

**METALLERİN ELEKTRİKSEL ÖZDİRENCİNİN
DEBYE MODELİ İLE HESAPLANMASI**

Aysun KARACA

Yüksek Lisans Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

2010

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
GAZİOSMANPAŞA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

METALLERİN ELEKTRİKSEL ÖZDİRENCİNİN
DEBYE MODELİ İLE HESAPLANMASI

Aysun KARACA

TOKAT

2010

Her hakkı saklıdır

Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU danışmanlığında, Aysun KARACA tarafından hazırlanan bu çalışma 16.08.2010 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/~~oy~~ ~~çokluğu~~ ile Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan:

Üye: Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

Üye: Prof. Dr. Muzaffer CAN

Üye: Yrd. Doç. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU

İmza:

İmza:

İmza:

İmza:

Yukarıdaki sonucu onaylarım

(İmza)
Prof. Dr. Metin YILDIRIM
Enstitü Müdürü

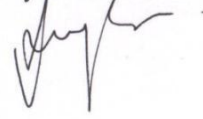
26./08/2010

TEZ BEYANI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdği yenilik ve sonuçların başka biyerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

(İmza)

Aysun KARACA



ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

METALLERİN ELEKTRİKSEL ÖZDİRENCİNİN DEBYE MODELİ İLE HESAPLANMASI

Aysun KARACA

Gaziosmanpaşa Üniversitesi

Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

Bu çalışmada metallerin elektriksel özdirenci ve sıcaklığa bağımlılığı incelenmiştir. Belirlenen sıcaklık aralığında, Debye-Waller faktörünün bir terimi olarak elde ettiğimiz genelleştirilmiş n -boyutlu Debye fonksiyonu analitik yöntemler doğrultusunda elde edildi ve Mathematica 7.0 programlama dilinde program yazılarak farklı metallerin elektriksel özdirençleri hesaplandı. Teorik olarak hesaplanmasını zorlaştıran hassas yapısından dolayı, ρ_0 için deneysel sonuçlar kullanıldı. Ancak, $\rho_i(T)$ için yüksek sıcaklık özdirenci, Ziman teorisi kullanılarak kolaylıkla hesaplandı. Bu bağıntılar bazı metallerin özdirencinin sıcaklığa bağımlılığını incelemek için faydalıdır. Malzemelerin elektriksel özdirencinin bilinmesi, bu malzemelerin temel özellikleri hakkında bilgi edinilmesinde oldukça önemli bir araçtır. Günümüzde, farklı metallerde elektriksel özdirencin incelendiği birçok çalışma mevcuttur.

2010, 42 sayfa

Anahtar Kelimeler: Elektriksel özdirenç, Artık özdirenç, Debye Fonksiyonu

ABSTRACT

CALCULATION WITH DEBYE MODEL OF ELEKTRICAL RESISTIVITY OF METALS

Aysun KARACA

**Gaziosmanpaşa University Graduate School of
Natural and Applied Science Department of Physics Science**

Supervisor: Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

This study examined the electrical resistivity of metals and its temperature dependence. A generalized n-dimensional Debye function as a term in Debye-Waller factor was obtained through analytical methods determined in the temperature range, and different metals' electrical resistivity were calculated using a program written in Mathematica 7.0. Since it is cumbersome to compute ρ_0 theoretically, experimental methods were employed; however, Ziman theory was used to determine high-heat resistivity for $\rho_i(T)$. These formulas help examine the electrical resistivity of some metals at various temperatures. Knowing electrical resistivity of materials is an important means to examine their core characteristics. Currently literature includes many studies on electrical resistivity of different metals.

2010, 42 pages

Keywords: Electrical Resistivity, Residual Resistivity, Debye Function

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmalarım süresince bana her türlü kolaylığı sağlayan, karşılaştığım zorluklarda bana yol gösteren ve bu çalışmanın oluşmasında bilgi ve deneyimlerini benden esirgemeyen danışman hocam sayın Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU' na en içten teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman bilgilerinden yararlandığım değerli hocam sayın Prof. Dr. Bahtiyar MEHMETOĞLU' na teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmamın her aşamasında bana yardımlarını esirgemeyen değerli arkadaşlarım, Arş. Gör. Erhan ESER, Elif SOMUNCU, Ebru ÇOPUROĞLU ve Arş.Gör.Songül FİAT'a teşekkür ederim.

Hayatım boyunca maddi ve manevi olarak hep yanımda olan aileme çok teşekkür ederim.

Aysun KARACA

Ağustos - 2010

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ	v
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
ÇİZELGELER DİZİNİ	vii
1.GİRİŞ	1
2.GENEL BİLGİLER	4
2.1. Serbest Elektron Modeli	4
2.2. Ohm Yasası ve Elektriksel İletkenlik	6
2.3. Özdirencin Sıcaklık İle Değişimi	11
2.4. Elektron-Fonon Etkileşmesi	15
3. MATERYAL VE YÖNTEM	17
3.1. Debye Fonksiyonu Kullanılarak Özdirençlerin Hesaplanması	17
4. BULGULAR	22
4.1. Alüminyumun Elektriksel Özdirencinin Hesaplanması	22
4.2. Çinkonun Elektriksel Özdirencinin Hesaplanması	24
4.3. Bakırın Elektriksel Özdirencinin Hesaplanması	26
4.4. Altının Elektriksel Özdirencinin Hesaplanması	28
5. SONUÇ	30
KAYNAKLAR	31
ÖZGEÇMİŞ	33

SİMGE VE KISALTMALAR DİZİNİ

<u>Simgeler</u>	Açıklama
n	Elektron yoğunluğu
k_F	Fermi dalga vektörü
k_B	Boltzman sabiti
Λ_i	Serbest yol
ρ_i	İdeal öz direnç
ρ_0	Artık öz direnç
θ	Debye sıcaklığı
e	Elektronun yükü
$\hbar$	Planck sabiti
a	Örgü parametresi
m	Kütle numarası
T_m	Erime sıcaklığı
$W(T)$	Debye-Waller faktörü
$D_n(\beta, x)$	Debye Fonksiyonu
$F_i(-\beta)$	Binom Katsayısı
$\gamma(\alpha, x)$	Tamamlanmamış Gama Foksiyonu

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>		<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1.	(a) Elektron gazının taban durumunda dolu elektron yörüngeleri $\vec{k}$ uzayında Fermi küresini doldururlar. (b) t zaman aralığında etkiyen sabit bir $\vec{F}$ kuvveti etkisiyle her yörüngenin $\vec{k}$ dalga vektörü $\delta\vec{k} = \vec{F}t/\hbar$ kadar artar.	8
Şekil 2.2.	Bakır elementinin elektriksel özdirencinin sıcaklıkla değişimi	13
Şekil 2.3.	Bir yarıiletkenin elektriksel özdirencinin sıcaklıkla değişimi.	13
Şekil 2.4.	Bir metalik alaşımın elektriksel özdirencinin sıcaklıkla değişimi.	14
Şekil 2.5.	Bir süperiletken malzemenin elektriksel özdirencinin sıcaklıkla değişimi.	14
Şekil 2.6.	Bir polaronun oluşumu, (a)KCl iyonik kristalinin rijit örgüsünde bir elektron yer almaktadır. Bu elektronun yakınındaki iyonlara uyguladığı kuvvetler gösterilmektedir. (b) Aynı elektron elastik veya deforme edilebilen bir örgüde gösterilmiştir.	16
Şekil 4.1.	Alüminyumun Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi.	23
Şekil 4.2.	Çinkonun Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi.	25
Şekil 4.3.	Bakırın Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi	27
Şekil 4.4.	Altının Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi	29

ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>Çizelge</u>		<u>Sayfa</u>
Çizelge 2.1.	(20°C’deki) Özdirenç, iletkenlik ve sıcaklık katsayıları.	10
Çizelge 4.1.	Aluminyumun Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektriksel Özdirenci.	22
Çizelge 4.2.	Çinkonun Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektriksel Özdirenci.	24
Çizelge 4.3.	Bakırın Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektriksel Özdirenci.	26
Çizelge 4.4.	Altının Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektriksel Özdirenci.	28

1. GİRİŞ

1897 yılında J.J.Thomson'un elektronları buluşundan sonra 1900 yılında Drude metaller için elektriksel ve termik iletkenlik teorisini temel "klasik serbest elektron modeline" göre oluşturdu. Drude'nin kabulüne göre; katı cisimleri oluşturan atomlar valans elektronlarını vererek metalin içerisinde serbest elektron gazını oluştururlar. Kinetik gaz teorisi serbest elektron gazlarına da uygulanabilir (Atalay, 1991).

Serbest elektron modelinin en büyük yararı iletkenlik elektronlarının kinetiğine bağlı özelliklerde kendini gösterir. Metallerle yapılan deneysel çalışmalar, metallerdeki elektronların ısı sığasının çok küçük olduğunu ve T sıcaklığına bağımlı olduğunu göstermiştir. Bu yüzden, Drude modeli, sürüklenme hareketi ve elektriksel iletkenlik ile ilgili yararlı sonuçlar ortaya koymakla birlikte, olayın tümünü açıklamada yetersizdir (Durlu,1992).

Tarihi gelişim içerisinde, yarı iletken ve yalıtkan katılar üzerinde yapılan çalışmalar 1940 ve 1950'li yıllarda çok yoğunlaştı ve 1950'li yılların ortalarına gelindiğinde, bazı basit yarı iletkenler metallere daha iyi anlaşıldı. Ancak o tarihten bu yana özellikle bazı deneysel metodların geliştirilmesi ile metaller üzerinde çok yoğun çalışmalar yapıldı ve böylece mesela, sabit enerjili bir elektron için, momentumun doğrultuya göre değişimi geometrik olarak açıklanabildi. Sonuçta K uzayında Fermi yüzeyinin tanımıyla başlayan bir dizi araştırma, metallerde iletim olayını açıklamada pek çok yeni anlayışın ortaya çıkmasına yol açtı (Durlu, 1992).

Pek çok katı, elektriği iletir. Bu çoğu kez, atomlara bağlı olmayan fakat tüm kristal içinde hareket edebilen elektronların varlığının bir göstergesidir. Metallerin oda sıcaklığı özdirenci, tipik olarak 10^{-6} - 10^{-8} Ω m aralığında olup, küçük miktarlarda safsızlıkların katılmasıyla genel olarak artar. Özdirenç normal olarak sıcaklık düştükçe monoton bir şekilde azalır. Saf yarıiletkenlerin oda-sıcaklığındaki özdirençleri, metallerekinden çok daha büyüktür ve yarıiletken maddelere küçük miktarlarda safsızlıklar katılarak, metallerekinden doğru çok büyük ölçüde azaltılabilirler. Özdirenç sıcaklıkla daima

monoton olarak değişmez fakat yarıiletkenler en düşük sıcaklıklarda yalıtkan olma eğilimi gösterirler.

Isı ve elektrik iletim özellikleri Debye sıcaklığının altında ve üzerinde oldukça farklı değişim gösterirler. Çünkü bu olaylar doğrudan fonon özellikleri ile ilişkilidirler. Isısal iletim olayında, fononlar harmonik olmayan etkileşmeye girerler, elektriksel iletimde ise, elektronlar fononlar tarafından saçılırlar (Blakemore, 1985) .

Elektriksel öz direncin sıcaklığa bağlılığında elektron-fonon etkileşmesinin etkileri gözlenmektedir. Elektronlar fononlar tarafından saçılım yaparlar. Sıcaklık yükseldikçe daha çok saçılma gözlenmektedir. Elektron-fonon etkileşmesinin etkilerinden bir diğeri de elektronun iyon merkezlerini sürüklemesiyle elektron kütleinde ki görünür artmadır.

Katıların elektriksel iletkenliklerine şöyle bir göz attığımızda; metallerin (gümüş, altın, bakır gibi) iletkenliği ile yalıtkanların (cam, porselen, polietilen gibi) iletkenliği arasında çok büyük bir farkın ve hatta bir uçurumun olduğu farkedilir. Bu durumu sayısal olarak ifade etmeye çalışırsak, bir metalin iletkenliğinin bir yalıtkanın iletkenliğine oranı 1×10^{23} mertebesinde bulunur. Böyle büyük bir değişiklik gösteren başka fiziksel bir olay yoktur. Hele bir de süperiletkenliği dikkate alırsak, nasıl bir fiziksel olayla karşı karşıya olduğumuzu anlarız.

Malzemelerin elektriksel öz direncinin bilinmesi, bu malzemelerin temel özellikleri hakkında bilgi edinilmesinde oldukça önemli bir araçtır (Kittel, 1956; Hill, 1960). Bugüne kadar, metal alaşımların elektriksel öz direncinin sıcaklığa göre değişimi üzerine, Bloch-Gruneisen teorisi, Debye modeli gibi, pek çok deneysel ve teorik çalışma yapılmıştır (Debye, 1912; Korn, 1972; 1974, Matsuda, 1982; 1984, Guntherodt, 1981; Krasny, 2003; Mamedov, 2007). Paszkowski (1999), Bloch-Gruneisen integralleri ve bu integral değerlerinin sayısal hesaplamalarını sağlayan bazı ifadeler sunmuştur. Mamedov ve Askerov (2007), binom açılımını kullanarak geniş sıcaklık aralığı için Debye sıcaklık derecesiyle genelleştirilmiş Bloch-Gruneisen fonksiyonu için analitik bir yöntem sunmuşlardır. Markowitzs (1977), Debye fonksiyonuna (Debye-Waller Faktörü) bağlı olarak metalik alaşımların elektriksel öz direnci için analitik

denklemler elde etmiştir. Markowitzs hesaplarında alçak ve yüksek sıcaklık için iki farklı seri açılım düşünmüştür. Yapacak olduğumuz bu çalışma, tüm bu çalışmalara ek olarak, sıcaklığa bağlı Debye-Waller faktörünü içeren başka bir çalışma olması açısından önemlidir.

2. GENEL BİLGİLER

2.1. Serbest Elektron Modeli

Mümkün olan en basit yaklaşım, metal içindeki elektronların, serbest parçacıkların oluşturduğu bir gaz gibi davrandığını varsaymaktır. Bu, serbest elektron modelidir. Bir atomdan değerlik elektronlarının ayrılması, geride pozitif olarak yüklü bir iyon özünü bırakır. Serbest elektron modeli, iyon özlerine eşlik eden yük yoğunluğunun metal boyunca düzgün olarak dağıldığını ve böylece bu elektronların sabit bir elektrostatik potansiyel içinde hareket ettiklerini varsayar. Bu varsayım yapıldığı zaman, kristal yapının tüm ayrıntılarının kaybolduğuna dikkat edilmelidir. Serbest elektron modeli, iletim elektronları arasındaki itici türde olan etkileşmeyi de ihmal eder. Bundan ötürü bu model, elektronları, sonlu derinlikteki kare potansiyel kuyu içinde bağımsız olarak hareket eden elektronlar gibi düşünür (Hook ve Hall, 2006).

Bu ilk olarak Paul DRUDE tarafından 1900 yılında ortaya atılmıştır. Bu modelin her ne kadar temel eksiklikleri bulunsada iki nedenden ötürü üzerinde çalışmaya değer; birincisi öz direnç kavramına odaklanmayı sağlaması, ikincisi ise bir modelin fizik biliminde nasıl kurulup geliştirildiği ve bu modelin başarılı yada kusurlu olup olmadığının nasıl tespit edileceği konusunda iyi bir örnek oluşturmasıdır (Fishbane ve ark., 2003).

Drude Modelinde, elektron gazını oluştururken her bir atomun, birim gaz hacminde n elektron bulunmasını sağlayacak şekilde, bir veya daha çok elektronunu verdiğini ayrıca her bir elektronun üç boyutta serbestlik derecesine sahip olacak şekilde kinetik enerjileri olduğunu varsaydı. Böylece, bir elektron $3/2 kT$ kinetik enerjisine sahip oluyordu. Drude modelinde bütün elektronlar ortalama enerjideki hız ile hareket ediyor varsayılmaktadırlar. Böyle bir varsayım elektron gazı için toplam enerjinin $3/2 nkT$ ve ısı sığasının $3/2 nk$ olması gerektiği sonucunu doğurur. Metallerde, elektron ve atom yoğunlukları aynı olunca, elektronlar, ölçülen ısı sığasını, yalıtkanlarla kıyaslandığında %50 fazla olacak şekilde arttırırlar. Metallerle yapılan deneysel çalışmalar, metallerdeki elektronların ısı sığasının çok küçük olduğunu ve T sıcaklığına bağımlı olduğunu

göstermiştir. Bu yüzden, Drude Modeli, sürüklenme hareketi ve elektriksel iletkenlik ile ilgili yararlı sonuçlar ortaya koymakla birlikte, olayın tümünü açıklamada yetersizdir.

Drude Modelinde, hareket halinde olan elektronların, iyon korları ile çarpışarak saçıldığını düşünmüştür. Burada sözü edilen çarpışmalar gelişigüzel çarpışmalardır ve bu yüzden, saçılmaya yol açan çarpışmalardan sonra ortalama hız sıfırdır. Böylece, herhangi bir dış alan yüzünden oluşan sürüklenme hızları saçılmayı doğuran çarpışmalarla yok olur. Dış alan yalnızca elektronun iki çarpışması arasında aldığı yol sırasında etkili olur. Ancak, çarpışma olur olmaz dış alanın etkisinde yok olur. Hemen görülebilir ki, serbest yolun büyümesi, dış alan etkisinde büyümesine yol açar. Bu şartlar altında ortalama serbest zamanı (τ_m) birim zamandaki çarpışma ihtimalinin tersi olarak tanımlayabiliriz. $t=0$ anında, n_0 tane elektrondan oluşan bir grup düşünecek olursak, t zamanına kadar çarpışma olmadan kalabilen elektronların sayısı,

$$n_t = n_0 e^{-t/\tau_m} \quad (2.1)$$

olacaktır. Buradan çarpışmalarla serbestliğini kaybeden elektron sayısı,

$$-\frac{dn}{n} = \frac{n_t}{\tau_m} = \frac{n_0}{\tau_m} e^{-t/\tau_m} \quad (2.2)$$

olarak bulunur. Elektron hareket ederken ve yolları üzerinde çarpışmalar yaparken, bir E elektrik alanı uygulanırsa, henüz saçılmamış bir elektron t zamanı sonunda,

$$-\frac{eE}{m} t \quad (2.3)$$

gibi bir ek sürüklenme hızı kazanacaktır. Burada t zamanı yerine, τ_m değerlerini alırsak ve m^3 hacimde n tane elektron olduğunu düşünürsek, klasik teoride gördüğümüz gibi;

$$-ne \text{ (ortalama hız)} = \sigma E \quad (2.4)$$

şeklinde bir akım yoğunluğu ortaya çıkacaktır. σ , elektriksel iletkenliktir. Bu eşitlik bizi Ohm Kanunu'na götürür. Bu kanun, bir katı içerisinde uygulanan gerilim ile oluşan akımın birbirlerine çizgisel olarak bağımlı olduklarını göstermektedir (Durlu, 1992).

2.2. Ohm Yasası ve Elektriksel İletkenlik

Bir iletkene elektrik alan uygulandığında, elektrik alan iletken içinde yüklere hareket veren bir potansiyel farkı doğurur. Belli bir potansiyel farkı (gerilim) altında madde içinden geçen akım, maddenin fiziksel özelliklerine ve geometrisine bağlıdır.

Yükün madde içinde ne kadar kolaylıkla hareket ettiğini, o maddenin elektriksel direnci belirler. Direnç R ile gösterilir. Elektriksel direnç, potansiyel farkının, madde içinden geçen akıma oranı olarak tanımlanır:

$$R \equiv \frac{V}{I} \quad (2.5)$$

Direnç birimi amper başına voltur, SI birim sisteminde ohm (Ω) ile gösterilir. 1 ohm, 1 V'luk potansiyel fark uygulandığında 1 A akım geçerken iletkenin gösterdiği dirençtir;

$$1\Omega = 1\frac{V}{A} \quad (2.6)$$

George Simon Ohm, farklı maddelerin farklı dirençlere yakın olduğunu keşfetmiştir. Ohm, geniş bir potansiyel farkı aralığında, metallerin içinde bulunduğu birçok maddenin akıma karşı gösterdiği direncin sabit olduğunu deneysel olarak göstermiştir. Buna Ohm Kanunu ve bu özelliği gösteren dirençlere de Omik direnç denir.

Voltaj (potansiyel farkı) ile akım arasında Ohm Kanunu olarak bilinen bu lineer ilişki,

$$V = IR \quad (2.7)$$

şeklinde yazılır.

Burada R, V'den bağımsızdır. R direnci V'den bağımsız olarak ölçülen bir büyüklüktür.

Serbest bir elektronun momentumu $m\vec{v} = \hbar\vec{k}$ bağıntısıyla dalga vektörüne bağlıdır. Bir dış $\vec{E}$ elektrik ve $\vec{B}$ manyetik alanında $-e$ yüklü elektrona etkiyen kuvvet $-e[\vec{E} + (1/c)\vec{v} \times \vec{B}]$ olur ve Newton'un ikinci hareket yasası yazılabilir:

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e[\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B}] \quad (2.8)$$

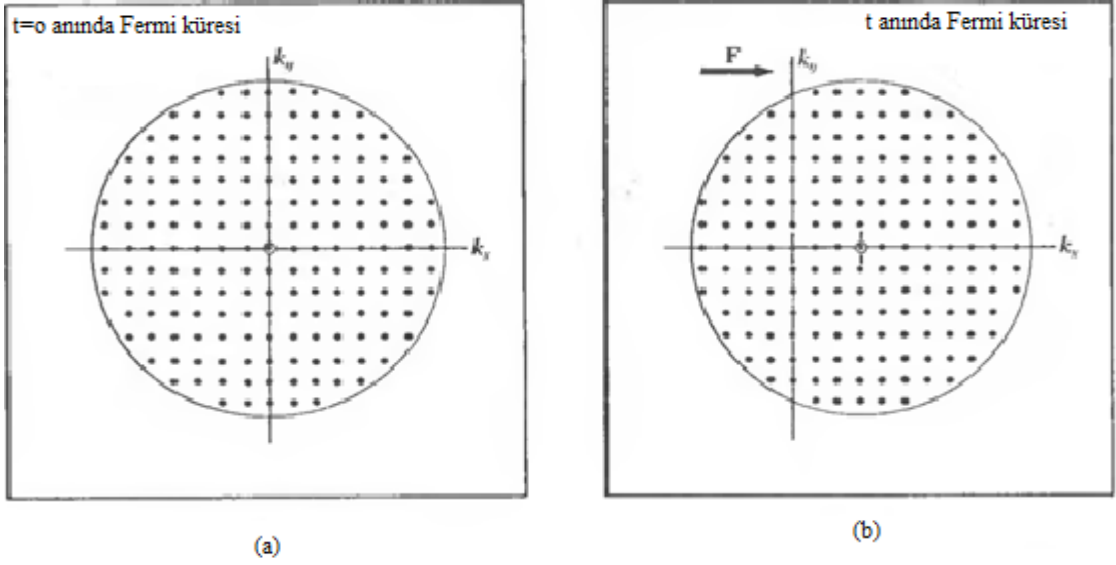
Saçılma olmadığı durumda $\vec{k}$ uzayındaki Fermi küresi (şekil 2.1) uygulanan elektrik alanın etkisiyle düzgün bir şekilde ötelenir. $\vec{B} = 0$ alınıp bu denklemin integrali hesaplanırsa

$$\vec{k}(t) - \vec{k}(0) = -e\vec{E}t/\hbar \quad (2.9)$$

bulunur. Elektrik alan, $\vec{k}$ uzayında merkezi orijinde olan bir Fermi küresini dolduran elektron gazına $t=0$ anına uygulanırsa, daha sonra ki bir t anında kürenin öteleneceği yeni merkezi,

$$\delta\vec{k} = -e\vec{E}t/\hbar \quad (2.10)$$

kadar yerdeğiştirmiş olacaktır.



Şekil 2.1. (a) Elektron gazının taban durumunda dolu elektron yörüngeleri $\vec{k}$ uzayında Fermi küresini doldururlar. Dolu her $\vec{k}$ yörüngesi için $-\vec{k}$ yörüngesi de dolu olduğundan net momentum sıfırdır. (b) t zaman aralığında etkiyen sabit bir $\vec{F}$ kuvveti etkisiyle her yörüngenin $\vec{k}$ dalga vektörü $\delta\vec{k} = \vec{F}t/\hbar$ kadar artar. Bu da Fermi küresinin bir bütün olarak $\delta\vec{k}$ kadar yerdeğiştirmesine eşdeğerdir. N elektron için toplam momentum $N\hbar\delta\vec{k}$ olur. Uygulanan kuvvet nedeniyle sistemin enerjisi $N(\hbar\delta\vec{k})^2/2m$ kadar artar

Elektron katkıları, örgü kusurları ve fononlarla çarpışması sonucu, yer değiştiren kürenin elektrik alanda dengede olması sağlanabilir. İki çarpışma arasında ki zaman τ ise, Fermi küresinin yerdeğiştirmesi denklem (10)'da $t = \tau$ alınarak bulunur. Hızdaki artış ise $\vec{\mathcal{V}} = -e\vec{E}\tau/m$ dir. Sabit $\vec{E}$ elektrik alanında birim hacimde n tane $q = -e$ yüklü elektron varsa, elektrik akım yoğunluğu,

$$\vec{J} = nq\vec{\mathcal{V}} = ne^2\tau\vec{E}/m \quad (2.11)$$

olur. Bu, Ohm yasasıdır. σ elektrik iletkenlik katsayısı $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ bağıntısıyla tanımlanırsa,

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (2.12)$$

olur.

Elektrik özdirenci ρ , iletkenliğin tersi olarak tanımlanır ve

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} \quad (2.13)$$

olur. Burada n , katıdaki serbest taşıyıcı yoğunluğudur, yani birim hacimdeki serbest taşıyıcı sayısıdır. e^2 ; yükün karesi olduğundan, yükün işaretine göre iletkenliğin farklılık göstermediğini belirtmesi açısından önemlidir. τ ; çarpışmalar arasında geçen süredir. m ; serbest yüklü parçacığın kütlesidir (Kittel, 1996).

Aşağıdaki çizelge 2.1'den görüldüğü gibi maddenin elektriği iletmesini belirleyen fiziksel büyüklükler geniş bir değer aralığına yayılır. İyi bir iletkenin özdirenci $10^{-8}\Omega.m$ iken, iyi bir yalıtkanın özdirenci $10^{14}\Omega.m$ dir. Yarıiletkenlerde özdirenç 10^3 ten $10^{-5}\Omega.m$ ' ye kadar değişir ve sıcaklığa karşı duyarlılık gösterir. Süperiletkenler belli bir sıcaklık altında ölçülebilir büyüklükte bir özdirence sahip değildirler. Direnç, maddenin kuantum kuralları içinde kesin olarak açıklanabilen fiziksel bir özelliğidir (Fishbane ve ark., 2003).

Çizelge 2. 1. Bazı Metallerin (20°C'deki) Özdirenç, iletkenlik ve sıcaklık katsayıları

MALZEME	ÖZDİRENÇ, ρ $\Omega.m$	İLETKENLİK, σ $(\Omega.m)^{-1}$	SICAKLIK KATSAYISI, α (°C) ⁻¹
İLETKENLER ELEMENTLER			
Alüminyum	$2,82 \times 10^{-8}$	$3,55 \times 10^7$	0,0039
Gümüş	$1,59 \times 10^{-8}$	$6,29 \times 10^7$	0,0038
Bakır	$1,72 \times 10^{-8}$	$5,81 \times 10^7$	0,0039
Demir	$10,0 \times 10^{-8}$	$1,0 \times 10^7$	0,0050
Tungsten	$5,6 \times 10^{-8}$	$1,8 \times 10^7$	0,0045
Platin	$10,6 \times 10^{-8}$	$1,0 \times 10^7$	0,0039
ALAŞIMLAR			
Nikrom	100×10^{-8}	$0,1 \times 10^7$	0,0004
Manganez	44×10^{-8}	$0,23 \times 10^7$	0,00001
Pirinç	7×10^{-8}	$1,4 \times 10^7$	0,002
YARIİLETKENLER			
Karbon (Grafit)	$3,5 \times 10^{-5}$	$2,9 \times 10^4$	-0,0005
Germanyum(Saf)	0,46	2,2	-0,048
Silikon(Saf)	640	$1,6 \times 10^{-3}$	0,002
YALITKANLAR			
Cam	10^{10} ile 10^{14} , e	10^{-14} , ten 10^{-10} , a	
Sentetik Kauçuk	10^9	10^{-9}	
Teflon	10^{14}	10^{-14}	

Maddelerin elektriksel özdirençleri,

1. Metaller: $= 10^{-6} - 10^{-4} \Omega cm$
2. Yarıiletkenler: $= 10^{-4} - 10^{10} \Omega cm$
3. Yalıtkanlar $= \rho \geq 10^{10} \Omega cm$

aralıklarında değişmektedir.

2.3. Özdirencin Sıcaklık ile Değişimi

Metallerin sıcaklıkları arttırılınca öz dirençleride artar. Katı bir iletken de serbest elektronlar rastgele termik hareketler yapar. Bu rastgele hareketler sırasında elektronlar gerek birbirlerine, gerekse kristal örgü içindeki atomlara, varsa yabancı atomlara çarparak durmaksızın yön değiştirmek zorunda kaldıkları için yolları bir doğru değildir. Ayrıca kristal örgüdeki atomların titreşiminden doğan mekanik dalga katarları (fononlar) da elektronlara çarparak onları saçılmaya uğratır. Bir iletkenin akıma karşı gösterdiği direncin ana nedeni elektronun uğradığı bu çarpışma ve saçılma olaylarıdır. İki çarpışma arasında elektronun gidebildiği doğrusal yola serbest yol, bu serbest yolların ortalamasına da ortalama serbest yol denir. Cismin boyutları, elektronların ortalama serbest yollarından yeterince büyük olduğu sürece ölçülen öz direnç değeri sabit sıcaklıkta sabittir. Ancak cismin bir veya iki boyutu, elektronun ortalama serbest yolu derecesinden ya da daha küçük ise öz direnç daha büyük değerler alır. Örneğin ince metal filmlerde (yani iki boyutlu ortamlarda) olduğu gibi (Ertaş, 1996).

Metallerin valans bantlarının hemen hemen yarısı boş olduğundan ve metal atomlarının her birinden 1 elektron serbest bulunduğundan dolayı elektron yoğunluğu (bakır için $8,5 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$) çok büyüktür. Hepsi de iletme katkıda bulunur. Sıcaklıkla bu yoğunluk değişmez ancak iletkenlik ifadesindeki τ sıcaklık arttıkça küçülür. Bu yüzden metallerin iletkenliği sıcaklıkları arttıkça azalırken öz dirençleri şekil 2.2.'de görüldüğü gibi artmaktadır. Metallerin iletkenliği $5 \times 10^7 (\Omega \text{ m})^{-1}$ civarındadır.

Alaşımların öz dirençleri saf metallerinkinden daha büyüktür. Çünkü alaşımlarda birim hacimdeki yabancı atom sayısı dolayısıyla bunların neden olduğu elektron saçılmaları artmıştır. Bir cismin öz direnci sıcaklıkla genel olarak artar. Sıfır santigrat derecede ki öz direnç ρ_0 olmak üzere herhangi bir T sıcaklığındaki öz direnç;

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t) \quad (2.14)$$

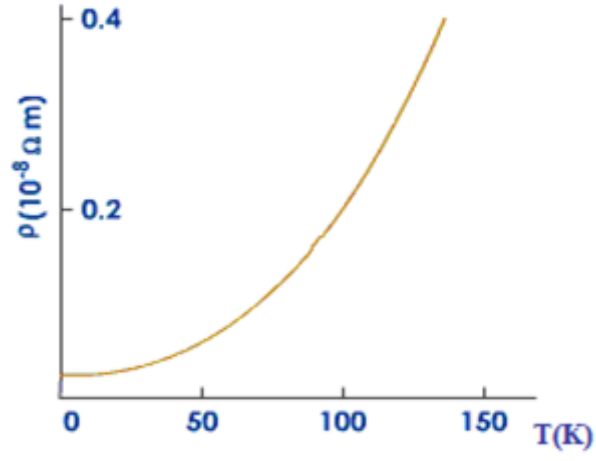
dir. Şekil 2.4.'te görüldüğü gibi alaşımların elektriksel öz dirençleri sıcaklıkla artmaktadır. Sıcaklık aralığı çok geniş değilse bu bağıntı iyi sonuç vermektedir. Burada

α' ya direncin sıcaklıkla artma katsayısı veya kısaca sıcaklık katsayısı denir. Saf metaller için α yaklaşık $(1/273)^{-1}$ alınabilir. Sayısı az olmakla beraber bazı cisimlerin sıcaklık katsayıları negatiftir (karbon gibi). Eser miktarda da olsa yabancı madde bir metalin öz direncini ve sıcaklık katsayısını büyük ölçüde değiştirmektedir (Ertaş, 1996).

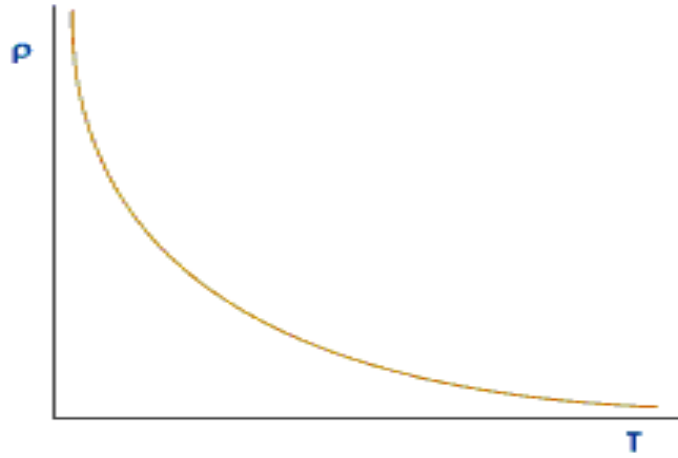
Yalıtkanlarda valans bandı tamamen doludur. İletim bandı da tamamen boştur. İki bant arasındaki yasak enerji aralığının oldukça büyük olması, valans banttan iletim bandına elektron geçişi ısı yollarla (sıcaklığın artırılmasıyla) hemen hemen imkânsız olmaktadır. Böylece ne iletim bandında ve ne de valans bantta bir taşıyıcı hareketi görülmeyecektir.

Yalıtkanların aksine yarıiletkenlerde dolu seviyelerde yani valans bandı boş seviyelerde, yani iletkenlik bandı aralığı düşük sıcaklıklarda küçüktür. Dolayısıyla elektrik alan uygulandığında valans bant elektronları iletkenlik bandına atlayarak akım oluştururlar. Silikon ve Germanyum gibi yarıiletkenlerin ölçülen bant aralıkları sırasıyla 1,1 eV ve 0,7 eV' tur. Yarıiletkenlerde sıcaklık artışı ile elektronların bir bölümünün aralığı aşması için gerekli enerji sağlanır. Sıradan bir iletkende ise sıcaklığın yükselmesi öz direnci artırır çünkü elektron akışına engel olan atomlar daha şiddetli titreşirler. Yarıiletkenlerdeki sıcaklık artışı, daha fazla miktarda elektronun boş banda geçmesini sağlar ve böylece şekil 2.3.'te görüldüğü gibi öz direnci düşürür.

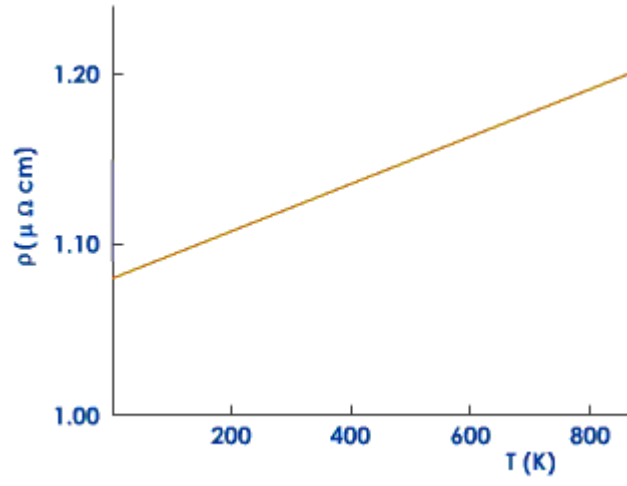
1911 yılında, H.Kammerling Onnes, cıvanın $T_c = 4,1$ K kritik sıcaklığında bütün direncini aniden kaybettiğini gözlemiştir. Bu özellik ancak T_c ' den daha düşük sıcaklıklarda ortaya çıkmaktadır. Belli bir sıcaklıkta sıfır dirence sahip maddelere süperiletken denir. İçerisinden akımın indüklendiği süperiletken bir halka üzerinde yapılan ayrıntılı ölçümlerde, bir yıl sonra bile halka içindeki akımda gözle görülür bir azalma olmadığı tespit edilmiştir. Bu ölçümlerden, akımı azaltan bir direnç oluşması için en az 10^9 yıl geçmesi gerektiği sonucu çıkartılmıştı! Sonsuza kadar süren bir elektrik akımına sahip olma ihtimali gerçekten etkileyicidir. Her şeyin ötesinde bu, elektriğin ucuz yoldan iletilebileceği anlamına gelir (Fishbane ve ark., 2003). Şekil 2.5.'te bir süperiletkenin öz direncinin sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir.



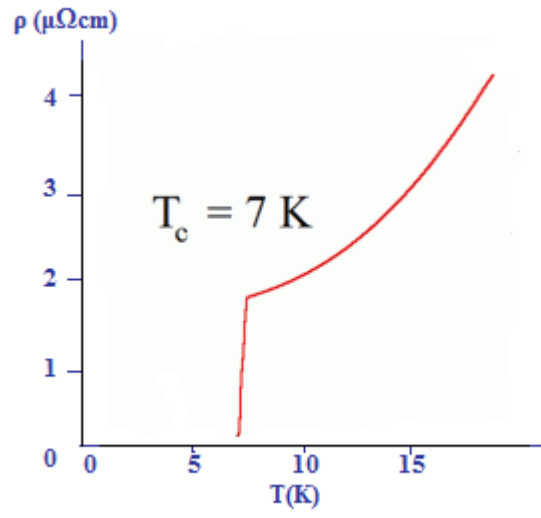
Şekil 2.2. Bakır elementinin elektriksel öz direncinin sıcaklıkla değişimi.



Şekil 2.3. Bir yarıiletkenin elektriksel öz direncinin sıcaklıkla değişimi.



Şekil 2.4. Bir metalik alaşımanın elektriksel özdirencinin sıcaklıkla değişimi.



Şekil 2.5. Bir süperiletken malzemenin elektriksel özdirencinin sıcaklıkla değişimi.

Metal alaşımların özdirençleri sıcaklıkla büyük ölçüde değişir. Bunun nedeni, metallerdeki iletim elektronlarının yaptıkları çarpışmaların sıcaklığa göre gösterdiği değişiklidir. Oda sıcaklığında, özdirenç temelde, iletim elektronlarının örgü fononları ile çarpışmalarından oluşur. Metallerdeki özdirenci, fononlardan oluşan (ρ_L) ve kristal örgüyü bozan kusurlardan oluşan (ρ_i) özdirenç olmak üzere iki kısma ayırabiliriz, bunların toplamı net özdirenci verir;

$$\rho = \rho_L + \rho_i \quad (2.15)$$

Isısal fononlar dolayısıyla oluşan ρ_L , sayıları çok fazla olmamak şartıyla kristal örgü kusurlarına bağlı değildir, ρ_i 'de sıcaklığa bağlı olmaz. Bu sonuç Matthiessen Kuralı olarak bilinir. $T \rightarrow 0$ iken ρ_L sıfır olduğundan, özdirenç 0 K sıcaklığına uzatılarak elde edilen $\rho_i(0)$ değerine kalıntı (artık) özdirenç denir.

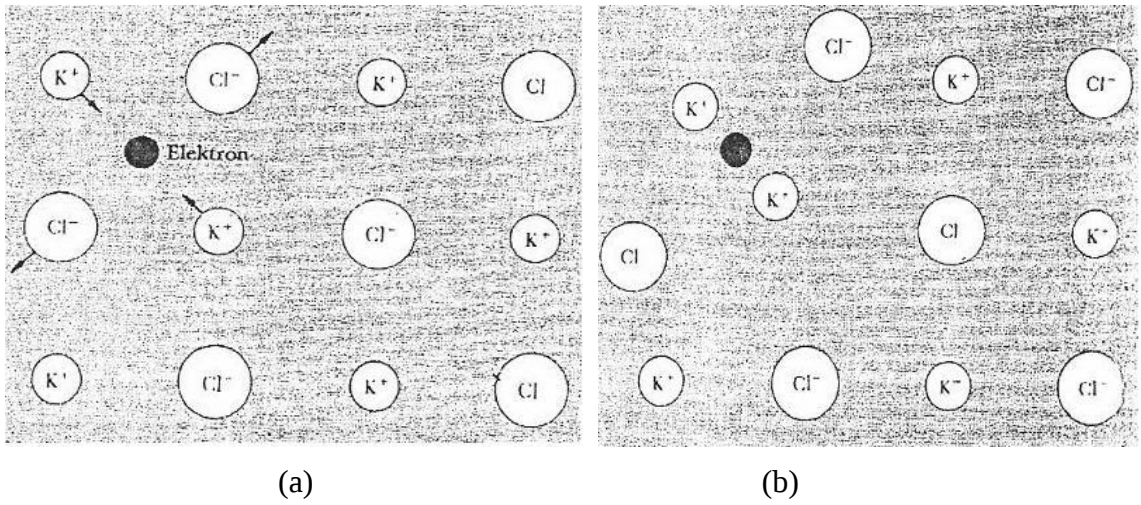
Bir metal numunesinin özdirenç oranı, oda sıcaklığındaki özdirencinin kalıntı özdirencine oranı olarak tanımlanır. Bu büyüklük, numunenin saflık derecesinin bir ölçüsüdür.

Katkılanmış birçok katı metal eriyikte kalıntı özdirenç artış gösterir. Bu artış, katkının atom yüzdesi başına $1 \mu\text{ohm-cm}$ ($1 \times 10^{-6} \Omega\text{-cm}$) kadardır. Elektrik özdirencin sıcaklığa bağlı olan kısmı, fononlarla elektronların çarpışma olasılığına bağlıdır (Kittel, 1996).

2.4. Elektron-Fonon Etkileşmesi

Elektron-fonon etkileşmesinin en bilinen etkisi elektrik özdirencinin sıcaklığa bağımlılığında görülür; saf bakır için özdirenç değeri 0°C de $1,55 \mu\Omega\text{-cm}$ ve 100°C de, $2,28 \mu\Omega\text{-cm}$ ' dir. Elektronlar fononlardan saçılır ve sıcaklık arttıkça daha çok fonon oluştuğundan, daha çok saçılma olur. Debye sıcaklığı yukarısında ısısal fononların sayısı mutlak sıcaklıkla yaklaşık orantılıdır ve bu sıcaklık aralığında bilinen metallerde özdirencin mutlak sıcaklıkla orantılı olduğu gözlenir.

Elektron-fonon etkileşmesinin daha ince bir etkisi, elektronun daha ağır iyon merkezlerini sürüklemeye çabasından dolayı, elektron kütlesindeki görünür artıştır. Bir yalıtkanda elektron ve onun oluşturduğu gerilme alanı *polaron* adıyla bilinir. Bu etki, iyonlarla elektronlar arasında kuvvetli Coulomb etkileşmesinden dolayı iyonik kristallerde daha büyüktür. Etki, nötr atomların elektronlarla zayıf etkileştiği kovalent kristallerde zayıf olur.



Şekil 2.6. Bir polaronun oluşumu, (a)KCl iyonik kristalinin rijit örgüsünde bir elektron yer almaktadır. Bu elektronun yakınındaki iyonlara uyguladığı kuvvetler gösterilmektedir. (b) Aynı elektron elastik veya deforme edilebilen bir örgüde gösterilmiştir.

Şekil 2.6'da iyonların yer değiştirmesi elektronun etkin kütlesini artırmaktadır. KCl bileşiğinde kütle, rijit bir örgüdeki bant teorisi sonucuna göre 2,5 kat artar. Kovalent kristallerde elektronun atomlara uyguladığı kuvvet iyonik kristallerdeki elektronlara göre daha zayıftır. Yani kovalent kristallerde polaron deformasyonu daha az gözlenmektedir (Kittel, 1996).

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Debye Fonksiyonu Kullanılarak Özdirençlerin Hesaplanması

İlk olarak Peter Debye 1912 yılında bir katının ısı kapasitesini hesapladı. Bu metot Debye Modeli olarak adlandırıldı. Daha sonraları pek çok alanda yer alan Debye fonksiyonu, birçok araştırmacı tarafından Debye modeli çalışmaları içinde teorik olarak analiz edilmiştir. Debye fonksiyonu birçok fiziksel problemlerde yaygın olarak kullanılır, özellikle katıların ısı kapasitesinin değerlendirmesinde. Literatürde, çeşitli etkili sayısal metotlar, n-boyutlu Debye fonksiyonu, Debye sıcaklığı ve Debye fonksiyonlarının diğer tiplerinin ölçülmesini geliştirmek için kullanılmıştır (Guseinov ve Mamedov, 2007).

Metallerin elektriksel özdirençinin sıcaklıkla değişimini hesaplamak için aşağıdaki denklemleri kullanacağız;

$$\rho(T) = \rho_{\text{yalın}}(T)e^{-2W(T)} \quad (3.1)$$

$$\rho_{\text{yalın}}(T) = \rho_0 + \rho_i(T) \quad (3.2)$$

ρ_0 , sıcaklıktan bağımsızdır ve artık özdirenç olarak adlandırılır. $\rho_i(T)$, ideal özdirençtir ve sıcaklığa bağlıdır. Bu özdirençler Matthiessen Kuralına uyarlar. (3.1) denklemindeki üstel terim $W(T)$;

$$W(T) = \frac{3\hbar^2 K^2 T^2}{2Mk_B \theta^3} \int_0^{\theta/T} \left(\frac{1}{e^z - 1} + \frac{1}{2} \right) z dz \quad (3.3)$$

olup, Debye-Waller faktörü olarak adlandırılır. Bu faktör bir kristal örgüden saçılan ışının şiddetini belirleyen önemli bir faktördür. Burada $z = \frac{\hbar \omega_q}{k_B T}$ alınır ve Debye Modeli kullanılır (Markowitz, 1977).

ρ_0 'ın hasas yapı bağıllığı teorik tahminleri belirsiz yaptığın için deneysel sonuçları kullanıyoruz. Ancak ρ_1 , katkılardan dolayı, çeşitli formüllerde T/θ 'nın kuvvetleri olarak çarpılır, yani normalize edilir. Yüksek sıcaklık öz direnci ρ_1 'i Ziman teorisini kullanarak kolaylıkla tahmin edebiliriz.

$$\rho_i = \frac{\hbar k_F}{ne^2 \Lambda_i} = \rho_1 \frac{T}{\theta} \quad (3.4)$$

n : elektron yoğunluğu

k_F : Fermi dalga vektörü

Λ_i : Serbest yol

ρ_i : İdeal öz direnç

θ : Debye sıcaklığı

e : Elektronun yükü

$\hbar$: Planck sabiti

$$\Lambda_i \cong 50a \frac{T_m}{T} \quad (3.5)$$

a : Örgü parametresi

T_m : Erime sıcaklığı

(3.4) Denkleminden ρ_1 'i çekersek,

$$\rho_1 = \frac{\hbar k_F}{ne^2 \Lambda_i} \frac{\theta}{T} \quad (3.6)$$

olur. (3.5) denklemini (3.6)' da yerine yazarsak,

$$\rho_1 = \frac{\hbar k_F}{ne^2 50a \frac{T_m}{T}} \frac{\theta}{T} \quad (3.7)$$

olur ve buradan gerekli sadeleştirmeler yapıldığında,

$$\rho_1 \cong \frac{\hbar k_F \theta}{n e^2 50 a T_m} \quad (3.8)$$

elde ederiz.

Markowitz (1977), tipik malzemeler için,

$T_m \approx 3\theta$, $k_F \approx \frac{\pi}{a}$, $n \approx \frac{2}{a^3}$, $a \approx 2 \times 10^{-8}$ cm ve $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ değerlerini kullanarak elektriksel özdirenci $\rho_1 \approx 10^{-6} \Omega \text{cm}$ olarak hesaplamıştır.

Bu ifadeleri (3.8) denkleminde yerine yazarsak,

$$\rho_1 \cong \frac{\frac{h\pi}{2\pi a} \theta}{\frac{2}{a^3} e^2 .50 a .3\theta} \quad (3.9)$$

$$\rho_1 \cong \frac{ha}{600 e^2} \quad (3.10)$$

elde ederiz. Bu ifadeyi (3.4) denkleminde yerine koyarsak;

$$\rho_i = \frac{ha}{600 e^2} \frac{T}{\theta} \quad (3.11)$$

olur.

Debye Fonksiyonu ifadesi;

$$D_n(\beta, x) = \frac{n}{x^n} \int_0^x \frac{t^n}{(e^t - 1)^\beta} dt \quad (3.12)$$

olup seri açılımı;

$$D_n(\beta, x) = \frac{n}{x^n} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N (-1)^i F_i(-\beta) \frac{\gamma[n+1, (i+\beta)x]}{(i+\beta)^{n+1}} \quad (3.13)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.3)' den,

$$W(T) = \frac{3\hbar^2 K^2 T^2}{2Mk_B \theta^3} \left[\int_0^{\theta/T} \frac{z}{e^z - 1} dz + \int_0^{\theta} \frac{z}{2} dz \right] \quad (3.14)$$

elde edilir ve integralin birinci kısmı 1.dereceden Debye fonksiyonudur. $n=1$, $\beta=1$, $x=\theta/T$ olmak üzere;

$$D_1(1, \theta/T) = \frac{T}{\theta} \int_0^{\theta/T} \frac{z}{e^z - 1} dz \quad (3.15)$$

şeklinde yazılır (Guseinov ve Mamedov, 2007).

$$A = \frac{3\hbar^2 K^2 T^2}{2Mk_B \theta^3} \text{ alırsak buradan} \quad (3.16)$$

$$W(T) = A. \left[D_1(1, \theta/T) + \frac{1}{4} \frac{\theta^2}{T^2} \right] \quad (3.17)$$

elde ederiz. Denk.(3.17), denk.(3.1)'de yerine yazılırsa,

$$\rho(T) = \rho_{yalın}(T). \exp[-2(A \left[D_1(1, \theta/T) + \frac{1}{4} \frac{\theta^2}{T^2} \right])] \quad (3.18)$$

olur.

(3.2) denkleminde (3.4) denklemini kullanarak,

$$\rho_{yaln}(T) = \rho_0 + \rho_1 \frac{T}{\theta} \quad (3.19)$$

elde ederiz. (3.10) denklemini (3.19) denkleminde yerine yazarsak,

$$\rho_{yaln}(T) = \rho_0 + \frac{ha}{600 e^2} \frac{T}{\theta} \quad (3.20)$$

olur. (3.20) denklemini (3.18) denkleminde yerine yazarsak,

$$\rho(T) = \left[\rho_0 + \frac{ha}{600 e^2} \frac{T}{\theta} \right] \cdot \exp \left[-2 \left(A \left[D_1(1, \theta/T) + \frac{1}{4} \frac{\theta^2}{T^2} \right] \right) \right] \quad (3.21)$$

elde ederiz. En son elde ettiğimiz (3.21) denklemini baz alarak Mathematica 7.0 programlama dilinde bir program yazarak çeşitli metallerin elektriksel öz dirençlerini hesapladık.

4. BULGULAR

Bu bölümde, bölüm (3)'te elde edilen analitik ifadeler kullanılarak Al, Zn, Cu ve Au elementlerinin elektriksel özdirençlerinin sıcaklıkla nasıl değiştiği incelenmiştir.

4.1. Alüminyumun Elektriksel Özdirencinin Hesaplanması

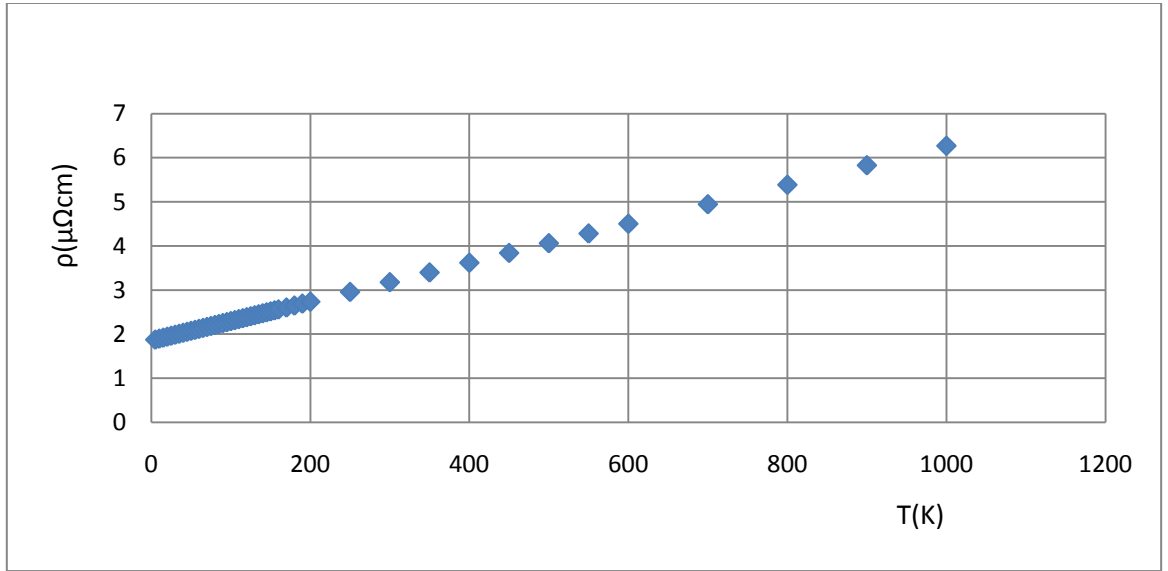
Alüminyumun $\theta_D=394$ K, $\rho_0=1,85.10^{-6}\Omega\text{cm}$, $a_0=4,050\text{\AA}$, $m=27$ değerlerini kullanarak yapmış olduğumuz hesaplama sonucunda elde ettiğimiz değerler aşağıda ki tabloda görülmektedir. Bulunan sonuçların literatürdeki deneysel ve teorik çalışmalarla uyumlu olduğu görülmektedir.(Simmons ve Balluffi,1960)

Çizelge 4.1: Alüminyumun Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektriksel Özdirenci

Sıcaklık (K)	Özdirenç ($\mu\Omega\text{cm}$)
1	1,85
5	1,87
10	1,89
15	1,92
20	1,94
25	1,96
30	1,98
35	2,00
40	2,03
45	2,04
50	2,07
55	2,09
60	2,11
65	2,14
70	2,16
75	2,18
80	2,20
85	2,23
90	2,25
95	2,27
100	2,29
110	2,34
120	2,38
130	2,42
140	2,47
150	2,51
160	2,56
170	2,60
180	2,65
190	2,69

Çizelge 4.1'in devamı,

200	2,73
250	2,96
300	3,18
350	3,40
400	3,62
500	4,06
600	4,50
700	4,94
800	5,39
900	5,83
1000	6,27



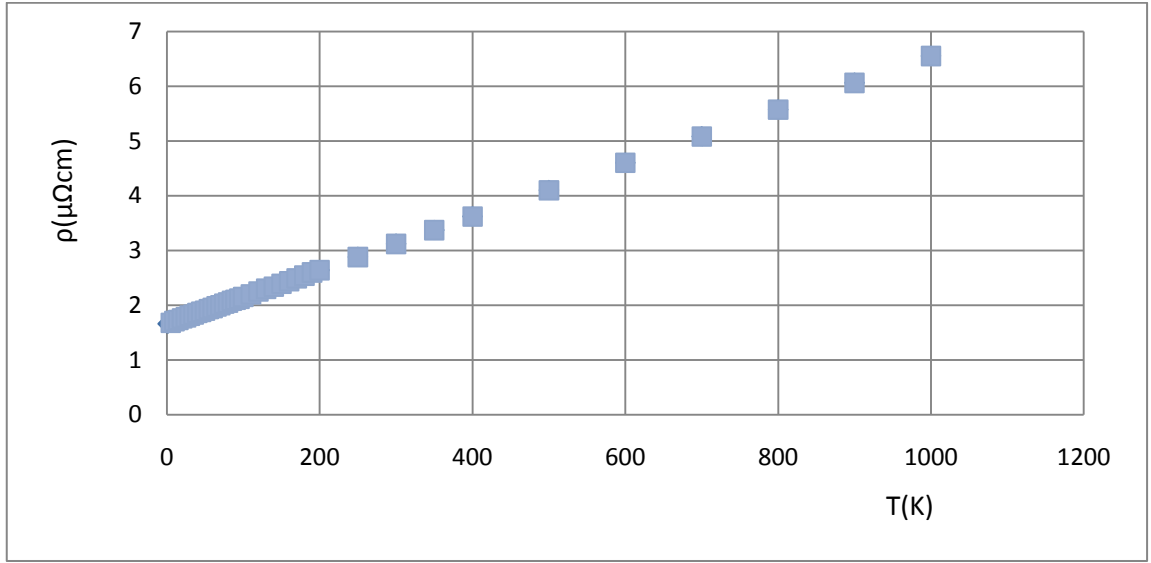
Şekil 4.1. Alüminyumun Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi.

4.2. Çinkonun Elektiriksel Özdirencinin Hesaplanması

Çinkonun $\theta_D=234K$, $\rho_0=1,66.10^{-6}\Omega cm$, $a_0=2,660\text{\AA}$, $m=65,4$ değerlerini kullanarak yapmış olduğumuz hesaplama sonucunda elde ettiğimiz değerler aşağıda ki tabloda görülmektedir. Bulunan sonuçların literatürdeki deneysel ve teorik çalışmalarla uyumlu olduğu görülmektedir.

Çizelge 4.2: Çinkonun Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektiriksel Özdirenci

Sıcaklık (K)	Özdirenç ($\mu\Omega cm$)
1	1,66
5	1,68
10	1,71
15	1,73
20	1,76
25	1,78
30	1,81
35	1,83
40	1,86
45	1,88
50	1,90
55	1,93
60	1,95
65	1,98
70	2,00
75	2,03
80	2,05
85	2,08
90	2,10
95	2,12
100	2,15
110	2,20
120	2,25
130	2,30
140	2,34
150	2,39
160	2,44
170	2,49
180	2,54
190	2,60
200	2,64
250	2,88
300	3,12
350	3,37
400	3,62
500	4,10
600	4,60
700	5,08
800	5,57
900	6,06
1000	6,55



Şekil 4.2. Çinkonun Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi.

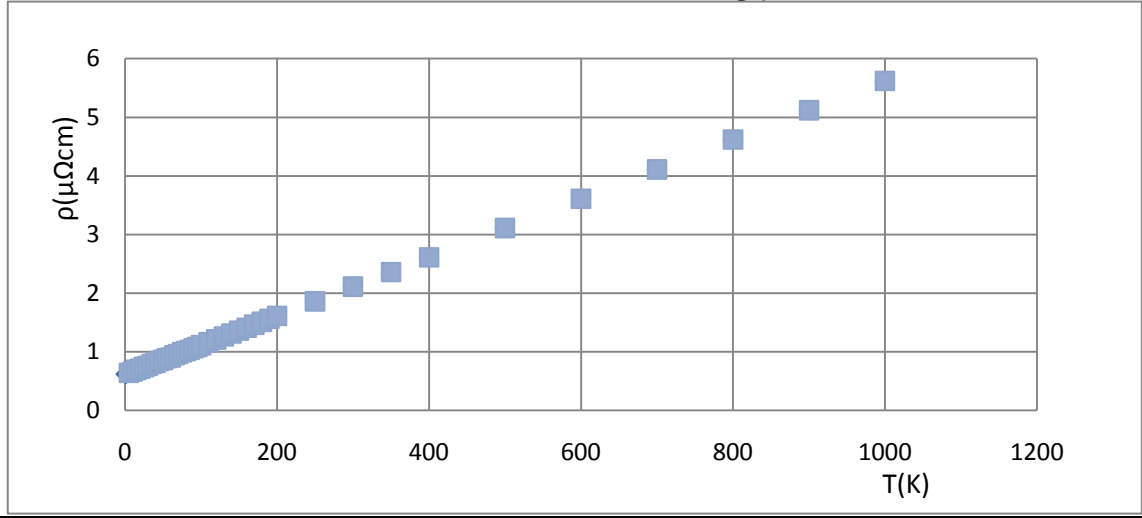
4.3. Bakırın Elektriksel Özdirencinin Hesaplanması

Bakırın $\theta_D=310$ K, $\rho_0=0,61.10^{-6}\Omega\text{cm}$, $a_0=3,610\text{\AA}$, $m=63,5$ değerlerini kullanarak yapmış olduğumuz hesaplama sonucunda elde ettiğimiz değerler aşağıda ki tabloda görülmektedir. Bulunan sonuçların literatürdeki deneysel ve teorik çalışmalarla uyumlu olduğu görülmektedir (Brongersma, Hove ve Maex, 2004).

Çizelge 4.3: Bakırın Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektriksel Özdirenci

Sıcaklık (K)	Özdirence (μΩcm)
1	0,62
5	0,64
10	0,66
15	0,69
20	0,71
25	0,74
30	0,76
35	0,79
40	0,81
45	0,84
50	0,86
55	0,89
60	0,90
65	0,94
70	0,96
75	0,99
80	1,01
85	1,03
90	1,06
95	1,08
100	1,11
110	1,16
120	1,21
130	1,26
140	1,31
150	1,36
160	1,41
170	1,46
180	1,51
190	1,56
200	1,61
250	1,86
300	2,11
350	2,36
400	2,61
500	3,11
600	3,61
700	4,11
800	4,62
900	5,12
1000	5,62

Şekil 4.3. Bakırın Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi.

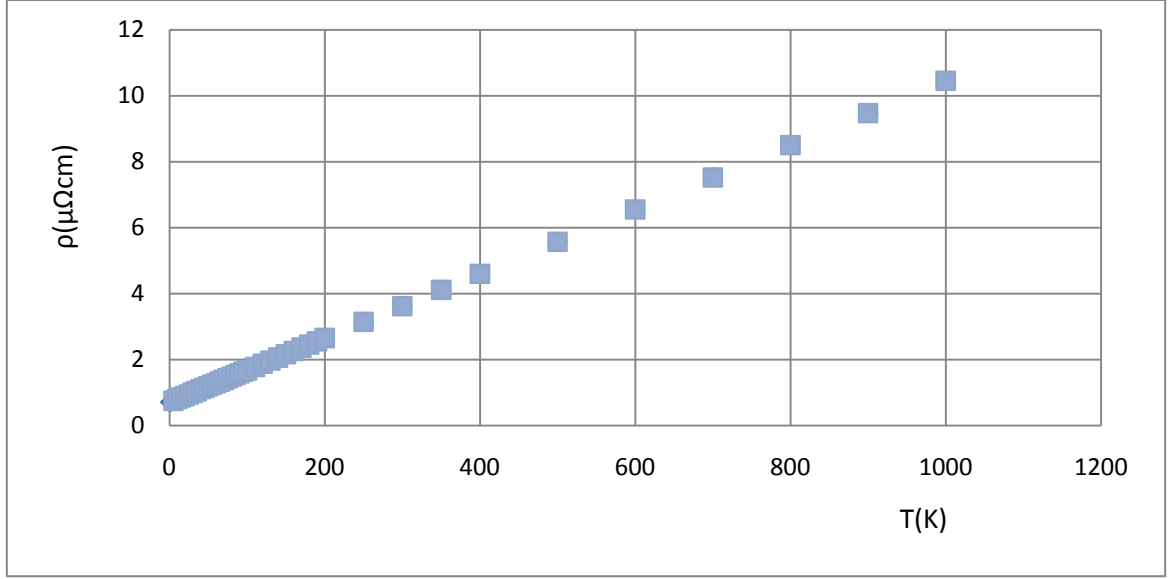


4.4. Altının Elektiriksel Özdirencinin Hesaplanması

Altının $\theta_D=180$ K, $\rho_0=0,70.10^{-6}\Omega\text{cm}$, $a_0=4,080\text{\AA}$, $m=197$ değerlerini kullanarak yapmış olduğumuz hesaplama sonucunda elde ettiğimiz değerler aşağıda ki tabloda görülmektedir. Bulunan sonuçların literatürdeki deneysel ve teorik çalışmalarla uyumlu olduğu görülmektedir (Attekum, Woerlee, Verkade ve Hoebe, 1984) ve (Ederth, Kish, Olsson ve Granqvist, 2000).

Çizelge 4.4: Altının Farklı Sıcaklık Değerleri İçin Hesaplanan Elektiriksel Özdirenci

Sıcaklık (K)	Özdirenci ($\mu\Omega\text{cm}$)
1	0,71
5	0,75
10	0,80
15	0,85
20	0,89
25	0,94
30	0,99
35	1,04
40	1,10
45	1,14
50	1,19
55	1,24
60	1,28
65	1,33
70	1,38
75	1,43
80	1,48
85	1,53
90	1,58
95	1,63
100	1,67
110	1,77
120	1,87
130	1,97
140	2,06
150	2,16
160	2,26
170	2,36
180	2,45
190	2,55
200	2,65
250	3,14
300	3,62
350	4,11
400	4,60
500	5,57
600	6,55
700	7,52
800	8,50
900	9,47
1000	10,45



Şekil 4.4. Altının Elektriksel Özdirencinin Sıcaklıkla Değişimi.

5. TARTIşMA VE SONUÇ

Günümüzde, farklı metallerde elektriksel özdirencin sıcaklıkla nasıl değiştiğinin incelendiği birçok çalışma mevcuttur. Bu araştırmalardan yola çıkarak üretilen malzemelerin birçok özellikleri incelenebilmiş ve günümüz teknolojisine ışık tutmuştur.

Belirlenen sıcaklık aralığında, Debye-Waller faktörü için elde ettiğimiz açılımda genelleştirilmiş n -boyutlu Debye fonksiyonu analitik yöntemler doğrultusunda elde edilmiş ve Mathematica 7.0 programlama dilinde program yazılarak alüminyum, çinko, bakır ve altın elementlerinin elektriksel özdirenci ve sıcaklığa bağımlılığı incelenmiştir. Elde edilen sonuçların literatürle uyumlu olduğu görölmüştür. Alınan sonuçlar çizelge 4.1, 4.2, 4.3 ve 4.4'te verilmiştir. Hesaplama sonuçları bu yöntemin tüm metaller için doğru sonuç verdiğini göstermektedir.

Yaptığımız bu çalışmada kullanılan Debye fonksiyonu ve özellikleri önemli pek çok katıhal denkleminde yer almakta olup, istatistik fizik ve katıhal fiziği ile ilgili bütün kitaplarda uygulamalı olarak verilmektedir. Bu alışma ayrıca sıcaklığa bağlı Debye-Waller faktörünü içeren bir başka hesaplama yöntemi oluşturması açısından önemlidir.

KAYNAKLAR

- Atalay, Ş., 1991. Sıvı $(\text{Ag}_{0,50}, \text{Cu}_{0,50})_{100-x}\text{Ge}_x$ Alaşımının Özdirencinin Sıcaklık ve Konsantrasyon ile Değişimi. Yüksek Lisans Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü, Ondokuz Mayıs Üniversitesi.
- Attekum, P.M.Th.M., Woerlee, P.H., Verkade, G.C., ve Hoeben, A.A.M., (1984) Influence of Grain Boundaries and Surface Debye Temperature on the Electrical Resistivity of Thin Gold Films. *Physical Review B*, 29(2), 645-650.
- Blakemore, J.S., (1985). *Solid State Physics*. Cambridge University Press, 497s, United Kingdom.
- Debye P., (1912). On The Theory Of Specific Heats. *Annals of Physics*. **39**, 789-839.
- Durlu, T.N., (1992). *Katıhal Fiziğine Giriş*. Set Ofset Ltd., 313 s, Ankara.
- Ederth, J., Kish, L.B., Olsson, E. ve Granqvist, C.G., (2000). Temperature Dependence Electrical Resistivity in Nanocrystalline Gold Films by Advanced Gas Deposition. *Journal of Applied Physics*, 88(11), 6578-6582.
- Ertaş İ., (1996). *Denel Fizik Dersleri*. Ege Üniversitesi Basımevi, 469s, İzmir.
- Eser, E., Askerov, I.M. ve Mamedov, B.A., (2009). Calculation of the Debye-Waller Factor of Crystals Using the n-Dimensional Debye Function Involving Binomial Coefficients and Incomplete Gamma Function. *Hyperfine Interact* 194, 381-389.
- Finshbane P.M., Gasiorowicz S., ve Thornton S.T., (2003). *Temel Fizik*. Arkadaş Yayınevi, 1280s, Ankara.
- Fradin F. Y., (1981). *Treatise On Materials Science and Technology*. Academic Press, 448s, New York.
- Frantz, Jonas and others. Periodic Table. <http://www.infoplease.com/periodictable.php> (01.08.2010).
- Guntherodt H.J., Beck (Eds.) H., (1981). *Glassy Metals I*, Springer, Berlin.
- Guseinov I.I., Mehmetoğlu B., 2007. Calculation of Integer and Noninteger n-Dimensional Debye Functions Using Binomial Coefficients and Incomplete Gamma Functions. *Int.J. Thermophys*, 28(), 1420-1426.
- Hill T.L., (1960). *Statistical Thermodynamics*. Addison-Wesley, Reading, MA.
- Hook, J.R. ve Hall, H.E., (1999). *Katıhal Fiziği*. Literatür: Yayıncılık, 467s, İstanbul.
- Krasny, Yu.P., Krawczyk, J., Kaptur, M., Gurskii, Z., 2003. Electrical Resistivity of Simple Metal Amorphous Alloys at Moderately Low Temperatures. *Physica B* 328, 179-192.
- Kittel C., (1956). *Introduction to Solid State Physics*. Wiley & Sons, Inc., 673s, New York.
- Kittel C., (1996). *Katıhal Fiziğine Giriş*. Güven Kitap Yayın Dağıtım Ltd, 434s, İstanbul.
- Korn D., Urer, W. M., Zibold, G., (1974). Electrical Resistivity of Amorphous Sn-Cu Alloys, *Phys. Lett. A*, 47(2), 117.
- Korn D., Pfeifle H., Zibold G., (1974). Resistance Anomaly of Alkaline Earth Metals With Additions of Iron, *Z. Phys. B Condensed Matter*, 20(2), 207-209.
- Mamedov B.A., Askerov I.M., 2007. A New Algorithm For Accurate Evaluation of the Generalized Bloch Gruneisen Function and Its Applications to MgB_2 Superconductor. *Physical Review A*, 362(), 324-326.
- Markowitz, D., 1977. Calculation of Electrical Resistivity of Highly Resistive Metallic Alloys. *Physical Review B*, 15(8), 3617-3619.

- Matsuda T., Mizutani V., (1982). Electron Transport Properties of Amorphous Mg-Zn Alloys With Different Zn Compositions, J. Phys. F 12, 12(9),1877.
- Matsuda T., Shiotani N., Mizutani V., (1984). Electronic properties of $\text{Mg}_{0.7}\text{Zn}_{0.3-x}\text{Ga}_x$ simple metallic glasses. J. Phys. F , 14(5), 1193.
- Paszkowski, S. The Bloch-Gruneisen Integrals. Some Analytic Expressions. Numerical Algorithms, 20(4), 369-378.
- Simmons, R.O.,ve Balluffi R.W., (1960). Measurements of the High-Temperature Electrical Resistance of Aluminum: Resistivity of Lattice Vacancies. Physical Review, 117(1), 62-68.
- Vora, A.M., (2007). Residual Resistivity of Some Metallic Elements. M.J. Condensed Matter, 9(1), 108-112.
- Wu, W., Brongersma, S.H., Hove, M.V. ve Maex, K., (2004). Influence of Surface and Grain-Boundary Scattering on the Resistivity of Copper in Reduced Dimensions. Applied Physics Letters, 84(15), 2838-2840.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı : Aysun KARACA
Doğum Tarihi ve Yeri: 05.02.1978/ AMASYA
Yabancı Dili : İngilizce
Telefon : 0544 726 0642
e-mail : aysunkaraca@omu.edu.tr

Eğitim

Derece	Fakülte/Program	Üniversite	Yıl
Lisans	Fen Edebiyat Fakültesi/ Fizik	Ege Üniversitesi	1996–2001
Y. Lisans	Fen Bilimleri Enstitüsü/ Fizik	Gaziosmanpaşa Üniversitesi	2007–2010

İş Deneyimi

Görev Unvanı	Görev yeri	Yıl
Uzman	Amasya Üniversitesi Eğitim Fakültesi	2002– 2008
Uzman	Ondokuz Mayıs Üniversitesi Bilgi-İşlem DB	2008-2010
Uzman	Ondokuz Mayıs Üniversitesi Rektörlük/ADEK	2010-