hesaplanabilir. Bu yöntemin tek sakıncası yeterince büyük ve uzun örnekler gerektirmesidir.

### 3.5. İNDÜKSİYON YÖNTEMİ

Başlangıçta algılama kangalı içerisinde bulunan bir örneğin kangaldan uzak bir yere götürülmesiyle kangalın uçları arasında oluşan e.m.k.'in zamana göre integralinin alınmasına dayanır. Bu integral örneğin oluşturduğu akıya eşit olup mıknatıslanmanın bir ölçüsüdür.

### 3.6. AŞIRIİLETKEN YÖNTEMLERİ

Bu yöntemle iki tür magnetometre yapılabilir. Bunlardan birincisi, aşırıiletkenlerin sıfır direnç ve "Meissner Olayı" gibi özelliklerinden yararlanmakla yapılan magnetometre, ikincisi "Josephson Olayı" denilen kuantum mekaniksel bir olayı da içeren magnetometredir (KIYMAÇ, 1976; CERDONIO ve Ark., 1976; PHİLO ve FAİRBANK, 1977; KIYMAÇ ve FİNN, 1982; KIYMAÇ, 1985).



Şekil-7. Aşırıiletken Magnetometresinin Kısımları

Birinci türde (şekil-7) örneğin içerisine konulduğu bir A kangalı ile buna seri bağlı bir B kangalı bulunur. Bu kangal takımı aşırıiletkenden yapıldığı için ilmeğin tamamından geçen

akı sabittir. B kangalının içerisinde bir ısıtıcı ile, istenildiği zaman normal duruma geçebilen aşırıiletken bir modülatör bulunur. Ayrıca B kangalını ve modülatörü de içine alan C kangalı vardır. Herhangi bir akı değişimi ölçülmek istenildiğinde A ve B ilmeğinin bir kesimi ile modülatör ayrı birer ısıtıcı yardımıyla normal duruma geçirilir. Sonra ilmek, aşırıiletken duruma geçirilerek A kangalındaki örneğin oluşturduğu akıdan dolayı oluşan akım, B kangalı vasıtasıyla modülatörde bir akı oluşturur. Eğer şimdi modülatör aşırıiletken kılınırsa MEISSNER olayı nedeniyle içerisindeki akı dışarı atılır, bu da C kangalında akı değişimine neden olarak bir akım oluşturur ve bu akımla orantılı bir gerilim yükseltilerek ölçülür. Uygun bir kalibrasyonla örneğin mıknatıslanması ve magnetik duyunluğu saptanır. Bu yöntemle 10 Gauss'luk bir magnetik alan kullanılarak  $10^{-10}$  e.m.b./g lik bir duyunluk ölçülebilmektedir.

İkinci tür aşırıiletken magnetometre son on yıl içerisinde yapılmaya başlandı. Bu magnetometre JOSEPHSON olayına dayanılarak geliştirilen bir aşırıiletken kuantum girişim aygıtı (SQUID) içermektedir. SQUID (superconducting Quantum Interference Device) sözcüklerinin bir kısaltılmışıdır. SQUID kullanarak yapılan magnetometre ile 10 G' luk bir magnetik alanda bile  $10^{-10}$  e.m.b/g lik magnetik duyunluk değişimi ölçülebilmektedir. Kullanılacak magnetik alanın büyüklüğü gözönünde tutulacak olursa, bu sistemin yukarıda belirtilen öteki magnetometrelerden ne kadar duyarlı olduğu görülebilir. Bu aşırı duyarlılık sayesinde çok küçük örnekler ve son derece küçük magnetik alanlarla yetinilebilmesi, yöntemle, ayrıca bir üstünlük kazandırmaktadır. Magnetik alan oldukça küçük olabileceği için ölçülen sıfır alan magnetik duyun-

luğu, öbür yöntemlerle ölçülenden kuşkusuz daha güvenilir olmaktadır. Bu yöntemle mıknatıslanması ve magnetik duygunluğu son derece zayıf magnetik maddeler (örneğin biyolojik örnekler) bile incelenebilmektedir. Yine bu yöntemler son yıllarda insan kalbinin atımlarının oluşturduğu zayıf magnetik alanların değışimleri ölçülerek elektrokardiyografi yerine magnetokardiyografi geliştirilmeye başlanmıştır (PHYSICS TODAY, August, pp - 18-20.1979).

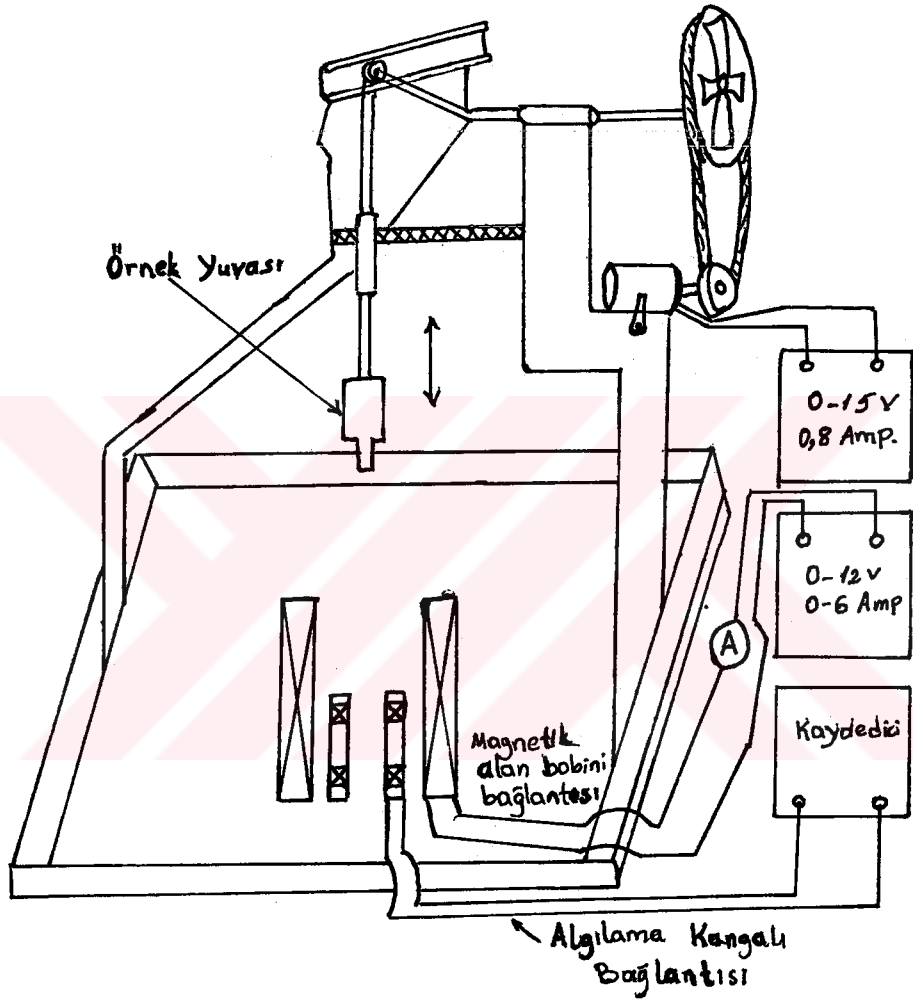


#### 4. ÇALIŞMADA YAPILAN MAGNETOMETRENİN ÖZELLİKLERİ VE TANITILMASI

Yukarıda anlatılan yöntemlere dayanılarak geliştirilen magnetometreler birçok firma tarafından pazarlanmakta olup değeri yaklaşık olarak 20.000.000 Tl. nin üzerindedir. Ekonomik güçlükleri ve ülkemiz koşullarını gözönüne tutarak oda sıcaklığında ve küçük magnetik alanlarda çalışabilen bir magnetometre yapımı gerçekleştirilmeye çalışıldı. Bu magnetometrenin yapımında, örneğin hareketliliği bakımından, titreşen örnek yöntemine ve indüksiyon yöntemine benzeyen bir ilke izlenmişse de kurgu ve alınan işaretlerin değerlendirilmesi bakımından hiç birine bağlı kalınmamıştır. Elektromagnetik fizik prensiplerine dayanılarak, aşağıda özellikleri verilen bir magnetometre tipi geliştirilmeye çalışılmıştır.

Bu çalışmada yapılan magnetometre Şekil-8 'de görüldüğü gibi başlıca şu parçalardan oluşmaktadır:

Bir magnetik alan bobini ve soğutma düzeneği, algılama kangalı, örnek kapları, örneğe düşey olarak yavaş, sürekli ve periyodik bir hareket kazandırabilen bir araba sileceği motoru, akım kaynağı ve sinyalleri okumak için faydalanılan hassas mikrovoltmeter veya kaydedici.



ŞEKİL-8. Magnetometrenin Genel Şeması

#### 4.1. D.C. MAGNETİK ALAN BOBİNİ

Magnetik alan bobini, iç çapı 2 cm, dış çapı 3 cm, uzunluğu 12 cm olan ve gürğenden yapılan bir taban üzerine 0.8 mm çaplı ve yalıtımlı bir bakır telin her katta 141 sıkı sarım olacak biçimde 6 kat sarılmasıyla elde edildi. Toplam sarım sayısı 846'dır. Şekil-9 da görülen magnetik alan bobinin uzunluğu boyunca magnetik alanının büyüklüğünün değişimi, iki farklı yöntemle ve bilgisayar yardımıyla hesaplandı (PURCELL, 1965 ve MONTGOMERY, 1969). Birinci yöntem Montgomery tarafından verilen ampirik formlere dayanmaktadır. Bu yöntemle göre bobinin merkezindeki alan,

$$H_0 = \frac{NI}{a_1} \frac{1}{2\beta(\alpha-1)} F(\alpha, \beta) \quad (4.1)$$

ve eksen üzerindeki herhangi bir yerdeki alan ise,

$$H_z = H_0 \frac{F(\alpha, \beta + \frac{z}{a_1}) + F(\alpha, \beta - \frac{z}{a_1})}{2F(\alpha, \beta)} \quad (4.2)$$

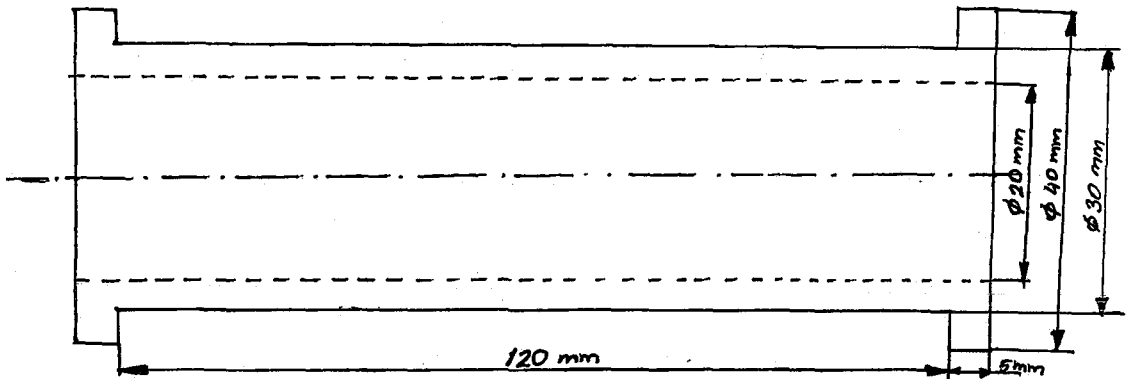
bağıntısıyla verilebilir. Burada N bobindeki toplam sarım sayısını, I amper cinsinden akımı,  $2a_1$  cm cinsinden bobinin iç çapını,  $\alpha$  bobinin dış çapının, iç çapına oranını ve  $\beta$ , bobinin uzunluğunun iç çapına oranını betimlemektedir. F fonksiyonu,

$$F(\alpha, \beta) = \frac{4\pi\beta}{10} \ln \left( \frac{\alpha + (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}}{1 + (1 + \beta^2)^{1/2}} \right) \quad (4.3)$$

bağıntısı ile tanımlanmaktadır.  $\alpha$ 'nın küçük değerleri için ( $\alpha \approx 1$ ), (4.3) numaralı eşitlik,

$$F(\alpha, \beta) = \frac{4\pi\beta}{10} \frac{\alpha - 1}{(1 + \beta^2)^{1/2}} \quad (4.4)$$

şekline indirgenir.



Şekil-9. D.C. Magnetik Alan Bobininin Ölçüleri ve Modeli

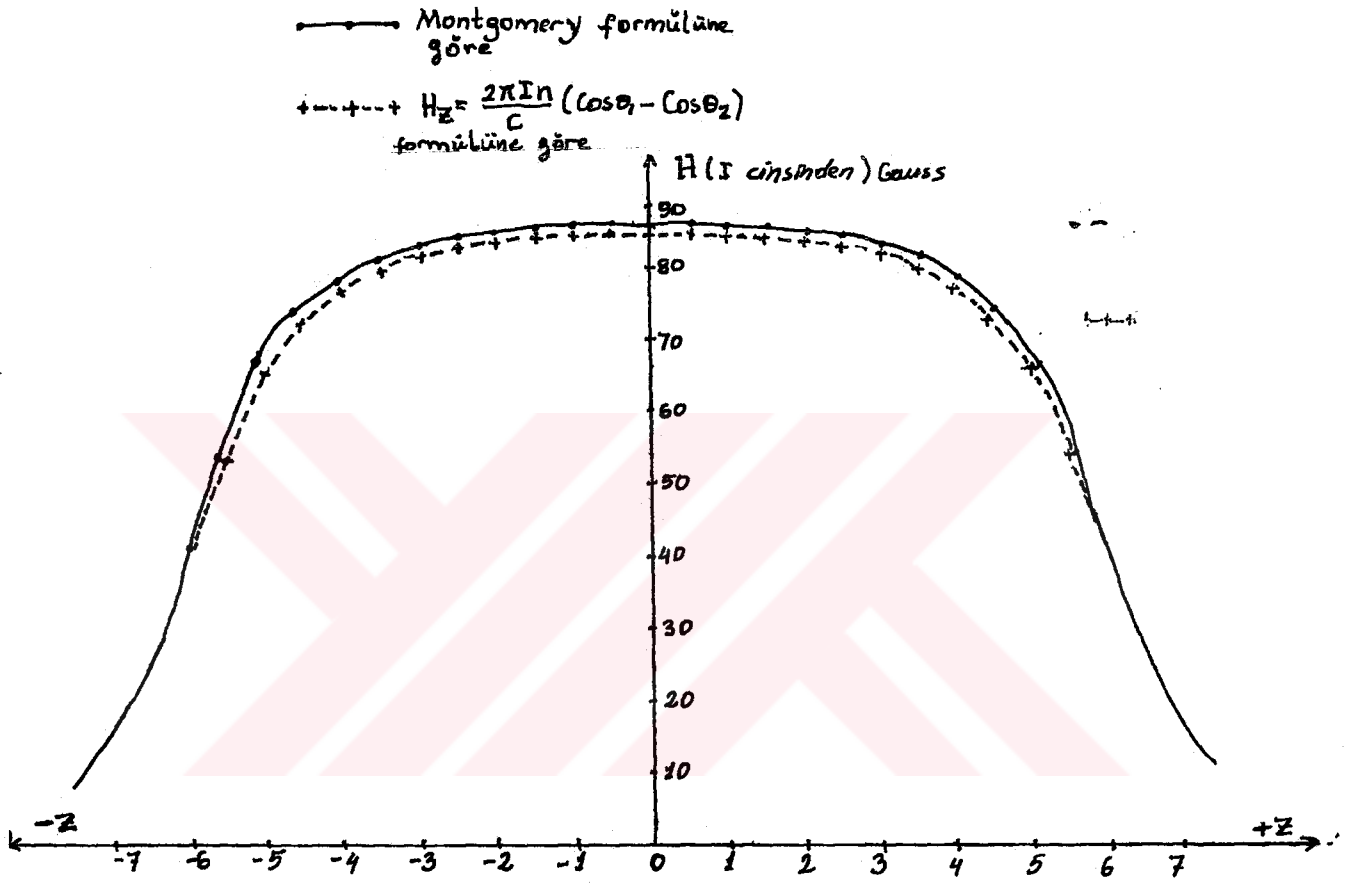
Bu çalışmada yapılan bobinin iç çapı 3 cm, dış çapı 3.84 cm ve uzunluğu 12 cm olup bu değerler (4.1), (4.2) ve (4.4) bağıntılarında kullanılarak bobinin merkezindeki alan bilgisayar aracılığı ile (program ek-1 de sunuldu),

$$H_0 = 85,74 \text{ I Gauss} \quad (4.5)$$

olarak bulundu. Bobinin ekseni boyunca olan alan değişimi ise Şekil-10 da verilmektedir. Sonuçlar incelendiğinde bobin merkezinden 1,5 cm uzaklıkta alanın 85,26 I Gauss değerine düştüğü görüldü. Ancak bu azalma merkezdeki alan değerinin binde 6'sı kadar olduğundan merkezdeki 3 cm'lik bölgede alanın sabit olduğunu varsayabiliriz. İşte bu 3 cm lik bölge algılama kangalı takımının yerleştirildiği bölgedir.

Bobinin oluşturduğu magnetik alanın, bobin ekseni boyunca değişiminin doğruluğundan emin olabilmek için ikinci bir yöntem göre da hesaplama yapıldı (Ek-2). Bu yöntem göre bobinin 1 cm uzunluğundaki sarım sayısına n dersek, bobinin ekseni üzerindeki herhangi bir noktadaki alan, I amper cinsinden olmak üzere,

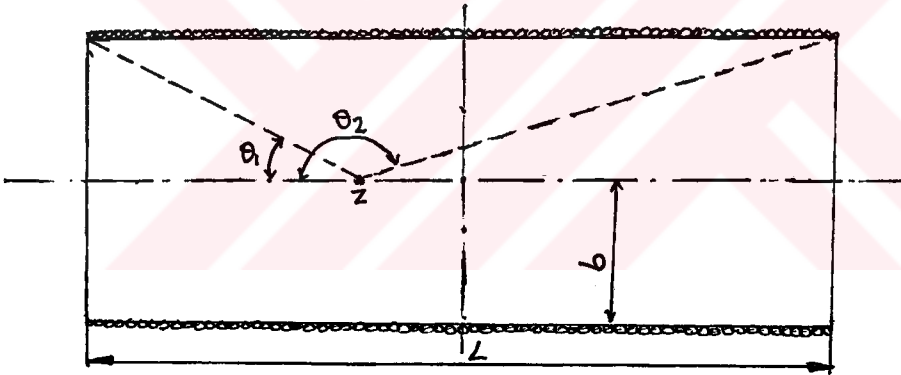




ŞEKİL-10. Bobinin Merkezindeki Alanın Eksen Boyunca Değişimi

$$H_z = \frac{2 \pi I n}{c} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (4.6)$$

bağıntısıyla verilebilir(PURCELL,1965).Burada  $C=10$  olup CGS birim sisteminde ışığın hızıdır,  $\theta_1$  ve  $\theta_2$  dikkate alınan noktayı bobinin uçlarına birleştiren doğruların, pozitif yönde eksenle yaptıkları açılardır(Şekil-11). Bobindeki her kat için (4.6) bağıntısına göre hesaplanan değerler üstüste bindirilerek bobinin tamamının eksen boyunca alan değişimi hesaplanabilir.Bu hesaplamada bilgisayar aracılığı ile yapılarak Şekil-10'da görüldüğü gibi grafiği çizildi.Şekilden görüldüğü gibi her iki yöntemle elde edilen sonuçlar çok iyi bir şekilde uyumtadırlar.



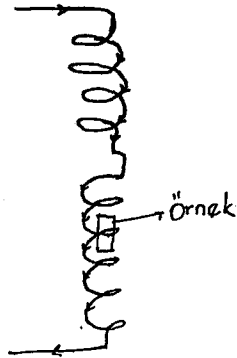
Şekil-11. Bir Solenoidin Ekseni Üzerindeki Bir Noktadaki Alanın Hesabı

Bobine uygulanan akım, 0-6 amper arasında değer verebilen bir doğru akım kaynağından sağlandı.Böylece magnetik alan bobini ve akım kaynağı yardımıyla 0-500 Gauss arasında D.C. magnetik alanı elde etmek mümkün olabilmektedir.Ancak yüksek magnetik alanlara ulaşılmak istenildiğinde bobinin ısındığı görüldü.Bu ısınma, örneğin mıknatıslanması sıcaklığa bağlı ol-

duğu için ölçümlerde bir hataya neden olacaktır. Bu istenmeyen durumu önlemek için bobinin dışına, iç çapı 5 mm olan bir bakır boru helezon biçiminde sıkıca sarılarak içerisinde çalışma sırasında su dolaştırıldı. Böylece sıcaklığın sabit olması sağlandı. Bobinin direncinin 3 ohm ve indüktansının ise 5,55 mH olduğu bulundu. Buna göre bobindeki ısınmanın hemen hemen Joule ısısından kaynaklandığı, magnetik enerjinin etkisi olmadığı görülmektedir.

#### 4.2. ALGILAMA KANGALI

Magnetometrenin ikinci önemli parçası olan algılama kangalı Şekil-12' de görüldüğü gibi seri bağlı fakat ters yönlerde sarılmış özdeş iki kangaldan oluşmaktadır. Bu iki kesim arasında, karşılıklı indüktansı minimuma indirmek için, 1.2 cm lik bir boşluk bırakıldı. Her bir kesim, iç çapı 1 cm, dış çapı 1,5 cm ve genişliği 3 mm olan taban üzerine 0,01 mm çaplı ve yalıtımlı bir bakır telin her katta 21 sıkı sarım olacak biçimde 8 kat sarılmasıyla elde edildi. Algılama kangalının direnci 40 ohm, indük-



Şekil-12. Algılama Kangalı Sarımları

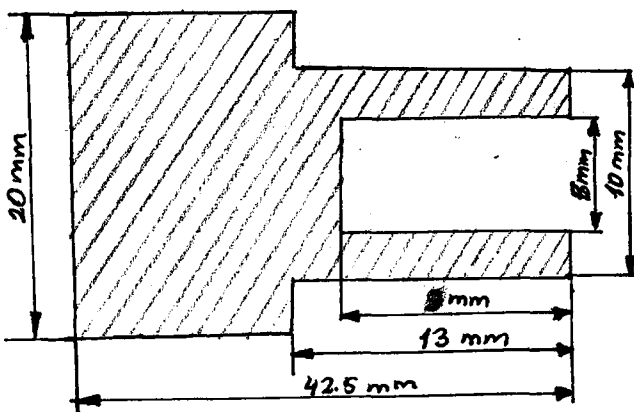
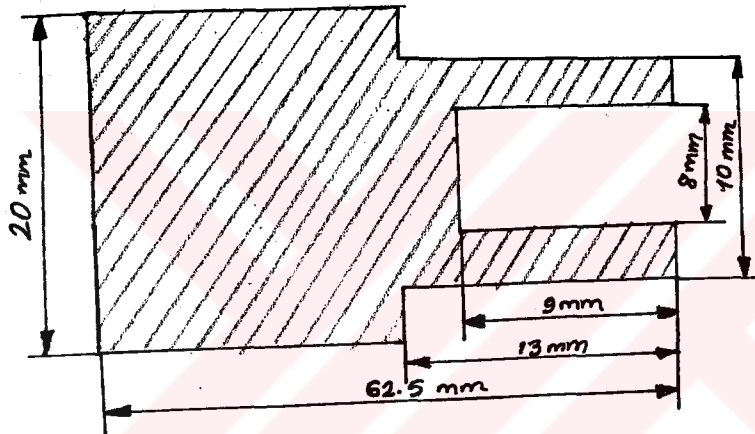
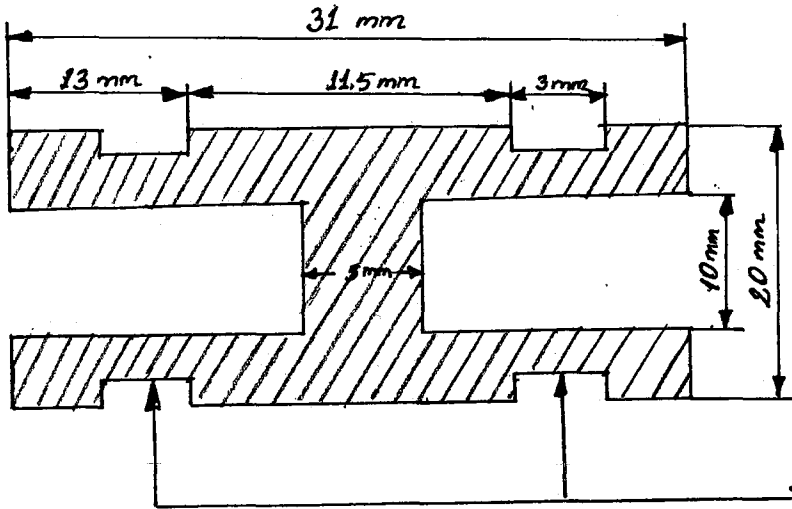
tansı ise 29,5 mH'dir. Algılama kangalı, magnetik alan bobininin ortasındaki alanın düzgün olduğu 3 cm'lik bölgeye yerleştirildi. Algılama kangalının her iki kesimine de özdeş birer örnek kabı yerleştirildi. Bu kaplardan biri boş, diğerine ise özelliğine bakılacak örnek konabilmektedir. Örnek konan kap algılama kangalı içerisine

girip çıkabilecek biçimde düzenlendi. Algılama kangalının iki kesiminin ters yönlerde sarılı oluşu magnetik alandaki değişimden

ötürü kangalda oluşan toplam e.m.k.'nin sıfır olmasını sağlar. Böylece algılama kangalındaki akı değişimi, yalnız örneğin kangalın kesimlerinden birine girip çıkmasından kaynaklanmaktadır. Bu akı değişimi örneğin mıknatıslanmasıyla orantılıdır. Algılama kangalı sistemi ve örnek kapları Şekil-13' de görülmektedir.

Örnek kabının algılama kangalı içerisine düzenli bir biçimde giriş çıkışını sağlamak için elektromekanik bir düzenek kuruldu. Şekil-18' de görülen bu düzenek, bir araba sileceği motoru ile döndürülebilen bir kasnak, kasnağa bağlı yatay bir mil ve bu milin hareketini bir tür çark düzeniyle alan ve dikey olarak hareket edebilen bir başka milin ucuna örnek kabının tutturulmasıyla elde edildi. Düzenek sayesinde örnek, algılama kangalı içerisine yaklaşık 6 saniyelik bir periyodla düzenli bir biçimde girip çıkabilmektedir. Bu giriş çıkıştan doğan akı değişiminin algılama kangalında oluşturduğu e.m.k. kangalın uçlarına bağlanan hassas bir mikrovoltmetre ya da kaydedici yardımı ile kaydedilebilmektedir. Örneğin hareketi periyodik olduğundan doğal olarak kaydedilen e.m.k.'de periyodik (yaklaşık sinüsel) bir işarettir. Ancak bu işaretin genliği ölçülen örneğin ne ölçüde magnetik olduğuna, magnetik alan şiddetine ve sıcaklığa bağlıdır. Yapılan düzenekte sıcaklığı değiştirme olanağımız olmadığı için e.m.k.'nin yalnız örneğe ve magnetik alan şiddetine bağlılığı ölçülebilmektedir.

Algılama kangalının uçları arasında ölçülen e.m.k. maddenin mıknatıslanması ile doğru orantılıdır. Bu orantı katsayısına magnetometrenin kalibrasyon sabiti denir. Magnetik özellikleri bilinen bir örnek kullanarak bu sabitin değeri saptanabilir. Biz kalibrasyon örneği olarak sıfır Kelvine kadar paramagnetik olan ve



ŞEKİL-13. Algılama Kancalı Sistemi  
ve Örnek Kapları

Curie yasasına uyan  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  örneğini seçtik. Kalibrasyon örneğinin magnetik özellikleri ve kalibrasyonun nasıl yapıldığı Ke - .  
sim-5 de verilmektedir.



## 5. MAGNETOMETRENİN KALİBRASYONU

### 5.1. Kalibrasyon Maddesinin Özellikleri

Kalibrasyon maddesi olarak  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  (Beş sulu bakır(II) sülfat) seçildi. Bu madde, molar ağırlığı 249.68 gram, ergime noktası 383 K olan ve literatürden saptadığımızı göre mükemmel bir paramagnet olup (HANDBOOK of CHEMISTRY and PHYSICS, E-123, 1975-76; CRANGLE, 1977, HOCKMAN ve ark., 1981), magnetik duygunluğu,

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (5.1)$$

ile verilen Curie yasasına uyan bir bileşiktir (Şekil-14). Çeşitli kaynaklardan alınan Curie sabiti değerleri Tablo-1 de verilmektedir. Bu değerlerin ortalaması,

Tablo-1. Değişik Kaynaklardan Alınan Curie Sabitleri

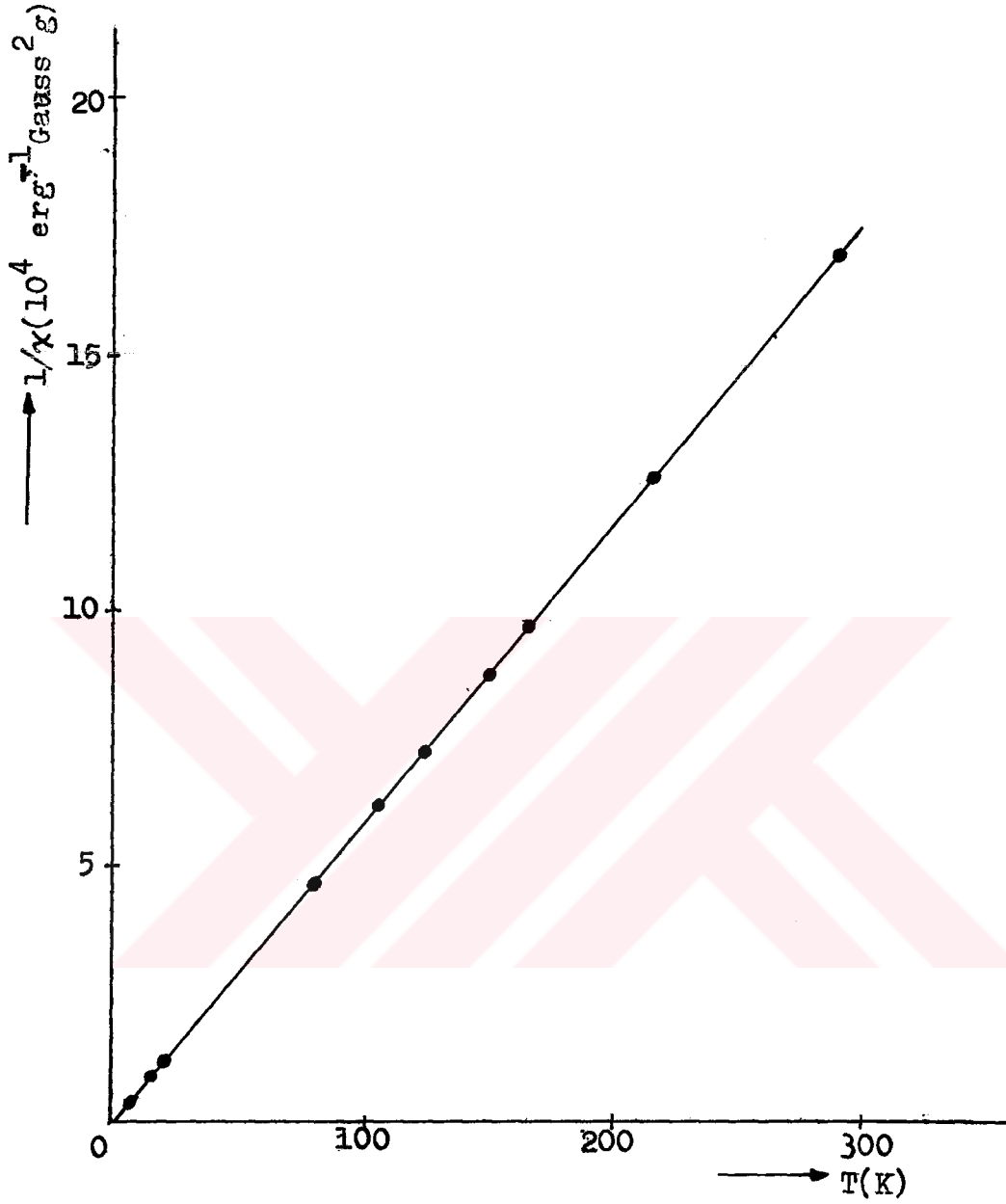
	$C(10^{-3} \frac{\text{e.m.b.K}}{\text{g}})$
Handbook, 1975-76	1.713
Crangle, 1977	1.826
Hockman ve ark., 1981	1.847

$$C = (1.794 \pm 0.050) \times 10^{-3} \quad \left( \frac{\text{e.m.b.K}}{\text{g}} \right) \quad (5.2)$$

dır.

$$C = \frac{N P_{\text{et}}^2}{3k} \quad (5.3)$$

bağıntısı kullanılarak  $P_{\text{et}}$  değeri hesaplanırsa,



ŞEKİL-14.  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  Bileşiğinin Magnetik Duygunluğunun Tersinin Sıcaklıkla Değişimi



$$P_{et} = 1.893 \mu_B \quad (5.4)$$

bulunur. Burada,

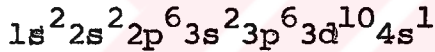
$$P_{et} = g(J(J+1))^{1/2} \mu_B \quad (5.5)$$

ve

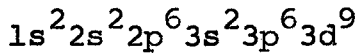
$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (5.6)$$

dir.

$\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  bileşiğinde magnetik özellik iki elektronunu kaybetmiş bakırdan ( $\text{Cu}^{++}$  iyonundan) kaynaklanmaktadır. Bilindiği gibi Cu, atom numarası 29 olduğuna göre elektron konfigürasyonu,



olan bir metaldir. Yukarıdaki bileşikte Cu, 4s'deki bir elektronunun yanı sıra 3d'den de bir elektronunu  $\text{SO}_4^{--}$ 'e vererek  $\text{SO}_4^{--}$  iyonu ve  $\text{Cu}^{++}$  iyonu oluşmaktadır.  $\text{Cu}^{++}$  iyonunun elektron konfigürasyonu ise,



olduğuna göre bileşiğe magnetik özelliği kazandıran 3d'deki 9 elektrondur (daha doğrusu bir elektron boşluğudur). 3d elektronları için yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı  $l=2$  olduğuna göre durumu magnetik kuantum sayıları  $m_l$  ile açıklamak mümkündür:

$$m_l: -2, -1, 0, 1, 2$$

olduğuna ve bu kuantum durumlarından herbirine Pauli ilkesi gereği birinin spini yukarı, diğerinin aşağı yönelmiş olmak üzere 2

elektron yerleşebileceğinden elektronların spin kuantum durumlarını magnetik spin kuantum sayısı  $m_s$  ile belirterek aşağıdaki gibi <sup>br</sup> yerleşim düzeni verilebilir:

$m_l$	-2	-1	0	1	2	-2	-1	0	1	2
$m_s$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	

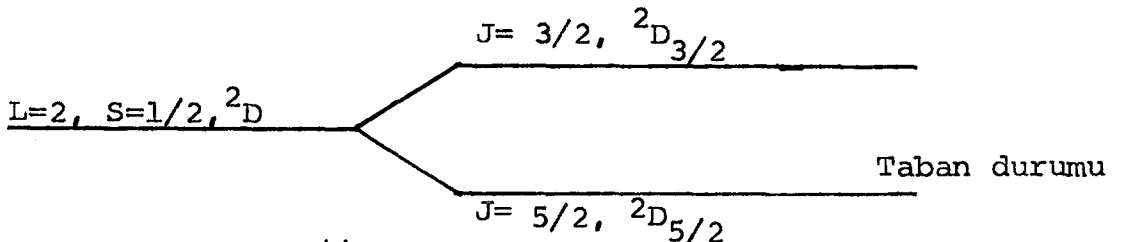
Bu yerleşimden görüldüğü gibi  $m_l=2$  durumunda çiftlenmemiş bir elektron (başka bir deyimle bir elektron eksikliği) vardır. Hund kuralı gereği,  $Cu^{++}$  iyonunun toplam spin açısai momentumunun maksimum değeri,

$$S = \sum_{i=1}^9 m_{s_i} = \sum_{i=1}^9 s_i = \frac{1}{2} \quad (5.7)$$

ve toplam yörüngesel açısai momentumu ise,

$$L = \sum_{i=1}^9 m_{l_i} = \sum_{i=1}^9 l_i = 2 \quad (5.8)$$

dir. Eğer kristal alan gibi dış etkiler yoksa veya zayıfsa LS-çiftlenimi olur. Hund kuralına göre  $Cu^{++}$  iyonunda yörünge yarı - dan fazla dolu olduğundan LS-çiftlenimi sonunda taban durumu için  $J = |L+S| = 2+1/2 = 5/2$ , dolayısıyla spektroskopik gösterim  ${}^2D_{5/2}$ , uyarılmış durum için ise  $J = |L-S| = 2-1/2=3/2$  ve gösterim  ${}^2D_{3/2}$  dir. Öyleyse kristal alanın etkisi dikkate alınmazsa  $Cu^{++}$  iyonunun enerji düzeyi diyagramı, Şekil-15 deki biçimde olmalıdır.



Şekil-15.  $Cu^{++}$  İyonunun Enerji Düzeyi Diyagramı

Taban durumuna karşılık gelen spektroskopik yarılma faktörü, (5.6) bağıntısı kullanılarak  $g = 6/5$  bulunur. Bu  $g = 6/5$  değeri (5.4) ve (5.5) bağıntılarında kullanılırsa  $J = 1.15$  bulunur ki bu değer beklenen  $J = 5/2$  değerinden çok küçüktür.

Bu uyumsuzluğun kaynağının nereden geldiğini araştırmakta yarar vardır. Bakır iyonunun ( $\text{Cu}^{++}$ ) sözkonusu bileşikte kuvvetli bir kristal alan gördüğünü dolayısı ile LS-çiftlenimi olmadığını ve yörüngesel açısal momentum kuantum sayısı  $L$  nin etkisiz duruma getirildiğini (quenching) varsayalım. Bu durumda,  $L=0$  ve  $S=1/2$  olacağından,  $J=S=1/2$  olur ve (5.6) bağıntısı gereği Landé  $g$ -faktörü,  $g=2$  değerini alır. Spektroskopik deneysel veriler  $\text{Cu}^{++}$  iyonu için  $g$ 'nin ortalama değerinin 2.14 olduğunu ortaya koymaktadır (PETERSSON ve EHRENBERG, 1985). (5.4) ve (5.5) eşitliklerinde  $g_{\text{ort}} = 2.14$  kullanılırsa  $J=S = 0.515 \cong 1/2$  bulunur. Bu sonuç gösteriyor ki  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  bileşiğinde Curie tipi magnetik duygunluk çiftlenmemiş tek elektronun spininden kaynaklanmaktadır ve yörüngesel açısal momentumun etkisi yoktur.

Bu sonuç, Fe - grubu iyonların genelde atom içi Coulomb etkileşiminden doğan enerji farklarının  $10-40 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$ , kristal alandan ötürü enerji yarılmasının  $10-20 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$  ve spin-yörünge etkileşiminden doğan yarılmaların  $100-800 \text{ cm}^{-1}$  olması ile uyumludur. Yani bileşikteki  $\text{Cu}^{++}$  iyonu için kristal alan etkisi spin - yörünge etkileşiminden fazla, fakat Coulomb etkileşiminden azdır. Bu nedenle iyonun farklı elektronlarının açısal momentumları toplam  $\vec{L}$  ve  $\vec{S}$ 'yi oluştururlar fakat LS-çiftlenimi oluşamaz ya da çok az etkilidir. Nasıl ki  $\vec{L}$  ve  $\vec{S}$  arasındaki magnetik çiftlenim bunların bağıl yönelimlerini etkiliyorsa, komşu iyonların oluştur-

duğu elektriksel kristal alan da  $\vec{L}$  ' nin yönünü etkiler (MARTİN, 1967). Söz konusu iyondaki elektronların (ya da elektron boşluklarının) hareket durumları komşu iyonların elektronları ile etkileşimden ötürü değişikliğe uğrayabilir. Bu da dikkate alınan iyonun bulunduğu yerde, komşu iyonların bir elektrik alanı oluşturması demektir. Bu alanın  $\text{Cu}^{++}$  iyonu üzerindeki etkisini inceliyelim:

$3d^9$  konfigürasyonuna sahip olan bu iyonun 5 farklı  $3d$  yörünge durumu vardır ve bu durumların özfonksiyonları,

$$\Psi = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\phi) = R(r) Y(\theta, \phi) \quad (5.9)$$

biçiminde yazılabilirler.  $R(r)$  5 durumu hepsi için aynı olmakla birlikte  $Y(\theta, \phi)$  farklıdır. Yalıtılmış bir iyon için bu durumlar yozlaşmıştır.  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  bileşiğinde  $\text{Cu}^{++}$  iyonu negatif  $\text{SO}_4^{--}$  iyonlarının ve dipolar  $\text{H}_2\text{O}$  moleküllerinin negatif uçlarının oluşturduğu bir altıyüzlünün (Oktahedran) merkezinde bulunur (MARTİN, 1967). Öyleyse  $\text{Cu}^{++}$  iyonunun gördüğü kristal alan bu simetriye sahiptir. Söz konusu kristal alan,  $\text{Cu}^{++}$  iyonunun yalıtılmış halindeki 5 katlı yozlaşmışlığı olan yörüngesel düzeyi, 2 ve 3 katlı yozlaşmış iki düzeye yarar. Bunlardan 2 katlı olan taban durumunu oluşturur. Ancak çevrenin oktahedral simetriden küçük sapmalar göstermesi nedeniyle taban durumun yörüngesel yozlaşmışlığı da ortadan kalkar ve yörüngesel olarak yozlaşmamış olan bir taban durumu oluşur.

Şimdi kristal alan etkisinden (perturbation) doğan durumların özelliklerine bakabiliriz. Bu durumları temsil eden özfonksiyonlar kullanılarak  $L_x, L_y$  ve  $L_z$  nin beklenen değerlerinin sıfır oldukları görülebilir. Buna yörüngesel açısal momentumun kristal alanı etkisiyle "quenching" olması denir. Bu durumlarda yörünge-

sel hareketin magnetik özelliğe katkıda bulunmadığı görülür.

### 5.2. Magnetometrenin Kalibrasyon Sabitinin Saptanması:

Yukarıdaki tartışmalardan kalibrasyon örneği olarak seçtiğimiz  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  nun (5.1) bağıntısı ile verilen magnetik duygunluğunun 3d yörüngesindeki bir elektron eksikliğinden kaynaklandığı ve spin açısal momentumunun  $S=1/2$  , yörüngesel açısal momentumunun ortalama değerinin ise yaklaşık sıfır olduğu görüldü. Bu maddenin, yukarıda da belirttiğimiz gibi kristal alan yarılması,  $1/\lambda = 10^4 \text{ cm}^{-1}$  veya 1.24 eV civarında olduğuna göre oda sıcaklığındaki ısısal enerjiden (0.025 eV) çok büyüktür. Bu nedenle erime noktası olan  $383^\circ\text{K}$ 'e kadar taban durumunda bulunur ve Curie tipi duygunluğunu korur. Dolayısıyla mıknatıslanmasının da düşük magnetik alanlarda ( $\mu H \ll kT$  koşulunun geçerli olduğu durumlarda),

$$M = \frac{C}{T} H \quad (5.10)$$

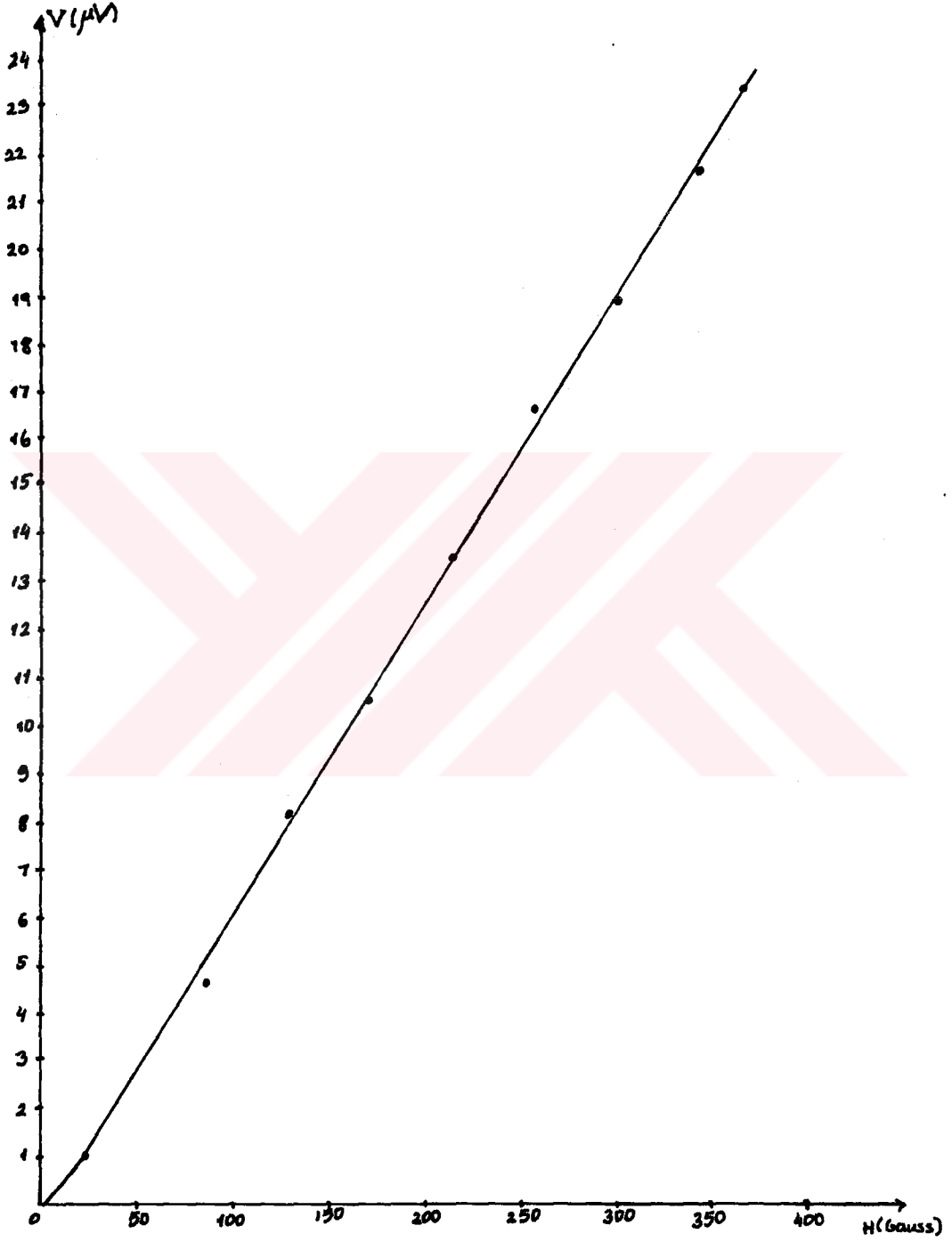
bağıntısıyla verilmesi gerekir. Bu bağıntı, bizim kullandığımız kalibrasyon örneği için pratikte elde edilebilen her alan için geçerlidir. Bu demektir ki sabit sıcaklıkta M'nin H' ye göre değişimi başlangıçtan geçen bir doğrudur ve eğimi o sıcaklıktaki duygunluğu verir. Kalibrasyon örneği için, oda sıcaklığında (293K) bizim magnetometre çıkışında ölçtüğümüz gerilimin alana göre değişimi de Şekil-16'da görüldüğü gibi bir doğrudur ve

$$V = AH \quad (5.11)$$

bağıntısıyla verilebilmektedir. Ölçülen V ve H değerleri kullanılarak,

$$A = (6.443 \pm 0.041) \times 10^{-2} \quad (\mu\text{V/gauss}) \quad (5.12)$$

elde edildi. (5.10) ve (5.11) bağıntılarını taraf tarafa oranlar-



ŞEKİL-16. Kalibrasyon Örneği İçin Magnetometre Çıkışında Ölçülen Gerilimin Alanla Değişimi

sak,

$$M = \frac{C}{AT} V = \alpha V \quad (5.13)$$

bağıntısı elde edilir. Burada  $\alpha$ , kalibrasyon sabiti olup,

$$\alpha = \frac{C}{AT} \quad (5.14)$$

dir.  $T = 293$  K alınarak, C'nin (5.2) de, A'nın ise (5.12) de verilen değerleri, (5.14) de yerlerine konursa,

$$\alpha = (9.503 \pm 0.316) \times 10^{-5} \left( \frac{\text{e.m.b. Gauss}}{\mu\text{V.gr.}} \right) \quad (5.15)$$

elde edilir. O halde ölçülen gerilim değerlerini  $\mu\text{V}$  olarak almak koşuluyla, mıknatıslanma,

$$M = 9.503 \times 10^{-5} \text{ V } \left( \frac{\text{e.m.b. Gauss}}{\text{gr.}} \right) \quad (5.16)$$

bağıntısıyla hesaplanabilir ve M'nin H'ye göre değişimi deneysel olarak saptanabilir. Kesim-6'da bazı maddelerin bu şekilde elde edilen mıknatıslanma sonuçları verilmektedir.

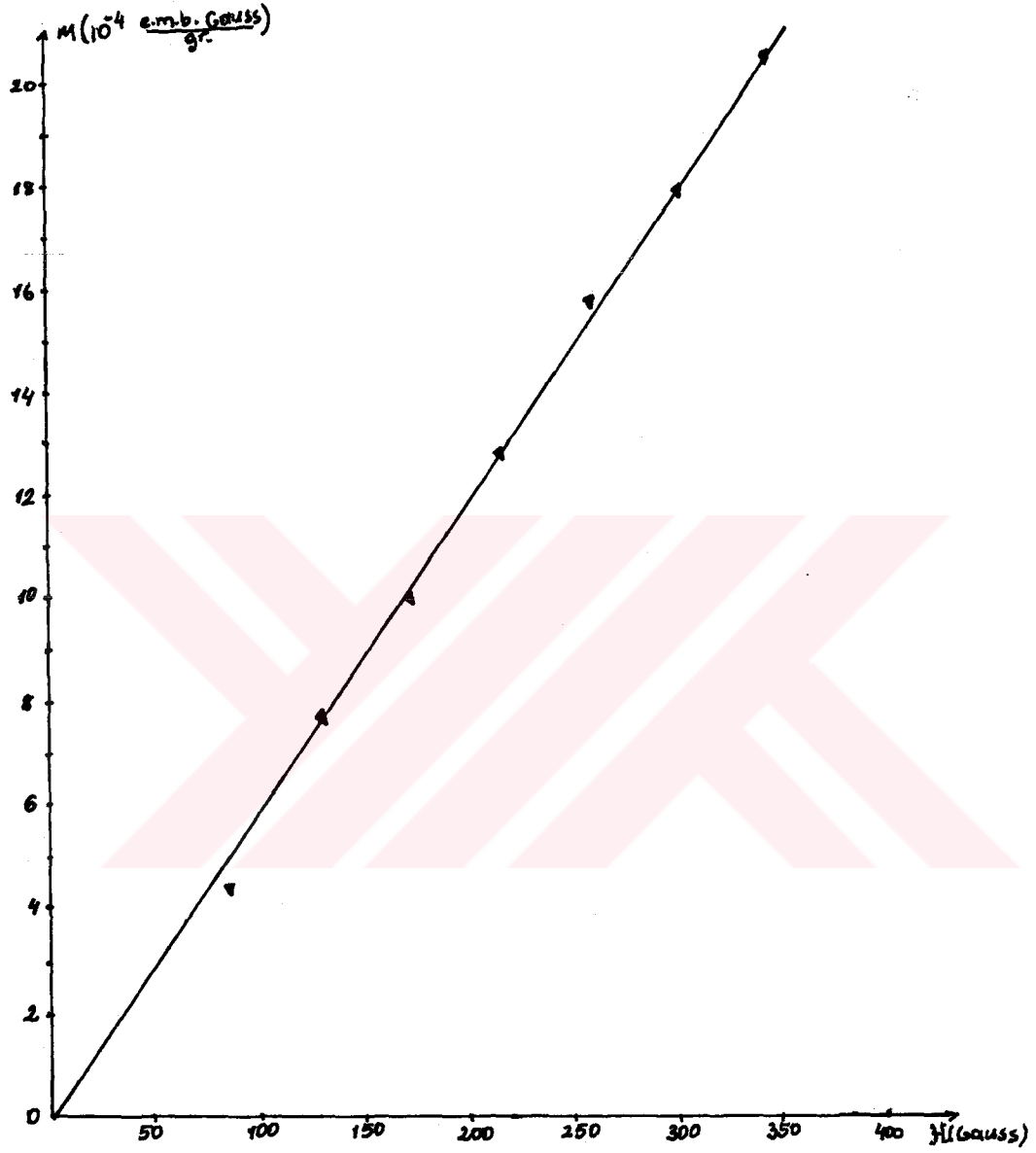
## 6.BULGULAR VE TARTIŞMALAR

Bu kesimde bazı maddelerin Kesim-4'de tanıtılan magnetometre ile oda sıcaklığında ve 0-450 Gauss magnetik alan içerisinde elde edilen mıknatıslanma eğrileri ve bunların yorumları verilmektedir.

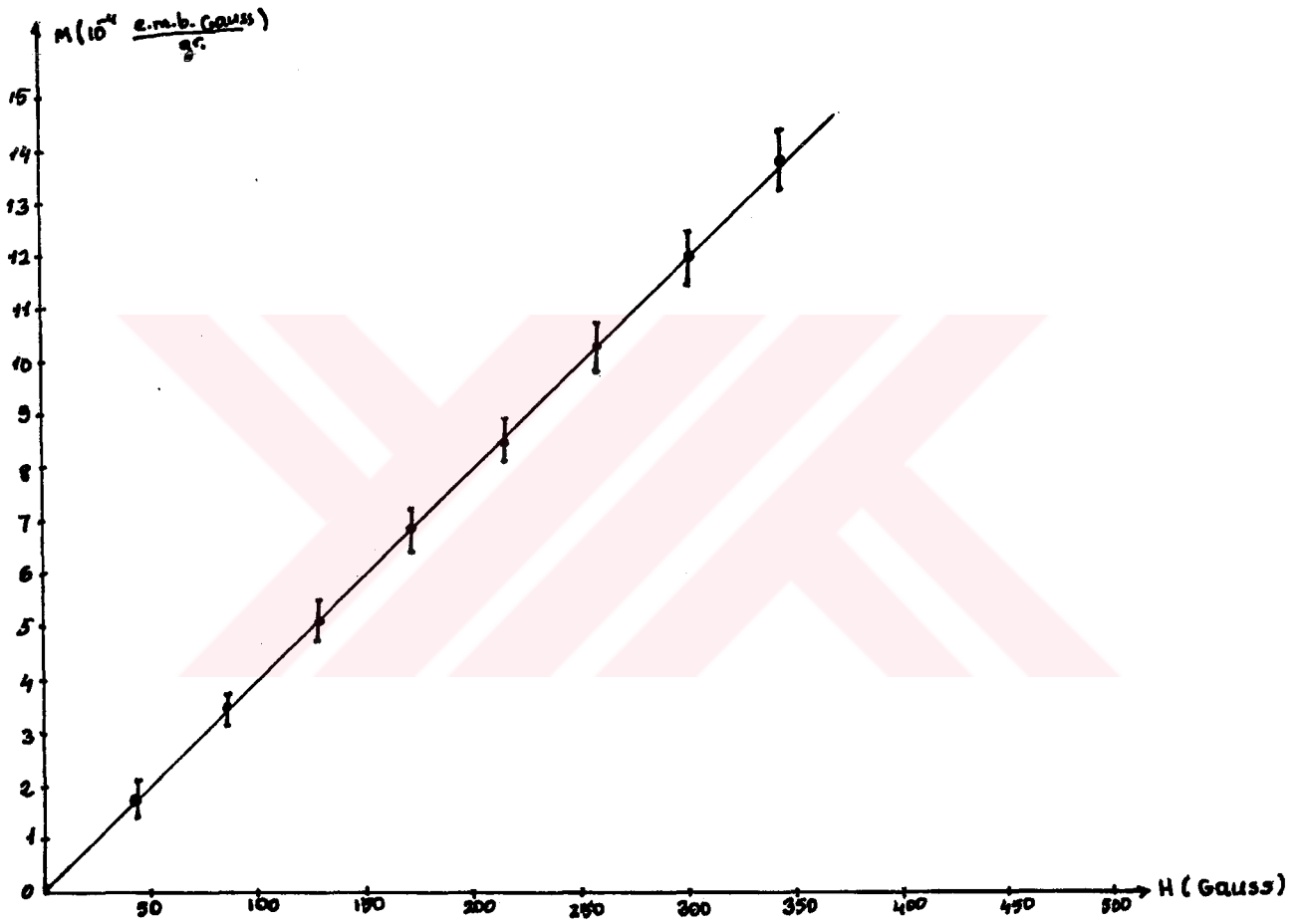
Şekil-17, kalibrasyon örneği olarak kullanılan  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  örneğinin oda sıcaklığındaki mıknatıslanmasının magnetik alana bağlılığını göstermektedir.Şekilden görüldüğü gibi mıknatıslanma (M) magnetik alan H'ye doğrusal olarak bağlıdır ve başlangıçtan geçmektedir.Bu sonuç, önceki kesimde kalibrasyon örneği ile ilgili verdiğimiz yorumları doğrulamaktadır.(5.1) bağıntısından görüldüğü gibi magnetik duyunluk Curie yasasına uyduğundan,  $\mu_H \ll kT$  olduğu sürece mıknatıslanma alanla doğru orantılı olmalıdır.Bu örnek için  $L=0$  ve  $S=1/2$  olduğuna göre  $\mu = g_s \mu_B = \mu_B$  olacağından bizim kullandığımız en büyük alan (450 Gauss) için  $\mu_H = 2.63 \times 10^{-6}$  eV olduğundan bu değer oda sıcaklığındaki  $kT = 0.025$  eV'dan çok küçüktür.O halde söz konusu örnek  $\mu_H \ll kT$  koşulunu tüm alan değerleri için sağlar ve M'nin H'ye göre değişiminin doğrusal olması gerektiği sonucuna varılır.

Şekil-18'de  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  bileşiğinin mıknatıslanmasının magnetik alana bağlılığı görülmektedir.Bu bileşik için de mıknatıslanma alanla doğru orantılıdır ve orantı katsayısı oda sıcaklığındaki magnetik duyunluğu verir.Duyunluğun  $4 \times 10^{-6}$  e.m.b./g olduğu saptandı.Buna karşılık kalibrasyon örneğinin aynı sıcaklıktaki duyunluğu ise  $6.1 \times 10^{-6}$  e.m.b./g dir.1 gram  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  örneğinde  $35,33 \times 10^{20}$ , 1 gram  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  örneğinde ise  $24.12 \times 10^{20}$   $\text{Cu}^{++}$  olduğuna göre eğer her iki örnekte de  $\text{Cu}^{++}$  iyonunun magnetik mo-





ŞEKİL-17.  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  Bileşiğinin Miknatıslanmasının Alanla Değişimi



ŞEKİL-18.  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  Bileşiğinin Miknatıslanmasının

Alanla Değişimi

menti aynı olsaydı  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  örneğinin duygunluğunun daha fazla olması gerekirdi.

Bizim sonuçlarımız bunun böyle olmadığını göstermektedir. Eğer iki bileşikteki  $\text{Cu}^{++}$  magnetik momentlerini karşılaştırmak gerekirse magnetik duygunlukların oranından yararlanılabilir:

$$\chi(\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}) = 4 \times 10^{-6} = 35,33 \times 10^{20} P_{\text{et1}}^2 / 3k \cdot 300$$

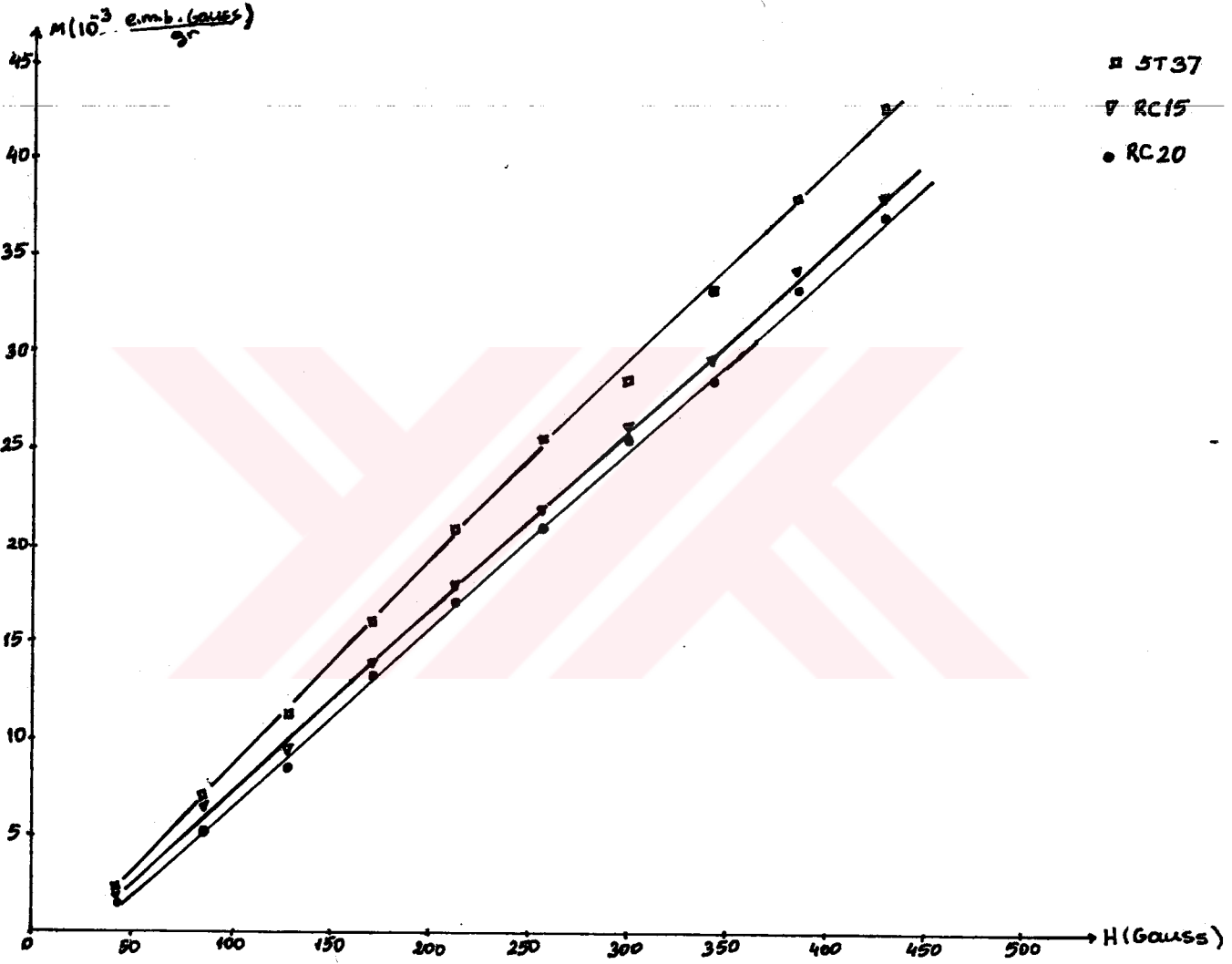
$$\chi(\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}) = 6,1 \times 10^{-6} = 24,12 \times 10^{20} P_{\text{et2}}^2 / 3k \cdot 300$$

taraf tarafa oranlarsak,

$$P_{\text{et1}} = 0,669 P_{\text{et2}}$$

elde edilir.  $P_{\text{et2}}$  (5.4) bağıntısında  $1,893 \mu_B$  olarak verilmişti. O halde  $P_{\text{et1}} = 1,266 \mu_B$  elde edilir. Bu durumda  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  örneğinde  $\text{Cu}^{++}$  iyonu başına magnetik momentin  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  örneğinden neden küçük olduğunu açıklamak gerekir. Bunun nedeni,  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  örneğinde kristal alan etkisinin  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  örneğinden farklı olduğu varsayılarak açıklanabilir. Önceki kesimde yorumlandığı gibi  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  için spin-yörünge etkileşimi hemen hemen yoktur ve yörüngesel açısal momentum "quench" olmuştur. Dolayısıyla  $J=S=1/2$  ve  $g=2$  dir. Buna karşılık  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  örneğinde  $\text{Cu}^{++}$  iyonunun gördüğü kristal alan farklı olduğundan yörüngesel açısal momentum tam "quench" olmamış olabilir, dolayısıyla, kristal alana göre zayıfta olsa LS-çiftlenimi sonucu bir J değeri oluşabilir. Bu J değeri  $1/2$  den büyük olsa bile g değeri genelde 2 den küçük olacağından  $P_{\text{et}}$  küçük olacaktır.

Şekil-19'da, sertlik dereceleri farklı üç demir örneğinin oda sıcaklığındaki mıknatıslanmalarının alanla değişimi verilmektedir. Demirin Curie sıcaklığı  $1043 \text{ K}$ ' dir (MARTİN, 1967), bu du-

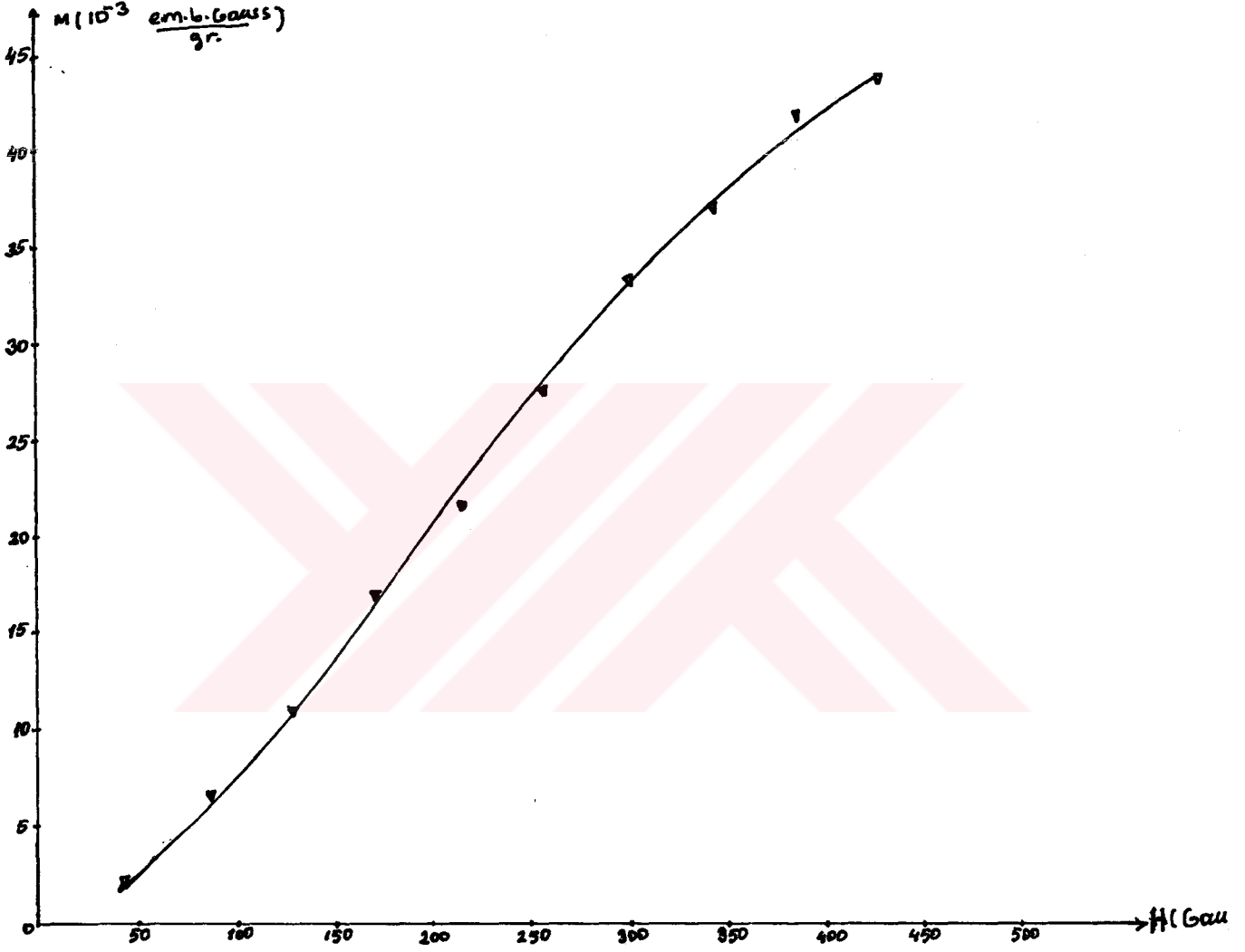


ŞEKİL-19. Değişik Sertliklerdeki Fe Örneklerinin Manyetislenmesinin Alanla Değişimi

rumda Fe oda sıcaklığında ferromagnetik olan bir elementtir. Mıknatıslanması artan alanla yaklaşık 500 Gauss'a kadar yavaş bir artış ve 500-1300 Gauss arasında hızlı bir artış gösterip sonra yavaşlayarak 3000 Gauss civarında doyuma ulaşır (CRANGLE, 1977). Bizim ölçülerimiz 500 Gauss'un altında olduğuna göre bu davranışın tamamını görmemiz olanaksızdı. Ancak şekilden görüldüğü gibi doğrusala yakın yavaş bir artış gözlemlendi. Bu artış örneklerde bulunan magnetik bölgelerin (domain) ortalama momentlerinin alan yönünde yönelmeye çalışmalarının bir sonucudur.

Şekil-19'da verilen ST37, bildiğimiz yumuşak inşaat demiri, RC15 ve RC20 ise sertlik açısından çeliğe yakın olan örneklerdir. Görüldüğü gibi demirin sertlik derecesi arttıkça magnetik özelliği zayıflamaktadır.

Şekil-20, bir Co örneğinin oda sıcaklığındaki mıknatıslanmasının alana bağıllılığını vermektedir. Co, ferromagnetik Curie sıcaklığı 1400 K olan bir ferromagnettir. Bu bakımdan oda sıcaklığında ferromagnetiktir ve yukarıda ferromagnetler için yapılan açıklamalar Co içinde geçerlidir. Yüksek magnetik alanlarda ( $H > 375$  Gauss) Co'nun mıknatıslanmasının yavaş yavaş doyuma ulaşan bir davranış içerisine girdiği görülmektedir. Beklenen bu tür davranışı, yüksek alanlara ulaşamadığı için, Fe örneklerinde görememekteyiz.



ŞEKİL-20. Co Örneğinin Manyetislanmasının Alanla Değişimi

## 7. SONUÇ

Bu çalışmada, eldeki olanaklar zorlanarak oda sıcaklığında mıknatıslanma ölçümlerine yarayan bir magnetometre yapıldı. Aynı örnek üzerinde yapılan üç deneyin sonuçları karşılaştırıldığında sonuçların birbirinden en fazla %2 kadar bir sapma gösterdiği görüldü. Buna göre magnetometre çıkışı %2 hata sınırları içerisinde yinelenabilmektedir. Gerekirse mıknatıslanma verileri kullanılarak magnetik duygunluk da elde edilebilir. Mıknatıslanmanın alanla orantılı olduğu örnekler için M'nin H'ye göre değişimini veren eğrilerin eğimi magnetik duygunluğu verir ( $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  ve  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  da olduğu gibi). Ancak M'nin H ile değişimi doğrusal değilse (Fe ve Co da olduğu gibi), magnetik duygunluk alana bağlı demektir. Bu durumda magnetik duygunluğu elde etmek için M'nin H'ye göre değişim eğrisinin üzerindeki her noktadaki eğim hesaplanarak duygunluk elde edilebilir. Biz bu işi Fe ve Co için yapma gereğini duymadık, çünkü elde edilecek bu tür bir duygunluk verisi fiziksel bazı parametreleri (magnetik moment ya da spin gibi) hesaplamada işe yaramaz.

Bundan sonraki çalışmalarda söz konusu magnetometrenin daha da geliştirilerek hiç olmazsa maddelerin azot sıcaklığı ile oda sıcaklığı arasındaki magnetik özelliklerini ölçebilecek duruma getirilmesi planlanmaktadır. Böylece, daha fazla veri elde ederek daha çok fiziksel parametrelere bakma olanağı doğacaktır.

## ÖZET

Bu çalışmada, maddelerin oda sıcaklığında mıknatıslanmalarını ölçmeye yarayan bir magnetometre yapıldı. Magnetometre başlıca şu parçalardan oluşmaktadır: Bir DC magnetik alan bobini ve soğutma düzeneği, algılama kangalı, örnek kapları, örneğe düşey yönde hareket kazandırabilen bir motor, akım kaynağı ve kaydedici.

DC magnetik alan bobini, 0-450 Gauss arasında bir magnetik alan oluşturma yeteneğindedir. Yüksek alanlara çıkıldığında bobinin ısınmasını önlemek amacıyla çevresine helezon şeklinde bakır bir boru sarıldı ve çalışma sırasında içerisinde su dolaştırıldı. Ters yönlerde sarılmış seri bağlı iki kesimden oluşan algılama kangalı, magnetik alan bobinin ortasına, alanın düzgün olduğu 3 cm'lik bölgeye yerleştirildi. Algılama kangalının her iki kesimine de özdeş birer örnek kabı yerleştirildi. Bu kaplardan birisi boş, diğerine ise örnek konulabilmektedir.

Magnetometre, algılama kangalı içerisine örneğin girip çıkmasından kaynaklanan akı değişimini ölçme ilkesine dayanır. Bu akı değişimi, örneğin mıknatıslanması ile orantılı olup, algılama kangalının uçlarından bir kaydedici yardımıyla e.m.k. olarak ölçüldü.

Magnetometre, 0-383 K arasında Curie yasasına uyan ve iyi bir paramagnet olan  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  bileşiği ile kalibre edildi. Kalibrasyon sabiti,  $\alpha = 9.503 \times 10^{-5}$  e.m.b.Gauss/ $\mu\text{V.g.}$  olarak bulundu. Algılama kangalının uçlarından ölçülen gerilimi  $\mu\text{V}$ (mikrovolt) olarak almak koşuluyla, örneğin mıknatıslanması,

$$M = \alpha V = 9.503 \times 10^{-5} \text{ V} \left( \frac{\text{e.m.b.Gauss}}{\text{g}} \right)$$

bağıntısıyla verilmektedir.



Magnetometre kalibre edildikten sonra  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  bileşiğinin oda sıcaklığındaki mıknatıslanmasının alana bağıllığı ölçüldü. Veriler, mıknatıslanmanın alanla doğru orantılı olduğunu gösterdi. Bu orantılılıktan  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  örneğinin oda sıcaklığında iyi bir paramagnet olduğu sonucuna varıldı. Orantı katsayısı söz konusu bileşiğin oda sıcaklığındaki duyunluğu olup, değeri  $4 \times 10^{-6}$  e.m.b./g olarak bulundu.

Ayrıca magnetometre ile oda sıcaklığında ferromagnetik olan Co ve değişik sertlikteki Fe örneklerinin mıknatıslanmalarının magnetik alana bağıllıkları da ölçüldü.

Bu çalışmada yapılan magnetometre prensip ve yapım bakımından, üçüncü bölümde anlatılan magnetometre tiplerine benzediği için çalışmanın orijinal bir çalışma olduğu kanısındayım. Her örnek üzerinde yapılan üç deney sonucunda elde edilen veriler %2 hata sınırları içinde çok iyi bir biçimde birbirleri ile uyuşmaktadır.

## SUMMARY

In this work, a magnetometer, suitable for measuring the magnetizations of matters at room temperature, has been constructed. The main parts of the magnetometer are: DC magnetic field solenoid and cooling system, pick-up coil, sample chambers, a motor capable of giving a vertical movement to the sample, current source, and recorder ( or a micro-voltmeter).

The DC magnetic field solenoid is capable of producing a magnetic field in the range 0-450 Gauss. A copper tube has been wrapped around the solenoid in a heliconic form; during an experiment, water is circulated within the tube, in order to prevent the solenoid from heating-up at high magnetic fields. The pick-up coil, having two sections wound in opposite directions and connected in series, is placed in a region of 3 cm around the center of the solenoid where magnetic field is homogeneous. Each section of the pick-up coil encloses an identical sample chamber; one is empty, but to the other a sample may be inserted.

The magnetometer, depends on the principle of measuring the flux change due to the movement of the sample in and out of the pick-up coil. This flux change, is proportional to the magnetization of a sample, and is measured, as an e.m.f. across the ends of the pick-up coil, by using a recorder or micro-voltmeter.

The magnetometer has been calibrated by using  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  compound as a calibration sample, which is a perfect paramagnet obeying the Curie law in the temperature range 0-383 K. Calibration constant has been found to be  $\alpha = 9.503 \times 10^{-5}$  (e.m.b. Gauss/ $\mu\text{V.g.}$ ). The magnetization of a sample can be given by a relation

of the form,

$$M = \alpha V = 9.505 \times 10^{-5} V \text{ (e.m.b.Gauss/g) ,}$$

provided the voltage measured across the ends of the pick-up coil is in units of  $\mu V$ .

After the calibration of the magnetometer, the magnetic field dependence of the room temperature magnetization of  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  compound was measured. The data showed that the magnetization is proportional to the field. From this proportionality it has been concluded that at room temperature the  $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$  sample is a perfect paramagnet. The proportionality constant is the room temperature magnetic susceptibility of the mentioned compound, the value of which has been found to be  $4.0 \times 10^{-6}$  e.m.b./g. Furthermore, magnetic field dependences of the room temperature magnetizations of Co, and of three Fe samples (having different hardness), which are all ferromagnetic at room temperature, have also been measured by using the magnetometer.

As the magnetometer built in this work is different in principle and construction from those magnetometer types described in chapter three, I have the opinion that my work is an original work. The data obtained from three experiments carried out on each sample are in quite good agreement within 2% error limits.

EK-1

```

1 REM SELENOID EKSENI BOYUNCA MAGNETIK ALAN DEGERININ
2 REM M O N T G O M E R Y FORMULU ILE HESABI
10 S=844
20 Z=0.4
25 PRINT"SELENOIDIN IC YARICAPI,DIS YARICAPI,UZUNLUGUNUN YARISINI GIRINIZ"
27 OPEN 1,4
30 INPUT A,B,C
35 PRINT#1,"          IC YARICAP  :";A
36 PRINT#1,"          DIS YARICAP  :";B
37 PRINT#1,"          UZUNLUK      :";2*C
38 PRINT#1,"          SARIM SAYISI: ";S
39 PRINT#1,"
40 PRINT#1,"          "; " Z :          "          H0 :          "          HZ :          "
44 PRINT#1,"          "; "----- "; "          -----          "          -----          "
45 FOR I=1 TO 71
46 Z=Z+0.10
60 AL=B/A:BE=C/A
70 F1=4*PI*BE*(AL-1)/(10*(1+BE^2)^0.5)
80 H0=(S*F1)/(A*2*BE*(AL-1))
100 B1=BE+Z/A:B2=BE-Z/A
110 F2=4*PI*B1*(AL-1)/(10*(1+B1^2)^0.5)
120 F3=4*PI*B2*(AL-1)/(10*(1+B2^2)^0.5)
130 HZ=(H0*(F2+F3))/(2*F1)
135 Z#=STR$(Z):X=LEN(Z#)
140 PRINT#1,"          ";Z#;TAB(16-X)H0;TAB(10)HZ
150 NEXT I:GOTO 30
160 CLOSE 1

```

READY.

IC YARICAP : 1.5  
 DIS YARICAP : 1.92  
 UZUNLUK : 12  
 SARIM SAYISI: 844

Z :	H0 :	HZ :
-----	-----	-----
.5	85.7445637	85.6946278
.6	85.7445637	85.672344
.7	85.7445637	85.6457592
.8	85.7445637	85.6147445
.9	85.7445637	85.5791481
1	85.7445637	85.5387937
1.1	85.7445637	85.4934788
1.2	85.7445637	85.4429727
1.3	85.7445637	85.3870142
1.4	85.7445637	85.3253086
1.5	85.7445637	85.2575254
1.6	85.7445637	85.1832939
1.7	85.7445637	85.1022
1.8	85.7445637	85.0137808
1.9	85.7445637	84.9175198
2	85.7445637	84.8128412
2.1	85.7445637	84.6991026
2.2	85.7445637	84.5755874
2.3	85.7445637	84.4414963
2.4	85.7445637	84.2959364
2.5	85.7445637	84.1379108
2.6	85.7445637	83.9663043
2.7	85.7445637	83.7798695
2.8	85.7445637	83.5772088
2.9	85.7445637	83.3567555
3	85.7445637	83.1167513
3.1	85.7445637	82.8552216
3.2	85.7445637	82.5699463
3.3	85.7445637	82.2584277
3.4	85.7445637	81.9178549
3.5	85.7445637	81.5450624
3.6	85.7445637	81.1364853
3.69999999	85.7445637	80.6881106
3.79999999	85.7445637	80.1954232
3.89999999	85.7445637	79.6533504
3.99999999	85.7445637	79.0562042
4.09999999	85.7445637	78.3976248
4.19999999	85.7445637	77.6705306
4.29999999	85.7445637	76.8670801
4.39999999	85.7445637	75.9786523
4.49999999	85.7445637	74.995864
4.59999999	85.7445637	73.9086335
4.69999999	85.7445637	72.7063157
4.79999999	85.7445637	71.3779328
4.89999999	85.7445637	68.912528

Z :	H0 :	HZ :
5	85.7445637	68.2996708
5.1	85.7445637	66.5301374
5.2	85.7445637	64.5967707
5.3	85.7445637	62.4955039
5.4	85.7445637	60.2264861
5.5	85.7445637	57.7951984
5.6	85.7445637	55.2133979
5.7	85.7445637	52.4996859
5.8	85.7445637	49.6795004
5.9	85.7445637	46.7843815
6	85.7445637	43.8504827
6.1	85.7445637	40.9164455
6.2	85.7445637	38.0209113
6.3	85.7445637	35.2000327
6.4	85.7445637	32.4853494
6.5	85.7445637	29.9022977
6.6	85.7445637	27.4694775
6.7	85.7445637	25.1986436
6.8	85.7445637	23.0952748
6.9	85.7445637	21.1595174
7	85.7445637	19.3873012
7.09999999	85.7445637	17.7714658
7.19999999	85.7445637	16.3027828
7.29999999	85.7445637	14.9708176
7.39999999	85.7445637	13.7646083
7.49999999	85.7445637	12.6731717

EK-2

```

10 REM** MAGNETIK ALAN HESABI **
15 OPEN 1,4
17 K1=0:K2=0:K3=0:K4=0:K5=0:K6=0:K7=0:K8=0:K9=0:K0=0:KL=0:KM=0:KN=0
20 FOR M=0T05
30 INPUT N
40 PRINT#1,"          N=";N
50 FOR Z=0T06 STEP0.5
60 C1=(6-Z)/SQR((6-Z)^2+(1.5+M*0.071)^2)
70 C2=(6+Z)/SQR((6+Z)^2+(1.5+M*0.071)^2)
80 H(Z)=π/5*N/12*(C1+C2)
90 PRINT#1,"          Z=";Z;TAB(15-LEN(STR$(Z))) "H(Z)=";H(Z)
95 IF Z=0 THEN K1=K1+H(Z)
96 IF Z=.5 THEN K2=K2+H(Z)
97 IF Z=1 THEN K3=K3+H(Z)
98 IF Z=1.5 THEN K4=K4+H(Z)
99 IF Z=2 THEN K5=K5+H(Z)
100 IF Z=2.5 THEN K6=K6+H(Z)
101 IF Z=3 THEN K7=K7+H(Z)
102 IF Z=3.5 THEN K8=K8+H(Z)
103 IF Z=4 THEN K9=K9+H(Z)
104 IF Z=4.5 THEN K0=K0+H(Z)
105 IF Z=5 THEN KL=KL+H(Z)
106 IF Z=5.5 THEN KM=KM+H(Z)
107 IF Z=6 THEN KN=KN+H(Z)
120 NEXTZ:NEXTM
125 PRINT#1,"          Z=0 DAKI H(Z) TOPLAMI :";K1
126 PRINT#1,"          Z=.5 DEKI H(Z) TOPLAMI :";K2
127 PRINT#1,"          Z=1 DEKI H(Z) TOPLAMI :";K3
128 PRINT#1,"          Z=1.5 DEKI H(Z) TOPLAMI: ";K4
129 PRINT#1,"          Z=2 DEKI H(Z) TOPLAMI :";K5
130 PRINT#1,"          Z=2.5 DEKI H(Z) TOPLAMI: ";K6
131 PRINT#1,"          Z=3 DEKI H(Z) TOPLAMI :";K7
132 PRINT#1,"          Z=3.5 DEKI H(Z) TOPLAMI: ";K8
133 PRINT#1,"          Z=4 DEKI H(Z) TOPLAMI :";K9
134 PRINT#1,"          Z=4.5 DEKI H(Z) TOPLAMI: ";K0
135 PRINT#1,"          Z=5 DEKI H(Z) TOPLAMI :";KL
136 PRINT#1,"          Z=5.5 DEKI H(Z) TOPLAMI: ";KM
137 PRINT#1,"          Z=6 DAKI H(Z) TOPLAMI :";KN
140 CLOSE1

```

READY.

N= 141  
 Z= 0 H(Z)= 14.324625  
 Z= .5 H(Z)= 14.3162826  
 Z= 1 H(Z)= 14.2902487  
 Z= 1.5 H(Z)= 14.2432596  
 Z= 2 H(Z)= 14.1689699  
 Z= 2.5 H(Z)= 14.0562149  
 Z= 3 H(Z)= 13.8856184  
 Z= 3.5 H(Z)= 13.6230495  
 Z= 4 H(Z)= 13.2072569  
 Z= 4.5 H(Z)= 12.5289299  
 Z= 5 H(Z)= 11.4102531  
 Z= 5.5 H(Z)= 9.65535897  
 Z= 6 H(Z)= 7.32573228

N= 141  
 Z= 0 H(Z)= 14.2839705  
 Z= .5 H(Z)= 14.2749503  
 Z= 1 H(Z)= 14.2468191  
 Z= 1.5 H(Z)= 14.1961143  
 Z= 2 H(Z)= 14.1161304  
 Z= 2.5 H(Z)= 13.9951471  
 Z= 3 H(Z)= 13.813025  
 Z= 3.5 H(Z)= 13.5348028  
 Z= 4 H(Z)= 13.0990809  
 Z= 4.5 H(Z)= 12.3998025  
 Z= 5 H(Z)= 11.2729654  
 Z= 5.5 H(Z)= 9.55383313  
 Z= 6 H(Z)= 7.32027749

N= 141  
 Z= 0 H(Z)= 14.2418046  
 Z= .5 H(Z)= 14.2320968  
 Z= 1 H(Z)= 14.2018414  
 Z= 1.5 H(Z)= 14.1473843  
 Z= 2 H(Z)= 14.0616788  
 Z= 2.5 H(Z)= 13.9324915  
 Z= 3 H(Z)= 13.739012  
 Z= 3.5 H(Z)= 13.4456455  
 Z= 4 H(Z)= 12.991224  
 Z= 4.5 H(Z)= 12.2734668  
 Z= 5 H(Z)= 11.1419362  
 Z= 5.5 H(Z)= 9.45921688  
 Z= 6 H(Z)= 7.3145835

N= 141  
 Z= 0 H(Z)= 14.1981713  
 Z= .5 H(Z)= 14.1877683  
 Z= 1 H(Z)= 14.1553687  
 Z= 1.5 H(Z)= 14.0971356  
 Z= 2 H(Z)= 14.0057021  
 Z= 2.5 H(Z)= 13.8683663  
 Z= 3 H(Z)= 13.6637423  
 Z= 3.5 H(Z)= 13.3557933  
 Z= 4 H(Z)= 12.8839282  
 Z= 4.5 H(Z)= 12.1500491  
 Z= 5 H(Z)= 11.0168521  
 Z= 5.5 H(Z)= 9.3707744  
 Z= 6 H(Z)= 7.30865202



N= 140

Z= 0	H(Z)= 14.0527386
Z= .5	H(Z)= 14.0417139
Z= 1	H(Z)= 14.0074019
Z= 1.5	H(Z)= 13.9458215
Z= 2	H(Z)= 13.8493624
Z= 2.5	H(Z)= 13.7049945
Z= 3	H(Z)= 13.4910072
Z= 3.5	H(Z)= 13.1713639
Z= 4	H(Z)= 12.6867825
Z= 4.5	H(Z)= 11.9443134
Z= 5	H(Z)= 10.8201075
Z= 5.5	H(Z)= 9.22199069
Z= 6	H(Z)= 7.25069415

N= 140

Z= 0	H(Z)= 14.0066349
Z= .5	H(Z)= 13.9949115
Z= 1	H(Z)= 13.9584507
Z= 1.5	H(Z)= 13.8931107
Z= 2	H(Z)= 13.7910096
Z= 2.5	H(Z)= 13.6387475
Z= 3	H(Z)= 13.4142319
Z= 3.5	H(Z)= 13.0813451
Z= 4	H(Z)= 12.5819542
Z= 4.5	H(Z)= 11.8277676
Z= 5	H(Z)= 10.7067673
Z= 5.5	H(Z)= 9.14459692
Z= 6	H(Z)= 7.24433847

Z=0 DAKI H(Z) TOPLAMI	: 85.1079448
Z=.5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 85.0477234
Z=1 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 84.8601306
Z=1.5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 84.5228259
Z=2 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 83.9928533
Z=2.5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 83.1959619
Z=3 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 82.0066368
Z=3.5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 80.2120001
Z=4 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 77.4502268
Z=4.5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 73.1243293
Z=5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 66.3688816
Z=5.5 DEKI H(Z) TOPLAMI	: 56.405771
Z=6 DAKI H(Z) TOPLAMI	: 43.7642779

## KAYNAKLAR

- 1) CRANGLE, J., 1977. The Magnetic Properties of Solids. Edward Arnold Ltd., LONDON, (194)S.
- 2) FIRAT, T., 1985. Katılarda Magnetik Ölçüm Yöntemleri. TÜBİTAK, Katıhal Fiziği Yüksek Lisans Yaz Okulu, Ders Notları.
- 3) FONER, S., 1959. Vibrating Sample Magnetometer. Rev. Sci. Instrum. 30. 548-553.
- 4) GARDNER, W.E., SMITH, T.F., 1972. Progress in Vacuum Mikrobalance Technique. 9. 155-159.
- 5) HALLIDAY, D., RESNICK, R., 1970. Fundamentals of Physics. John Wiley and Sons, Inc., NEW YORK, (837)S.
- 6) HANDBOOK of Chemistry and Physics. 1975-76. 56 th. Edition. EDITOR: Robert C. Weast. CRC PRESS.
- 7) HOCKMAN, A.J., SENA, F.S., GENTILE, P.S., 1981. Use of the AC Mutual Inductance Bridge for Measuring Diamagnetism and Paramagnetic Temperature Dependence. Rev. Sci. Instrum. 52. 224-228.
- 8) HUDGENS, S.J., 1973. Rotating Sample Magnetometer for Diamagnetic Susceptibility Measurements. Rev. Sci. Instrum. 44. 579-581.
- 9) KITTEL, C., 1968. Introduction to Solid State Physics. John Wiley and Sons, Inc., NEW YORK, LONDON, SYDNEY. (648)S.
- 10) KIYMAÇ, K., 1976. Magnetic Susceptibilities of Platinum-Manganese Alloys and Dehydrated Cerium-Magnesium-Nitrate. Doktora Tezi, Sussex Univ., İngiltere.

- 11) ....., 1982. Platin-Demir Alaşımlarının Alçak Sıcaklıklardaki Magnetik Duygunlukları, Doçentlik Tezi, Çukurova Üniversitesi., Adana.
- 12) ....., ve FINN, C.B.P., 1982. The Low DC Field Magnetic Susceptibility of Dilute PtMn Alloys. J.Phys.F:Met.Phys. 12.333-349.
- 13) ....., 1985. Giant Moment, Superparamagnetic, Spin-Glass and Quasi - Ferromagnetic Properties of Dilute Pt-Fe Alloys-Phys. Stat.Sol.(b), 128.553-562.
- 14) KUMANO, M., IKEGAMI, Y., 1979. Semiautomatic Mutual Inductance Bridge for Magnetic Susceptibility Measurements. Rev.Sci. Instrum. 50.921-922.
- 15) MARTIN, D.H., 1967. Magnetism in Solids. London Iliffe Books Ltd., LONDON. (452)S.
- 16) MONTGOMERY, D.B., 1969. Solenoid Magnet Design. Wiley-Inter Sci. A DIVISION of John Wiley and Sons., NEW YORK-LONDON.
- 17) ÖZER, A., 1985. Katıların Diyamagnetik ve Paramagnetik özellikleri. TÜBİTAK, Katıhal Yüksek Lisans Yaz Okulu, Ders Notları.
- 18) PETERSSON, L., EHRENBERG, A., 1985. Highly Sensitive Faraday Balance for Magnetic Susceptibility Studies of Dilute Protein Solutions. Rev.Sci.Instrum. 56.575-580.
- 19) PHYSICS TODAY., August, 1979., 18-20.
- 20) PLONSEY, R. COLLIN, R.E. 1961. Principles and Applications of Electromagnetic Fields. Mc Graw - Hill Book Company., NEW YORK. (554)S.
- 21) PURCELL, E.M., 1965. Electricity and Magnetism. MC Graw-Hill Book Company., NEW YORK (459)S.

**TEŞEKKÜR**

İlerideki alıŐmalarına bir baŐlangı olacak byle bir tez konusu verdiği, araŐtırmalarım sırasında beni ynlendirdiği ve yardımlarını esirgemediği için Sayın Hocam Doç.Dr.Kerim KIYMAÇ' a teŐekkürü borç bilirim.Bilgisayar sonuçlarının gözlenmesinde yardımlarından dolayı ArŐ.Gör.Ziya Gökalp ALTUN' a, Magnetometrenin yapımı sırasında Őahsi çabalarından dolayı Salim AKKOÇ'a ve bu tezi daktilo eden Ortopedi ve Tramvatoloji Anabilim Dalı sekreteri Zuhul OKTAY'a da teşekkür ederim.

## ÖZGEÇMİŞ

1960 yılında Adana'da doğdum. İlk öğrenimimi 1971 yılında Nuri ve Zekiye Has İlkokulunda, Orta öğrenimimi 1974 yılında 5 Ocak Ortaokulunda tamamladıktan sonra, 1978 yılında Adana Teknik Lisesinden makina teknisyeni olarak mezun oldum. 1979 yılında Ç.Ü. Temel Bilimler Fakültesi (Fen-Edebiyat Fakültesi) Fizik Bölümüne girdim. Aynı bölümü 1983 yılında bitirip master öğrenimime başladım. 1984 yılında aynı bölüme Araştırma Görevlisi olarak girdim. Halen görevime devam etmekteyim.

