

**LEC TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLEN Te KATKILI n-TİPİ InSb
YARIİLETKENİNDE SICAKLIK BAĞIMLI MANYETİK VE ELEKTRON
İLETİM ÖZELLİKLERİ**

Ümit YURDUGÜL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ARALIK 2005
ANKARA**

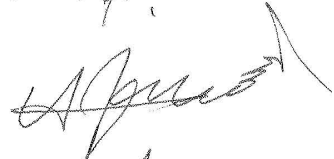
Ümit YURDUGÜL tarafından hazırlanan LEC TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLEN Te
KATKILI n-TİPİ InSb YARIİLETKENİNDE SICAKLIK BAĞIMLI MANYETİK
VE ELEKTRON İLETİM ÖZELLİKLERİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak
uygun olduğunu onaylarım.



Doç.Dr. Mehmet KASAP

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak
kabul edilmiştir.

Başkan: : Prof. Dr. Ömer Tavas 
Üye : Prof. Dr. Süleyman Özcelik 
Üye : Prof. Dr. Ali Gencer 
Üye : Doç. Dr. Mehmet Kasap 
Üye : Doç. Dr. Bülent Kutlu 

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.



**LEC TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLEN Te KATKILI n-TİPİ InSb
YARIİLETKENİNDE SICAKLIK BAĞIMLI MANYETİK VE
ELEKTRON İLETİM ÖZELLİKLERİ**

(Yüksek Lisans Tezi)

Ümit YURDUGÜL

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Aralık 2005

ÖZET

LEC tekniği ile büyütülen n-tipi Te katkılı InSb numunesinde, manyetik alan bağımlı özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri 14-350K sıcaklık aralığında ve 0-1.35T manyetik alan aralığında yapıldı. Ölçüm sonuçları geleneksel ve ‘nicel mobilite spektrum analiz’ (QMSA) teknikleri kullanılarak analiz edildi. Analiz sonuçlarından; LEC kristal büyütme tekniğinden ve Te katkısından kaynaklanan safsızlık seviyelerinin, manyeto ve elektron iletim özelliklerine şiddetli bir etkisi olduğu bulundu. Sıcaklık bağımlı manyetoözdirenç katsayısı düşen sıcaklıkla iki minimum sergileyerek bir artış göstermektedir. Bu minimumların iki tip safsızlıkla ilgili olduğu bulundu.

Bilim Kodu : 202.1.147

**Anahtar Kelimeler : InSb, Hall Mobilitesi, QMSA, Elektron İletimi, Manyetik
Özdirenç**

Sayfa Adedi : 77

Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Mehmet KASAP

**THE TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRON AND
MAGNETO TRANSPORT PROPERTIES IN Te DOPED n-TYPE InSb
GROWN BY LEC
(M.Sc. Thesis)**

Ümit YURDUGÜL

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
December 2005**

ABSTRACT

Resistivity, magnetoresistivity and Hall effect measurements in n-type Te-doped InSb grown by the LEC technique were carried out as a function of temperature (14-350 K) and magnetic field (0-1.35 T). The measurement results are analyzed using the conventional and quantitative mobility spectrum analysis methods. It is found that the impurity levels arising from LEC technique and intentionally dopants have a strong influence on both the electron and magneto transport properties. The temperature dependence of the magnetoresistivity coefficient shows an overall increase by representing two minima as the temperature decreases. These minima are associated with two types of impurities.

Science Code : 202.1.147

**Key Words : InSb, Hall mobility, QMSA, Electron Transport,
Magnetoresistivity**

Page Number: 77

Adviser : Doç. Dr. Mehmet KASAP

TEŞEKKÜR

Tez çalışmalarım süresince değerli yardımlarını eksik etmeyerek, çalışmamın her aşamasında benimle bilgisini paylaşan, önerileri ile bana yol gösteren ve yönlendiren, her konuda ilgi ve desteğini eksik etmeyen çok değerli tez hocam Doç. Dr. Mehmet KASAP'a en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca yorumları ve önerileri ile bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım sayın hocam Uzman Dr. Selim ACAR'a, maddi manevi destekleri ile bana destek olan aileme ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER	v
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1. GİRİŞ	1
2. BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ	4
2.1. Kristal Yapı	4
2.2. Bant Yapısı.....	5
2.3. Elektronun Etkin Kütlesi.....	8
2.4. Yasak Enerji Aralığının (E_g) ve Etkin Kütleinin (m^*) Sıcaklığa Bağımlı	9
2.5. Safsızlıkların Bant Yapısına Etkisi	10
2.6. Materyal Parametreleri.....	12
3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM	15
MEKANİZMALARI	15
3.1. Giriş.....	15
3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi	15
3.3. Elektriksel İletkenlik	17
3.4. Karma İletkenlik.....	18
3.5. Safsızlık İletimi ve Sıçrama İletimi	19
3.6. Sıcaklığa Bağlı Sıçrama İletimi	20
3.7. Metalik İletim.....	21
4. DENEY SETİ, ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ	23
4.1. Giriş.....	23
4.2. Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi	23
4.3. Özdirenç Ölçümleri.....	25
4.4. Hall Etkisi Ölçümleri	26

Sayfa

4.5. Manyetik Özdirenç Ölçümleri.....	28
4.6. Hall Ölçüm Sistemi.....	32
4.7. Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA).....	34
4.7.1. Giriş.....	34
4.7.2. Teori	34
4.7.3. Sonlu taşıyıcı metotlar.....	40
4.7.4. İki taşıyıcı.....	41
4.7.5. Mobilite spektrum (MS) metotları	42
4.7.6. Nicel mobilite spektrum analiz (QMSA)	43
4.7.7. İnterpolasyon ve ekstrapolasyon metotları.....	46
4.7.8. Pik bulma	46
5. BULGULAR VE TARTIŞMA	47
5.1. Giriş.....	47
5.2. InSb Yarıiletkeninde Özdirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi	47
5.3. InSb Yarıiletkeninde Hall Taşıyıcı Yoğunluğunun ve Hall Mobilitesinin	48
Sıcaklığa Bağlı Değişimi.....	48
5.4. Manyetik Özdirenç Ölçümleri.....	50
5.5. Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA).....	58
6. SONUÇ	71
KAYNAKLAR	73
ÖZGEÇMİŞ	77

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. InSb yarıiletkenine ait temel parametreler.....	14

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Çinko sülfür yapıda birim hücre.	5
Şekil 2.2. Chelikowsky ve Cohen tarafından (10) verilen III-V grup yarıiletkenlere ait enerji bant diyagramı.....	7
Şekil 2.3. InSb bant yapısı ve yasak enerji aralığı	12
Şekil 2.4. Farklı sığ alıcı ve verici yoğunluklarında Fermi seviyesinin sıcaklıkla değişimi.	13
Şekil 3.1. Sıçrama iletiminin oluşumu	22
Şekil 4.1. Cam kontak fırını	24
Şekil 4.2. (a) ve (b) özdirenç ölçümleri, (c) ve (d) Hall mobilitesi ölçümleri için şematik gösterim	28
Şekil 4.3. Bir elektronun çapraz elektrik ve manyetik alanlardaki hareketi (a) vakumda (b) yarıiletken içinde.....	30
Şekil 4.4. Hall etkisi ölçüm sistemi blok diyagramı	33
Şekil 4.5. Güç kaynağına bağlanmış özdirenci ρ olan uzun ince bir materyal	35
Şekil 4.6. Mobilitesi $5 \text{ m}^2/\text{Vs}$, taşıyıcı yoğunluğu $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B_z)$ ve $\sigma_{xy}(B_z)$ iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağlı değişimi	37
Şekil 4.7. σ_{xx} ve σ_{xy} 'nin manyetik alana bağlı değişimi.....	38
Şekil 4.8. Giriş Parametrelerinin ρ ve R_H 'in manyetik alana bağlı değişimi	39
Şekil 5.1. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.....	48
Şekil 5.2. Hall mobilitesinin (dolu daireler) sıcaklığa bağlılığı, Hall taşıyıcı yoğunluğu (dolu üçgenler) ve özgül taşıyıcı yoğunluğunun (çizgi) sıcaklığa bağlılığı	50
Şekil 5.3. Manyetik alana bağlı özdirenç grafiğinde oluşan m değerleri.....	51
Şekil 5.4. m parametresinin sıcaklıkla değişimi.....	52

Şekil	Sayfa
Şekil 5.5. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir.....	53
Şekil 5.6. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir.....	54
Şekil 5.7. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir.....	55
Şekil 5.8. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir.....	56
Şekil 5.9. Manyetik öz direnç katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi	57
Şekil 5.10. Farklı sıcaklıklar için deneysel ρ (Δ semboller) ve R_H 'ın ($\square$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi.....	61
Şekil 5.11. Farklı sıcaklıklar için deneysel ρ (Δ semboller) ve R_H 'ın ($\square$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi	62
Şekil 5.12. İletkenlik tensörlerinin 350, 335, 320, 305, 290, 275K'deki manyetik alana bağlı değişimi, semboller deneysel ($\square \sigma_{xx}, \Delta \sigma_{xy}$) ve düz çizgiler ise QMSA analizlerinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder	63
Şekil 5.13. İletkenlik tensörlerinin 35, 20, 14K'deki manyetik alana bağlı değişimi, semboller deneysel ($\square \sigma_{xx}, \Delta \sigma_{xy}$) ve düz çizgiler ise QMSA analizlerinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder	64
Şekil 5.14. 350, 335, 320 ve 305 K'de mobilite spektrumları, dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder	65
Şekil 5.15. 290, 275, 155 ve 140 K'de mobilite spektrumları, dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder	66
Şekil 5.16. 35, 20 ve 14K'de mobilite spektrumları dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder	67
Şekil 5.17. (a) Sıcaklık bağımlı taşıyıcı yoğunluğu, (b) Sıcaklık bağımlı mobilite..	68

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
μ	Mobilite
μ_H	Hall mobilitesi
$\mu_{\text{ağır deşik}}$	Ağır deşikler için mobilite
$\mu_{\text{hafif deşik}}$	Hafif deşikler için mobilite
p	Deşik yoğunluğu
n	Electron yoğunluğu
n_i	Hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
$n_{i,e}$	Etkin hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
Δ_0	Spin yörünge yarılmaması
$n_{H,i,e}$	Etkin hakiki Hall taşıyıcı yoğunluğu
N_C	İletim band etkin durumlar yoğunluğu
N_v	Valans band etkin durumlar yoğunluğu
R_H	Hall katsayısı
V_t	Electron ortalama hızı
V_t	Electron drift (sürüklenme) hızı
β	Manyetik özdirenç katsayısı
σ_{xx}, σ_{xy}	İletkenlik tensörleri

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler, katıların en ilginç ve önemli bir sınıfını oluştururlar. Yarıiletkenler metallere kadar uzanan bölgeyi kapsayan çok farklı fiziksel ve kimyasal olaylar zinciri sergilerler ve geniş bir teknolojik uygulama alanlarına sahiptirler. Yarıiletkenlerin özdirençleri oda sıcaklığında 10^{-4} - 10^9 Ohm-cm aralığına kadar yayılır. III-V grup yarıiletkenleri, yarıiletkenlerin önemli bir alt grubunu oluştururlar. Bu grubun en iyi bilinen bileşik yarıiletkenleri InAs, GaAs, InSb, GaP, GaSb dir ve InGaAs, AlGaAs, InGaN, GaAsN, ..., v.s. III-V grubunun önemli alaşım yarıiletkenleridir.

III-V grubunun önemli bileşik yarıiletkenlerinden olan InSb, direkt bant yasak enerji aralığına sahip olup, oda sıcaklığında $E_g=0,17$ eV dir ve iletkenlik bandının Γ ve L vadi minimumları arasındaki fark oda sıcaklığında yaklaşık $E_L-E_\Gamma=0,51$ eV değerindedir (1). Ayrıca InSb yarıiletkeni düşük yasak enerji aralığı nedeniyle yüksek elektron mobilitesine ve düşük etkin elektron kütlesine sahip bir yarıiletkendir. Bu nedenle InSb yüksek elektron mobiliteli elektronik ve opto-elektronik cihazlarda geniş bir uygulama alanı bulmaktadır (2). Uzun dalga boylu optik araçların ve yüksek frekanslı elektronik araçların üretilmesinde temel yarıiletken madde olarak kullanılmaktadır (2). Ayrıca InSb dengeli manyetik alan bağımlılığı nedeniyle manyetoresistör içeren Hall sensörü ve Lorentz kuvveti cihazları gibi sensör teknolojisinde de önemli uygulama alanları bulmaktadır (3). Manyetoözdirenç sensörleri, bilgi depolama ve konum/hız algılama gibi alanlarda günümüzde önem kazanmaktadır. Bu sensörlerin manyetoözdirenç özellikleri, malzemenin fiziksel özellikleri ve geometrisine bağlıdır. Gözlenen manyetoözdirençte bu iki özelliğin birinin baskın olduğu durumlar olabilir. InSb ve benzer dar bant-aralıklı yarıiletkenler, 10-20 kHz üzerindeki frekanslara yanıt verebilmesi ve yüksek hassasiyet sağlayan yüksek taşıyıcı yoğunluklarına sahip olduklarından, klasik Si sensörlerine karşı popülaritesi hızla artmaktadır (4).

Yukarıda kısaca tartışılan elektronik ve opto-elektronik uygulamalar nedeniyle, çeşitli tekniklerle büyütülen InSb yarıiletkeninin elektron ve manyetik iletim

özelliklerinin iyi bilinmesi ve iletim parametrelerinin doğru belirlenmesi gerekir. Özellikle LEC kristal büyütme tekniği C ve Zn bulaşıklığından yasak enerji aralığında derin safsızlık seviyeleri meydana getirebilmektedir (5). Bu seviyeler derin tuzaklar gibi davrandıklarından elektron ve manyetik iletim özelliklerinde önemli rol oynarlar. Ayrıca, $n \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı yoğunluklu InSb yarıiletkeni 180 K üzerindeki sıcaklıklarda hakiki yarıiletken davranışı sergilemektedir. Yani, iletkenliğe hem elektronlardan hem de hollerden katkı gelmektedir.

Çoklu taşıyıcılar içeren bulk örnekler, ince filmler, kuantum kuyuları (QW) ve tabakalı yarıiletkenler de karma-iletim etkilerinin iletim özelliklerine önemli etkisi bulunur (6). Standart sabit alan öz direnç ve Hall ölçümleri, yarıiletken malzemelerin elektriksel özelliklerini araştırmada yaygın olarak kullanılır. Bu tür ölçümler malzeme için ortalama mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu verdiğinden, tek tip elektronların yada tek deşiklerin etkin olduğu malzemelerde, bant aralığı, safsızlık bağlanma enerjisi ve etkin saçılma mekanizmalarını tespit etmek için kullanılır. Ayrıca bu ölçümlerde bütün taşıyıcıların aynı sürüklenme hızına sahip olduğu kabul edilir. Karma iletkenlik durumunda iletim parametrelerini standart Hall etkisi ölçümlerinden belirlemek için çoklu bant teorisi olarak (iki bant iletim teorisi, üç bant iletim teorisi, ... vs.) bilinen çeşitli teorik yaklaşımlar vardır (7). Ancak sadece öz direncin ve Hall katsayısının manyetik alan bağımlılığına dayanan Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA) tekniği ile bireysel bant parametreleri yüksek hassasiyetle belirlenebilir (8). QMSA tekniği karma iletkenlik sergileyen bulk, ince filmlere, kuantum kuyularına ve katmanlı yarıiletkenlere başarı ile uygulanmıştır (9).

Manyetik bağımlı öz direnç ve Hall etkisi ölçümlerinin QMSA ile analizi sonucunda bireysel taşıyıcıların yoğunlukları, mobiliteleri ve iletkenlikleri hassasiyetle belirlenebilir. Bu nedenle bu tez çalışmasında yüksek sıcaklıklarda hem elektronların hem de deşiklerin elektron ve manyetik iletim özelliklerini kontrol etmesi beklendiğinden LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı n-tipi bulk InSb yarıiletkeni araştırma konusu seçilmiştir. Bu amaçla; n tipi Te katkılı InSb yarıiletken numunesi 15 K adımlarla 14-350 K arasında ve 500 Gauss adımlarla 0-13500 Gauss arasında sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak öz direnç ve Hall

etkisi ölçümleri yapılmıştır. Önce sıfır manyetik alan öz direnç ve sabit manyetik alan Hall etkisi ölçümleri (standart ölçüler) klasik analiz yöntemleri kullanılarak analiz edildi. Analizler sonucunda yasak enerji aralığı, safsızlık bağlanma enerjisi ve baskın saçılma mekanizmaları tespit edildi. Manyetik alan bağımlı öz direnç ölçümleri standart manyetik öz direnç teorisi kullanılarak manyetik öz direnç katsayısının sıcaklıkla davranışı ve manyetik iletim katsayıları belirlendi. Sonra, manyetik alan bağımlı öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA) tekniği ile analiz edilerek; elektronlar ve deşikler için ayrı ayrı mobilite ve taşıyıcı yoğunlukları hesaplandı. Bireysel taşıyıcıların elektron ve manyetik iletme katkıları ve sıcaklık bağımlı manyetik öz direnç katsayısına etkileri araştırıldı. Ayrıca kasıtlı Te katkısının ve büyütme tekniğinden gelen C ve Zn katkılarının iletim özelliklerine etkileri tartışıldı.

Bu tez çalışması aşağıda verildiği gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde çalışmanın girişi verilmiştir. İkinci bölümde InSb yarıiletkeninin bant yapısı ve materyal parametreleri verilmiştir. Üçüncü bölümde düşük alan elektron iletim teorisi ve iletim mekanizmaları gözden geçirilmiştir. Dördüncü bölümde kullanılan ölçüm ve analiz teknikleriyle deney seti hakkında bilgi verilmiştir. Beşinci bölümde Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçlar tartışılmıştır ve QMSA analiz metodunun uygulaması ve sonuçları verilmiştir.

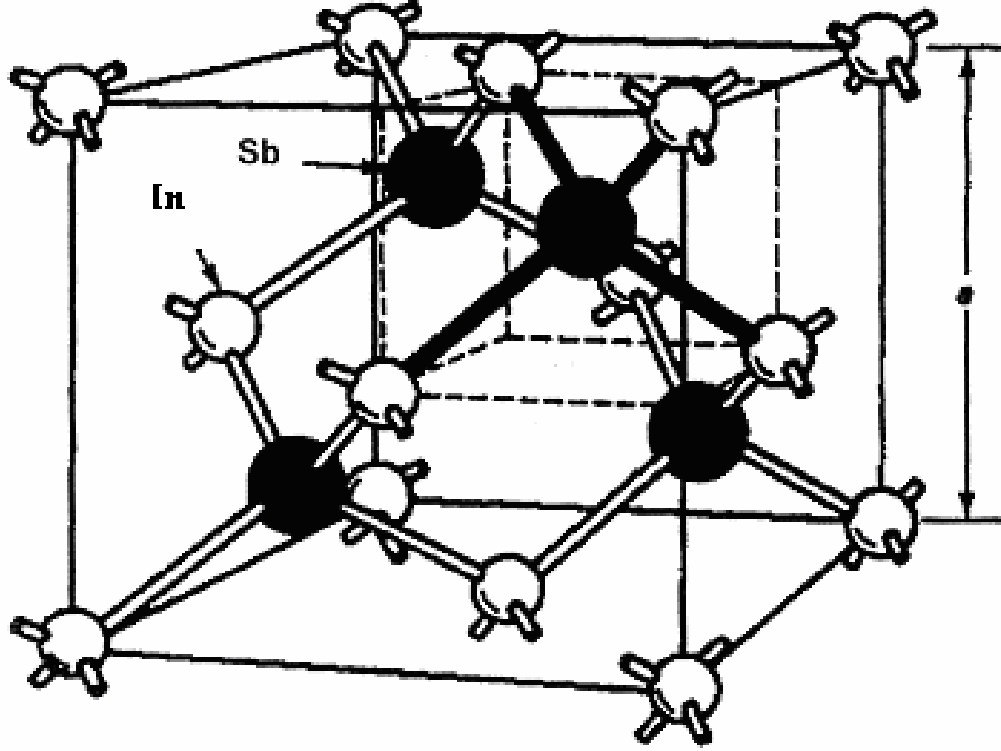
2. BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1. Kristal Yapı

Yarıiletkenler, oldukça farklı kimyasal ve fiziksel özelliklere sahip çok sayıda maddeyi içine alır. Bu maddeler, elementlerin periyodik cetvelindeki konuma bağlı olarak, benzer davranışlı gruplara ayrılırlar. En iyi bilinen yarıiletkenler; periyodik cetvelin IV. sütunundaki C (elmas), Si, Ge ve alfa-Sn'nin oluşturduğu yarıiletkenlerdir. Saf yarıiletkenlerin hepsi, elmas yapıda kristalleşir. Elmas yapı, özdeş iki atomun oluşturduğu bir fcc yapıdır. Bu yapıda her atom düzgün dört yüzlü (tetrahedron) oluşturacak şekilde yerleşen dört atomla çevrilidir.

III-V grup yarıiletkenleri, yarıiletkenlerin önemli bir başka sınıfını oluşturur. Bu grubun en iyi bilinen yarıiletken bileşikler InAs, GaAs, InSb, GaP, GaSb dir. Bunlar ZnS yapısında (Çinko sülfür yapısı) kristalleşirler. Bu yapı, bazı oluşturan iki atomun farklı olması dışında, elmas yapı ile aynıdır. InSb' de, fcc örgünün bazını oluşturan iki atom In ve Sb dir. Her atom, öteki cinsten dört atom tarafından çevrilidir ve bu atomlar düzgün dört yüzlü oluştururlar.

Üç değerlikli In atomu 3 elektronunu ve beş değerlikli Sb atomu 5 elektronunu tetrahedral kovalent bağa katar. Bu gruptaki bağlanma tam olarak kovalent değildir. Bileşikteki iki element farklı olduğundan, bağ boyunca elektronların dağılımı simetrik değildir, yük dağılımı büyük atoma doğru kaymış vaziyettedir. Bunun sonucu olarak, atomlardan biri net bir elektrik yükü fazlalığı taşır. Bağdaki elektronların dağılımı, negatifliği fazla olan atoma doğru kayar. Bu yük kayması III-V grubundaki bağlanmaya iyonik bir görünüm kazandırır. Bu yüzden III-V grup yarıiletken bileşiklerin bağlanmaları, kovalent ve iyonik bileşenlerin karışımıdır fakat birçok yarıiletkende kovalent bağ baskındır. Ayrıca III-V grubu yarıiletken bileşikler polar karaktere sahiptirler.



Şekil 2.1. Çinko sülfür yapıda birim hücre

2.2. Bant Yapısı

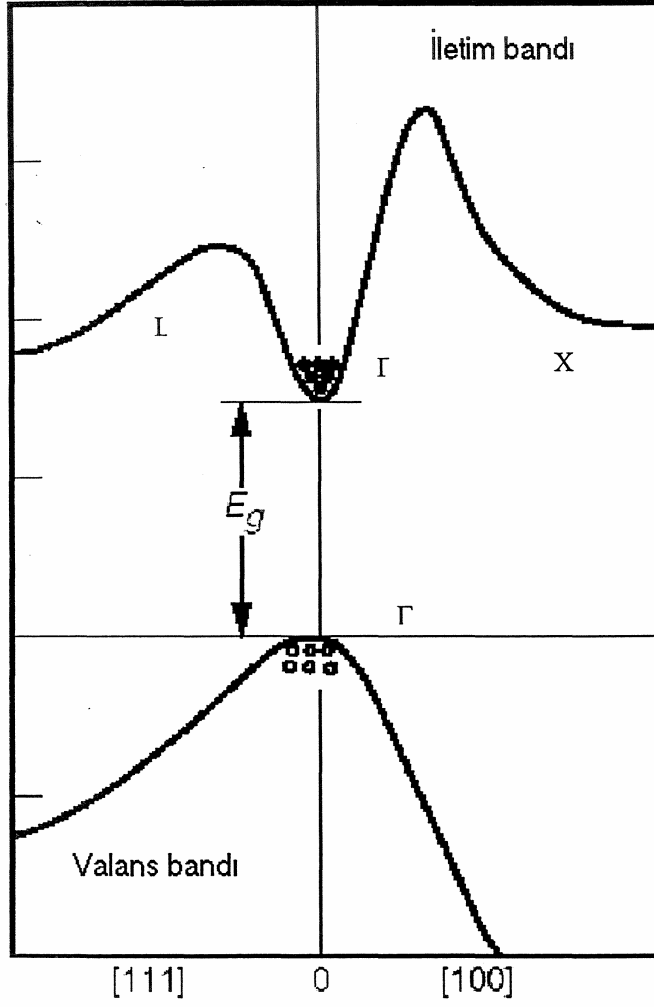
Katıların bant teorisi, yarıiletkenlerin elektriksel iletkenlik özelliklerini büyük bir başarı ile açıklar. Teknolojikel önemli bütün yarıiletkenlerde valans bant maksimumu gamma noktası diye bilinen $k=0$ da oluşur. $k=0$ da iletkenlik bandı minimumu oluşan yarıiletkenlere direkt yasak enerjili yarıiletkenler denir. Başka bir deyişle, valans bant maksimumuyla iletkenlik bant minimumu aynı doğrultuda olan yarıiletkenler direkt yasak enerjili yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. Buna karşın valans bant maksimumuyla iletkenlik bant minimumu aynı doğrultuda olmayan yarıiletkenler indirekt yasak enerjili yarıiletkenler olarak adlandırılırlar. InSb direkt yasak enerjili yarıiletkenlerdir ve $E_g=E_T=0,17$ eV, $E_L=0,68$ eV, $E_x=1,0$ eV, $E_T-E_L=-0,51$ eV dir. InSb'nin bant yapısı şematik olarak Şekil 2.2 ve 2.3'de verildi. Yarıiletken katılarda, 0 K'de en son dolu banda değerklik bandı ve onun üstündeki ilk boş banda iletim bandı denir. Metallerde değerklik bandı ve iletim bandı

çakışık olduğu halde, yarıiletkenlerde bu iki bant yasak enerji aralığı ile birbirinden ayrılır. Değerlik bandındaki bir elektrona, onu iletim bandına çıkarmaya yetecek kadar enerji verilmezse, elektriksel iletkenlik sağlanamaz, yani katı yalıtkan olarak davranır. Bu yüzden, gerekli uyarma enerjisi, yasak enerji aralığının bir ölçüsüdür. Bu enerji termal, optik veya mekanik yolla sağlanabilir. Genel olarak yasak enerji aralığı E_g , 2 eV dan daha küçük olduğunda, oda sıcaklığında uyarılan elektronların sayısı yeterli düzeye çıkmaktadır ve madde yarıiletken olmaktadır.

Elektronlar, yasak enerji bölgesini geçecek şekilde uyarıldığında, değerlik bandının (DB) tepesi civarında boşluklar bırakarak iletim bandının (İB) tabanına geçerler ve burada bloch elektronu olarak davranırlar. Boşluk ve elektronun her ikisinde elektrik alandan etkilendiği için, bunlar elektriksel iletkenliğe katkıda bulunurlar. Sıcaklığın yükselmesi ile, Bloch elektronları ve boşlukların sayısı hızla artar ve bu, yarıiletkenlerin önemli özelliklerinden biri olan iletkenliğin sıcaklıkla artması özelliğini açıklar. Yarıiletkenlerin elektriksel iletkenliği, metallerinki ile karşılaştırıldığında küçük olmakla beraber, pratik amaçlara yetecek kadar da büyüktür.

Yarıiletkenlerle uğraşırken sadece iletim bandı ve değerlik bandı ile ilgilenilir. Çünkü sadece bu iki bant akıma katkıda bulunur. Değerlik bandından daha düşük olanlar tamamen doludurlar ve iletim bandından daha yüksek olanlar tamamen boşurlar. Bu yüzden de ilettime katkıda bulunmazlar.

Band uçları, Brillouin bölgesinin merkezinde olan bir yarıiletkenin en basit band yapısı, Şekil 2.2’de verildi. İletim elektronlarının çoğu, iletim bandının tabanı civarında olacağından, bu bandı bu bölgede küresel yapıda almak mümkündür.



Şekil 2.2. Chelikowsky ve Cohen tarafından (10) verilen III-V grup yarıiletkenlere ait enerji bant diyagramı

Şekil 2.2'deki iletim bandının enerjisi

$$E_i(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad [2.1]$$

şeklinde verilebilir. Burada enerjinin sıfır, değerlik bandının tepesinde seçilmiştir. Değerlik bandının enerjisi ise

$$E_d(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad [2.2]$$

olarak verilir. Burada m_h^* , boşluğun etkin kütlesidir. Değerlik bandının şeklinin ters dönmüş parabol olması yüzünden, bu bandın tepesindeki bir elektronun etkin kütlesi negatif, yani $m_e^* = -m_h^*$ dır fakat boşluğun kütlesi pozitif işaretlidir. Eş. 2.1 ve Eş. 2.2 eşitliklerinde, standart enerji eğrileri kullanılmıştır. Çünkü iletim bandına geçen elektronlar bu bandın tabanı civarında, boşluklar ise değerlik bandının tepesi civarında bulunurlar.

Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı sıcaklığa bağlı olarak değişmektedir fakat bu değişme büyük değildir. Bu değişimin sebebi, ısıtılma sonucu örgü sabitinin değişmesidir. E_g , uygulanan basınçla da değişir.

2.3. Elektronun Etkin Kütlesi

Eşitlik 2.1 ve 2.2'den enerji ile dalga vektörü arasındaki ilişki ele alındığında, etkin kütlenin tersi olan $1/m^*$ büyüklüğünün önemli bir anlamı olduğu görülür. Bilindiği gibi bu ilişki, serbest elektronlar için;

$$E = (\hbar^2 / 2m)k^2 \quad [2.3]$$

şeklinde yazılabilir. Burada E 'nin k 'ya göre değişimi çizilecek olursa, k^2 'nin katsayısı eğriliği belirler, $\hbar$ sabit bir büyüklük olduğu için, eğrilik $1/m^*$ ile değişecektir. Etkin kütle $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisiyle de yasak enerji aralığına bağlıdır. $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi iletkenlik bandının yapısını ve etkin kütlenin hesaplanmasında kullanılan yaygın bir metottur (11,12). $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisine göre $\vec{k} = 0$ da elektron etkin kütlesi Herman ve Weisbuch tarafından

$$\frac{m_0}{m^*} - 1 = \frac{E_p}{3} \left[\frac{2}{E_{g(0)}} + \frac{2}{E_{g(0)} + \Delta_0} \right] - \frac{E'_p}{3} \left[\frac{2}{E(\Gamma_8^c) - E_{g(0)}} + \frac{1}{E(\Gamma_7^c) - E_{g(0)}} \right] + C \quad [2.4]$$

olarak verilir (13). Eş. 2.4'de E_p , s iletim bandı p valans bandı arasındaki etkileşimi tanımlayan momentum matris elemanı ve E'_p , s iletim bandı ile en yakın komşusu olan p iletim bandı arasındaki etkileşmeyi temsil eden momentum matris elemanı. $E_{g(0)}$ 0 K yasak enerji aralığı ve Δ_0 valans bant spin-yörünge yarılması. m_0 serbest elektron kütlesi ve m^* ise etkin kütledir. C, s iletim bandı ile bütün yüksek bantların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir. Bu eşitlikte sadece E_p 'li terimi dikkate almak yeterlidir, çünkü E'_p teriminin paydası E_p teriminden daha büyüktür ve E'_p 'li terim ihmal edilebilir. Bununla birlikte Herman ve Weisbuch, E'_p 'nin E_p 'den çok küçük olduğunu göstermişlerdir. Böylece etkin kütle, direkt yasak bant $E_{g(0)}$, momentum matris elemanı E_p ve spin yörünge yarılması Δ_0 'ın bilinmesiyle Eş. 2.4'den hesaplanabilir. Bu eşitlikten anlaşılabacağı gibi yasak enerji aralığı küçük olan materyaller küçük etkin kütlelere sahip olacaklardır.

2.4. Yasak Enerji Aralığının (E_g) ve Etkin Kütlenin (m^*) Sıcaklığa Bağlı Değişimi

Eş. 2.4 ile verilen $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi sadece 0 K'de geçerlidir. Bununla birlikte ısısal genleşmeler ve sıcaklık bağımlı elektron fonon etkileşimleri nedeniyle yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişmesi beklenir. Böylece yasak enerji aralığındaki değişiklikler nedeniyle etkin kütlede sıcaklıkla değişir. Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığının sıcaklığa bağımlı değişimi Varshni tarafından verilmiştir (14).

$$E_g(T) = E_{g(0)} - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad [2.5]$$

Burada $E_{g(0)}$ 0 K yasak enerji aralığı, α ve β ısısal genleşme sabitleridir. $E_{g(0)}$, α ve β değerleri InSb için Çizelge 2.1'de verilmiştir. Bu denklemden hesaplanan sıcaklığa bağımlı yasak enerji aralığı deneysel sonuçlarla uyumludur (15,16). Eş. 2.5 ile verilen yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi, Eş. 2.4'de kullanılması ile etkin kütlenin sıcaklığa bağlı değişimi bulunur. Bu yöntemle hesaplanan etkin kütlenin sıcaklığa bağlı değişiminin deneyle uyumlu olduğu gözlenmiştir (17,18).

Çizelge 2.1’de verilen ısı genleşme katsayıları (α ve β) InSb için Eş. 2.5’de kullanıldığında yasak enerji aralığı için

$$E_g = 0,24 - 6 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 500} \text{ (eV)} \quad [2.6]$$

ifadeleri elde edilir.

2.5. Safsızlıkların Bant Yapısına Etkisi

Yukarıda kısaca kristal ve bant yapısı verilirken mükemmel kristal yapı dikkate alındı. Ancak gerçekte mükemmel bir kristal yapı mümkün değildir. Giriş bölümünde kısaca bahsedildiği gibi bütün yarıiletkenler yabancı atom ve kristal bozuklukları ihtiva edebilirler. Yabancı atom ihtiva eden katkılı materyaller çok az katkılı, orta derecede ve çok katkılanmış materyaller olarak sınıflandırılabilirler. Katkı atomları yasak enerji aralığında izinli enerji seviyeleri meydana getirirler. Böyle seviyeler katkı durumuna göre yasak enerji aralığında sığ veya derin enerji seviyeleri olarak adlandırılırlar. Bu seviyeler verici atomlar için iletim bandından ve alıcı atomlar için valans bandından iyonlaşma enerjisi ile ayrılmıştır. Alıcı atomlar için ortaya çıkan seviye alıcı seviye (genellikle valans banda yakındır), verici atomlar için ortaya çıkan enerji seviyesi verici seviyesi (genellikle iletkenlik bandına yakındır) olarak adlandırılırlar. Burada önemli olan böyle seviyelerin sıcaklıkla enerjilerinin ve doldurulabilme ihtimallerinin değişmesidir.

Yasak enerji aralığı ile kıyaslandığında oldukça düşük enerjili sığ safsızlık seviyelerin iyonlaşma enerjisi (E_d) basitçe hidrojen atomu için Bohr modeli kullanılarak hesaplanılabilir. Hidrojen atomunun iyonlaşma enerjisi

$$E_{IH} = m_0 \frac{e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2} \quad [2.7]$$

ile verilir. Bu denklemde ϵ_0 boş uzayın geçirgenliğidir. Verici seviyelerin iyonlaşma enerjisi Bohr modeli terimlerinde

$$E_d = \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{m_0} E_{IH} \quad [2.8]$$

olarak verilir. Burada m^* yarıiletken için elektron etkin kütlesi ve ϵ_s dielektrik sabitidir. Düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğunun $1/T$ 'e karşı grafiğinde elde edilen eğim safsızlık iyonlaşma enerjisine eşdeğerdir. Eş. 2.8 ile verilen safsızlık iyonizasyon enerjisi düşük katkı yoğunluklarında geçerlidir. Yarıiletkenler katkı yoğunluğuna göre 3 gruba ayrılır; $1 \geq a_B^3 N_I$ çok az katkılı, orta derecede katkılı $1 > a_B^3 N_I$ ve çok katkılı $1 \leq a_B^3 N_I$, N_I safsızlık yoğunluğu ve a_B ise Bohr yarıçapıdır. Yüksek katkı yoğunluklarında safsızlık atomlarının dalga fonksiyonlarının üst üste binmesinin artması ve perdelenme etkilerinden dolayı safsızlık iyonlaşma enerjisi azalır. Kristal bozuklukları ve katkı safsızlıkları, enerji seviyeleri sıg seviyelere göre kıyaslandığında yüksek olan ve yasak enerji aralığının orta kesimlerinde safsızlık seviyeleri üretebilirler. Bu seviyeler derin safsızlık seviyeleri olarak adlandırılır. Böyle seviyeler yüksek sıcaklıklarda bile elektron tuzakları ve saçılma merkezleri gibi davrandıklarından yarıiletkenin elektronik yapısında oldukça etkindirler.

Sıg seviyelerin aksine derin safsızlık seviyelerinin enerjileri basit Bohr modelinden hesaplanamaz. Bu seviyelerin iyonlaşma enerjileri hesaplanırken s, p ve d bantlarından gelen katkılar dikkate alınmalıdır (19).

Isıl denge durumundaki katkılı bir yarıiletkende tek tip sıg verici safsızlık durumunda düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu $\exp(-E_g / 2kT)$ ve yüksek sıcaklıklarda $\exp(-E_d / kT)$ ile orantılı olup genel ifadesi

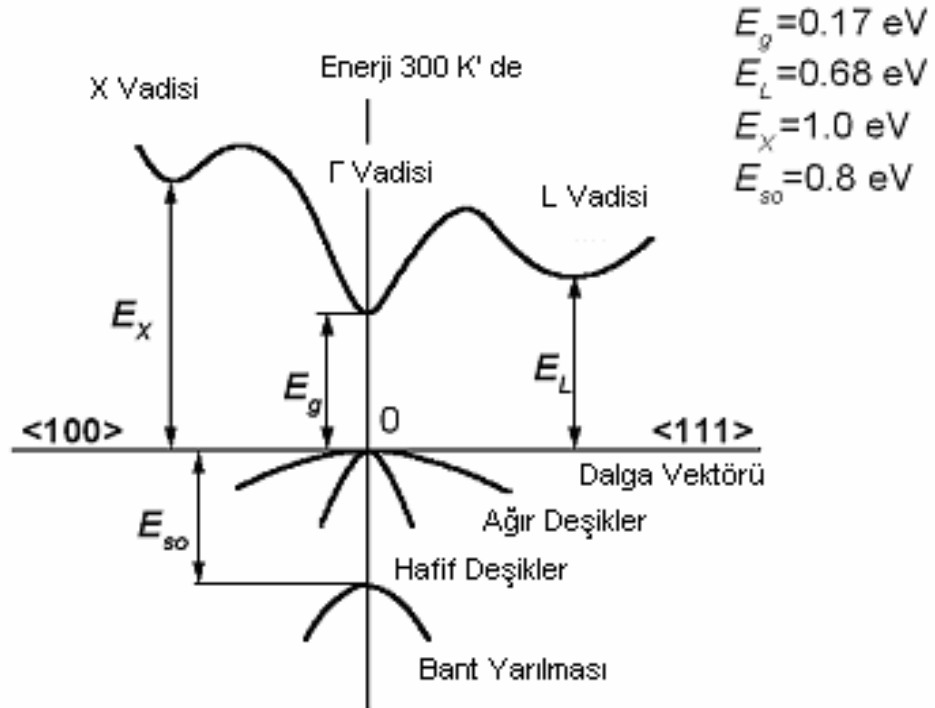
$$\frac{n(n + N_a)}{N_d - N_a - n} = \frac{N_c}{g_d} \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right) \quad [2.9]$$

ile verilir (20). N_d verici safsızlık yoğunluğu, N_a alıcı safsızlık yoğunluğu, N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğu ve g_d verici seviyesinin spin bozunmasıdır.

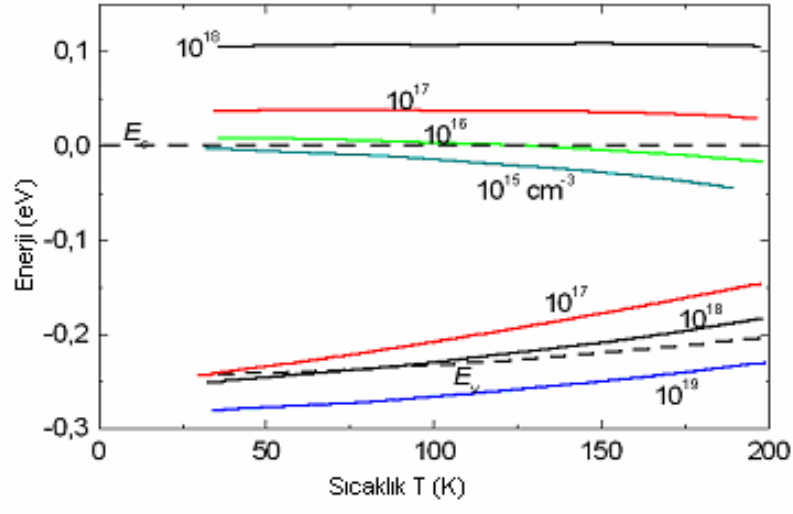
Katkısız yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi hemen hemen yasak enerji aralığının ortasında uzanır. Katkı yoğunluğu arttıkça Fermi seviyesi n tipi yarıiletkenlerde iletkenlik bandına, p tipi yarıiletkenlerde valans bandına yaklaşır.

Yasak enerji aralığı yüksek katkılı durumlarda katkı yoğunluğuna bağlı olarak daralır ve yasak enerji aralığı daralması olarak (ΔE_g) adlandırılır. InSb yarıiletken numunesi için yasak enerji aralığı daralması Şekil 2.4’de verilmiştir.

2.6. Materyal Parametreleri



Şekil 2.3. InSb bant yapısı ve yasak enerji aralığı



Şekil 2.4. Farklı sığ alıcı ve verici yoğunluklarında Fermi seviyesinin sıcaklıkla değişimi

Çizelge 2.1. InSb yarıiletkenine ait temel parametreler

Kristal yapısı	Çinko sülfür
Örgü sabiti	6,479 Å
1 cm ³ deki atom sayısı	2,94×10 ²²
Yoğunluk	5,77 g/cm ³
Dielektrik sabitleri (düşük)	16,8
Dielektrik sabitleri (yüksek frekans)	15,7
Etkin elektron kütlesi m _e	0,014 m ₀
Etkin ağır deşik kütlesi m _h	0,43 m ₀
Etkin (hafif) deşik kütlesi m _h	0,05 m ₀
Optik fonon enerjisi	0,025 eV
Yasak enerji aralığı	0,17 eV
Γ ve L çukurları arasındaki enerji farkı (E _{ΓL})	0,51 eV
Γ ve X çukurları arasındaki enerji farkı (E _{ΓX})	0,83 eV
İletim bant etkin durumlar yoğunluğu	4,2 ×10 ¹⁶ cm ⁻³
Valans bant etkin durumlar yoğunluğu	7,3×10 ¹⁸ cm ⁻³
E ₀ (eV)(T=0K)	0,24 eV
α	6×10 ⁻⁴
β	500

3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI

3.1. Giriş

Elektron iletim teorisi, düşük elektrik ve manyetik alan altında elektronların hareketlerinin tanımlanmasıyla ilgilidir. Bu bölümde, düşük alan limitlerinde elektron saçılma teorisi ve yarıiletkenlerde iletim mekanizmaları özetle verilmiştir.

3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi

Periyodik potansiyel alan altında hareket eden elektronlar serbest elektronlar gibi davranırlar. Periyodik potansiyel sadece elektronların etkin kütlelerini değiştirir. Bununla beraber mükemmel periyodiklik gerçek kristalde mümkün değildir. Periyodik potansiyel iki yolla değişir. Birincisi, kusursuz bir kristalde atomların dizilişi periyodik olsa bile 0 K'den farklı bir sıcaklıkta atomlar her zaman denge konumu civarında ısısal titreşim hareketi yaparlar. Atomların ısısal titreşimleri kristalin periyodik doğasını etkiler.

İkincisi, tamamen saf bir kristal elde etmek mümkün değildir. Kristal büyütme esnasında çok dikkatli davranılsa bile yarıiletken kristallerde her zaman yabancı atomlar ve kristal bozuklukları bulunabilir. Bunların sonucu olarak da her hangi bir yarıiletken kristalde potansiyelin periyodikliği safsızlık atomlar ve kristal kusurları ile bozulur.

Sonuç olarak yarıiletkendeki bir elektron durumunu değiştirmeksizin uzun mesafeli hareket edemez. Bir elektron safsızlık atomuna, kristal kusurlarına yaklaştığında veya ısısal uyarılmış kristal örgü ile etkileştiğinde durumunu değiştirir. Bu durum değişikliği saçılma mekanizması olarak ifade edilir.

Isısal dengede iletkenlik bandındaki bir elektronun enerjisi eş bölüşüm teoreminden elde edilir. Her bir elektron bir serbestlik derecesi başına $\frac{1}{2}kT$ 'lik bir enerjiye sahiptir. Saçılmalar sonucunda elektron üç boyutlu hareket edeceğinden üç serbestlik derecesine sahip olacaktır. Elektronlar iletkenlik bandında ortalama bir ısısal enerji ile rasgele üç boyutta hareket ederler. Böylece elektronun kinetik enerjisi

$$\frac{1}{2}m^*V_t^2 = \frac{3}{2}kT \quad [3.1]$$

ile verilir. Dışarıdan her hangi bir etki yokken elektron çarpışmalar sonucunda net bir mesafe kaydedemez. Yarıiletkene bir elektrik alan ($E=E_x i$) uygulandığında, her bir elektron $-eE_x$ kuvvetine maruz kalacak ve alan doğrultusunda zıt yönde ivmeleneyecektir. Böylece elektronun ısısal hızına ilave bir hız bileşeni daha eklenecektir. Bu ilave hız bileşeni sürüklenme hızı olarak adlandırılır. Sonuç olarak elektron çarpışmalarla alana zıt yönde net bir yol alacaktır. Elektrik alan vasıtasıyla elektronlara uygulanan momentumun elektronlar tarafından kazanılan momentuma eşit olması nedeniyle sürüklenme hızı (V_d)

$$V_d = -\left[\frac{e\langle\tau_c\rangle}{m^*}\right]E_x \quad [3.2]$$

olarak bulunur, burada $\langle\tau_c\rangle$ çarpışmalar arası ortalama zaman (gevşeme zamanı). Bu eşitlik sürüklenme hızının elektrik alanla doğru orantılı olduğunu ifade eder. Yüksek alanlarda bu orantı geçerli değildir, bu oranın bozulduğu nokta düşük alan iletiminin sınırı olarak kabul edilir. Bu noktadaki hıza (saturated) sürüklenme hızı denir. Orantı çarpanı ortalama serbest zamana ve etkin kütleye bağlıdır ve elektron sürüklenme mobilitesi olarak adlandırılır:

$$\mu_n = \frac{e\langle\tau_c\rangle}{m_n^*} \quad [3.3]$$

3.3. Elektriksel İletkenlik

Yarıiletkenden geçen $J = -en\langle V \rangle$ akım yoğunluğu ifadesinde Eş. 3.2 ile verilen sürüklenme hızının kullanılmasıyla

$$J_x = \frac{e^2 n \langle \tau_c \rangle}{m^*} E_x = en \mu_n E_x \quad [3.4]$$

x-doğrultusu akım yoğunluğu elde edilir. Elektrik alanı ile akım yoğunluğu arasındaki orantı sabiti

$$\sigma = \frac{e^2 n \langle \tau_c \rangle}{m^*} = en \mu_n \quad [3.5]$$

iletkenlik olarak adlandırılır.

Yarıiletkene hem elektrik alan ($E=E_y j$) hem de elektrik alana dik manyetik alan ($B=B_z k$) uygulandığında oluşan akım yoğunluğu

$$J_x = \left[en \frac{\langle \tau_c \rangle^2}{\langle \tau_c^2 \rangle} \right] \frac{E_y}{B_z} \quad [3.6]$$

ile verilir. E_y , elektrik alanı, J_x ve B_z tarafından üretilen Hall alanıdır. Bu eşitlikte köşeli parantez içerisindeki terim Hall katsayısı ($1/R_h$) olarak adlandırılır,

$$en \frac{\langle \tau_c \rangle^2}{\langle \tau_c^2 \rangle} = \frac{B_z J_x}{E_y} = \frac{1}{R_H} \quad [3.7]$$

y-yönünde ölçülen Hall voltajının işareti ile aynı işareti taşıyan Hall katsayısının işareti yarıiletkenin tipini tayin eder. Eş. 3.5 göz önüne alındığında Hall mobilitesi

$$\mu_H = R_H \sigma = \mu_d \left[\frac{\langle \tau_c^2 \rangle}{\langle \tau_c \rangle^2} \right] \quad [3.8]$$

ile verilir. Eş. 3.8’de köşeli parantez içerisindeki terim

$$r_H = \frac{\langle \tau_c^2 \rangle}{\langle \tau_c \rangle^2} \quad [3.9]$$

Hall faktörü (r_H) olarak adlandırılır ve deneysel verilerin analizinde genellikle 1 olarak kabul edilir (21).

3.4. Karma İletkenlik

Eşitlik 3.5’de verilen ($\sigma = en\mu$) iletkenlik ifadesi iletimin sadece elektronlar tarafından sağlandığı bir yarıiletken için geçerlidir. İletime hem elektronlar hem de deşiklerden katkı geldiğinde toplam iletkenlik ifadesi

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_n \quad [3.10]$$

ile verilir. Burada σ_p ve σ_n ;

$$\sigma_p = e\mu_p p , \quad [3.11]$$

$$\sigma_n = e\mu_n n \quad [3.12]$$

deşikler ve elektronlar için bireysel bant (valans ve iletkenlik bantları) iletkenlikleridir. μ_p , μ_n , p ve n sırasıyla bireysel valans ve iletkenlik bantı deşik ve elektron mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunluklarıdır. Karma iletkenlik durumunda ölçülen Hall sabiti hem elektronlardan gelen katkıyı hem de deşiklerden gelen katkıları içerir ve

$$R_H = \frac{R_{H,p} \sigma_p^2 + R_{H,n} \sigma_n^2}{\sigma^2} \quad [3.13]$$

ile tanımlıdır (22). Eş. 3.13'deki $R_{H,p}$ ve $R_{H,n}$ bireysel bant Hall katsayılarıdır. Deşik ve elektron yoğunlukları çok iyi bilinen,

$$pn = n_i^2 \quad [3.14]$$

kütle hareketi kanununa uyarlar. Burada n_i hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğudur ve

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp \left[\frac{-E_g}{2kT} \right] \quad [3.15]$$

ile verilir. Bu eşitlikte N_C ve N_V

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad [3.16]$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad [3.17]$$

şeklinde iletkenlik ve valans bandında etkin durum yoğunluklarıdır .

3.5. Safsızlık İletimi ve Sıçrama İletimi

Yeterince düşük sıcaklıklarda, katkılı yarıiletkenlerde iletim etkileri, iletim bandında bulunan serbest taşıyıcılardan kaynaklanmaz. İletim, iletkenlik bandına girmeksizin safsızlık seviyeleri arasında oluşur. Bu tip iletim, safsızlık bant iletimi olarak bilinir.

Safsızlık bandında, safsızlık seviyeleri arasındaki ilettime bağlı üst üste binme işleyişi vardır. Bunlar, ısısal aktivasyonlu sıçrama iletimi ve metalik iletimdir. Bununla birlikte, düşük sıcaklıklarda her bir yarıiletkenle ilgili olarak, elektronlar, güçlü bir şekilde yarıiletkenlerin safsızlıklarına bağlıdır ve safsızlık seviyeleri arasındaki üst üste binme ihmal edilir.

3.6. Sıcaklığa Bağlı Sıçrama İletimi

Düşük safsızlık yoğunluklarında, alıcıların varlığında, kirlilik iletimi n-tipi yarı iletkenlerin vericileri arasında oluşabilir. Alıcıların rastgele dağılımında, bozulmuş verici enerji seviyelerinin bir sonucu olarak, Şekil 3.1’de gösterildiği gibi tünelleme, işgalci bir vericiyi üçüncü enerji seviyesi olan en yakın işgal edilmemiş bir verici bölgesine götürür. Elektron, hareket ederken her zaman phonon enerjisine karşılıklı olarak dönüşmelidir. Bu yöntem phonon-destekleme ve ısısal aktifli sıçrama iletimi olarak adlandırılır (23). Teoride, sıçrama iletiminin sorumlusu elektron phonon etkileşimi ile kesintisiz bozulma potansiyelidir.

$$\rho = \rho_3 \exp \left[\frac{-\varepsilon_3}{k_B T} \right] \quad [3.18]$$

Formüldeki aktivasyon enerjisi olan ε_3 1980’de Butcher tarafından aşağıda olduğu gibi gösterildi (24).

$$\varepsilon_3 = 0.99 \frac{e^2 N_D^{1/3}}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_s} \left(1 - 0.3k^{1/4} \right) \quad [3.19]$$

($k < 0,4$) için, ve

$$\varepsilon_3 = \left[\frac{2\pi}{3} \right]^{1/3} \frac{e^2 N_D^{1/3}}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_s} (1-k)^{-1/3} \quad [3.20]$$

($k>0,4$). Direnç ρ_3 , Miller Abrahams teorisi kullanılarak herhangi bir yarıiletken için hesaplanabilir. Bununla birlikte bu formül daha sonra Shklovskii tarafından daha genel bir formülle verildi (25).

$$\rho_3 = \rho_0 \exp \left[\frac{\alpha}{N_D^{1/3} a_B} \right] \quad [3.21]$$

Verici yoğunluğu olan N_D , yarıiletken Bohr yarıçapı olan a_B , α Shklovskii yarıçaplarına bağlı olarak değişmez bir sabittir. ρ_0 'ın yer aldığı formül Shklovskii ve Efros tarafından verildi (26).

$$\rho_0 = C a_B^3 \left(N_D^{1/3} a_B \right)^\delta \quad [3.22]$$

$\delta=0-0,4$. Miktarı belirten C elektron-phonon etkileşiminin yapısına bağlıdır. Bozulma potansiyel etkileşimi için, Kahlert, Miller-Abrahams teorisinden sonuç olarak aşağıda verilen C 'yi çıkardı (27).

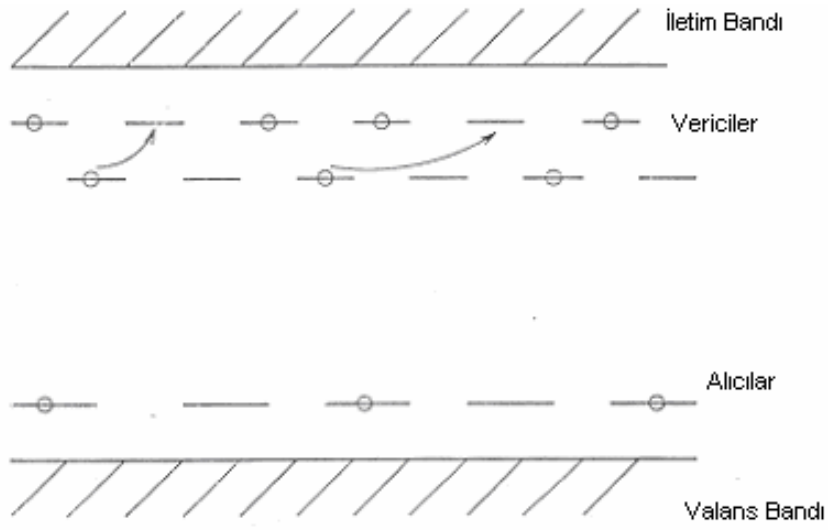
$$C = \frac{9\pi}{8} \frac{\hbar^4 d\mathcal{E}_s^2 U_1}{e^6 E_C^2} \quad [3.23]$$

E_C , bozulma potansiyel sabitidir.

3.7. Metalik İletim

Yüksek safsızlık yoğunluklarında, safsızlık seviyeleri arasında üst üste binme durumunda sıcaklığa bağlı sıçrama iletiminin büyük olduğu fazla belirgin değildir. Safsızlık bandında, iletkenlik, metalik karakterdedir. Bunlar, Mott tarafından geniş bir şekilde tartışıldı (28).

Bir mekanizmadan diğereine geçiş, kirlilik seviyeleri arasındaki ortalama uzaklık r_D 'nin hidrojenik yapıdaki Bohr verici yarıçaplarına a_B , oranına bağlıdır (29). Geçiř $r_D/a_B \approx 3,6$ değerinde oluşur. $N_D^{1/3} a_B > 0.25$ eşitsizliği, iletimin metalik yapıda olduğunu önerir.



şekil 3.1. Sıçrama iletiminin oluşumu

4. DENEY SETİ, ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ

4.1. Giriş

Bu tezde InSb yarıiletken numunesinin sıcaklık ve manyetik alan bağımlı taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla van der Pauw tekniği ile Hall etkisi ve manyetik iletim ölçümleri yapıldı. Numune 500 μm kalınlığında ve $5*5\text{ mm}^2$ büyüklüğünde kare şeklindedir. Numune üzerindeki dört köşede kontaklar, azot ortamında indiyum eritilerek 5 dakikada $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'de yapıldı. Sıcaklık bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore yüksek empedans sistemde yapıldı. Kryostat'ın sıcaklığı kapalı devre helyum kullanılarak sağlandı. Sistemin çalışabileceği sıcaklık aralığı 350 K ve 14 K arasındadır. Manyetik alan aralığı 0-1,35 Tesladır.

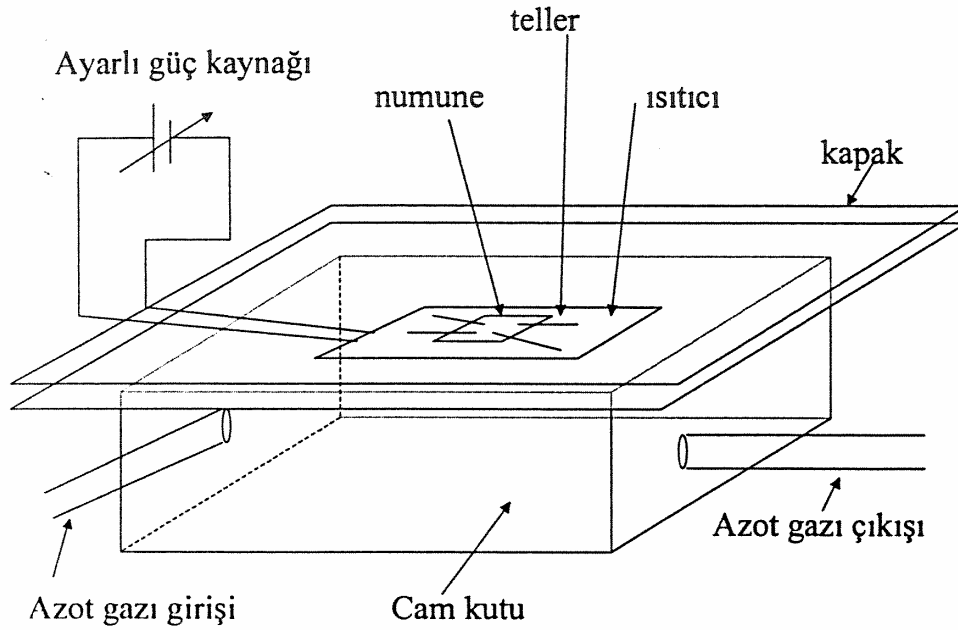
4.2. Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi

Yarıiletken numunelerin parametrelerinin ölçümü için omik kontakın yapılması gereklidir. Numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Devre ya da numune üzerindeki potansiyel düşmesi ile, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel farkı karşılaştırıldığında, omik kontaklar üzerinde potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Bu halde devrenin I/V karakteristiği değişmez. Prensipte omik kontak n-tipi bir yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha küçük iş fonksiyonuna sahip metal veya p-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük bir iş fonksiyonuna sahip metal kullanılarak elde edilir (20).

Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey durumuna sıkıca bağlıdır. Yüzeydeki kir, oksit tabakası ve benzeri yüzey etkileri omik kontakların özelliklerini değiştirmede etkindir.

Omik kontaklar numune yüzeyine indiyum eritilerek (alloying) yapıldı. Bu işlem için Şekil 4.1'de görüldüğü gibi bir cam kontak fırını geliştirildi. Numune sırasıyla 15'er dakika propan, aseton ve metanolde bekletilerek temizlendi. 3 cm uzunluğundaki gümüş teller kullanıldı. Numunenin dört köşesine (kimyasal aşındırma yapılan

bölgeler) bu teller yerleştirilerek üzerlerine mümkün olabilecek küçüklükte indiyumlar konuldu. Bu işlemler mikroskop veya mercek altında ve laboratuvar şartları dahilinde temizlik kurallarına uyularak yapıldı. Numune kontak fırınına konuldu ve kapak kapatıldı. Kontak fırını 20 dakika azot verildikten sonra ısıtıcı yavaş yavaş 450°C ısıtılarak indiyumların yaklaşık 5 dakikada erimesi sağlandı.



Şekil 4.1. Cam kontak fırını

Mikroskop altında, numunelerin üzerindeki kontakların sağlamlığı ve fiziksel durumları gözlendi. Kontakların her biri için, daha önceden hazırlanmış olan telin üzerini tamamıyla indiyum kaplayarak numune yüzeyine erimiş olması gerekmektedir. Bu şekilde sağlam kontak oluşmadığı takdirde deney esnasında özellikle yüksek sıcaklıklarda kontak zarar görebilir. Deneyin tekrarlanması gerekir. Kontakların sağlamlığından emin olunduktan sonra kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi. Daha sonra bu aparat kryostat içindeki numune tutucuya yerleştirildi ve ısı iletimini daha iyi sağlamak için numune, numune tutucuya teflon bant ile sıkıca sarıldı.

4.3. Öz direnç Ölçümleri

InSb numunesinde öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak yapıldı (30). Bu teknik, numune yüzeyinde dört köşede simetrik dört kontak gerektirir. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi akım gerilim değişimini izlemek için sadece dört ölçüm; iki öz direnç ve iki Hall voltajı ölçümü yeterlidir. Öz direnç ölçümlerinde yan yana kontak çiftine akım uygulanır ve karşı kontak çiftinden voltaj okunur. Bununla birlikte ölçülen Hall voltajı üzerindeki diğer etkiler Look tarafından

$$V_{H\ddot{O}} = V_H + V_N + V_R + V_E \quad [4.1]$$

verilmiştir (22). Manyetik alan varken, harici akıma maruz kalmaksızın numunenin uçları arasında sıcaklık farkı oluştursa elektronlar sıcak bölgelerden numunenin sonlarındaki soğuk bölgelere hareket etme eğilimi gösterirler ve bu yolla bir akım oluştururlar. Oluşan bu akım manyetik alanla doğru orantılıdır. Bu olay (V_N) Nernst veya Nernst-Ettingshausen etkisi olarak bilinir. Bu elektronların yayılmaları sıcak ve soğuk bölgeler oluşturur ve böylece tekrar bir Seebeck potansiyeli oluşur. Bu potansiyel Righi-Leduc potansiyeli (V_R) olarak bilinir. Harici bir sıcaklık değişimi olmasa bile numune kendisi bu değişimi oluşturabilir. Çünkü yavaş (soğuk) ve hızlı (sıcak) elektronlar böylece dahili olarak üretilen Seebeck etkisi oluşturur. Bunun aksine harici olarak Seebeck etkisi bir potansiyel üretir. Bu potansiyel (V_E) Ettingshausen etkisi olarak bilinir ve hem manyetik alanla hem de akımla orantılıdır.

Yukarıda verilen nedenlerden dolayı akım ve manyetik alan değişimine bağlı olarak maksimum doğruluk elde etmek ve Ettingshausen, Nernst ve Righi-Leduc etkileri olarak verilen ısısal olarak üreyen potansiyelleri elimine etmek için on altı ölçüm sekiz direnç ve sekiz Hall ölçümü yapıldı.

Son zamanlarda van der Pauw tekniğinin geçerliliği ve termal yolla üretilen potansiyel hataları manyetik direnç etkileri Look tarafından tartışıldı (22). Aşağıda verilen şartlar uygunsa van der Pauw tekniği geçerlidir; kontaklar son derece küçük

olmalı, kontaklar numune yüzeyinde simetrik olmalı, numune plaka halinde, homojen izotropik, olmalıdır. Kesinlikle sonsuz küçüklükte bir kontak yapmak mümkün değildir. Fakat, mümkün olan en küçük boyuttaki kontaklar hataları minimize edecektir (30). Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de mobilite sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur (20).

Özdirenç (ρ), van der Pauw tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir (30).

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \Omega cm \quad [4.2]$$

Burada d numune kalınlığı, $R_{12,34}$ kontak 1 ve 2 arasındaki akımın, 3 ve 4 nolu kontaklar arasında oluşturduğu potansiyel farkıdır ($R_{12,34} = V_{34}/I_{12}$). Benzer şekilde her kontak çifti üzerinden geçen akımın karşı kontak çifti üzerinde oluşturduğu potansiyel farkı 4 düz yönlü akım ve 4 ters yönlü akım uygulamak koşuluyla toplam 8 özdirenç ölçümü yapıldı ve ortalamaları alındı. $f(R_{12,34}/R_{23,41})$ düzeltme faktörüdür ve aşağıdaki gibi verilir;

$$f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) = 1 - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^2 \frac{\ln(2)}{2} - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^4 \left[\frac{(\ln(2))^2}{4} - \frac{(\ln(2))^3}{12} \right] \quad [4.3]$$

Özdirenç ölçümleri Şekil 4.2 a ve b'de görüldüğü gibi kontak çiftinden akım uygulayıp karşı kontak çiftinden gerilim okumaya dayanır.

4.4. Hall Etkisi Ölçümleri

Genelde Hall ölçümleri özdirenç ölçümleri ile birleştirilir ve geleneksel Hall ölçüm düzeneğine karşılık gelen Şekil 4.2 c ve d'de verilen düzenek kullanılır. Manyetik alan numune yüzeyine dik olarak uygulanır. Bir çapraz kontak çiftinden akım uygulanır ve diğer çapraz voltaj çiftinde voltaj okunur. Uygulanan akım Amper,

manyetik alan Gauss, numune kalınlığı cm okunan voltaj Volt birimlerinde alındığında Hall katsayısı aşağıdaki gibi verilir.

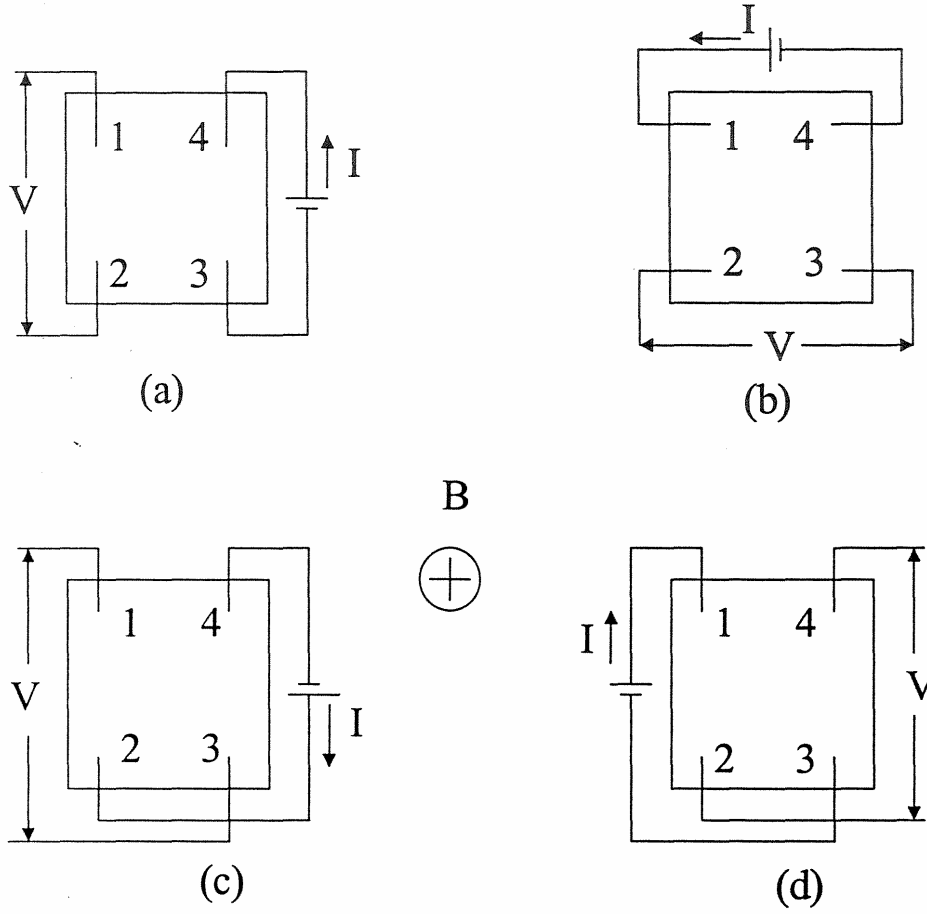
$$R_H = 10^8 \left[\frac{d\Delta R_{13,24}}{B} \right] cm^3 C^{-1} \quad [4.4]$$

Burada $\Delta R_{13,24}$, numuneye dik B (Gauss) manyetik alan uygulandığında $R_{13,24}$ direncindeki değişimdir. Hall katsayısı ölçümlerinde ısı kaynaklı Ettingshausen, Nernst ve Righi-Leduc etkilerini minimize etmek ve maksimum doğruluk elde etmek için düz ve ters akım ve manyetik alan uygulanarak sekiz konfigürasyonu olan ölçüm yapıldı. Böylece sekiz konfigürasyon öz direnç ve sekiz konfigürasyon Hall katsayısı ölçümlerinden olmak üzere onaltı konfigürasyondan ölçüm yapıldı. Sıcaklığa bağlı değişimi gözlemek amacıyla hem öz direnç hem de Hall etkisi ölçümleri 14-350 K aralığında 15 K adımlarla yapıldı. Hall mobilitesi μ_H ve Hall taşıyıcı yoğunluğu n_H aşağıdaki gibi verilir;

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} cm^2 V^{-1} s^{-1} \quad [4.5]$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H} cm^{-3} \quad [4.6]$$

Yukarıda verilen eşitliklerden görülebileceği gibi numune kalınlığı, sadece hacimsel öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için gereklidir. Yüzeysel öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için bilinmesi gerekli değildir. Van der Pauw ve Hall etkisi ölçümleri yapılmadan önce kontakların omik olduğunu doğrulamak için numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim ölçümleri yapıldı. Çizilen I-V grafiklerinin lineer olmaları kontakların omik olduklarını doğrulamaktadır (30).



Şekil 4.2. (a) ve (b) öz direnç ölçümleri, (c) ve (d) Hall mobilitesi ölçümleri için şematik gösterim

4.5. Manyetik Öz direnç Ölçümleri

Bölüm 4.3 ve 4.4’de verilen van der Pauw ve Hall etkisi ölçümleri 0-1,35 Tesla manyetik alan aralığında 27 farklı manyetik alan noktasında, 14 K-350 K aralığında 15’er K aralıklarla 24 farklı sıcaklık noktasında yapıldı.

Özdirenç, metalin kendi özelliği olmayıp, katkı maddelerinden ve iletim bandındaki elektronların saçılmasına sebep olan yapısal kusurlardan kaynaklanır. Manyetik öz direnç, dış bir manyetik alan uygulandığında materyalin elektrik direncinde meydana gelen değişimdir. B manyetik alanı altında bir materyalin direncindeki değişim manyetik direnç olarak adlandırılır. Manyetik öz direnç genellikle;

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{xx} - \rho_0}{\rho_0} \quad [4.7]$$

ile ifade edilir.

Bu etki ilk olarak 1856 yılında bir demir örneğinin direnci üzerinde çalışan Lord Kelvin (sonradan William Thomson) tarafından keşfedilmiştir. Demirin direncinin boyuna bir manyetik alan uygulandığında % 0,2 arttığını, enine manyetik alan uygulandığında ise % 0,4 azaldığını buldu. Teknolojik olarak kullanışlı bir niceliktir. Çünkü manyetik direnç sensörlerin oldukça geniş uygulama alanları vardır (kredi kartı üzerindeki manyetik bant üzerinden manyetik alanın ölçülmesi gibi) (31).

Manyetik özdirencin (MR) en yaygın bilinen orjini elektronların yörüngeleri üzerindeki manyetik alan etkisidir (Lorentz kuvveti). Katı bir cisim içerisinde elektronların hareket yörüngeleri, manyetik alandan kaynaklanan etkisiyle saptırılır. Yük taşıyıcıları manyetik alan etrafında dönmeye başlar ve saçılana kadar akım yoğunluğuna katkıda bulunmaz (Hall etkisi). Dolayısıyla, akım çizgileri ve elektrik alanın yönü, izotropik bir materyalde bile, aynı yönlü olmaz. Aralarında sıfırdan farklı bir açı oluşur. Eğer manyetik alan elektrik akımının yönüne dikse bu açı Hall açısına (θ) eşittir. Genellikle bir yarıiletkenin manyetik alandaki direnci manyetik alan yokken ki direncinden farklıdır.

Bu davranışın nedeni Şekil 4.3 a ve b’de gösterilmiştir. Şekil 4.3 a’da , hem negatif x-yönünde doğru akım (DC) elektrik alanının hem de z-yönünde B manyetik indüksiyonu ile dik bir manyetik alanın etkisi altında bulunan bir elektronun izlediği yol gösterilmiştir. Koordinat sisteminin orijininde parçacık sıfır hıza sahiptir. Parçacık , x-y düzleminde bir sikloid boyunca y-yönünde E/B ortalama hızı ile hareket eder. Vakumdaki bu harekete karşın, elektron bir yarıiletkende Şekil 4.3 a’daki gibi sikloid boyunca belirtilen ok hızının bir kısmını kaybeder (Şekil 4.3 b’de nokta I). Sonuç olarak da, Şekil 4.3 a’da gösterilen eğriye benzer bir yörüngede hareket etmez, çünkü örgü atomları ile çarpışma geçirir ve bu çarpışmada harekete başlar. Elektron, x-yönünde hızlandırılır ve nokta II’deki örgü ile çarpışması

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{r}v = \frac{e_c}{m^*}\mathcal{E} + \frac{e_c}{m^*}(v \times B) \quad [4.10]$$

Eş. 4.10, taşıyıcının küresel devinim hareketini tanımlar. Söz konusu eşitlikte $\mathcal{E}$, B elektrik ve manyetik alanı, e_c , m^* ve τ taşıyıcı elektronu, etkin kütle ve durulma zamanını tanımlar. B manyetik alanı z doğrultusunda alırsak bileşen formdaki hareket eşitliği aşağıdaki gibi olur.

$$\frac{dv_x}{dt} + \frac{1}{r}v_x - \frac{e_c B}{m^*}v_y = \frac{e_c}{m^*}\mathcal{E}_x \quad [4.11]$$

$$\frac{dv_y}{dt} + \frac{1}{r}v_y - \frac{e_c B}{m^*}v_x = \frac{e_c}{m^*}\mathcal{E}_y \quad [4.12]$$

$$\frac{dv_z}{dt} + \frac{1}{r}v_z = \frac{e_c}{m^*}\mathcal{E}_z \quad [4.13]$$

Eş. 4.13’de görüldüğü gibi taşıyıcı ve manyetik alan paralelliği alandan etkilenmez. Zamana bağlı eşitlik aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$v_x = \frac{e_c \tau}{m^*} \left(\frac{\mathcal{E}_x \pm \omega_c \tau \mathcal{E}_y}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) \quad [4.14]$$

$$v_y = \frac{e_c \tau}{m^*} \left(\frac{\pm \omega_c \tau \mathcal{E}_x + \mathcal{E}_y}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) \quad [4.15]$$

$$v_z = \frac{e_c \tau}{m^*} \mathcal{E}_z \quad [4.16]$$

Eşitliklerde yer alan alt ve üst indisler boşlukları ve elektronları temsil eder, ω_c siklotron frekansı olarak tanımlanır ve değeri $\omega_c = eB/m^*$ dır. Akım yoğunluğunun bileşenleri hız bileşenlerinin $n_c e_c$ ile çarpımıyla elde edilir.

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{n_c e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{1}{1 + \omega^2 c \tau^2} \quad [4.17]$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \pm \frac{n_c e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{\omega c \tau}{1 + \omega^2 c \tau^2} \quad [4.18]$$

$$\sigma_{zz} = \frac{n_c e^2 \tau}{m^*} = \sigma_0 \quad [4.19]$$

n_c taşıyıcı yoğunluğudur. Deneysel verilerden genellikle manyetik iletkenlikten çok manyetik direnç cinsinden verilir. Özdirenç, öz iletkenliğin tersidir.

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad [4.20]$$

$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad [4.21]$$

$$\rho_{zz} = -1/\sigma_{yy} = -1/\sigma_0 \quad [4.22]$$

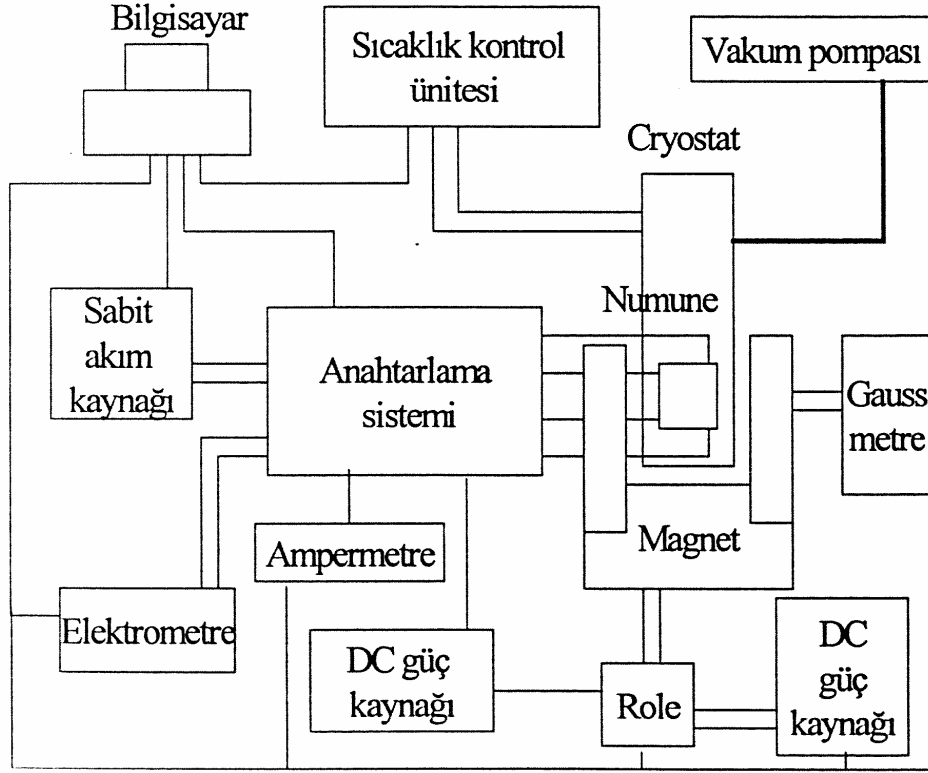
Manyetik özdirenç, $\Delta\rho/\rho(0)$ şeklinde belirtilir ki $\Delta\rho$ manyetik alandaki direnç değişikliğidir (32).

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{xx} - \rho_0}{\rho_0} \quad [4.23]$$

4.6. Hall Ölçüm Sistemi

Bu çalışmada bilgisayar kontrollü yüksek empedans sistem kullanıldı. Deney sisteminin blok diyagramı Şekil 4.4’de verildi. Şekilde görülebileceği gibi sabit akım

kaynağı, elektrometre, anahtarlama sistemi, sıcaklık kontrol ünitesi ve magnet güç kaynağı Lake Shore programı ile kontrol edilmektedir.



Şekil 4.4. Hall etkisi ölçüm sistemi blok diyagramı

Ayrıca bu program sabit akım kaynağı ve elektrometredeki verileri data kablosuyla bilgisayar ortamına aktarır ve bölüm 4.3 ve 4.4’de verilen van der Pauw ve Hall etkisi ölçüm teknikleri için geçerli olan bağıntıları kullanarak gerekli hesaplamaları yapar ve sonuçta öz direnç (ρ), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H), mobilitesi (μ_H), katsayısı (R_H) değerlerini verir.

4.7. Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA)

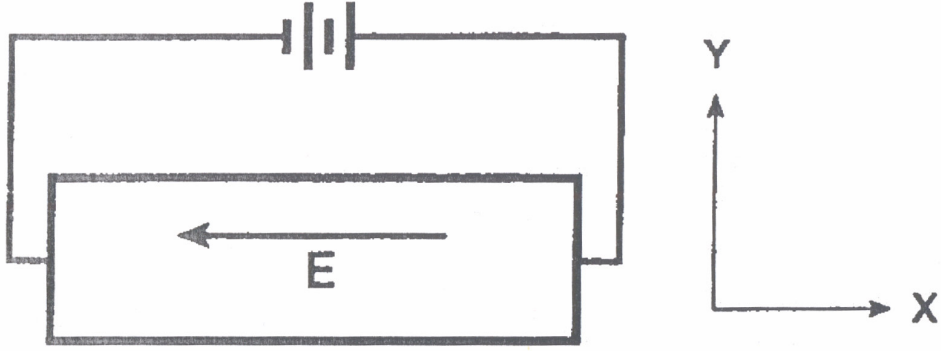
4.7.1. Giriş

Uygulanan bir tek manyetik alanda Hall ölçümleri, HEMT (High Electron Mobility Transistor) ve çoklu kuantum çukurları gibi homojen olmayan aletlerin, çoklu taşıyıcı özelliklerini tanımlamada yetersizdir. Hall ölçümlerinden elde edilen mobilite ve yoğunluk parametreleri tüm taşıyıcılardan gelen katkıları içerdiği için sadece ölçülen numunenin ortalama taşıyıcı yoğunluğunu ve mobilitelerini verir. Bu nedenle alan bağımlı Hall ölçüm verilerinden çoklu taşıyıcılar için ayrı ayrı mobilite ve taşıyıcı yoğunluklarını çözmek için QMSA analiz tekniği kullanılmaktadır. Bu metot ile iletme katkıda bulunan elektron ve deşiklerin ayrı ayrı mobilite ve taşıyıcı yoğunlukları belirlenebilir.

4.7.2. Teori

Şekil 4.5’de gösterildiği gibi bir güç kaynağına bağlanmış öz direnci ρ olan uzun ince bir materyaldeki q yüklü taşıyıcılar $V=\mu E$ hızıyla hareket ederler. Burada μ mobilite ve E ’de numunedeki elektrik alanıdır. Akım yoğunluğu J , alan ve saniye başına toplam yüküdür ve $J=nqV$ ile tanımlanır. Burada n ; maddedeki tüm taşıyıcıların birim hacimdeki yoğunluğudur. V ; materyaldeki tüm taşıyıcılar için aynı olarak alınır. Eğer z -yönünde bir elektrik alan varsa (sayfa düzleminde dışı doğru) bu durumda taşıyıcılar üzerindeki kuvvet $qV \times B$ ’dir. Eğer $B=(0,0,B_z)$ ise bu durumda kuvvetin y bileşeni $-qV \times B_z$ ’dir. ($J_y=0$) durumu için, bu kuvvet qE_y veya $E_y = V_x B_z = J_x B_z / (nq)$ elektriksel kuvveti ile dengelenir. Hall katsayısı;

$$R_H(B) = \frac{E_y}{J_x B_z} = \frac{1}{nq} \quad [4.24]$$



Şekil 4.5. Güç kaynağına bağlanmış öz direnci ρ olan uzun ince bir materyal

Özdirenç tensörü iletkenlik tensörünün tersidir. $J=\sigma E$ veya $E=\rho J$. Bu tensör şu şekilde açıkça ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} E_x &= \rho_{xx} J_x + \rho_{xy} J_y \\ E_y &= \rho_{yx} J_x + \rho_{yy} J_y \end{aligned} \quad [4.25]$$

$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho$ (materyalin öz direnci) olduğu düşünülerek ve $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$ direnci için Eş. 4.24 ve $J_y = 0$ şartı kullanılarak Eş. 4.25'de $\rho_{xy} = B_z R_H$ yazılır.

Bu durumda öz direnç tensörü:

$$\begin{pmatrix} \rho & -B_z R_H \\ B_z R_H & \rho \end{pmatrix} \quad [4.26]$$

İletkenlik tensöründe bunun tersi,

$$\begin{pmatrix} \frac{\rho}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} & \frac{B_z R_H}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} \\ -\frac{B_z R_H}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} & \frac{\rho}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} \end{pmatrix} \quad [4.27]$$

$\mu = R_H/\rho$ ve $\rho = 1/(nq\mu)$ olduğu için iletkenlik tensörünün elemanları şu şekilde yazılabilir.

$$\sigma_{xx} = \frac{nq\mu}{1 + \mu^2 B_z^2} \quad [4.28]$$

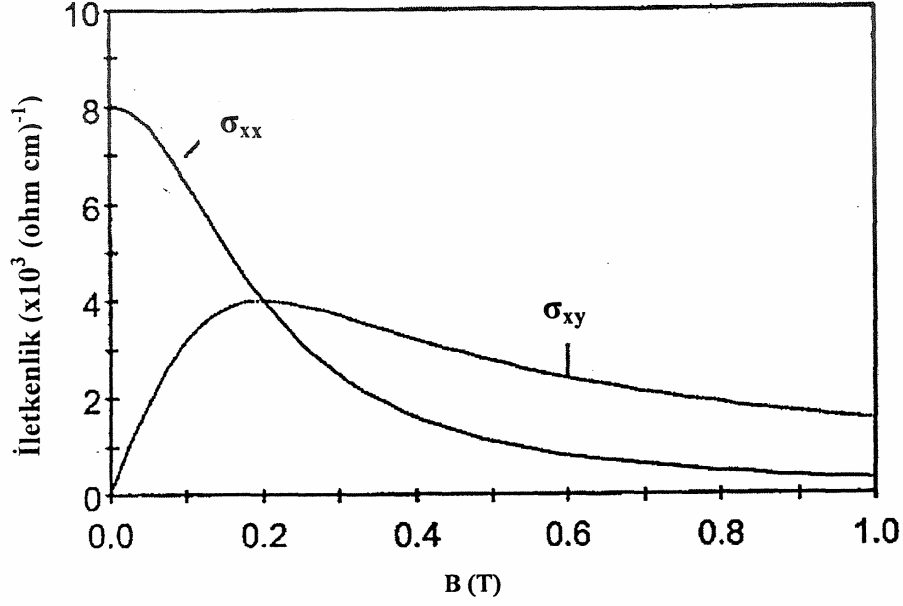
$$\sigma_{xy} = \frac{nq\mu^2 B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} = \sigma_{xx} \mu B_z$$

ile verilir. Burada n taşıyıcı yoğunluğu, μ mobilite, q taşıyıcının yükü ve B manyetik alandır. (q) ve (μ) işaretli niceliklerdir ve her birinin işareti aynı tanımlanmıştır. Bundan dolayı σ_{xx} daima pozitif bir niceliktir ve σ_{xy} (pozitif B_z için) taşıyıcı yükleriyle aynı işaretlidir.

Tek bir taşıyıcı için Eş. 4.28, q ve R_H 'ın alandan bağımsız olduğunu gösterir. İletkenlik ise alana bağlıdır. Şekil 4.6'da mobilitesi $5m^2/(Vs)$, yoğunluğu $1 \times 10^{22} m^{-3}$ ve manyetik alanı 1 T olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B_z)$ ve $\sigma_{xy}(B_z)$ gösterilmiştir.

$\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ 'nin genel özellikleri aşağıda listelenmiştir.

- $\sigma_{xy}(B = 0) = 0$
- $\sigma_{xy}(B = 0)$ ekstrema noktası ise $\mu B = 1$ dir.
- $\sigma_{xy}(B \rightarrow \infty) = 0$ ve $\sigma_{xy} \rightarrow 0 = 1/B$
- $\sigma_{xy}(-B) = -\sigma_{xy}(B)$
- $\sigma_{xx}(B = 0)$ ekstrema noktası ise $B=0$ dir.
- $\sigma_{xx}(B = 0)$ dönüm noktası ise $\mu B = 1$ dir.
- $\sigma_{xx} > 0$ için sonlu bir B değeri vardır.
- $\sigma_{xx}(-B) = \sigma_{xx}(B)$



Şekil 4.6. Mobilitesi $5 \text{ m}^2/\text{Vs}$, taşıyıcı yoğunluğu $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B_z)$ ve $\sigma_{xy}(B_z)$ iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağlı değişimi

Buraya kadar maddedeki her bir taşıyıcı yükün iletkenliğinin aynı olduğu varsayılmıştır. Bir çok yarıiletken materyalde ise bu durum böyle değildir. Taşıyıcılar fiziksel nicelikler üzerinde belirleyici özelliğe sahiptir. Yükün tanımladığı alanın bir fonksiyonu olma şartı $q_1 n_1 \mu_1 = q_2 n_2 \mu_2$ olduğunu gösterir. Ancak iki taşıyıcı için $\mu_1 \neq \mu_2$ 'dir. Yani taşıyıcılar farklıdır.

Materyal üzerinde n tane yük varsa, her bir taşıyıcının hareketi bağımsızdır ve taşıyıcıların iletkenlikleri bir toplamdır.

$$\sigma_{xx}(B) = \sum_{j=1}^N \mu_j \sigma_{xx,j} = \sum_{j=1}^N \frac{n_j q_j \mu_j}{1 + \mu_j^2 B^2} \quad [4.29]$$

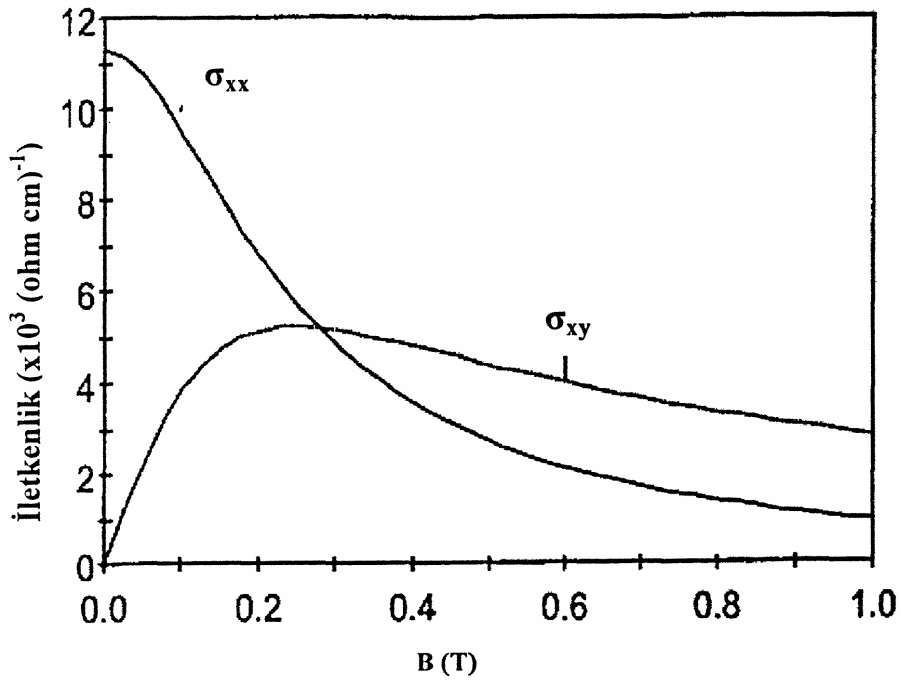
$$\sigma_{xy} = \sum_{j=1}^N \mu_j \sigma_{xy,j} = \sum_{j=1}^N \frac{n_j q_j \mu_j^2 B}{1 + \mu_j^2 B^2}$$

ile verilir.

Şekil 4.6 ile Şekil 4.7'deki aynı sistemdir. Burada mobilitesi $2 \text{ m}^2/V_s$ ve yoğunluğu $1 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ olan taşıyıcılar toplanır. Şekil 4.8 bu sistem için ρ ve R_H 'ı gösterir.

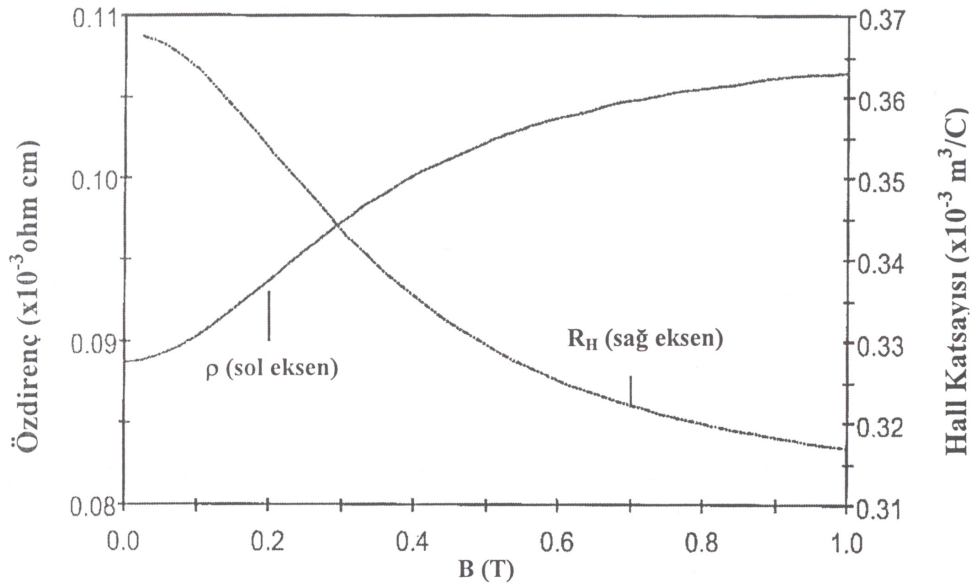
$$\rho = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}$$

$$R_H = \frac{\sigma_{xy}}{B_z(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)} \quad [4.30]$$



Şekil 4.7. σ_{xx} ve σ_{xy} 'nin manyetik alana bağlı değişimi

Herhangi bir Hall ölçüm verisinin analizi Şekil 4.8'dekine benzeyen deneysel verilerden alınır ve Eş. 4.29'daki $3N+1$ tane parametreyle belirlenir.



Şekil 4.8. Giriş Parametrelerinin ρ ve R_H 'in manyetik alana bağlı değişimi

N : Taşıyıcıların tiplerinin sayısıdır ve her bir taşıyıcı için üç tane parametre vardır.

1. Yoğunluk
2. Mobilite
3. Taşıyıcı işareti

Bu programı çözmek için birçok metot vardır. Ölçüm sistemi için gerekli olan bir kaç şart Eş. 4.28 ve Eş. 4.29'un genel özelliklerinden ilk olarak ölçüm sistemi, özdirenci ve Hall katsayısını alanın fonksiyonu olarak ölçmelidir. Ölçümlerin sayısı N'den daha büyük olmalıdır. Eş. 4.29'da σ_{xy} 'ye her bir taşıyıcının katkısı sıfıra gittiğinden ve her bir taşıyıcının σ_{xy} 'ye katkısı $\mu_i B = 1$ 'de de maksimum olduğundan ölçümlerde kullanılan en büyük alan $1/\mu_{min}$ 'den daha büyük olmalıdır. Burada μ_{min} materyaldeki en küçük taşıyıcı mobilitesidir.

4.7.3. Sonlu taşıyıcı metotlar

Teorik modellerle deneysel verilen fit etmenin standart bir metodu en küçük kareler fit etme metottur. Bu metotta serbest parametreler düzenlenir.

X^2 şöyle tanımlanmaktadır:

$$X^2 = \sum_{i=1}^M \left(\sigma_{xx}^{\exp}(B_i) - \sum_{j=1}^N \sigma_{xx,j}(B_i) \right)^2 + \sum_{i=1}^M \left(\sigma_{xy}^{\exp}(B_i) - \sum_{j=1}^N \sigma_{xy,j}(B_i) \right)^2 \quad [4.31]$$

Burada $\sigma^{\exp}(B_i)$ ve $\sigma^{\exp}(B_j)$ ölçüleri kullanılarak Eş. 4.26'dan hesaplanan deneysel iletkenliktir ve $\rho(B_i)$ ile $R_H(B_i)$ ölçülmüştür.

Çoğu minimizasyon metodu parametre sayısının değişimine izin vermez. Bundan dolayı taşıyıcıların sayısı (N), bağımsız bir parametre değildir.

Yükün işareti = yoğunluğun (n_i) işareti = mobilitenin (μ_i) işareti şartı kullanılarak bilinmeyenlerin sayısı $2N$ 'e düşürülür. Problem yoğunlukta doğrusaldır fakat mobilite için doğrusal değildir. Bu durum her bir taşıyıcının mobilitesi için başlangıç şartını, fit etme işleminin başında vermeyi gerektirir. Her bir taşıyıcı için bu başlangıç değerleri garanti bir fit için doğru değer yaklaşık % 10'u olmalıdır. Bu algoritma Levenberg-Marquardt metodudur.

Lineer olmayan eşitliklerin her bir iterasyonunda iletkenlik için lineer eşiklikler çözülür. Bu eşitlikler pozitif iletkenlikler verecek şekilde sınırlandırılır. Eğer bir taşıyıcı negatif iletkenlik verirse o taşıyıcı fit işlemine dahil edilmez. Taşıyıcı sayısının küçük olduğu bazı örnekler için bu fit metodu iyi sonuçlar verebilir.

4.7.4. İki taşıyıcı

Eş. 4.29 iki taşıyıcı için tekrar yazılabilir (Elektron yükü $e=1,609 \times 10^{-19} C$) ve yukarıdaki işaret tanımlamaları kullanılarak;

$$\sigma_{xx}^i = \frac{n_1 e \mu_1}{1 + \mu_1^2 B_i^2} + \frac{n_2 e \mu_2}{1 + \mu_2^2 B_i^2} \quad [4.32]$$

$$\sigma_{xy}^i = \frac{n_1 e \mu_1^2 B_i}{1 + \mu_1^2 B_i^2} + \frac{n_2 e \mu_2^2 B_i}{1 + \mu_2^2 B_i^2} \quad [4.33]$$

David Look bu eşitlikleri çözmek için bir metot geliştirmiştir. Bu metot aşağıda kısaca verilmiştir (33).

$\sigma_1 = n_1 e \mu_1$, $\sigma_2 = n_2 e \mu_2$, $R_1 = 1/n_1 e$, $R_2 = 1/n_2 e$ olarak tanımlanırsa Eş. 4.32 ve 4.33 şu şekilde gösterebilir;

$$\frac{1}{B^2} = S_p \frac{\rho_0}{\Delta \rho} - Y \quad [4.34]$$

$$\frac{1}{B^2} = -S_R \frac{R_0}{\Delta R} - Y \quad [4.35]$$

Burada $\rho = 1/\sigma$, $\rho_0 = \rho(B=0)$, $R_0 = R(B=0)$, $\Delta \rho = \rho(B) - \rho_0$, $\Delta R = R(B) - R_0$ ve

$$\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2 \quad [4.36]$$

$$R_0 = \frac{\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \quad [4.37]$$

$$S_p = \frac{\sigma_1 \sigma_2 (\sigma_1 R_1 - \sigma_2 R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \quad [4.38]$$

$$S_R = \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2 (R_1 + R_2) (\sigma_1 R_1 - \sigma_2 R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 (\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2)} \quad [4.39]$$

$R(B)$ ve B^2 'yi fit etmek için Eş. 4.33 ve 4.34'deki S_P , S_R ve Y verilir.

$$\beta = S_P / S_R, \quad T = (R_0 \sigma_0)^2 / S_P, \quad A = (2 + T + T/\beta^2) / (1 - T/\beta),$$

$$b = (-A + \sqrt{A^2 - 4}) \text{ ve } c = (\beta - 1/b) / (b - \beta) \text{ şeklinde tanımlanır.}$$

Bu durumda;

$$\mu_2 = R_0 \sigma_0 \frac{1 + bc}{1 + b^2 c} \quad [4.40]$$

$$\mu_1 = b \mu_2 \quad [4.41]$$

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_0}{1 + bc} \quad [4.42]$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 bc \quad [4.43]$$

Bu metodun sıfır alan öz direncini içerdiğine dikkat edilmelidir (bu fitin serbest bir parametresi değildir).

4.7.5. Mobilite spektrum (MS) metotları

MS metotlarının belirgin özelliği, taşıyıcı iletkenliğini iyi tanımlanmış bir nicelik olarak kabul etmesidir. Üstelik bu metotlar mobilitenin sürekli değiştiğini ve iletkenlik yoğunluk fonksiyonlarının (mobilite spektrumu) var olduğunu düşünürler. Bu fonksiyonlardeşikler için, $S^P(\mu)$ ve elektronlar için $S^n(\mu)$ ile gösterilir. Bunlar μ ve $\mu + d\mu$ arasındaki taşıyıcıların iletkenliğini tanımlar. İletkenlik tüm mobiliteler üzerinde integral olarak hesaplanır. Eş. 4.29 integral formunda tekrar yazılırsa:

$$\sigma_{xx}(B) = \int_0^{\infty} \frac{s^p(\mu) + s^n(\mu)}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \quad [4.44]$$

$$\sigma_{xy}(B) = \int_0^{\infty} \frac{(s^p(\mu) - s^n(\mu))\mu B}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \quad [4.45]$$

Eğer iletkenlik yoğunluk fonksiyonları delta fonksiyonlarının sonlu sayıdaki bir toplamı olarak düşünülürse mobilite spektrum metotları çoklu-yük metotlarına indirgenebilir.

Teorik piklerin detayları QMSA araştırmalarının bir kısmıdır. Bu eşitlikleri çözmek için ilk adım Beck ve Anderson tarafından yapılmıştır (34). Onlar Eş. 4.44 ve 4.45'i çözmek için çok genel bir metot göstermişlerdir. Böylece spektrum tarafından sınırlandırılan Eş. 4.36 ve 4.37'nin çözümleri aşağıda verilen matris eşitliklerinin öz değerlerinden doğrudan hesaplanabilir.

Bundan dolayı onların metodu çözümün sadece bir kısmını verir ve çözüm değildir. Sonlu yük metotları ile Beck ve Anderson'ın çözümünü birleştiren metotlar bir kaç grup tarafından geliştirilmiştir (35). Bu metot taşıyıcıların sayısını çözmek için kısmi çözümler kullanır ve çözümü sadeleştirmek için en küçük kareler metodu ile çözer.

4.7.6. Nicel mobilite spektrum analiz (QMSA)

$S^p(\mu)$ ve $S^n(\mu)$ için Eş. 4.44 ve 4.45'i çözmekte kullanılan yaklaşım sonlu toplama sahip integral eşitliği yaklaşımı olacaktır (36,37). Bu durumda lineer eşitlikler fonksiyonları için çözülür. Sonlu eşitlikler:

$$\sigma_{xx}(B_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(s^p(\mu_i) + s^n(\mu_i))\Delta\mu_i}{1 + \mu_i^2 B_j^2} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i^{xx}}{1 + \mu_i^2 B_j^2} \quad [4.46]$$

$$\sigma_{xy}(B_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(s^p(\mu_i) - s^n(\mu_i))\mu_i B_j \Delta\mu_i}{1 + \mu_i^2 B_j^2} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i^{xy} \mu_i B}{1 + \mu_i^2 B}$$

Burada;

$$S_i^{xx} = (s^p(\mu_i) + s^n(\mu_i))\Delta\mu_i \quad [4.47]$$

$$S_i^{xy} = (s^p(\mu_i) - s^n(\mu_i))\Delta\mu_i$$

şeklindedir ve m mobilite spektrumundaki noktaların sayısıdır.

n; deneysel ölçümlerinin sayısı olmak üzere; $j = 1, \dots, n$ şeklinde verilir. S_i^{xx} , ve S_i^{xy} ifadelerinin çözülebilmesi için öncelikle Eş. 4.46 ve 4.47 tekrar düzenlenmelidir.

S_i^{xx} ve S_i^{xy} 'nin başlangıç değerleri tahmin edilmiştir. İterasyon $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ şeklinde isimlendirilir. Pratikte bu, Beck ve Anderson Spektrumu ya da $S_i^{xx}(0) = 1$ ve $S_i^{xy}(0) = 0$ başlangıç şartları olarak bilinir. Tutarlı sonuçlar her iki yaklaşımla elde edilmiştir. Eğer önceki iterasyona göre $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ 'nin değerleri Eş. 4.44 ve 4.45'in sağ tarafına doğru gidiyorsa ve yeni değerleri elde edilebilecek şekilde kullanılabiliyorsa $S_i^{xx}(k+1)$ ve $S_i^{xy}(k+1)$ değerlerinin yeni seti aşağıdaki Gauss Seide iterasyon işleminden belirlenebilir.

$$S_i^{xx}(k+1) = (1 + \mu_i^2 B_i^2) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xx}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad [4.48]$$

$$S_i^{xy}(k+1) = \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad [4.49]$$

$S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ toplanır ve çıkarılırsa sırasıyla Eş. 4.48 ve 4.49'da ifadelerin sağ tarafından ve ω sabiti kullanılarak şu eşitlikler elde edilir.

$$S_i^{xx}(k+1) = (1-\omega)S_i^{xx}(k) + \quad [4.50]$$

$$\omega \left\{ \left(1 + \mu_i^2 B_i^2 \right) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] - S_i^{xx} \right\}$$

$$S_i^{xy}(k+1) = (1-\omega)S_i^{xy}(k) + \quad [4.51]$$

$$\omega \left\{ \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] - S_i^{xy} \right\}$$

Bu durumda birbirini izleyen over-relaxation (SOR) iterasyon algoritması, işlemin yakınsama hızını kontrol eden ω katsayısı ile elde edilir. $S_i^{xx}(k+1)$ ve $S_i^{xy}(k+1)$ olan herhangi bir yük $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ 'nün pozitif olma şartıyla sınırlandırılmıştır. Bu algoritmanın yakınsamaması çok hızlı analiz edilmiş, deneysel veri setlerinin her biri için elde edilmiştir.

Minimize edilmiş hata fonksiyonu:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(\sigma_{xx}^{\text{exp.}}(B_j) - \sigma_{xx}^{\text{th.}}(B_j))^2 + (\sigma_{xy}^{\text{exp.}}(B_j) - \sigma_{xy}^{\text{th.}}(B_j))^2}{(\sigma_{xx}^{\text{exp.}}(B_j) + \sigma_{xy}^{\text{exp.}}(B_j))^2} \quad [4.52]$$

Burada $\sigma_{xx}^{\text{th.}}$ ve $\sigma_{xy}^{\text{th.}}$ değerler Eş. 4.34 ve 4.35'den elde edilmiştir.

Bu hata fonksiyonu boyutsuz olması ve deneysel verilere bir ağırlık sağlaması sebebiyle seçilmiştir. $\omega=0,01$ 'in değeri spektrumda verilen bilgi ve hesaplamanın hızı arasında en iyi uyumu verir. Daha geçerli sonuçlar elde edilebilmesi için $\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ için deneysel noktalar arasındaki interpolasyon bir Gaussian teknik kullanılarak yapılır.

4.7.7. İnterpolasyon ve ekstrapolasyon metotları

Eş. 4.34 ve 4.35 m bilinmeyenli n eşitliğe sahip bir set tanımlar. Burada n; deneysel veri noktalarının sayısı (tipik olarak 10-25) ve m; mobilite spektrumundaki noktaların sayısıdır (tipik olarak 400). m nokta için deneysel verilerin interpolasyonu yapılarak Eş. 4.34 ve 4.35 SOR metodu ile çözülebilir.

X^2 sadece orijinal B için deneysel veri noktaları kullanılarak hesaplanır. Buna ek olarak en büyük ve en küçük sıfırdan farklı mobilite değerleri seçilmiş olmalıdır. Eş. 4.34 ve 4.35’de m ile birlikte $\Delta\mu_j$ belirlenmiştir. Mobilitenin aralığı B alanının aralığına uygun olarak seçilir. B alanının aralığı en büyük deneysel alandan daha büyük olmalıdır. Tek bir σ_{xy} taşıyıcısı $\mu B=1$ de maksimum olduğu için, $B_{mak}=1/\mu_{min}$ ve $B_{min}=1/\mu_{mak}$ kabul edilebilir sonuçlardır, Tipik olarak $\mu_{min}=100cm^2(Vs)$ iken $B_{mak}=100T$ olur. Verilere yüksek alan için ekstrapolasyon uygulanır. Büyük alanlar için σ_{xx} ve σ_{xy} nin fonksiyonel formu ekstrapolasyonu oluşturmakta kullanılan en büyük deneysel alanlarda süreklidir. Deneysel veri, birkaç yeni alan noktası için (tipik olarak 6) ekstrapolasyon yapılmıştır. 4 gaussian interpolasyon noktası Eş. 4.34 ve 4.35’de kullanılan m tane noktayı oluşturmakta kullanılır.

4.7.8. Pik bulma

Öncelikle pikler için $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ fonksiyonlarını, gösteren Eş. 4.34 ve 4.35’in bir çözümü bulunur. Daha sonra taşıyıcı iletkenliğini elde etmek için piklerin integrali alınır. Birbirlerinden ayrılmış pikler için bu inceleme işlemi oldukça basittir. Grafik çizgisinin üzerindeki bir eşik pikin başlangıcını tanımlar. Mobilite pikin maksimum değerine uygun olarak belirlenir. İki taşıyıcı pikleri üst üste binecek kadar birbirine yakınsa o zaman gereken parametreler daha zor elde edilir. Piklerin doğal genişliğinin ne olduğu teoride bilinmediğinden iki pik arasındaki iniş bölgesi iki taşıyıcı tanımlamakta kullanılan tek kriterdir. Bu adımda sahte pikler (zıt işaretli büyük pik altındaki küçük pik) kabul edilmez. Pik fit etme sisteminin tüm parametreleri kullanıcı için elde edilebilir olmalıdır.

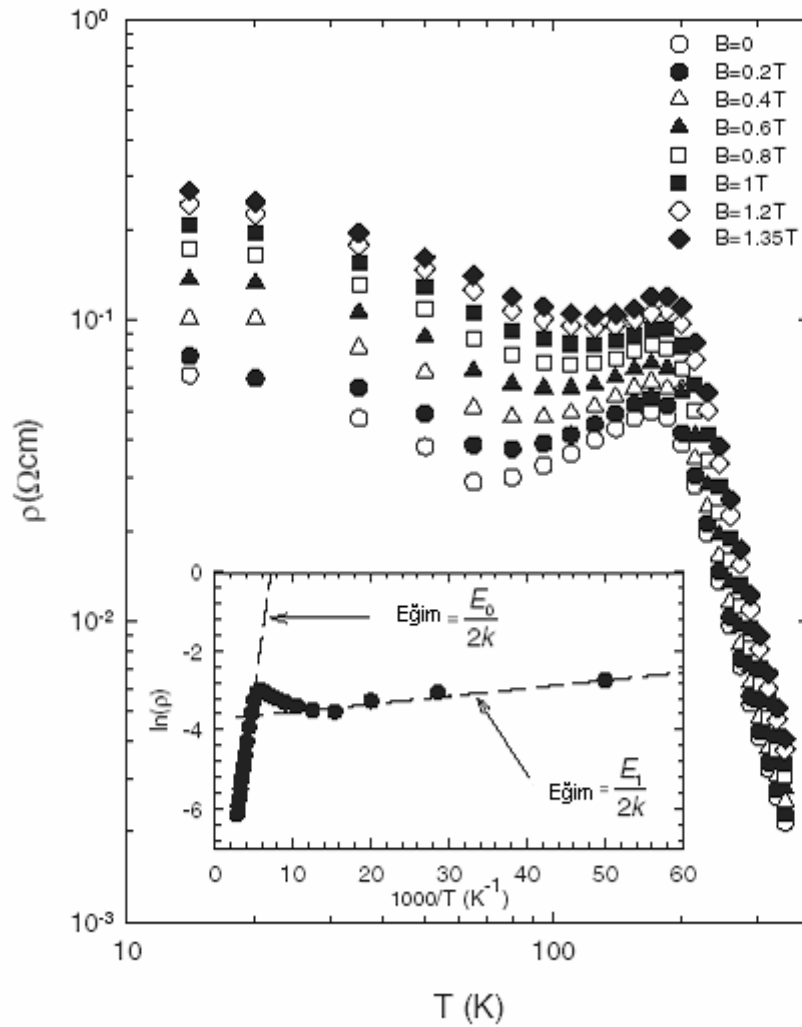
5. BULGULAR VE TARTIŞMA

5.1. Giriş

Bu çalışmada LEC tekniği ile büyütülen 500 µm kalınlıklı ve n tipi bulk Te katkılı InSb yarıiletken numunenin elektriksel ve manyetik iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla 14-350 K sıcaklık aralığında 24 sıcaklık adımında, 0-1,35 T manyetik alan aralığında 27 manyetik alan noktasında van der Pauw tekniği ile öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Van der Pauw ve Hall etkisi ölçümleri yapılmadan önce kontakların omik olduğunu doğrulamak için numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim ölçümleri yapıldı. Çizilen I-V grafiklerinin lineer olmaları kontakların omik olduklarını gösterdi.

5.2. InSb Yarıiletkeninde Öz direncin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

InSb numunesinde öz direnç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak 0-1,35 T aralığında 27 manyetik alan noktasında sıcaklığın fonksiyonu (14-350 K) olarak yapıldı. Şekil 5.1’de sıcaklık bağımlı öz direnç sadece 8 manyetik alan noktasında verildi. Sıcaklık bağımlı öz direnç, normal yarıiletken davranışı sergilemektedir. Genel olarak yarıiletkenlerde sıcaklık düşerken yüksek sıcaklık bölgesinde öz direnç bir eğimle artar, düşük sıcaklık bölgesinde eğim değiştirerek artışı devam ettirir (4). Yüksek sıcaklık bölgesinde (180-350K) ölçülen öz direnç $\rho(T) \propto \exp(E_o/2kT)$, düşük sıcaklık bölgesinde ise $\rho(T) \propto \exp(E_I/2kT)$ denklemlerine uygun davranış sergilemektedir. Dolayısıyla $\ln(\rho)$ ’nun $1/T$ ’ye karşı grafiğinden yüksek sıcaklık bölgesi eğiminde yasak enerji aralığı E_o ve düşük sıcaklık bölgesi ($T < 180K$) eğiminde safsızlık bağlanma enerjisi E_I bulunur. Şekil 5.1’de iç grafikte $\ln(\rho)$ ’nun $1/T$ ’ye karşı grafiği verildi. Eğimlerden yasak enerji aralığı $E_o = 0,26$ eV ve $E_I = 3m$ eV olarak bulundu. Bu değerler literatürde karşılaştırıldığında bu çalışmada bulunan $E_o = 0,26$ eV değeri literatür ile uyumludur (1). Ancak elde edilen safsızlık bağlanma enerjisi ($E_I = 3$ meV) literatürde verilen Te bağlanma enerjisi $E_I = 0,7$ meV (38) değerinden yaklaşık 3-4 kat daha fazladır.



Şekil 5.1. Özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

5.3. InSb Yarıiletkeninde Hall Taşıyıcı Yoğunluğunun ve Hall Mobilitesinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

InSb numunesinde Hall taşıyıcı yoğunluğunun ve Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı (14-350K) değişimi Şekil 5.2’de verildi. Sıcaklık bağımlı taşıyıcı yoğunluğunun 180-350 K aralığında düşen sıcaklıkla hızla düşmekte ve 180 K altında sıcaklıktan bağımsız bir davranış sergilemektedir. Taşıyıcı yoğunluğunun yüksek sıcaklık davranışı InSb yarıiletkenin özgül yarıiletken davranışı ile bağlantılıdır. Literatürde InSb için özgül taşıyıcı yoğunluğu $n_i = 5,76 \times 10^{14} T^{3/2} \exp(-0,26/2kT) \text{ cm}^{-3}$ ile verilmektedir (1,38), burada 0,26eV yasak enerji aralığı E_o ’a karşılık gelmektedir .

Bu eşitlikle tanımlanan özgün taşıyıcı yoğunluğu Şekil 5.2’de katı çizgi ile verildi. Literatürde verilen özgün taşıyıcı yoğunluğu (çizgi) 180K’in üzerinde ölçülen taşıyıcı konsantrasyonuna örtüşmektedir.

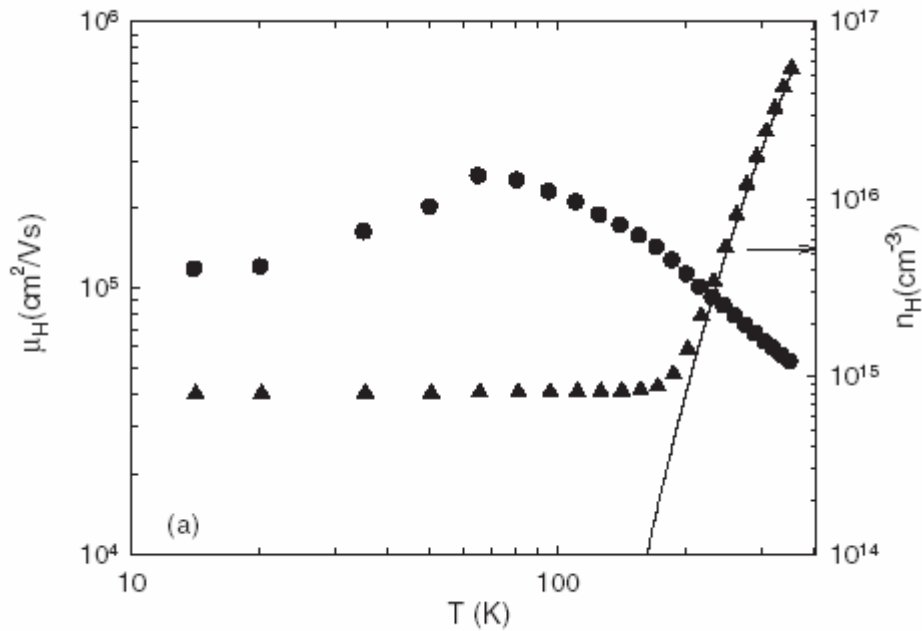
Diğer taraftan hem $\ln(R_H T^{3/2})$ ’in hem de $\ln(n)$ ’in $1/T$ ’ye karşı grafiklerinin eğimlerinden de yasak bant aralık enerjisi $E_o \approx 0,26$ eV olarak bulunur. Bölüm 5.1’de yüksek sıcaklık bölgesi öz direnç analizinden de aynı yasak enerji aralığı bulunmuştur. Sonuç olarak; LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı InSb de yüksek sıcaklık bölgesinde özgün iletkenlik hakimdir. Yani, iletim özellikleri hem elektronlar hem de deşikler tarafından kontrol edilir. Numune 180 K üzerinde özgün davranışını sergilemektedir.

Düşük sıcaklık bölgesinde de ($T < 180$ K) taşıyıcı yoğunluğunun farklı bir eğimle düşen sıcaklıkla düşmesi beklenirken sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin varlığını gösterir. Safsızlık bandı iletiminin varlığında mobilite de sıcaklıktan bağımsızdır. Bu bölgede mobilite beklenen davranışı göstermektedir (Şekil 5.2, kapalı daireler). Eğer her hangi bir yarıiletken yüksek derecede katkılanmışsa, düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandından safsızlık atomuna gelen elektronların iletme katılabilmesi için safsızlık atomlarının dalga fonksiyonları üst üste binmesi gereklidir. Böylece bir elektron bir atomdan diğerine her hangi bir enerjiye gerek kalmadan geçer ve iletme katılır buda taşıyıcı yoğunluğunun sabit kalmasını sağlar.

Şekil 5.2’de ölçülen sıcaklık bağımlı Hall mobilitesi verildi (kapalı daireler). Sıcaklık bağımlı Hall mobilitesi katkılı III-V yarıiletkenlerinin genel karakteristiğini sergilemektedir. Mobilite, 350 K den 70 K civarına azalan sıcaklıkla artmaktadır ve 70 K’den aşağı sıcaklıklarda azalan sıcaklıkla azalma eğilimi göstererek düşük sıcaklıklarda sabite gitmektedir. Mobilitenin düşen sıcaklıkla azalmaya eğimli olduğu bölgede iyonize safsızlık saçılma mekanizması baskın saçılma mekanizmasıdır (39). Düşen sıcaklıkla mobilitenin arttığı sıcaklık bölgesinde 70-350 K arası polar optik fonon saçılma mekanizması başta olmak üzere, akustik fonon ve

iyonize safsızlık saçılma mekanizmaları baskın saçılma mekanizmalarıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde mobilitenin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin hakim olduğunu gösterir. Bu durumda düşük sıcaklık öz direnç analizlerinden elde edilen safsızlık bağlanma enerjisi doğru olamaz. Elde edilen aktivasyon enerjisi, ısısal aktifli sıçrama iletiminde (themally activated hopping conduction) tanımlanan aktivasyon enerjisidir (23). Isısal aktifli sıçrama iletiminde öz direnç $\rho(T) \propto \exp(\varepsilon_3/kT)$ ile tanımlıdır (25) ve buradaki ε_3 enerjisi safsızlık bağlanma enerjisi E_I den farklıdır. ε_3 enerjisi sıçrama iletiminin aktivasyon enerjisi olarak bilinir.

Şekil 5.1’de çeşitli manyetik alanlarda verilen sıcaklık bağımlı öz direnç manyetik alanla kesin bir artış sergilemekle beraber hemen aynı sıcaklık bağımlılığı göstermektedir. Bölüm 5.4’de öz direncin manyetik alan bağımlılığı detaylı bir şekilde ele alındı.



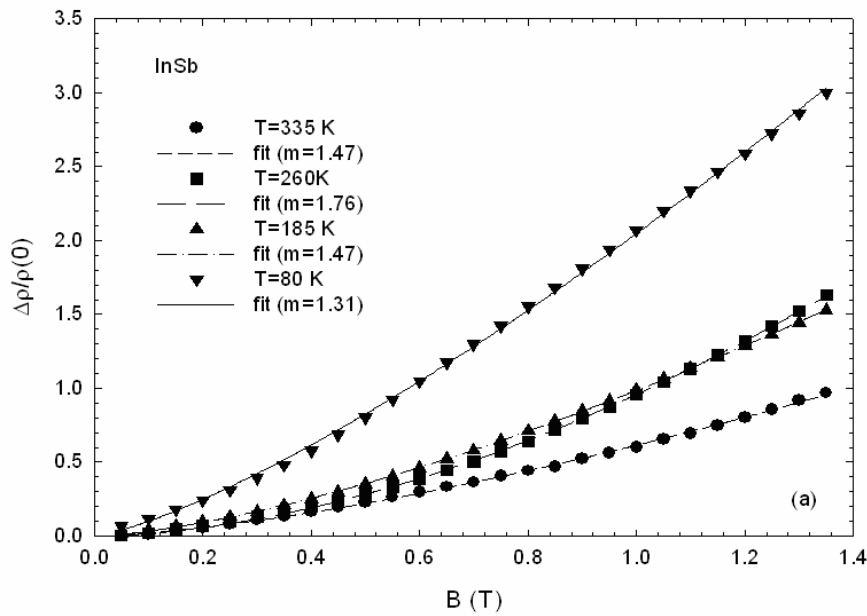
Şekil 5.2. Hall mobilitesinin (dolgu daireler) sıcaklığa bağımlılığı, Hall taşıyıcı yoğunluğu (dolgu üçgenler) ve özgün taşıyıcı yoğunluğunun (çizgi) sıcaklığa bağımlılığı

5.4. Manyetik Özdirenç Ölçümleri

InSb yarıiletkeninde 14-350 K sıcaklık aralığında 24 sıcaklık adımında, 0-1,35 T manyetik alan aralığında 27 manyetik alan noktasında van der Pauw tekniği ile özdirenç ölçümleri yapıldı. Sadece 4 sıcaklık değerinde manyetik alan bağımlı özdirenç ($\Delta\rho/\rho_0$) Şekil 5.3’de verildi (semboller). Genellikle yarıiletkenlerin özdirençleri artan manyetik alanla artar ve manyetik özdirenç klasik manyetik özdirenç teorisi olarak bilinen (4)

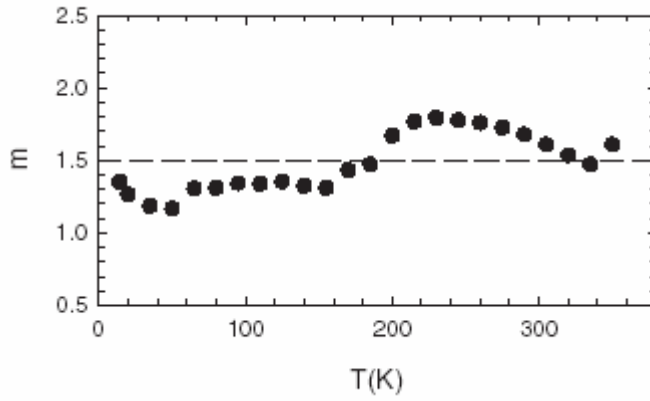
$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{(0)}} = \beta B^m \quad [5.3]$$

eşitliğe uyar. Burada $\Delta\rho=\rho(B)-\rho(0)$, β manyetik özdirenç katsayısı, m güç indeksidir ve genelde 2 dir. Ölçülen manyetik bağımlı özdirenç klasik manyetik özdirenç modeline fit edildi ve fit değerlerinden sadece dört sıcaklık için Şekil 5.3’de verildi. Şekilden de görüldüğü gibi tüm sıcaklıklarda ölçülen manyetik bağımlı özdirencin manyetik alana karesel bağımlılık göstermediği tespit edildi.

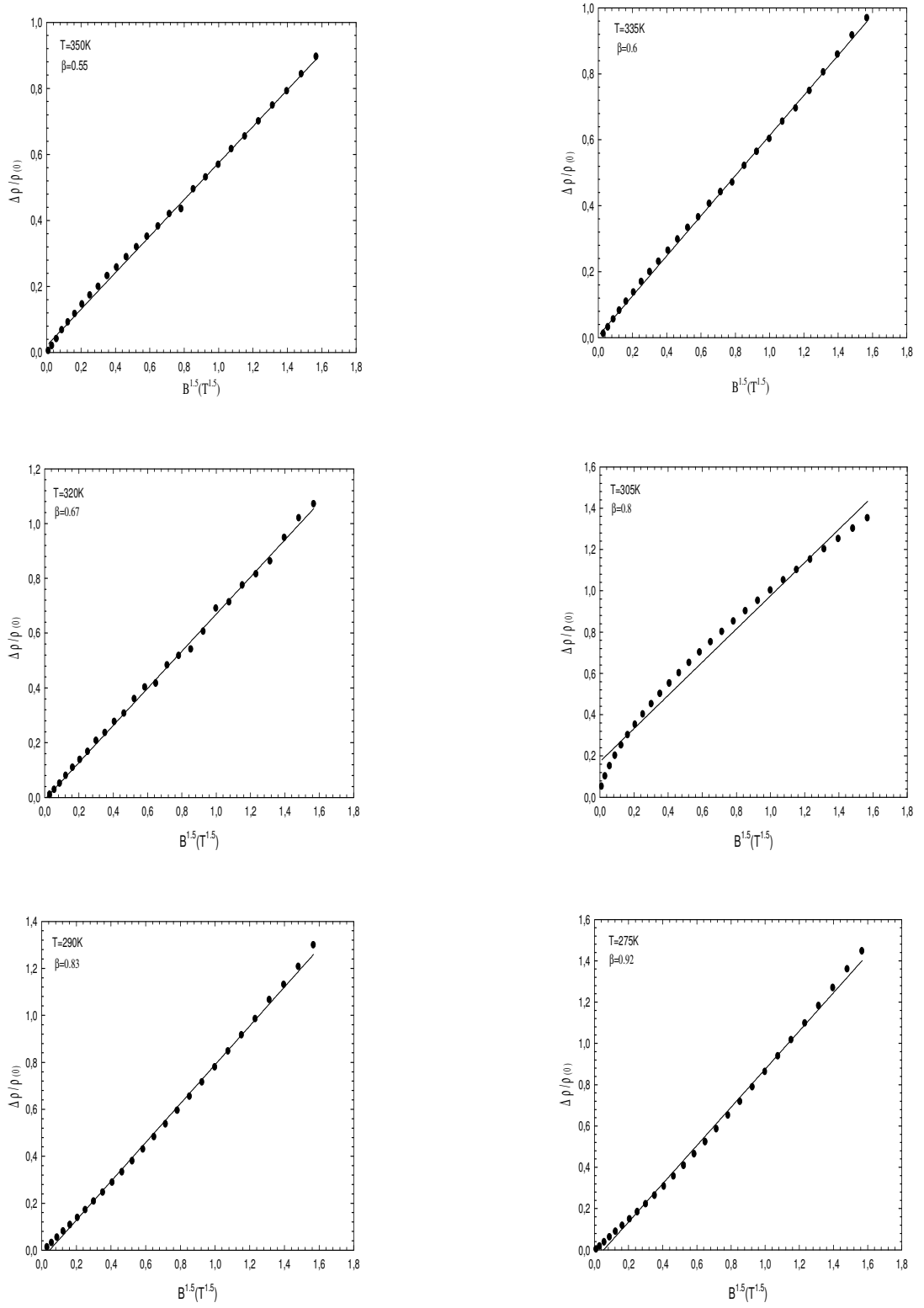


Şekil 5.3. Manyetik alana bağlı özdirenç grafiğinde oluşan m değerleri

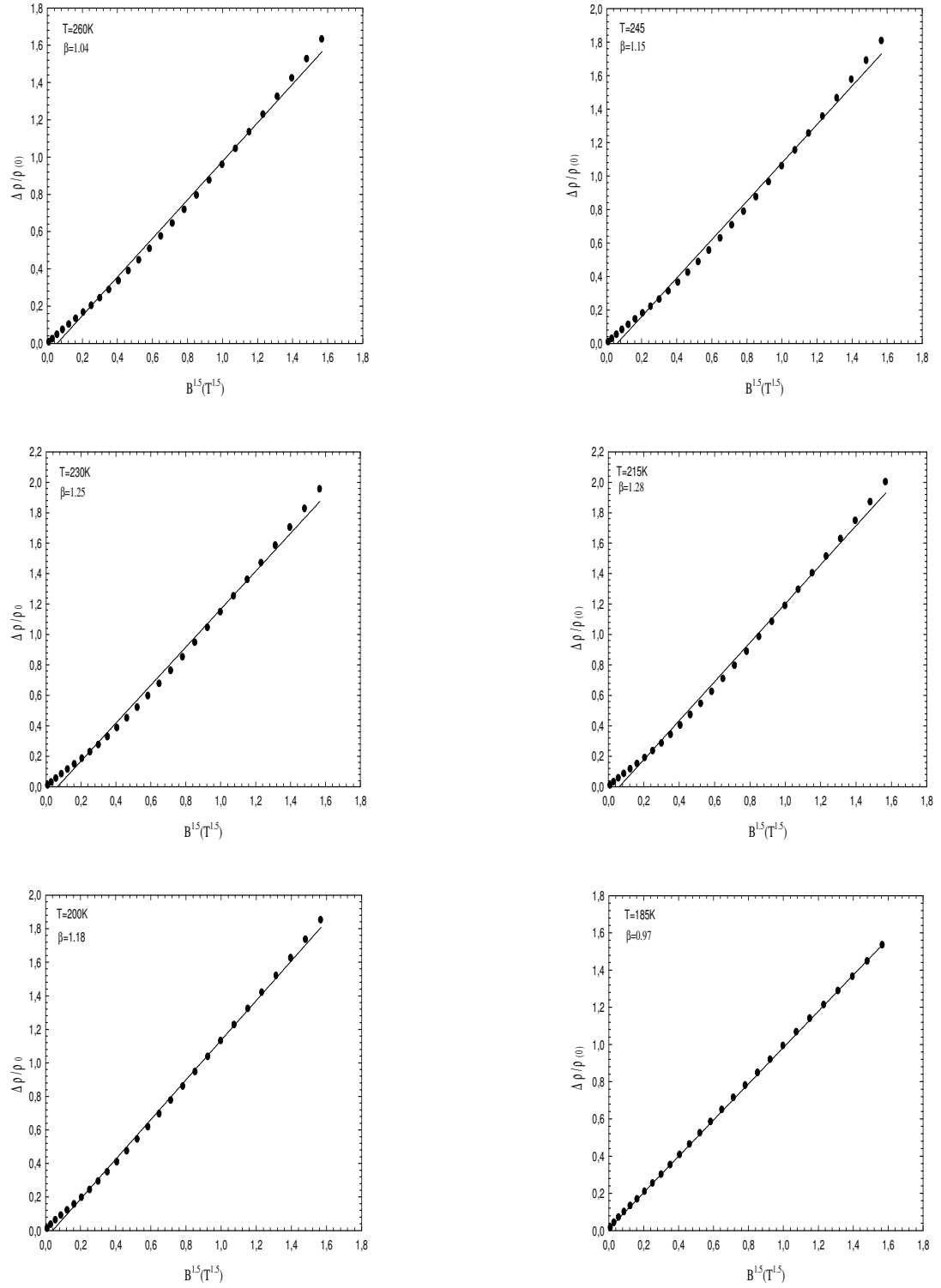
Özdirencin manyetik alan bağımlılığını ifade eden ve tüm sıcaklıklarda fit sonucu elde edilen m parametreleri Şekil 5.4'de verildi. Şekilden de görüleceği gibi m parametresi 1,5 civarında salın yapmaktadır. Sonuç olarak LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı InSb yarıiletkeninde özdirencin manyetik alana karesel (2) yerine 1,5 bağımlılığı elde edildi. Bu nedenle 24 sıcaklık noktasında ölçülen manyetik bağımlı özdirencin $(\Delta\rho/\rho_o)$ 'ın $B^{1,5}$ a karşı grafikleri Şekil 5.5, 5.6, 5.7 ve 5.8'de verildi. İlgili şekillerden görüldüğü gibi bütün sıcaklıklarda lineer bir $(\Delta\rho/\rho_o) \propto B^{1,5}$ ilişkisi elde edildi.



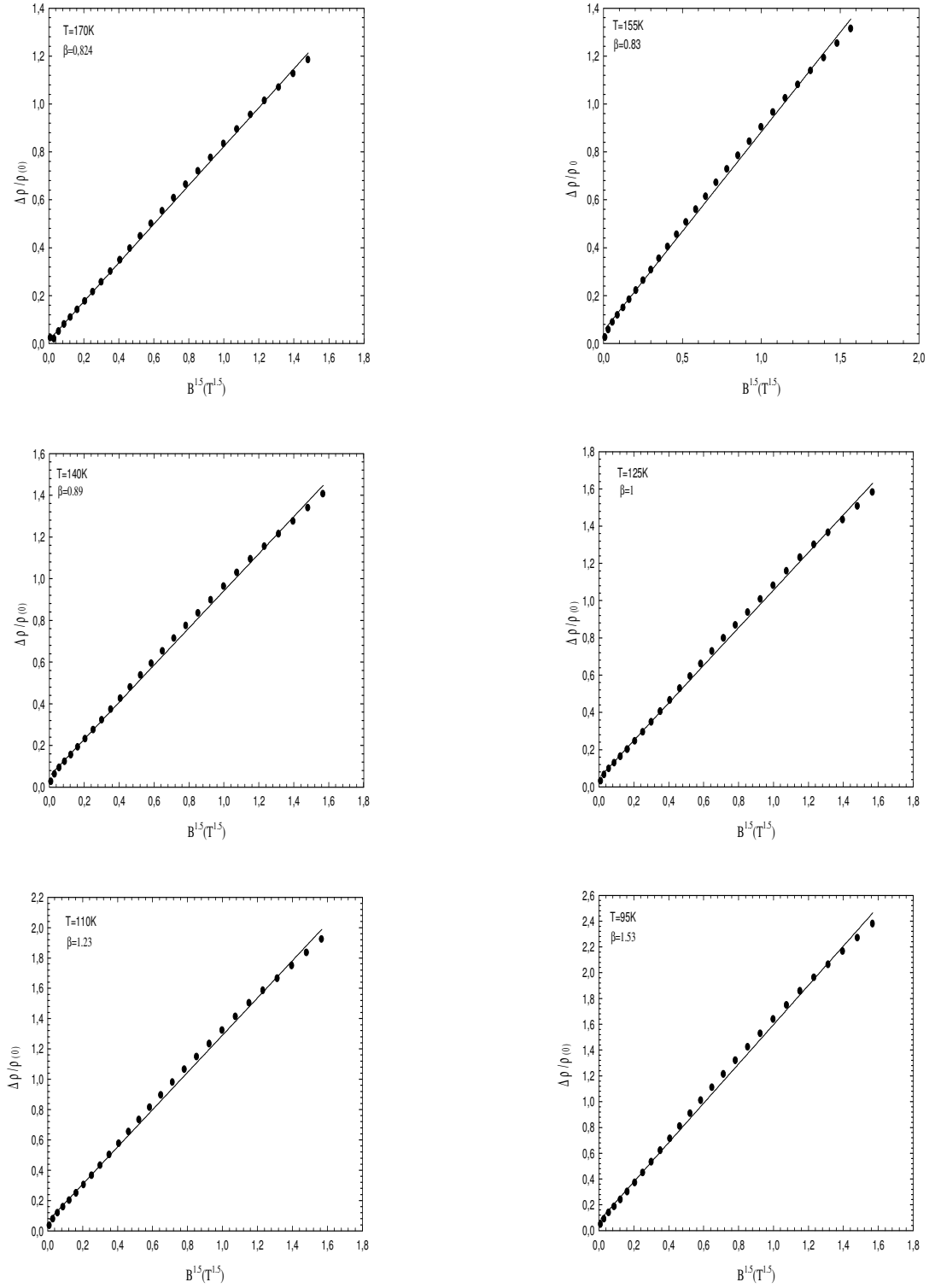
Şekil 5.4. m parametresinin sıcaklıkla değişimi



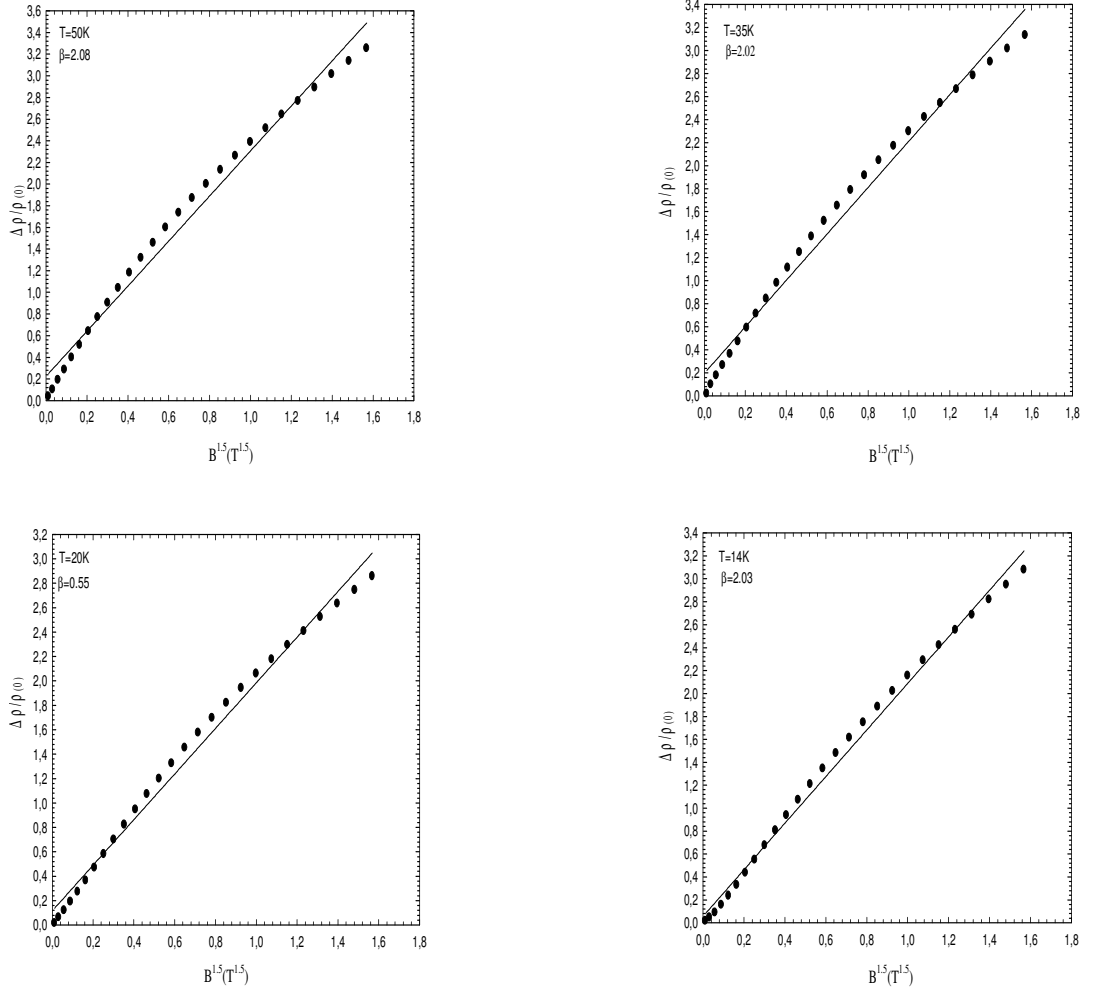
Şekil 5.5. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir



Şekil 5.6. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir

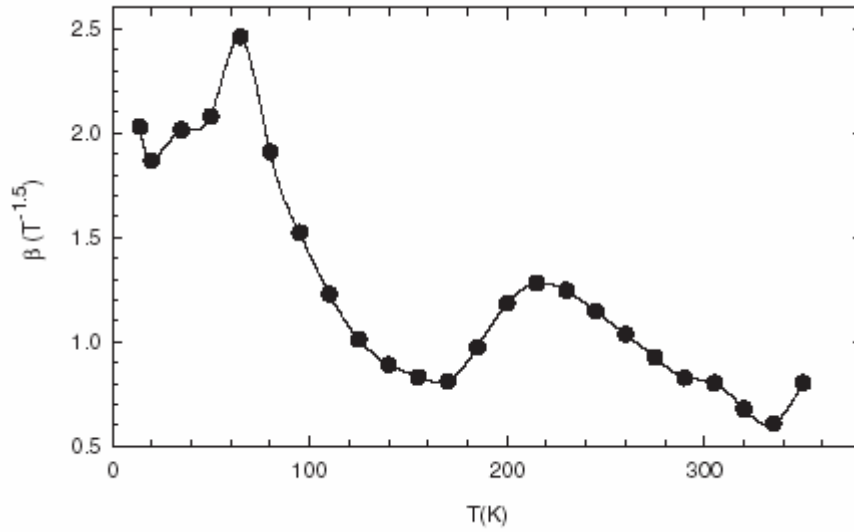


Şekil 5.7. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki eğimidir



Şekil 5.8. Belirtilen sıcaklıklarda manyetik öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi, β ilgili sıcaklıklardaki grafiğin eğimidir

$(\Delta\rho/\rho_0) \propto B^{1.5}$ arasında lineer ilişkideki manyetik öz direnç katsayısı olarak bilenen, $(\Delta\rho/\rho_0) \propto B^{1.5}$ grafiğinin eğiminden elde edilen ve mobilite ile bağlantılı nicelik olan β parametresi önemli bir parametredir. β parametresi saçılma mekanizmalarına, safsızlık yoğunluğuna, taşıyıcı tipine, kısaca mobilitenin bağlı olduğu tüm niceliklere bağlıdır. Sıcaklık bağımlı β parametresi ayrı bir öneme sahip olup manyetik iletimin karakteristiğini verir. Bu nedenle LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı InSb yarıiletkeninde sıcaklık bağımlı β parametresi Şekil 5.9’da verildi.



Şekil 5.9. Manyetik öz direnç katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi

Şekil 5.9’da semboller $\Delta\rho/\rho_0$ ’ın $B^{1.5}$ ’a karşı değişiminin eğimlerinden elde edilmiştir. Düz çizgi göze rehberlik için elle çizilmiştir. Verilen manyetik öz direnç katsayısının iki temel özelliğe sahip olduğu görülmektedir:

- 14-350 K arasında genel olarak manyetik öz direnç katsayısı sıcaklık arttıkça azalmaktadır.
- Bu genel hali dışında manyetik öz direnç katsayısı biri 160-180 K diğeri 20-40 K civarında olmak üzere iki minimum sergilemektedir.

Bu minimumlardan 160-180 K civarında olanı, LEC sisteminin doğasından kaynaklanan C ve Zn katkılarından dolayı safsızlık seviyesinin ürettiği safsızlık saçılmalarında kaynaklanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda (20-40 K civarı) meydana gelen ise Te katkısından kaynaklanan safsızlık seviyesi ile ilgilidir. Sonuç olarak; sıcaklık bağımlı manyetik öz direnç katsayısındaki bu minimumların farklı safsızlıklardan gelen farklı elektron saçılmalarından kaynaklandığı ileri sürülebilir ve bu fikir Bölüm 5.6’da verilen QMSA analizleri ile doğrulanmaktadır.

Beklenen davranışını sergilediği yüksek sıcaklıklarda, manyetik öz direnç katsayısının sıcaklığa bağlılığı, 220-350 K arasında azalan sıcaklıkla artmaktadır. C

ve Zn kirlenmelerinden oluşan, katkıların etkisi, 220 K altında azalan sıcaklıklarla manyetik öz direnç katsayısında bir azalışa sebep olmakta ve 120K civarında etkilerini kaybetmektedirler. 120 K den 70 K civarına sıcaklık azalırken manyetik öz direnç katsayısı azalan sıcaklıkla tekrar artmaya başlamaktadır. 70 K den düşük sıcaklıklarda Te katkılamaşının safsızlık bandında etkisi görülen, ikinci katkı seviyesinden kaynaklanan iyonize Te safsızlıklarından elektron saçılmalarından dolayı manyetik öz direnç katsayısında bir düşüş meydana gelmektedir.

Son zamanlarda LEC tekniğı ile büyütülen bulk GaAs (40), MBE tekniğı ile büyütülen katkısız GaAs ve $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (41) tabakalı yarıiletkenlerinde sıcaklık bağımlı manyetik öz direnç katsayısında düşen sıcaklıkla keskin düşüş gözlemlendi. Çalışılan numunelerde sadece sığ katkıların varlığı tespit edildi ve sığ seviyelerden elektron saçılmaları (iyonize safsızlık saçılması) nedeniyle sıcaklık bağımlı manyetik öz direnç katsayısında keskin düşüşün olduğu sonucuna varıldı (40,41). Bununla birlikte, bu çalışmada göz önüne alınan LEC tekniğı ile büyütülen bulk InSb yarıiletkeninde sığ seviyelerin (düşük sıcaklıklarda etkindirler) yanı sıra derin seviyeler (yüksek sıcaklıklarda etkindirler) de elektron ve manyetik iletimi karakterize etmektedir. Bununla birlikte safsızlıkların elektron ve manyetik iletme etkileri Bölüm 5.6'da QMSA analizleri ile daha detaylı bir şekilde tartışıldı.

5.5. Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA)

Yarıiletkenlerde bireysel bant parametrelerini (her bir bant için taşıyıcı yoğunlukları, mobiliteleri ve iletkenlikleri) hesaplayan çeşitli analiz metotları vardır (42). Bu çalışmada bireysel bant parametrelerinin belirlenmesinde Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA) (35) analiz metodu kullanıldı. QMSA, Hall katsayısı ve öz direncin manyetik alanın fonksiyonu olarak yapılan ölçüm sonuçlarını kullanarak, materyaldeki bireysel taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitelerini ve iletkenliklerini hesaplayan bir analiz metodudur. Bu analiz metodunun temelinde manyetik direnç ölçümleri yatmaktadır. Bu amaçla bu çalışmada manyetik alan numune üzerine dik uygulanarak manyetik direnç ölçümleri yapıldı. Ölçüm sonuçları QMSA metodu ile analiz edildi. Bu analiz metodu, giriş parametresi olarak yalnızca manyetik alana

bağlı ölçülen Hall katsayısı (R_H) ve öz direnç (ρ) verilerini gerektirir ve her hangi bir yaklaşım kullanmaz.

Özdirenç tensörü iletkenlik tensörünün tersidir. $J=\sigma E$ veya $E=\rho J$. Bu tensör şu şekilde açıkça ifade edilebilir:

$$\begin{aligned} E_x &= \rho_{xx} J_x + \rho_{xy} J_y \\ E_y &= \rho_{yx} J_x + \rho_{yy} J_y \end{aligned} \quad [5.5]$$

$\rho_{xx}=\rho_{yy}=\rho$ (materyalin öz direnci) olduğu düşünülerek ve $\rho_{xy}=-\rho_{yx}$ direnci için Eş. 5.5 ve $J_y=0$ şartı kullanılarak Eş 4.25'de $\rho_{xy}=B_z R_H$ yazılır.

Bu durumda öz direnç tensörü:

$$\begin{pmatrix} \rho & -B_z R_H \\ B_z R_H & \rho \end{pmatrix} \quad [5.6]$$

İletkenlik tensörü ise bunun tersi olup

$$\begin{pmatrix} \frac{\rho}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} & \frac{B_z R_H}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} \\ -\frac{B_z R_H}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} & \frac{\rho}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} \end{pmatrix} \quad [5.7]$$

ile tanımlanır.

$\mu=R_H/\rho$ ve $\rho=1/(nq\mu)$ olduğu için iletkenlik tensörünün elamanları aşağıdaki şekillere dönüştürülebilir:

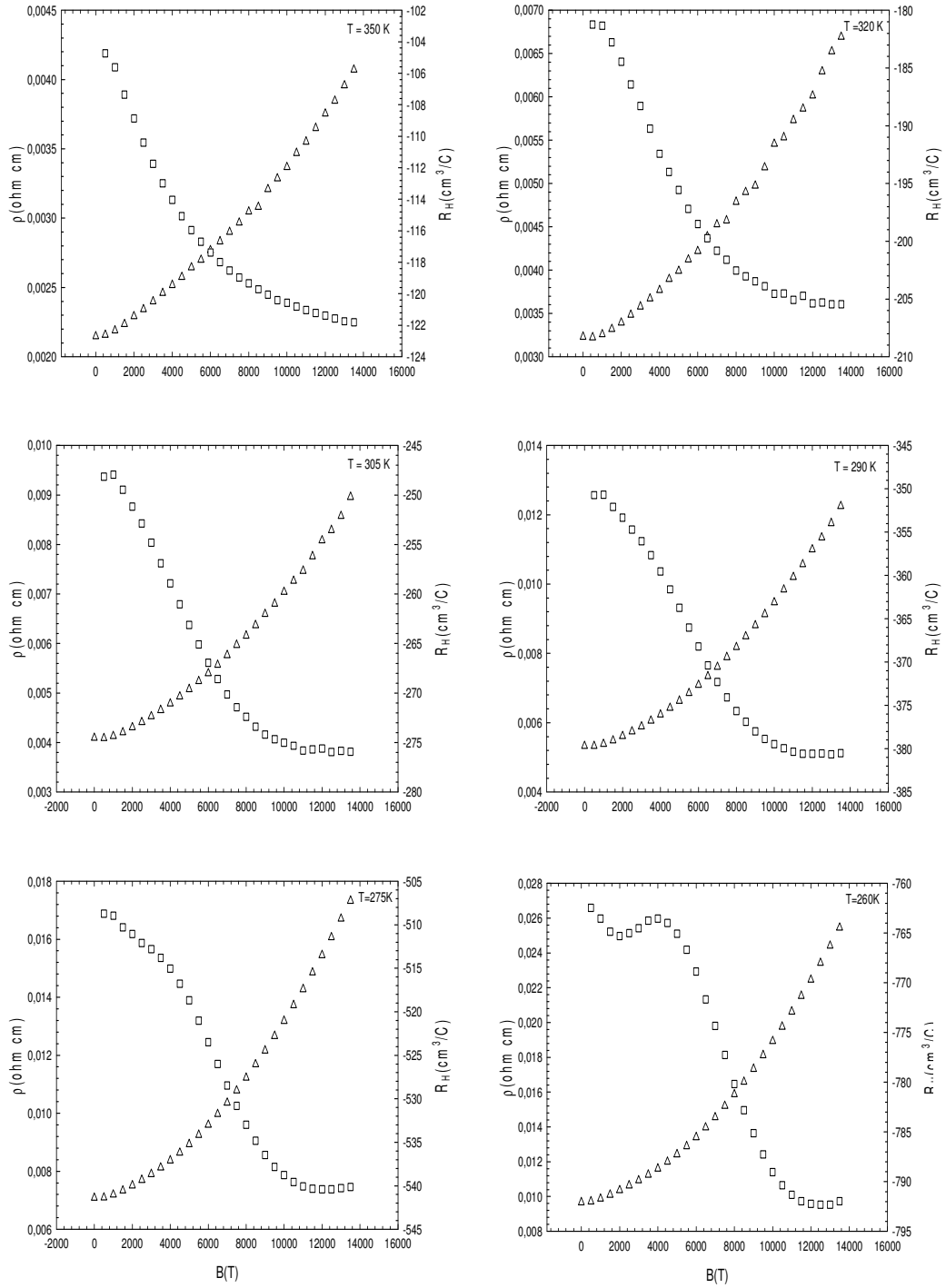
$$\sigma_{xx} = \frac{nq\mu}{1 + \mu^2 B_z^2} \quad [5.8]$$

$$\sigma_{xy} = \frac{nq\mu^2 B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} = \sigma_{xx} \mu B_z \quad [5.9]$$

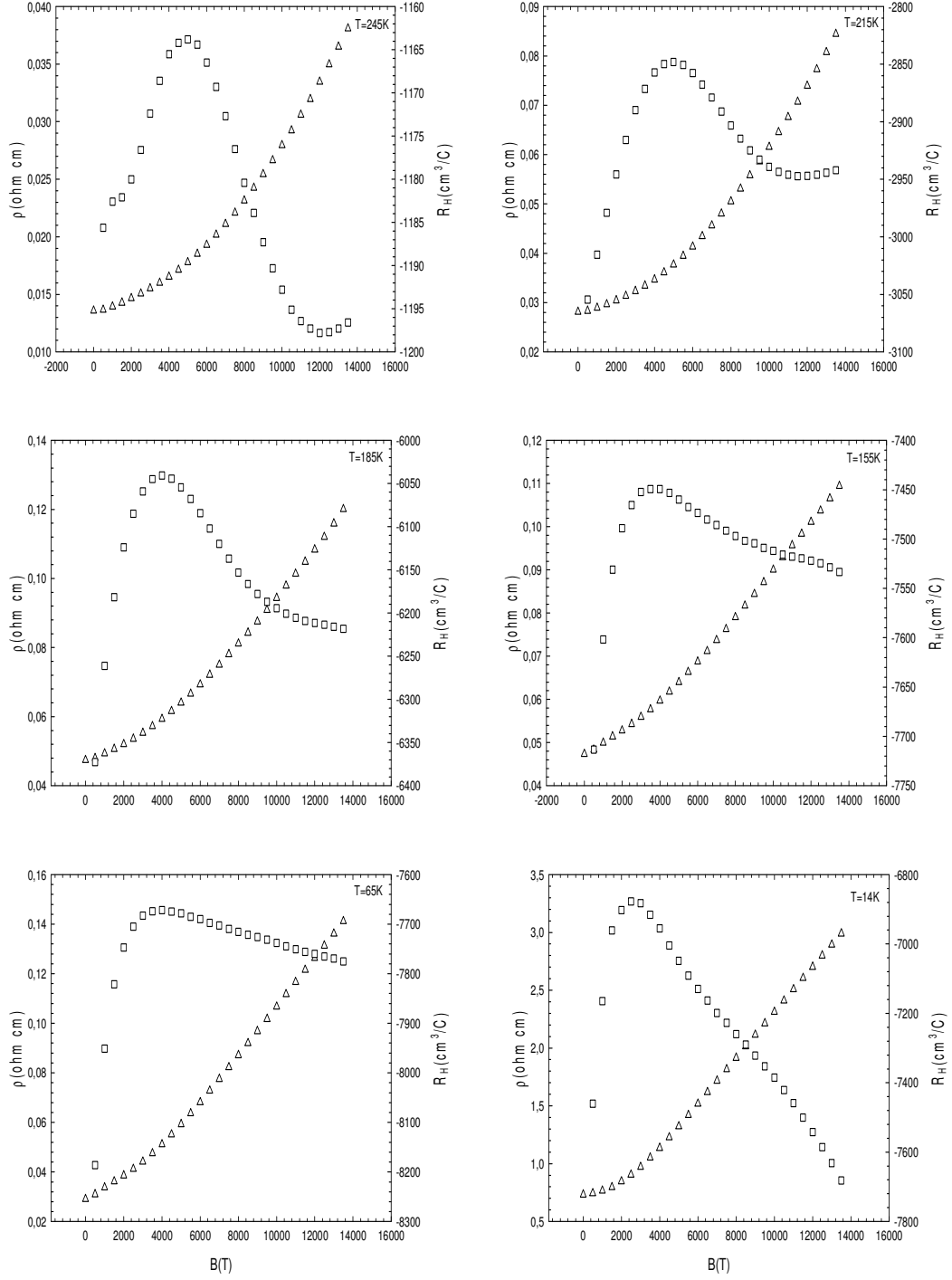
(q)yükü ve (μ) mobilitesi işaretli niceliklerdir ve her birinin işareti aynı olmalıdır. Bundan dolayı σ_{xx} daima pozitif bir niceliktir ve σ_{xy} (pozitif B_z için) taşıyıcı yükleriyle aynı işaretlidir.

Deneyssel olarak ölçülen Hall katsayısı (R_H) ve öz direnç (ρ) giriş parametrelerinden, iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}) yukarıda bahsedildiği gibi belirlenir ve mobilite spektrumu iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağımlılığından bulunur. Esasında metot bir iterasyon yöntemi olup, metot deneyssel σ_{xy} tensörünün manyetik alanla genel davranışından bir başlangıç mobilite spektrumu hesaplanır ve geri dönerek hesaplanan mobilite spektrumundan σ_{xy} ve σ_{xx} iletkenlik tensörlerini oluşturur. Hesaplanan tensörlerle deneyssel tensörler kıyaslanır ve bu tensörler kullanılarak tekrar mobilite spektrumu oluşturulur. Yeni spektrumdan yeni tensörler elde edilir ve tekrar deneyyle kıyaslanır. Bu işlem deneyyle kabul edilebilir uyum sağlayana kadar devam ettirilir ve deneyyle gerekli uyumu sağlayan (hesaplanan) iletkenlik tensörleri ve mobilite spektrum çıktı olarak verilir. Elde edilen spektrumun doğruluğu hesaplanan iletkenlik tensörleri ile deneyssel iletkenlik tensörleri arasındaki uyuma bağlıdır. Bu uyum da manyetik alan değerine bağlıdır, yani birkaç Teslalara çıkabilen manyetik alanlarda mükemmel uyumlar elde edilir.

QMSA analiz metodunda girdi parametresi olarak kullanılan deneyssel Hall katsayısı (R_H) öz direncin (ρ) bazı sıcaklıklar için manyetik alanla değişimi Şekil 5.10 ve 11’de örnek olarak verildi. Manyetik alan bağımlı deneyssel Hall katsayısı (R_H) ve öz direncin (ρ) QMSA analiz metodunda kullanılmasıyla manyetik alan bağımlı teorik iletkenlik tensörleri 14-350 K arasında 24 sıcaklık noktasında elde edildi. Şekil 5.12 ve 5.13’de deneyssel ve QMSA’dan elde edilen teorik iletkenlik tensörleri verildi. Şekil 5.12 ve 5.13’de verilen QMSA analizi sonucunda elde edilen teorik ve deneyssel iletkenlik tensörleri arasındaki iyi uyum, QMSA metodundan elde edilen mobilite spektrumunun doğruluğunun bir göstergesidir.

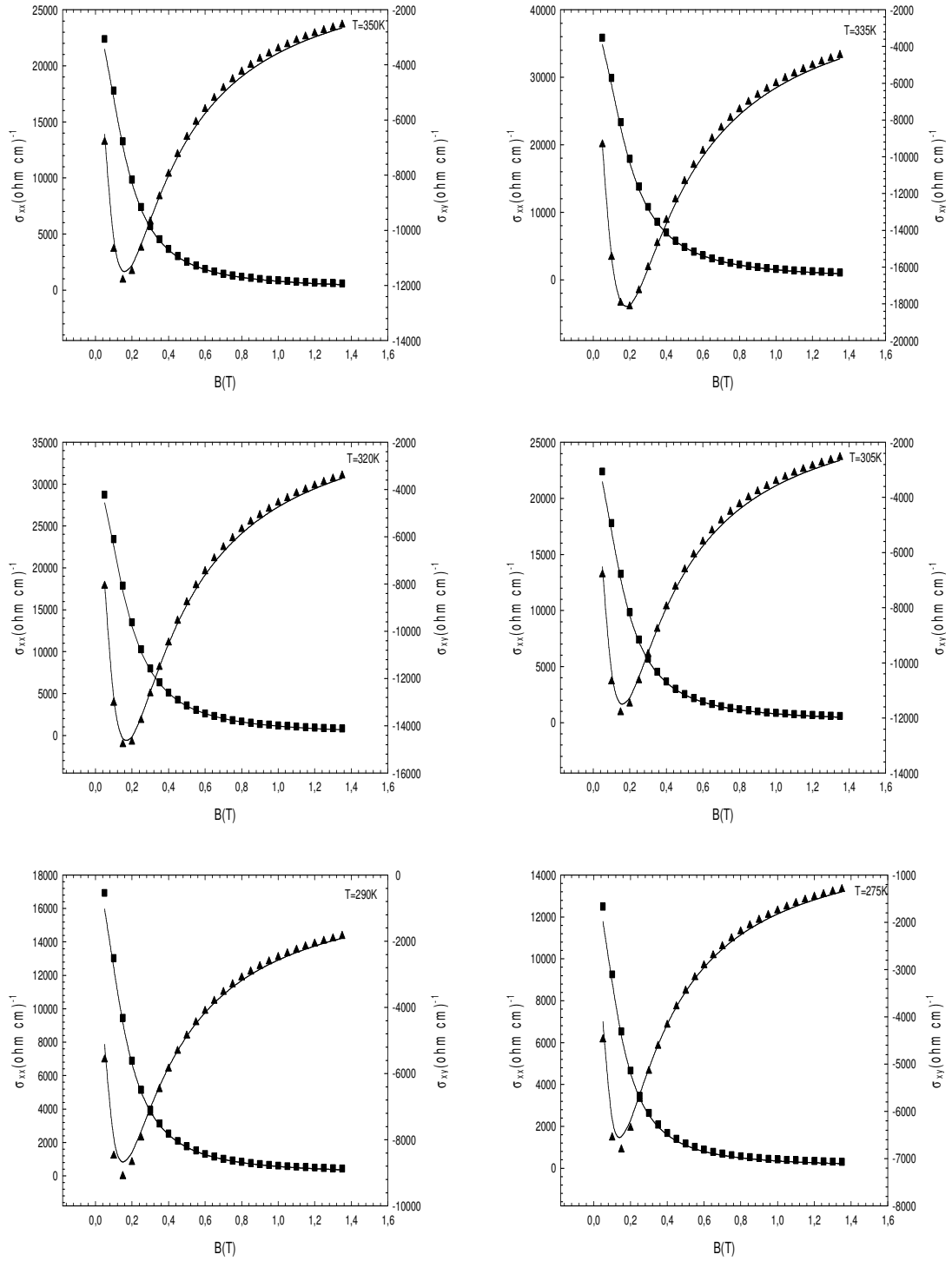


Şekil 5.10. Farklı sıcaklıklar için deneysel ρ (Δ semboller) ve R_H 'ın ($\square$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi

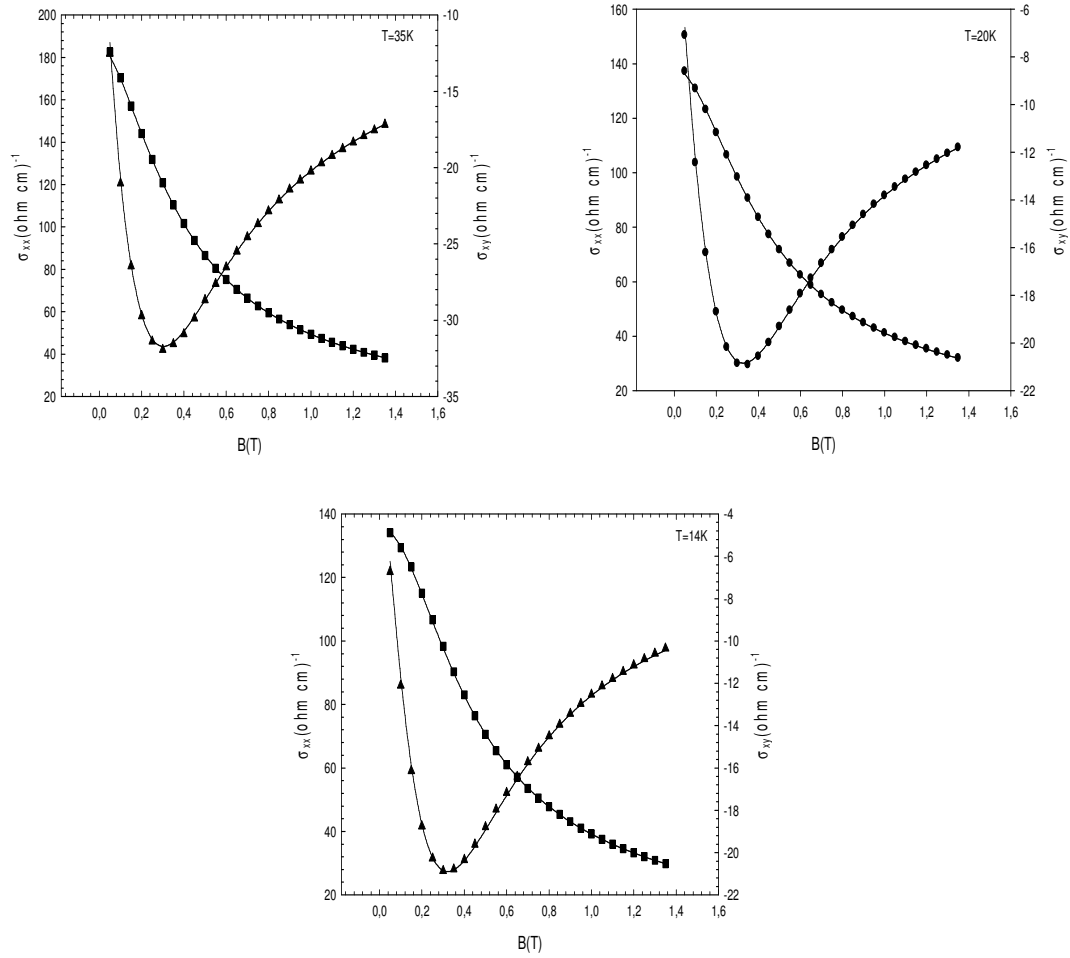


Şekil 5.11. Farklı sıcaklıklar için deneysel ρ (Δ semboller) ve R_H 'ın ($\square$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi

Bazı sıcaklıklar için QMSA analizlerinden elde edilen manyetik alan bağımlı deneysel ve teorik iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}) Şekil 5.12 ve Şekil 5.13'de verildi.



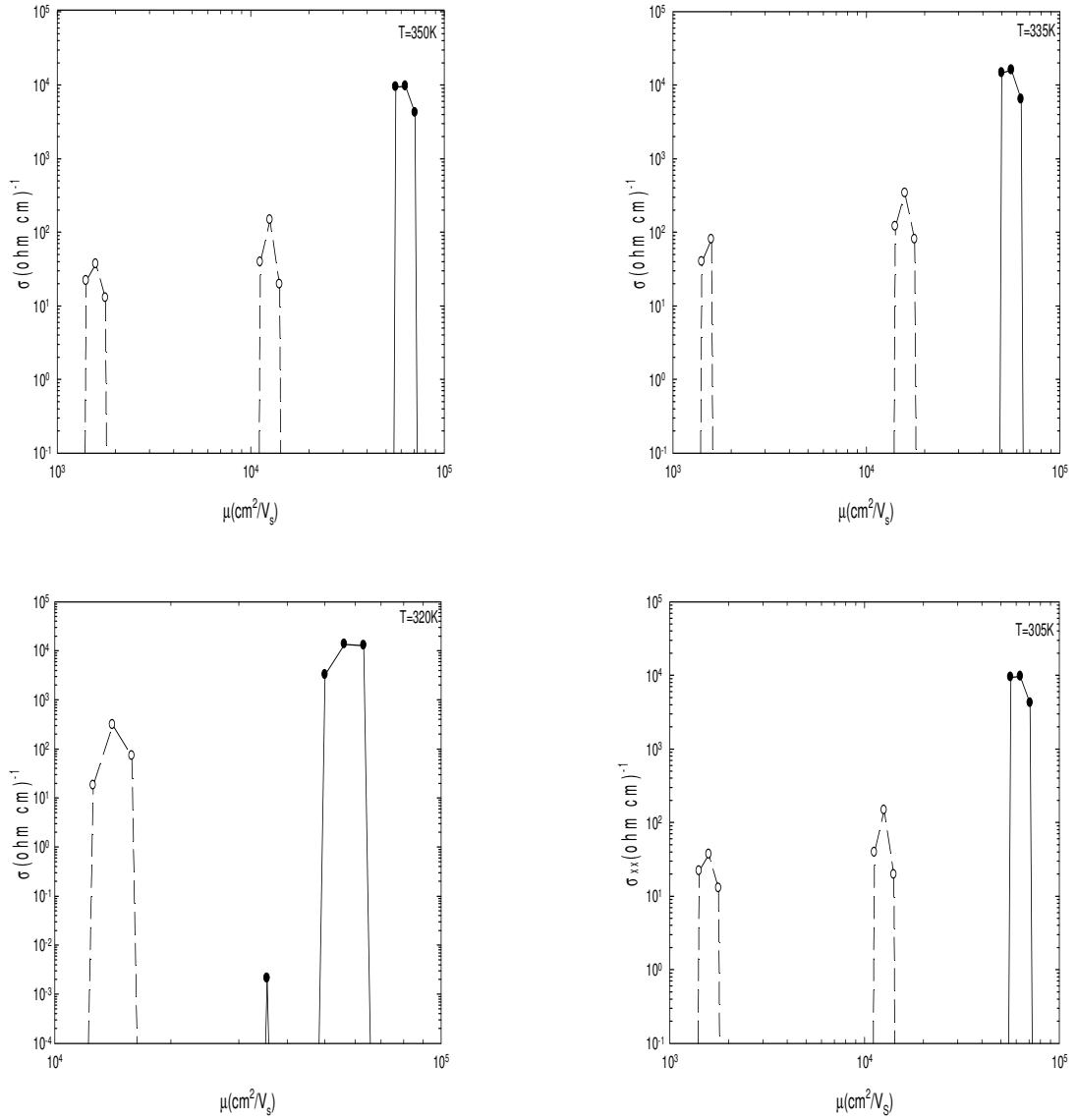
Şekil 5.12. İletkenlik tensörlerinin 350, 335, 320, 305, 290, 275K'deki manyetik alana bağlı değişimi, semboller deneysel ($\square \sigma_{xx}$, $\Delta \sigma_{xy}$) ve düz çizgiler ise QMSA analizlerinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder



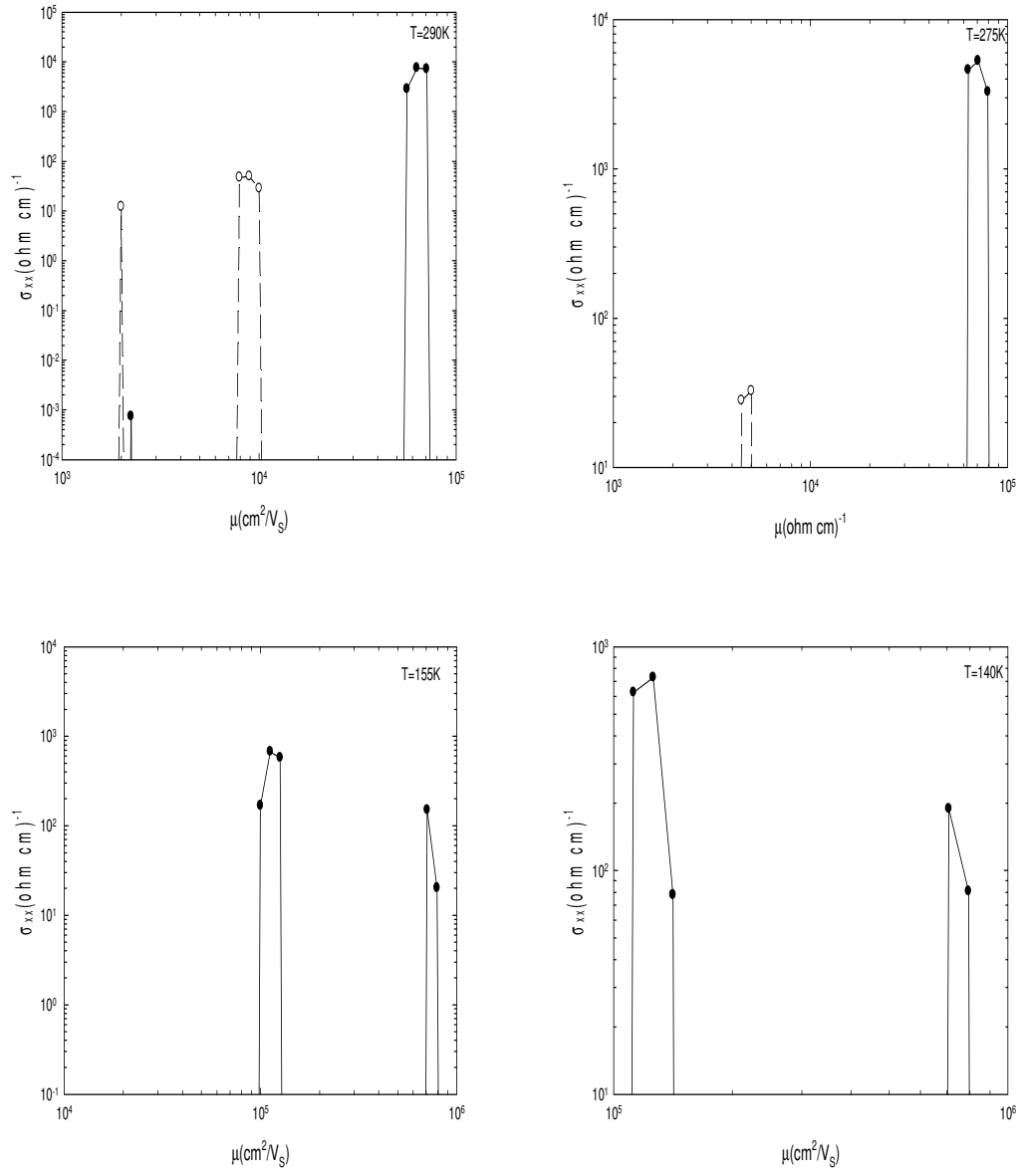
Şekil 5.13. İletkenlik tensörlerinin 35, 20, 14K'deki manyetik alana bağlı değişimi, semboller deneysel ($\square \sigma_{xx}$, $\Delta \sigma_{xy}$) ve düz çizgiler ise QMSA analizlerinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder

350-14 K arasında 24 sıcaklık noktasında ve 0-1,35 T aralığında manyetik alanın fonksiyonu olarak ölçülen R_H ve σ deneysel verilerinin QMSA de girdi parametresi olarak kullanılmasıyla 24 sıcaklık noktası için mobilite spektrumları elde edildi. Analiz sonucunda elde edilen mobilite spektrumları her bir sıcaklık için Şekil 5.14, 5.15, 5.16'da verildi. İlgili şekillerden de görüldü gibi gayet net elektron ve deşik pikleri elde edildi. Yüksek sıcaklık bölgesinde (200-300 K) bir elektron ve iki deşik piki gözlenirken hemen 200 K'nin altında art arda dört elektron piki elde edildi. 60-140 K arasında sadece bir elektron ve deşik piki elde edildi. Düşük sıcaklıklarda ise ($140 > T$) yine çoklu elektron ve deşik pikleri elde edildi. QMSA mobilite

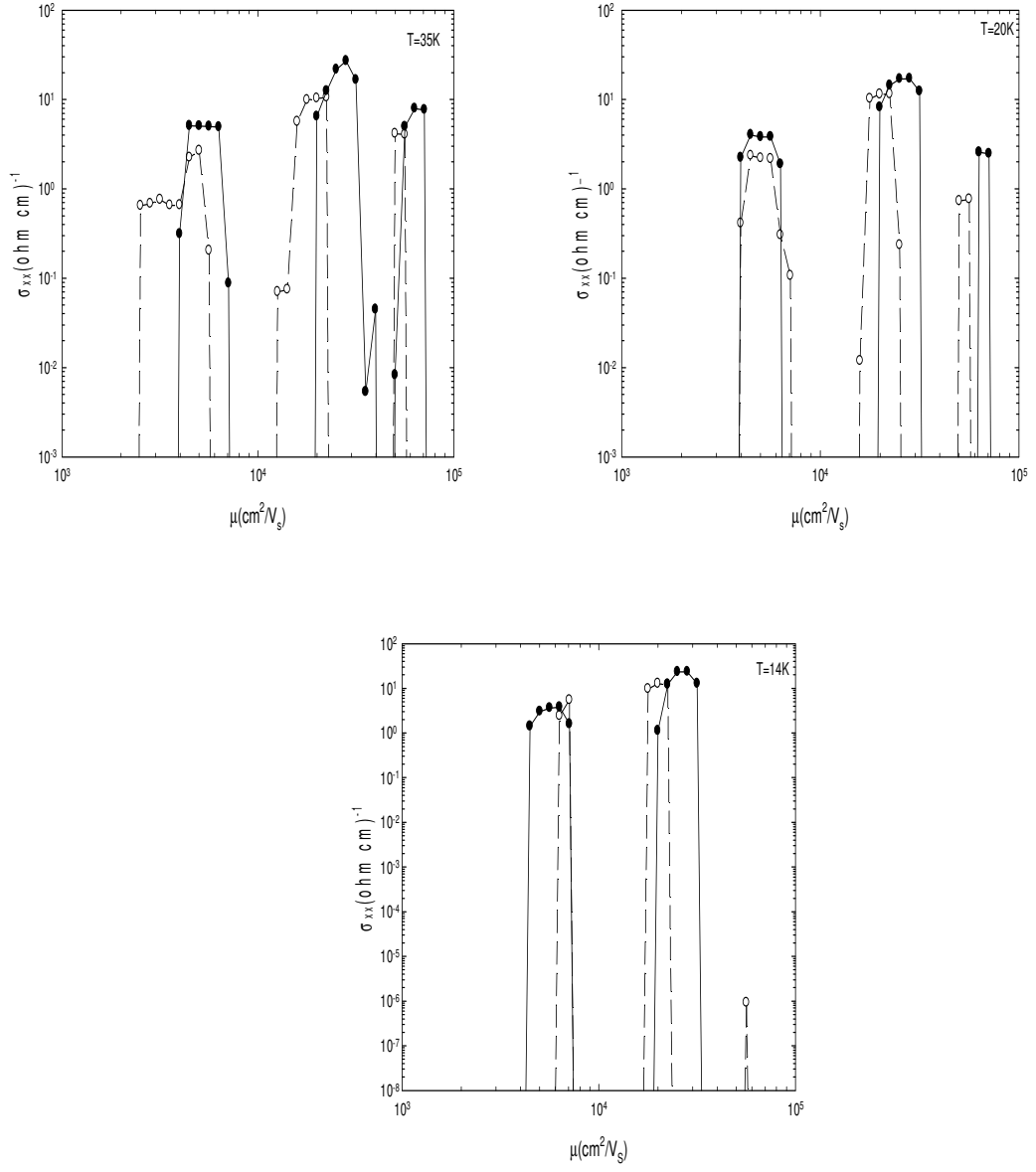
spektrumlarından elde edilen taşıyıcı yoğunlukları ve onlara karşılık gelen mobilité değerleri sıcaklığın fonksiyonu olarak Şekil 5.16 a ve b’de verildi.



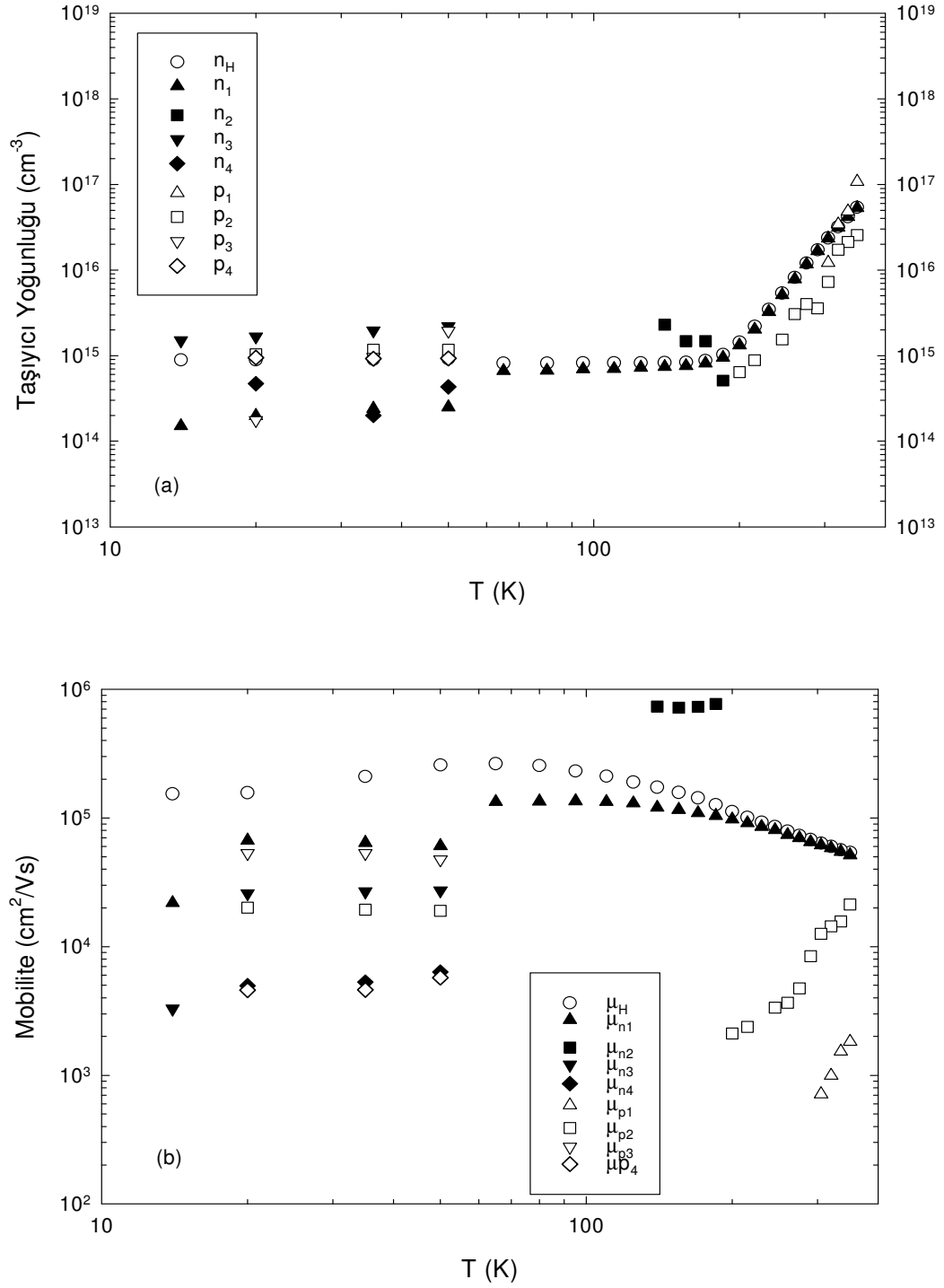
Şekil 5.14. 350, 335, 320 ve 305 K’de mobilité spektrumları, dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder



Şekil 5.15. 290, 275, 155 ve 140 K’de mobilite spektrumları, dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder



Şekil 5.16. 35, 20 ve 14K’de mobilite spektrumları, dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder



Şekil 5.17. (a) Sıcaklık bağımlı taşıyıcı yoğunluğu, (b) Sıcaklık bağımlı mobilite

İçi boş daireler ölçülen Hall taşıyıcı ve mobilitesini, diğer içi boş ve dolu semboller sırasıyla QMSA den elde edilen taşıyıcıları ve onlara karşılık gelen mobiliteleri göstermektedir.

Yüksek sıcaklık bölgesinde (200-300 K) QMSA analizlerinden elektron yoğunluğu hafifçe yüksek olmak üzere yaklaşık $E_o = 0,26$ eV'luk bir aktivasyon enerji ile artan sıcaklıkla artan ve ölçülen Hall taşıyıcı yoğunluğu ile aynı sıcaklık davranışını sergileyen hem elektron hem de deşik yoğunlukları elde edildi (Şekil 5.17 (a)). Bu davranıştan; LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı n-tipi bulk InSb yarıiletkeninde Bölüm 5.3'te tartışılan 200 K'den yukarı sıcaklıklarda elektronların baskın özgün yarıiletken ($n \approx p$) davranışı açıkça doğrulanmaktadır. Yani, 200 K üstünde hem elektronlar hem de deşikler hem elektron hem de manyetik iletimi karakterize etmektedir.

140-200 K sıcaklık arasında ölçülen taşıyıcı yoğunluğuna yakın 10^{15} cm^{-3} mertebesinde ve $\sim 10^6$ mertebesinde mobiliteye sahip dört sıcaklıkta ortaya çıkan elektronların varlığı tespit edildi. Bu elektronların geldiği safsızlık seviyeleri ortaya çıktıkları sıcaklık itibariyle Te seviyesinden yüksek ve yasak enerji aralığından küçük ve takriben $E_g/2$ civarındadır. Diğer taraftan LEC tekniğinin doğasından kaynaklan C ve Zn safsızlık seviyeleri yasak enerji aralığı orta kesimlerinde ortaya çıktığı da bilinmektedir. Sonuç olarak, 140-200 K aralığında etkin olan, LEC doğasındaki C ve Zn kirliliğinden kaynaklanan ve yasak enerji aralığının orta kesimlerine yerleşen derin seviyelerden elektron saçılmaları yüksek mobilite nedeniyle elektron iletimine fazla bir etkisi olmamakla birlikte bu sıcaklık aralığında manyetik iletim oldukça etkilemektedir. Sıcaklık bağımlı manyetik öz direnç katsayısında 140-200 K aralığındaki minimum C ve Zn derin safsızlık seviyelerden elektron saçılmalarından kaynaklanmaktadır.

50 K'in altındaki sıcaklıklarda QMSA analizlerinden çoklu hem elektron hem de deşik taşıyıcıları elde edildi. Bu hemen iletkenlik bandının altında Te katkısından ve/veya diğer kirliliklerden kaynaklanan en az iki tip sığ verici ve valans bandının

hemen üstünde en az iki tip sığ alıcı seviyelerinin var olduğunu gösterir. Bu durumda düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandı iletimi yerine safsızlık bandı iletimi vardır ve taşıyıcı yoğunluğu ve mobite sıcaklıktan bağımsızdır (26). Safsızlık bandı iletiminin varma olma şartları yarıiletken yüksek derecede katkılı olmalı, taşıyıcı yoğunluğu orta sıcaklıklarda bir mimum yaparak düşük sıcaklıklarda sabite meyilleşmeli ve düşük sıcaklıklarda mobilitate sabit olmalıdır. Böyle durumda sıcaklık bağımlı düşük sıcaklık özdirenç analizlerinden hesaplanan aktivasyon enerjisi safsızlık aktivasyon enerjisi değil ısısal aktivasyonlu hooping iletkenliğin aktivasyon enerjisidir. Rastgele dağılmış alıcıların varlığında n-tipi yarıiletkende bozulmuş verici seviyeleri arasında elektronlar işgal edilmiş bir verici atomundan işgal edilmemiş bir verici atomuna bir aktivasyon enerji ile geçerler (27). Bu enerji düşük sıcaklık özdirenç eğiminden $\sim 1,5$ meV olarak hesaplandı.

6. SONUÇ

Bu çalışmada LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı n-tipi bulk InSb yarıiletkeninde 14-350 K sıcaklık aralığında ve 0-1,35 T manyetik alan aralığında sıcaklığın ve manyetik alanın fonksiyonu olarak öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Kasıtlı Te katkısının ve LEC bulaşıkları olan C ve Zn katkılarının elektron ve manyetik iletme etkileri araştırıldı. Bu amaçla; önce sıfır manyetik alan sıcaklık bağımlı öz direnç, manyetik öz direnç ve sabit alan sıcaklık bağımlı Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu klasik modellerle analiz edildi. Sonra manyetik alan bağımlı öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri QMSA tekniği ile analiz edildi. Analizlerden aşağıdaki sonuçlar elde edildi:

- Sıcaklık bağımlı öz direncin klasik yarıiletken davranışı sergilediği gözlemlendi. Yüksek sıcaklık eğiminden $E_o = 0,26$ eV ve düşük sıcaklık eğiminden $E_i = 3$ meV aktivasyon enerjisi elde edildi. E_o enerjisi yasak enerji aralığı ile bağlantılıdır.
- Sıcaklık bağımlı taşıyıcı yoğunluğu, yüksek sıcaklıklarda (160-350 K) düşen sıcaklıkla düşerken 160 K altında sıcaklıktan bağımsızdır. Yüksek sıcaklık eğiminden, öz dirençten elde edilen aynı E_o (0,26 eV) enerjisi elde edildi. Ayrıca yüksek sıcaklık taşıyıcı yoğunluğu $n_i = 5.76 \times 10^{14} T^{3/2} \exp(-0,26/2kT) \text{ cm}^{-3}$ eşitliği ile verilen özgün taşıyıcı yoğunluğuna tamamen uymaktadır. Yani bu sıcaklık bölgesinde özgün iletkenlik hakimdir.
- Düşük sıcaklık bölgesinde sabit taşıyıcı yoğunluğu, öz direnç analizinden elde edilen Te'ün bağlanma enerjisinden büyük aktivasyon enerjisi ve sıcaklık bağımlı mobilitenin davranışından 50 K'den aşağı sıcaklıklarda ısısal aktifli safsızlık bandı iletimi hakim olduğu ve 50-100 K arası iyonize safsızlık mekanizması baskın olduğu sonucu çıkarıldı.
- Yüksek sıcaklık bölgesinde polar optik baskın olmak üzere akustik fonon ve iyonize safsızlık saçılmaları etkin saçılma mekanizmalarıdır.
- Manyetik öz direnç, manyetik alana karesel (B^2) bağımlılık yerine $(\Delta\rho/\rho_o) \propto B^{1,5}$ bağımlılığı elde edildi. Manyetik öz direnç katsayısı (β) 14-350 K arasında genel

olarak sıcaklık arttıkça azalmakla beraber biri 160-180 K diğeri 20-40 K civarında olmak üzere iki minimum sergilemektedir.

- QMSA analizlerinden yüksek sıcaklık bölgesinde (160-350 K) ölçülen taşıyıcı yoğunluğuna yakın hem elektronlar hem de deşikler elde edilmesi bu sıcaklık aralığında özgül iletkenliğin teyitidir.
- QMSA analizlerinden 160-200 K aralığında elde edilen ikinci tip elektronlar LEC kirliliği olan C ve Zn atomlarından gelmektedir ve bu safsızlıklar yasak enerji aralığının ortalarında derin safsızlık seviyeleri üretmektedirler. Bu safsızlıklar hem elektron hem de manyetik iletim özelliklerini etkilemektedirler. Manyetik özdirenç katsayısında 160-180 K aralığındaki minimum bu safsızlıklardan elektron saçılmalarından kaynaklanmaktadır.
- 50 K'in altındaki sıcaklıklarda QMSA analizlerinden çoklu hem elektron hem de deşik taşıyıcıların elde edilmesi iletkenlik bandının hemen altında (sığ) ve valans bandının hemen üstünde sığ verici ve alıcı safsızlık seviyelerinin varlığını gösterir. Hem bu durum hem de sıcaklıktan bağımsız taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite kesinlikle iletkenliğin iletkenlik bandında değil safsızlık bandındaki verici seviyeler arasında elektron geçişleri sayesinde olduğunu gösterir. Isısal aktivasyonlu safsızlık iletiminin aktivasyon enerjisi 1,5 meV olarak hesaplandı. Manyetik özdirenç katsayısında düşük sıcaklıktaki minimum bu safsızlıklardan kaynaklanmaktadır.

Sonuç olarak, LEC tekniği ile büyütülen Te katkılı n-tipi bulk InSb yarıiletkeninde elektron ve manyetik iletim özellikleri C, Zn ve Te katkılarıyla karakterize edilmektedir. Yüksek sıcaklıklarda özgül iletkenlik (hem elektronlarla hem deşiklerle), orta sıcaklık bölgesinde C ve Zn safsızlıkları ile motive edilmiş iletkenlik bandı iletimi ve düşük sıcaklıklarda safsızlık bandı iletimi hakimdir.

KAYNAKLAR

1. Madelung, O., "InSb Data" , Semiconductors-Basic Data, *Springer-Verlag*, Heidelberg, New York, Berlin, 114-122 (1996).
2. Solin, S. A., Thio, T., Hines, D. R. and Heremans, J. J., "Extraordinary Magnetoresistance at 300 K in Inhomogeneous Narrow-Gap Semiconductors" , *Science*, 289: 1530 (2000).
3. Siemens Aktiengesellschaft, "Magnetic Sensors International Data Book" , *Siemens*, München, 1-1995 (1994).
4. Kasap, M. and Acar, S., "The Temperature dependence of electron and magneto transport properties in Te-doped InSb " , *Phys. Stat. Sol.(a)*, 201 (14): 3113-3120 (2004).
5. Martin, G. M., Mitonneau, A. and Mircea, A., "Electron traps in bulk and epitaxial GaAs crystals" , *Electron. Lett.*, 13: 191 (1977).
6. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Bartoli, F. J., Arnold, D. J., Sivannanthan, S. and Faurie, J. P., "Methods for magnetotransport characterization of IR dedector materials" , *Semicond. Sci. Technol.*, 8: 805-823 (1993).
7. Kim, J. S., Seiler, D. G. and Tseng, W. F., "Multicarrier characterization for extracting mobilities and carrier densities of semiconductors from variable magnetic field measurements" , *J. Appl. Phys.*, 73: 8324 (1993).
8. Antoszewski, J. D., Seymour, J., Faraone, L., Meyer, J. R. and Hoffman, C. A., "Magneto-Transport Characterization Using Quantitative Mobility-Spectrum Analysis" , *J. of Elec. Mat.*, 24: 1255-1262 (1995).
9. Kasap, M., Acar, S., "Temperature-Dependent Galvonmagnetic Measurements on Doped InSb and InAs Grown by Liquid Encapsulated Czochralski" , *Chin. Phys. Lett.*, 22: 1218 (2005).
10. Chelikowsky, J. R. and Cohen, M. L., "Non local pseudopotential calculations for the electronic structure eleven diamond and zing-blende semiconductors" , *Phys. Rev.*, B14: 556-580 (1976).
11. Dresselhaus, G.D., " Spin-Orbit coupling effect in zinc-blende structures " , *Phys. Rev.*, 100 (2) : 580-586 (1955).
12. Kane, E. O., "Semiconductors" , Semiconductors and Semimetals, edited by Willardson, R. K., Beer, A. C., *Academic*, New York, 85-92 (1996).
13. Herman, C., and Weisbuch, C., "kp perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination" , *Phys Rev.*, B15: 823-833 (1977).

14. Varshni, Y. P., "Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors", *Physica*, 34: 149-154 (1967).
15. Adachi, S., "in Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds", *John Wiley and Sons*, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 127-134 (1992).
16. Paul, S., Roy, J. B., and Basu, P. K., "Empirical expressions for the alloy composition and temperature dependence of the band gap and intrinsic carrier density", *J. Appl. Phys.*, 69 (2): 827-829 (1991).
17. Stradling, R.A., and Wood, R.A., "The application of the magnetophonon effect to a study of hot electron phenomena in insb", *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 3 (1) 94: 2425-2435 (1970).
18. Eaves, L., Stradling, R. A., Askenazy, S., Leotin, J., Portal, J. C., and Ulmet, J.P., "The magnetophonon effect in epitaxial films of n-type InP", *J. Phys. C: Solid State Phys*, 4: L42-L47 (1971).
19. Ledebro, L. A., and Ridley, B. K., "On the position of energy levels related to transition-metal impurities in III-V semiconductors", *J. Phys. C: Solid State Phys*, 15: L961-L964 (1982).
20. Wolfe, C.M., Stillman, G. E., Spears, D. L., Hill, D. E., and Williams, F. V., "Anomalous high mobility in GaAs", *J. Appl. Phys.*, 44 (2): 732-737 (1973).
21. Sze, S. M., "Semiconductor Devices", *John Wiley & Sons*, New York, 1-47 (1985).
22. Acar, S., "Electrical Characterization in GaAs and InP Semiconductors", Doktora Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 1-90 (2003).
23. Miller, A. and Abrahams, E., "Impurity Conduction at Low Concentrations", *Phys.Rev.*, 120 (2): 745 (1960).
24. Butcher, P. N., "Calculations of hopping transport coefficients", *Phil. Mag.*, B42 (6): 799 (1980).
25. Shklovskii, B.I., "Hopping conduction of heavily doped semiconductors", *Sov. Phys. Semicond.*, 7: 77 (1973).
26. Shklovskii, B. I., and Efros, A. L., "Impurity band and conductivity of compensated semiconductors", *Sov. Phys.*, 33: 468 (1971).

27. Kahlert, H., Landwehr, G., Schlachetzki and Salow, H., "Impurity conduction and magnetoresistance in lightly doped n-type GaAs" , *Z. Physic*, B276: 1 (1976).
28. Mott, N.F., "The Metal-Insulator Transition in Extrinsic Semiconductors" , *Taylor and Francis*, 21 (94): (1972).
29. Mott, N. F. and Twose, W. D., "The theory of impurity conduction" , *Adv. Phys.*, 10 (38): 107-163 (1961).
30. Berger, L. I., "Van der Pauw" , *Philips Research Reports*, 13: 1-18 (1958).
31. Blundell, S., "Semiconductor Materials" , *Magnetism in Condensed Matter*, 183-184 (1992).
32. Işık, B. Y., "Lec Tekniği ile Büyütülen Te Katkılı n-Tipi GaSb" , Y. Lisans Tezi., *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 1-72 (2004).
33. Look, D.C., Stutz, C. E. and Bozada, C. A., "Analytical two-layer Hall analysis: Application to modulation-doped field-effect transistors" , *J. Appl. Phys.*, 74 (1): 311-314 (1993).
34. Beck, W. A. and Anderson, J. R., "Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent Hall technique" , *J. Appl. Phys.*, 62 (2): 541-554 (1987).
35. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Bartoli, F. J., Arnold, D. J., Sivananthan, S. and Faurie, J. P., "Methods for magnetotransport characterization of IR detector materials" , *Semicond. Sci. Technol.*, 8: 805-823 (1993).
36. Antoszewski, J. D., Seymour, J., Faraone, L., Meyer J. R. and Hoffman, C. A., "Magneto-Transport Characterization Using Quantitative Mobility-Spectrum Analysis" , *J. of Elec. Mat.*, 24: 1255-1262 (1995).
37. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Antoszewski J. and Faraone, L., "Quantative mobility spectrum analysis of multi carrier conduction in semiconductors" , *J. Appl. Phys.*, 81 (2): 709-713 (1997).
38. Cunningham, R. W. and Gruber, J. B., "Intrinsic concentration and heavy-hole mass in InSb" , *J. Appl. Phys.* 41: 1804 (1970).
39. Brooks H., "in Advances in Electronics and electron Physics" , edited by L. Marton, *Academic*, New York (1955).

40. Tüzemen, S., Gürbulak, B., Yıldırım, M. and Doğan, S., “Anomalous behaviour of galvanomagnetic effects in very lightly n-type bulk GaAs: Possible role of reverse-contrast centres” , *Phys. Stat. Sol. (a)*, 174: 467-475 (1999).
41. Wolkenberg, A., Przeslawski, T., Kaniewski, J. and Reginski, K., “Experimental confirmation by galvanomagnetic methods of a complex transport model in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ layers deposited by MBE on SI-InP” , *J. Phys. Chem. Solids*, 64 (1): 7-14 (2003).
42. Acar, S., Kasap, M., “Conductivity, Hall and Magnetoresistance Effect Measurements on SI GaAs and InP” , *Phys. Stat. Sol. (a)*, 201(7): 1557 (2004).

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Isparta’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Isparta’da tamamladı. Niğde Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünü 2003 yılında bitirdi. Aynı yıl Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans programına başladı.