

**$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ YARIİLETKENLERİNDE MOBİLİTE
HESAPLAMALARI**

Selçuk DEMİREZEN

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
(FİZİK)**

114858

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

**Ekim 2001
ANKARA**

114858

Selçuk DEMİREZEN tarafından hazırlanan $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ YARIİLETKENLERİNDE MOBİLİTE HESAPLAMALARI 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

: Doç. Dr. Behtiyar Salamev 

Üye

: Doç. Dr. Bora AKAN 

Üye

: Doç. Dr. Mehmet KASAP 

Üye

:

Üye

:

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



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	iv
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	v
1. GİRİŞ	1
2. BAND YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ	3
2.1. Kristal Yapı	3
2.2. Bant Yapısı	3
2.2.1. $\vec{k}, \vec{p}$ teorisi	4
2.2.2. Direkt yasak band E_0 ve etkin kütle m^*	5
2.3. Direkt Yasak Enerji Aralığı E_0 ve Etkin Kütle m^* 'ın Sıcaklığa Bağımlılığı.....	7
2.4. Direkt Yasak Bant ve Etkin Kütlenin Basınca Bağımlılığı.....	8
2.5. Safsızlıkların Band Yapısına Etkisi.....	9
2.6. Materyal Özellikleri ve Materyal Parametreleri	11
2.6.1. Elastik sabitler (C_1, C_t)	11
2.6.2. Boyuna ses hızı (U_l).....	12
2.6.3. Deformasyon potansiyel.....	12
2.6.4. Piezoelektrik	13
2.6.5. Düşük ve yüksek frekanslı dielektrik sabitleri.....	13
2.6.6. Fonon enerjileri.....	14
2.6.7. Alaşım saçılma potansiyeli (ΔU).....	14

3.	DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ.....	18
3.1.	Giriş.....	18
3.2.	Elektron Saçılması.....	18
3.3.	Saçılma Mekanizmaları.....	19
3.3.1.	Deformasyon potansiyel saçılmaları	19
3.3.2.	Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması.....	20
3.3.3.	Polar optik fonon saçılma mekanizması	20
3.3.4.	Polar olmayan optik fonon saçılması.....	21
3.3.5.	Yüklü safsızlık saçılma mekanizması.....	21
3.3.6.	Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması.....	23
3.3.7.	Dislokasyon saçılması.....	23
3.3.8.	Alaşım saçılma mekanizması.....	25
3.4.	Matthiessen Kuralı.....	25
3.5.	Boltzmann Denklemi.....	28
3.5.1.	Giriş.....	28
3.5.2.	Durulma zamanı yaklaşıklığı.....	30
3.5.3.	Boltzmann eşitliğinin iterativ çözümleri.....	32
4.	$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ YARIİLETKENLERİNDE MOBİLİTE HESAPLAMALARI.....	35
4.1.	Giriş.....	35
4.2.	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'de ($x=51$ ve $x=60$) Mobilitenin Hesaplanması.....	35
5.	SONUÇ.....	46
6.	KAYNAKLAR.....	47
7.	ÖZGEÇMİŞ.....	51

**$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ YARIİLETKENLERİNDE MOBİLİTE
HESAPLAMALARI
(Yüksek Lisans Tezi)**

Selçuk DEMİREZEN

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Ekim 2001**

ÖZET

Bu çalışmada $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkenlerinde bireysel dislokasyon saçılmasından kaynaklanan Hall mobilitesi hesaplandı. İlgili yarıiletkenlerde muhtemel saçılma mekanizmalarının tümünü içeren ISBE ile toplam mobilite hesaplandı. Hesaplama sonuçlarının deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu bulundu.

Bilim kodu :500.10.02
Anahtar kelimeler : ISBE, Mobilite, Saçılma mekanizmaları
Sayfa adedi : v + 51
Tez yöneticisi : Doç. Dr. Mehmet KASAP

MOBILITY CALCULATIONS IN
In_{0.51}Ga_{0.49}As and In_{0.60}Ga_{0.40}As SEMICONDUCTORS
(M.Sc. Thesis)

Selçuk DEMİREZEN

GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
October 2001

ABSTRACT

In this work the mobility controlled by the dislocation scattering in In_{0.51}Ga_{0.49}As and In_{0.60}Ga_{0.40}As has been calculated. The overall mobility in the considered semiconductors has also been calculated using the ISBE including all possible scattering mechanisms. It is found that the calculated results are in a good agreement with the experiment.

Science code : 500.10.02
Keywords : ISBE, Mobility, Scattering mechanisms
Page : v+51
Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Mehmet KASAP

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca kıymetli bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren hocam Doç.Dr. Mehmet KASAP'a ve desteklerini benden hiçbir zaman esirgemeyen aileme teşekkür ederim.



ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1 Materyal parametreleri.....	16
Çizelge 4.1. $x=51$ için $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar basınç altında farklı sıcaklıklarda materyalin dielektrik sabitleri (ϵ).....	38
Çizelge 4.2. $x=60$ için $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar basınç altında farklı sıcaklıklarda materyalin dielektrik sabitleri (ϵ).....	38
Çizelge 4.3. $P=0$ kbar basınç altında $x=51$ ve $x=60$ için farklı sıcaklıklarda etkin kütle (m^*).....	39
Çizelge 4.4. $P=4$ kbar basınç altında $x=51$ ve $x=60$ için farklı sıcaklıklarda etkin kütle (m^*).....	40
Çizelge 4.5. $P=0$ kbar basınç altında $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2 / I_1^2 değerleri.....	40
Çizelge 4.6. $P=4$ kbar basınç altında $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2 / I_1^2 değerleri.....	40
Çizelge 4.7. $P=0$ kbar basınç altında $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2 / I_1^2 değerleri.....	41
Çizelge 4.8. $P=4$ kbar basınç altında $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2 / I_1^2 değerleri.....	41

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil		Sayfa
Şekil 4.1	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkeninde $x=51$ ve $x=60$ değerleri için dislokasyon mobilitesi, deneysel ve teorik mobilite.....	36
Şekil 4.2	$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ yarıiletkeninde deneysel ve teorik mobilite.....	42
Şekil 4.3	$\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkeninde deneysel ve teorik mobilite.....	44

1. GİRİŞ

İkili bileşik yarıiletkenlerden elde edilen üçlü alaşım yarıiletkenlerin teknolojik uygulamalardaki önemi gün geçtikçe artmaktadır. Teknolojik uygulamalarda istenen fakat ikili bileşik yarıiletkenlerden elde edilemeyen bazı özellikler kolaylıkla üçlü alaşım yarıiletkenlerden elde edilebilir. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ çeşitli yüksek hızlı elektronik ve optoelektronik aletlerde yaygın olarak kullanılan önemli bir üçlü alaşım yarıiletkenidir (Nag, 1984 and Adachi, 1992). Özellikle $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ değişken örgü sabitli ve katkılanabilen materyal olarak ilgi merkezi olmuştur. Genellikle lazerler ve transistörlerde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Gittikçe artan elektronik endüstrinin temel taleplerinden biri yarıiletken materyallerin özelliklerinin belirlenmesidir. Yarıiletkenlerin elektronik özelliklerinin belirlenmesinde en yaygın metot Hall etkisi ve öz direnç ölçümleridir. Bu ölçümler Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğunun elde edilmesini sağlar. Bu parametreler yarıiletkenlerin mikroskobik özelliklerinin elde edilmesinde kullanılırlar. Deneysel elektron mobilitesi ve teorik elektron mobilite hesaplamaları arasındaki hassas karşılaştırmalar elektron saçılma mekanizmalarının, safsızlık bileşenlerinin belirlenmesinde büyük önem taşırlar.

Yarıiletkenlerde teorik mobilite çeşitli metotlarla hesaplanabilir. Bu çalışmada $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkeni için teorik mobilite Boltzmann iletim denkleminin iteratif çözümü (ISBE) kullanılarak hesaplandı. Teorik model ISBE, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkeninde muhtemel tüm saçılma mekanizmalarını; deformasyon potansiyel, polar ve polar olmayan optik fonon, piezoelektrik, Brooks-Herring teorisi ile verilen yüklü safsızlık, yüksüz safsızlık, alaşım ve dislokasyon saçılma mekanizmalarını içermektedir. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ yarıiletken sisteminde GaAs ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'ın farklı örgü sabitlerine sahip olmasından

dolayı alaşım bileşeninin $x=50$ civarında tabaka gevşemesi söz konusu olacağından dislokasyon saılma mekanizması etkindir. Bu nedenle özellikle dislokasyon saılma mekanizması Alkan et al., (1996) tarafından verilen formuyla ISBE içerisine katılmıştır. Ayrıca ISBE Fermi istatistiğini, enerji bant yapısını, dejenere dağınım fonksiyonu ve elektron perdelenmesini ihtiva eder.

Bölüm 2’de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkenin materyal parametreleri, sıcaklık ve basınç bağımlılıkları, bant yapısı ve safsızlıkların bant yapısına etkisi belirlendi. Bölüm 3’de düşük alan elektron iletim teorisi, saılma mekanizmaları, özellikle dislokasyon saılma mekanizması ve Boltzmann iletim denklemi ve onun yaklaşık çözüm metotları tartışıldı. Bölüm 4’de $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkenlerinde sıcaklığın fonksiyonu olarak toplam mobilité ve bireysel dislokasyon mobilitesi hesaplandı. Bölüm 5’de ise hesaplanan sonuçlarla deneysel sonuçların kısa bir tartışması verildi.

2. BAND YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1. Kristal Yapı

Yarıiletkenlerin elektron iletim özellikleri enerji bant yapılarına ve bu nedenle kristal yapılarına bağlıdır. III-V bileşik yarıiletkenlerinin çoğu, GaAs, InP ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, çinko sülfür yapıda kristalleşirler. Bu yapıda her bir atom düzgün dörtyüzlünün köşelerine eşit uzaklıkta en yakın dört komşusu ile çevrelenmiştir. Üçlü veya dörtlü alaşım sistemleri durumunda örgü sabiti a , x ile lineer değişir (Nohary et al., 1978). $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alaşım sistemi için

$$a(x) = a_{\text{InAs}} x + a_{\text{GaAs}}(1-x) \quad (2.1)$$

ile verilir.

2.2. Bant Yapısı

Yarıiletken materyallerin bant yapıları, birinci Brillouin bölgesinde sınırlandırılmış olup, $\vec{k}$ dalga vektörünün değeri için, genellikle Schrödinger denkleminin çözümüyle elde edilir ve elektron enerjisinin (E), dalga vektörüne ($\vec{k}$) karşı çizimi ile gösterilir. Katıların enerji bantları çeşitli nümerik metotlarla hesaplanır. Yarıiletkenler için üç metot çok sık kullanılır. Bu metotlar ortogonalleştirilmiş düzlem dalga metodu (OPW) (Allen, 1955; Herman, 1955), sahte-potansiyel metodu (Philips, 1958), ve $\vec{k} \cdot \vec{p}$ metodu (Chelikowsky and Cohen, 1976).

Yarıiletken kristal örgüsünün periyodikliği nedeniyle bir yarıiletken müsaadeli ve yasaklanmış enerji bölgelerine sahiptir. Yasak enerji aralığı (yasak bant),

yarıiletkenlerin bir çok özelliklerini tanımlamakta kullanılan önemli bir parametredir. Bir yarıiletkenin bant yapısı kristal simetrisinin temel bir fonksiyonudur. Γ , X ve L Brillouin bölgelerindeki en önemli simetri noktalarıdır. Bant yapılarının en belirleyici özelliği valans ve iletkenlik bantlarının konumudur. Bileşik yarıiletkenlerin çoğunda valans bandı maksimumu (valans bandı tepesi) daima Γ noktasında oluşurken, iletkenlik bandının minimumu (iletkenlik bandı dibi) genellikle Γ noktasında ve diğer en yakın minimumlar X ve L noktalarında oluşurlar (Aspens, 1976; Vinson et al., 1976). Eğer Brillouin bölgesinde, valans bandının tepesi ve iletkenlik bandının dibi aynı noktada oluşursa (Γ noktası) yarıiletken direkt yarıiletken olarak, aynı noktada oluşmazsa indirekt yarıiletken olarak adlandırılır.

Bu çalışmada $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ direkt yarıiletkeninin elektron mobilitesi araştırılmıştır. Bazı önemli yarıiletkenlerin bant yapıları Chelikowsky ve Cohen (1976) tarafından verilmiştir. Düşük alan iletimi hesaplamalarında genellikle valans bandının tepesi ile iletkenlik bandı dibinin gözönüne alınması yeterli olmaktadır. Bu noktalar yarıiletkenlerin gözlenebilir özelliklerinin belirlenmesinde bir anahtar rolü oynamaktadırlar çünkü bu en düşük iletkenlik bandı dibi ve en yüksek valans bandı tepesi sırasıyla elektronlar ve deşiklerle doludur. Diğer bant kenarları sadece yüksek alan elektron iletiminde önemlidirler.

2.2.1. $\vec{k}, \vec{p}$ teorisi

Herhangi bir yarıiletkenin iletim özelliklerinin doğru analiz edilebilmesi için bant kenarlarında özellikle Γ noktasındaki bant yapı parametrelerinin detaylı bilgisine ihtiyaç vardır. Elektronun etkin kütlesi taşıyıcı mobilitesine bağlıdır ve ayrıca $\vec{k}, \vec{p}$ teorisi sayesinde direkt yasak bant E_0 ile doğrudan ilişkilidir.

Bu teori, bant yapılarının ve etkin kütlenin m^* hesaplanmasında yaygın olarak kullanılır (Dresselhaus, 1955; Kane, 1966). $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisine göre Herman ve Weisbuch (1977), $\vec{k} = 0$ 'da elektron etkin kütlesini

$$\frac{m_0}{m^*} - 1 = \frac{E_p}{3} \left(\frac{2}{E_0} + \frac{2}{E_0 + \Delta_0} \right) - \frac{E'_p}{3} \left(\frac{2}{E(\Gamma_8^c) - E_0} + \frac{1}{E(\Gamma_7^c) - E_0} \right) + C \quad (2.2)$$

ile verdiler. Burada m_0 serbest elektron kütlesi, E_0 direkt yasak bant ve Δ_0 valans band spin-yörünge yarılmaları. E_p , s iletim bandı ile 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. C, s iletim bandı ile bütün yüksek bantların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir.

Eş. 2.2'deki sadece E_p 'li terimi dikkate almak yeterlidir, çünkü E'_p teriminin paydası E_p teriminden daha büyüktür. Bununla birlikte Herman ve Weisbuch (1977), E'_p 'nin E_p 'den çok küçük olduğunu göstermişlerdir. Böylece etkin kütle, direkt yasak bant E_0 , momentum matris elemanı E_p ve spin-yörünge yarılmaları Δ_0 'ın bilinmesiyle Eş. 2.2'den hesaplanabilir. Bu eşitlikten anlaşılacağı gibi yasak enerji aralığı küçük olan materyaller küçük etkin kütlelere sahip olacaktır.

2.2.2. Direkt yasak band E_0 ve etkin kütle m^*

Bu çalışmada hesaplamalarda sadece direkt yasak bant aralığı E_0 dikkate alındı. Alaşım bileşeni x ile E_0 'da ve dolayısıyla etkin kütlede (m^*) meydana gelen değişiklikler tanımlanacaktır. İnterpolasyon metodu alaşım materyal parametrelerinin tahmin edilmesinde çok iyi bir metot olduğu bilinmektedir

(Adachi, 1982; Sonomura et al., 1983). İnterpolasyon metodundan elde edilen materyal parametrelerinin deneysel sonuçlar ile çok iyi bir uyum içinde olduğu bulunmuştur (Adachi, 1982, 1985; Adachi et al., 1984; Olsen et al., 1980). Bu metotla $A_xB_{1-x}C$ biçimindeki alaşımlar için $T(x)$ alaşım parametresini, T_{AC} ve T_{BC} ikili alaşım parametreleri cinsinden

$$T_{A_xB_{1-x}C} = xT_{AC} + (1-x)T_{BC} \quad (2.3)$$

ile verilir. Bununla birlikte bazı materyal parametreleri, alaşım bozukluklarından dolayı alaşım bileşeni x ile lineer olmayan bir durum sergileyebilirler. Bu durumlarda alaşım materyal parametreleri

$$T_{A_xB_{1-x}C} = xT_{AC} + (1-x)T_{BC} + T_{A-B}(1-x)x \quad (2.4)$$

ile verilir. Burada T_{A-B} bükülme (lineerlikten sapma) parametresi pozitif veya negatif olabilir. Hesaplamalarda, Eş. 2.4 ile aynı formda $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için direkt yasak enerji aralığı E_0 , Van der Walle (1989) tarafından

$$E_0(x) = x E_0(\text{InAs}) + (1-x) E_0(\text{GaAs}) - x(1-x) \frac{a(\text{GaAs}) - a(\text{InAs})}{a(x)} \quad (2.5)$$

ile verilen, ifadesi kullanıldı. Eş. 2.5'den de görüldüğü gibi bükülme parametresi örgü parametresindeki değişiklikler ile ilgilidir. Etkin kütlenin bileşime bağımlılığı benzer bir ifadeyle

$$m^* = xm^*(\text{InAs}) + (1-x)m^*(\text{GaAs}) - 1.054x10^{-2} x(1-x) \quad (2.6)$$

ile verilebilir. Direkt yasak enerji aralığı ve etkin kütle Eş. 2.5 ve Eş. 2.6'dan hesaplandı.

Bununla birlikte materyal parametrelerinin bileşime bağımlılığı üzerine özellikle III-V üçlü ve dörtlü sistemlerde yasak enerji aralığı ve etkin kütle ile ilgili bir çok araştırma vardır. Materyal parametrelerinin bileşime bağımlılığı üzerine genel bir inceleme Adachi (1992) tarafından yapılmıştır.

2.3. Direkt Yasak Enerji Aralığı E_0 ve Etkin Kütle m^* 'ın

Sıcaklığa Bağımlılığı

Eş. 2.2 ile verilen $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi sadece sıfır ^0K için verilmiştir. Bununla birlikte direkt yasak enerji aralığının, ısısal genişleme ve sıcaklığa bağlı elektron-fonon etkileşmelerinden dolayı sıcaklık ile değişmesi beklenir. Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı E_0 'ın sıcaklık bağımlılığı Varshni (1967) tarafından

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.7)$$

ile verilir. Burada α ve β ısısal genişleme sabitleridir. E_g literatürde optik veya ısısal yasak enerji aralığı (yasak bant) olarak geçer.

Eş. 2.7, x ve T 'nin bir fonksiyonu olarak $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkeni için

$$E_g(x, T) = E_0(x) - \frac{\alpha(x)T^2}{\beta(x) + T} \quad (2.8)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $\alpha(x)$ ve $\beta(x)$ lineer interpolasyon metodu kullanılarak GaAs ve InAs yarıiletken bileşenlerinden elde edilir. Bununla birlikte $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için benzer hesaplamalar Paul et al. (1991) tarafından da yapıldı ve









olarak verilir. Burada K sıkıştırılabilirliktir. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alaşımında E_{AC} değerleri Rode (1971) tarafından elde edilen InAs değeri ve Lancefield et al. (1987) tarafından elde edilen GaAs değeri kullanarak lineer interpolasyon metodundan elde edildi. Ayrıca sıcaklığa bağımlılığının GaAs'a benzediğini ve basınca bağımlılığının ihmal edilebileceği kabul edildi (Lancefield, 1987).

2.6.4. Piezoelektrik

III-V bileşik yarıiletkenleri çinko sülfür yapıda kristalleşirler. Çinko sülfür yapıdaki yarıiletkenler piezoelektrik özellik gösterirler. Çinko sülfür yapılar için piezoelektrik sabiti (P_m) Rode (1971) tarafından

$$P_m^2 = e_{14}^2 \left(\frac{12}{C_l} + \frac{16}{C_t} \right) \frac{1}{35\epsilon_s} \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada ϵ_s , düşük frekans dielektrik sabiti, C_t ortalama enine elastik sabit ve e_{14} piezoelektrik katsayısı. Piezoelektrik sabiti P_m 'nin alaşım kompozisyonuna bağımlılığı C_l , C_t , e_{14} ve ϵ_s 'lerin bağımlılıklarının dikkate alınması ile Eş. 2.17 kullanılarak hesaplanabilir. Bu çalışmada $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'de P_m değerleri GaAs ve InAs değerlerinden interpolasyon metodu ile elde edildi. Bu yöntem diğer yöntemlerden daha az kabul gerektirdiği için daha çok tercih edilir. Bununla birlikte her iki hesaplamada benzer sonuçlar verir.

2.6.5. Düşük ve yüksek frekanslı dielektrik sabitleri

InAs ve GaAs yarıiletkenlerinin düşük frekans (ϵ_s) ve yüksek frekans (ϵ_∞) dielektrik sabitlerinin değeri Çizelge 2.1.'de (Kasap'dan, 1997) verilmiştir. Adachi (1982), III-V bileşik yarıiletkenlerin dielektrik sabitleri kullanılarak

üçlü ve dördlü alaşım sistemlerinin dielektrik sabitlerinin basit lineer interpolasyon metodundan hesaplanabileceğini gösterdi.

2.6.6. Fonon enerjileri

Polar optik fonon saçılması $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'de yüksek sıcaklıkta baskın saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizmasını değerlendirmek için optik fonon enerjisinin bilinmesi gereklidir.

III-V bileşikleri için fonon dağınım ilişkisi (Hass et al.,1962; Palik et al., 1968; Waugh et al., 1963) tarafından verildi. Çinko-sülfür yapısında kristalleşen III-V bileşik yarıiletkenleri de benzer fonon dağınım ilişkisi sergilerler. Birinci Brillouin bölgesinde akustik dalga vektörü $\vec{k}$ 'ya lineer bağımlılık gösterirken optik dalga vektörüne çok küçük bir bağımlılık gösterir. Bu çalışmada optik titreşim frekansının dalga vektörü $\vec{k}$ 'dan bağımsız olduğu kabul edildi. GaAs ve InAs için optik fonon enerjileri Çizelge 2.1'de (Kasap'dan, 1997) verildi. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için optik fonon enerjileri basit lineer interpolasyon metodu ile hesaplandı.

2.6.7. Alaşım saçılma potansiyeli (ΔU)

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gibi yarıiletken alaşımlarda elektronlar alaşım özelliğinden dolayı oluşan yeni bir potansiyel etkisi altında kalırlar. Bu etki alaşım yarıiletkenlerde alaşım saçılma mekanizması diye bilinen ilave bir saçılma mekanizması doğurur. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için alaşım saçılma potansiyeli ΔU (Adachi, 1985)

$$\Delta U = U[x(1-x)]^{1/2} \quad (2.18)$$

ile verilir, U sabiti 1.06 eV'dur. $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ için alaşım saılma potansiyelinin değeri interpolasyondan hesaplanmış ve deneysel değerlerle iyi bir uyum içinde olduğu görölmüştür (Adachi, 1992).

Çizelge 2.1. Materyal parametreleri

Parametreler	GaAs ⁺	InAs
$a(\text{\AA})$	5.653	6.08
$\rho(\text{g/cm}^3)$	5.307	5.667
$E_0(\text{eV})(T=4\text{K})$	1.52	0.41
$\frac{dE_0}{dP}(\text{meV} / \text{kbar})$	11.1	10.0
$\Delta_0(\text{eV})$	0.341	0.38
$U_i(10^5 \text{cm/s})$	5.102	4.197
$\frac{m^*}{m_0}$	0.067	0.023
$\frac{1}{m^*} \frac{dm^*}{dP} (10^{-2} / \text{kbar})$	0.77	3.2
$E_{AC}(\text{eV})$	9.0	12
$\epsilon_s(T=0\text{K})$	12.5	14.5
$\epsilon_\infty(T=0\text{K})$	10.4	11.54
$\frac{1}{\epsilon_s} \frac{d\epsilon_s}{dT} (10^{-4} / \text{K})$	1.2	4.3
$\frac{1}{\epsilon_\infty} \frac{d\epsilon_\infty}{dT} (10^{-4} / \text{K})$	0.9	1.125
$\frac{1}{\epsilon_s} \frac{d\epsilon_s}{dP} (10^{-3} / \text{kbar})$	-1.8	-1.19
$\frac{1}{\epsilon_\infty} \frac{d\epsilon_\infty}{dP} (10^{-3} / \text{kbar})$	-1.4	-1.1
$e_{14}(\text{C/m}^2)$	-0.157	-0.045
$C_t (10^{-10} \text{N/m}^2)(T=0\text{K})$	4.71	3.14
$C_l (10^{-10} \text{N/m}^2)(T=0\text{K})$	13.84	9.98

Çizelge 2.1. "Devam" Materyal parametreleri

Parametreler	GaAs ⁺	InAs
$\hbar\omega_{LO}(meV)$	36.2	29.0
$\frac{1}{\hbar\omega_{LO}} \frac{d\hbar\omega_{LO}}{dT} (10^{-5} / K)$	-4.0	
$\frac{1}{\hbar\omega_{LO}} \frac{d\hbar\omega_{LO}}{dP} (10^{-3} / kbar)$	1.55	2.21

3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ

3.1. Giriş

Elektron iletim teorisi, elektrik alanı etkisi altında, magnetik alan altında veya magnetik alan olmaksızın iletim katsayılarının değerlendirilmesidir. Bu bölümde Boltzman iletim denkleminin iki çözüm metodu verildi. Bunlar, durulma zamanı yaklaşımı ve iteratif çözümleridir.

Özellikle, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkeninde muhtemel saçılma mekanizmaları ve bu mekanizmalardan kaynaklanan bireysel mobiliteler tartışıldı. Her bir bireysel mobilitenin sıcaklığa ve etkin kütleye bağımlılıkları vurgulandı.

3.2. Elektron Saçılması

Elektronlar mükemmel periyodik potansiyel alan altında bir serbest elektron gibi davranırlar, periyodik potansiyel sadece etkin olarak elektronun etkin kütlesinde değişir. Bununla birlikte mükemmel periyodiklik gerçek kristallerde mümkün değildir. Periyodik potansiyel iki yolla değişir. Birincisi, atomların düzenlenmesi mükemmel kristallerde periyodik olmasına rağmen, sınırlı sıcaklıklarda termal titreşimlerinden dolayı atomlar her zaman denge konumu civarında titreşim hareketi yaparlar. Bu yüzden atomların titreşimleri potansiyelin periyodik doğasını etkiler. İkincisi tamamen saf bir kristal elde etmek mümkün değildir. Yarıiletkenlerde birçok yabancı atom bulunabilir, bunun sonucu olarak da potansiyelin periyodikliği bu safsızlık atomları ile bozulur. Kristal yapıdaki kusurlarda aynı zamanda potansiyelin periyodikliğini bozarlar.

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

Saçılma mekanizmaları örgü saçılma mekanizması ve safsızlık saçılma mekanizmaları olmak üzere iki gruba ayrılabilir. Örgü saçılma mekanizması ısısal etkileri içerir. Safsızlık saçılma mekanizması ise kristal örgüdeki bozuklukları ve yabancı atomların etkilerini içerir.

3.3. Saçılma Mekanizmaları

3.3.1. Deformasyon potansiyel saçılmaları

Akustik fononlar iki yolla kristal potansiyelinin periyodikliğini etkilerler. Bunlardan birincisi akustik titreşimler örgü uzayında değişiklikler meydana getirirler, bunlarda ilgili noktada enerji aralığının değişmesine sebebiyet verir. Kristalin deforme olmasıyla oluşan potansiyele, deformasyon potansiyel ve deformasyon potansiyel nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına deformasyon potansiyel saçılması denir. Bu saçılma mekanizması için mobilite (Bardeen and Shockley, 1950)

$$\mu_{AC} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \hbar^4 \rho U_1^2 e}{3k_B^{3/2} E_{AC}^2} T^{-3/2} m^{-5/2} \quad (3.1)$$

ile verilir, bu ifade de ρ kütle yoğunluğu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyeldir.

3.3.2. Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması

Eğer yarıiletken kristali oluşturan atomlar kısmen iyonize iseler akustik titreşimler ikinci bir tip deforme potansiyel üretirler. Piezoelektrik etki olarak adlandırılan bu etki simetri merkezi noksanlığı gösteren yarıiletkenlerde ortaya çıkar. Hem enine hem boyuna akustik fononlar bu mekanizma ile elektronları saçarlar fakat boyuna fononlardan saçılma baskın saçılmalıdır. Bu saçılma ile ortaya çıkan mobilite (Zook, 1964)

$$\mu_{PE} = \frac{1.74 \times 10^{-58} \epsilon_s^2}{e_{14} \left(\frac{4}{C_t} + \frac{3}{C_l} \right)} T^{-1/2} m^{-3/2} \quad (3.2)$$

ile verilir, burada e_{14} piezoelektrik sabiti ve C_t ve C_l sırasıyla enine ve boyuna elastik sabitlerdir. Bu mekanizma bütün yarıiletken bileşiklerde özellikle III-V yarıiletkenlerinde düşük sıcaklıklarda geçerli bir mekanizmadır.

3.3.3. Polar optik fonon saçılma mekanizması

Birçok yarıiletkende 300 °K civarında baskın bir mekanizmadır. Bu mekanizma iyonik yüklerle optik titreşimler arası etkileşimlerden oluşan dipol momentlerden kaynaklanır. Bu mekanizma için mobilite (Ehrenreich, 1959; Fortini et.al., 1970)

$$\mu_{PO} = \frac{16\hbar\epsilon_0(2\pi k_B)G(z)[\exp(z)-1]}{3e\omega_l \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right)} T^{-1/2} m^{-3/2} \quad (3.3)$$

ile verilir. Burada $z = (\hbar\omega)/k_B T$ dir, $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_l boyuna optiksel frekans, ϵ_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ϵ_∞

yüksek frekans dielektrik sabitidir. Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık aralığında en önemli saçılma mekanizmasıdır.

3.3.4. Polar olmayan optik fonon saçılması

Optik modda örgü titreşimleri akustik modda olduğu gibi yasak enerji aralığında yerel değişimlere sebebiyet veren perturbe potansiyel üretebilirler. Bu moddaki deforme potansiyel birim gerilme başına enerji olarak alınır. Bu mekanizma için mobilite iki limit durum için (Nag, 1984)

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2}} \quad k_B T \gg \hbar \omega_0 \text{ için} \quad (3.4)$$

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0 e}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2} n_0} \quad k_B T \ll \hbar \omega_0 \text{ için} \quad (3.5)$$

ile verilir. Yukarıdaki ifadelerde $n_0 = 1/[\exp(\hbar \omega_0 / k_B T) - 1]$, ω_0 polar olmayan optik fonon frekansı ve D_0 polar olmayan deforme potansiyeldir.

3.3.5. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması

Bütün yarıiletkenlerde normal olarak yabancı atomların bulunacağı gibi bununla birlikte istenilen yoğunlukta serbest taşıyıcılar elde edebilmek için yarıiletken, katkı maddesiyle katkılanır. Bağlı olarak saf materyallerde safsızlık atomları çok düşük sıcaklıklarda (sıvı helyum civarında) nötrdürler. Sıcaklığın artmasıyla (sıvı azot sıcaklığına kadar) safsızlık atomları iyonize olurlar ve yüklü safsızlık saçılması önem kazanır. Bununla birlikte yüksek

seviyede katkılı materyaller için bu saçılma mekanizması oda sıcaklığında da etkilidir. Yüklü safsızlık saçılmasının genel tanımlaması; safsızlık atomlarının potansiyelinin ana maddenin atomlarınınkinden farklı olması gerçeğine dayandırılır. Bu potansiyel hem atomların hem de komşu safsızlıkların perdelenmiş potansiyellerin etkisini de içeren bir Coulomb potansiyeli olarak göz önüne alınır. Bu yaklaşımla safsızlık saçılması için mobilite Brooks-Herring teorisi (Brooks, 1955) ile

$$\mu_{BH} = \frac{128(2\pi)^{1/2} \epsilon_s k_B^{3/2}}{N_i Z^2 e^3} T^{3/2} m^{*1/2} [\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} - 1]^{-1} \quad (3.6)$$

olarak verilir. Burada $b = 4k_B / \beta_s^2$ ve

$$\beta_s = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T} \left[\frac{n F_{-1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D} \right] \quad (3.7)$$

$F_j(\eta)$, j durumunda Fermi integrali, burada η indirgenmiş Fermi enerjisi. Dejenere olmayan materyaller için bu integraller ihmal edilir. Bu integraller Blakemore (1987) tarafından tablo haline getirilmiştir. N_i iyonize safsızlık yoğunluğu ve Z toplam safsızlık yükü. Brooks-Herring teorisi Born yaklaşımına dayanır ve teoremin geçerlik sınırları Born yaklaşımının geçerliliğine bağlıdır, bu genellikle $b \gg 1$ olarak verilir. Bu dejenere olmayan durumu ifade eder. Brooks-Herring teoremin temel kabullerinden biri safsızlık atomları rasgele dağılmıştır ve aralarında herhangi bir korelasyon söz konusu değildir. Teoremin diğer önemli bir kabulü ise elektron tek bir safsızlık atomun potansiyeli ile saçılır.

3.3.6. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması

Verici safsızlık atomları düşük sıcaklıklarda genellikle nötrdürler. Yüksüz safsızlıktan elektron saçılması düşük sıcaklıklarda (serbest taşıyıcıların, sıcaklığın düşmesiyle düştüğü bölgelerde) ve yüksek katkı yoğunluklu materyallerde etkin bir saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizmasından kaynaklanan mobilite Erginsoy (1950) formalizmi

$$\mu_N = \frac{e^3 m^*}{80 N_N \pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3} \quad (3.8)$$

ile verilir . Burada N_N nötr safsızlık yoğunluğudur.

3.3.7. Dislokasyon saçılması

Bütün yarıiletkenler atomların sıralanmasında bir safsızlık ihtiva ederler. Kristal yapıdaki atom boşlukları ve yapısal bozukluklar kristalde bir gerilme meydana getirirler. Bu gerilme kristal potansiyelinin bozulmasına neden olur. Böyle tip potansiyelden elektron saçılmaları dislokasyon saçılması veya defect saçılması olarak adlandırılırlar. Bu saçılma mekanizması ile ilgili literatürde birçok çalışma vardır (Pödör, 1966; Gallagher, 1952; Vogel, 1956) ve bu çalışmalarda genellikle mobilite $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilmektedir. Yarıiletkenlerin elektron iletim özellikleri açıklanırken genellikle bu saçılma mekanizması diğer saçılma mekanizmalarının yanında ihmal edilmiştir.

Dislokasyon saçılmalarından dolayı ortaya çıkan mobilite (Ünal et al., 1992)

$$\mu = \frac{1}{6} e N \frac{\alpha_r''}{(\alpha_r')^2} \quad (3.9)$$

ile verilir. Burada e , elektronik yük, N iletim bandındaki taşıyıcıların sayısı ve α_r' , α_r'' , $\omega=0$ frekansında kuvvet-kuvvet korelasyon fonksiyonu $\alpha(\omega)$ 'nin gerçekte kısmını tanımlarlar. Bu mekanizmanın yüklü safsızlık saçılmasından tek farkı yüklü dislokasyon çizgilerinin iki boyutta rasgele dağılmasıdır. Alkan et al. (1996) daha sonraki çalışmalarında bu saçılma mekanizması için geliştirdikleri model hamiltoniyende α_r' ve α_r'' parametrelerini

$$\alpha_r' = \frac{AVm^{3/2}}{16\hbar(2\pi)^{5/2}(kT)^{3/2}} I_1 \quad (3.10)$$

$$\alpha_r'' = \frac{AVm^{3/2}}{32(2\pi)^{5/2}(kT)^{5/2}} I_2 \quad (3.11)$$

olarak verdiler. Burada

$$A = N_D \left(\frac{e^2 f^2}{a^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} \right) \quad (3.12)$$

I_1 ve I_2 parametreleri

$$I_1 = \int_{x_c}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x^2} (2x+1) \frac{\sqrt{4x-x_c}}{\sqrt{x_c}} dx \quad (3.13)$$

$$I_2 = \int_{x_c}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x^3} \left(13 - \frac{4x-x_c}{3x_c} \right) \frac{\sqrt{4x-x_c}}{\sqrt{x_c}} dx \quad (3.14)$$

ile verilir. N_D dislokasyon yoğunluğudur, f boşlukların doldurulabilme olasılığı, ϵ ve ϵ_0 sırasıyla yarıiletken materyalin ve boşluğun dielektrik sabitleri. Buradaki x_c kesilme parametresi

$$x_c = \frac{\hbar^2 N_D}{2mkT} \quad (3.15)$$

olarak alınır. Eş. 3.9 iletim bandındaki taşıyıcı yoğunluğu

$$N = V \frac{2m^{3/2} (kT)^{3/2}}{(2\pi\hbar^2)^{3/2}} \quad (3.16)$$

olarak verilir. Sonuçta Eş. 3.9 ile verilen dislokasyon saçılmasıyla kontrol edilen mobilite (Alkan et. al., 1996)

$$\mu_D = \frac{8\pi\alpha^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2 (kT)^2}{3\hbar N_D f^2 e^3} \frac{I_2}{I_1^2} \quad (3.17)$$

olarak elde edilir. Yaygın olarak mobilitenin sıcaklığa bağımlılığı $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilir (Pödör, 1966; Düster and Labusch, 1973). Buna karşın Eş. 3.17 ile verilen dislokasyon mobilite ifadesinde mobilite sıcaklığa $\mu \sim T^2$ ile bağlıdır. Bu ifadenin kazandırdığı bir diğer avantaj ise etkin kütleyi doğrudan içermemesidir.

3.3.8. Alaşım saçılma mekanizması

Üçlü bileşikler ikili bileşiklere nazaran ilave bir saçılma mekanizması sergilerler. Bu mekanizma, $A_x B_{1-x} C$ formundaki üçlü bir alaşım için x 'e bağlı

olarak A ve B atomlarının C atomları arasındaki rasgele sıralanışından kaynaklanır. Bu saçılma için mobilite (Littlejohn et.al.1978)

$$\mu_{AL} = \frac{8}{3\pi\Omega} \frac{\sqrt{2}e\hbar^4}{[X(1-X)](\Delta U)^2 S(\alpha)k_B^{1/2}} T^{-1/2} (m^*)^{-5/2} \quad (3.18)$$

ile verilir. $S(\alpha)$ enerjiye bağımlı parametredir, A ve B atomlarının sıralanış etkilerini tanımlar ve $0 < S < 1$ aralığında değişir. Kusursuz üçlü sıralanış (süper örgü) için $S=0$ ve tamamen rasgele sıralanış için $S=1$ dir. ΔU Eş. 3.18'de alaşım saçılma potansiyelidir ve

$$\Delta U = U[x(1-x)]^{1/2} \quad (3.19)$$

ile verilir. Bu ifadede $U=1,06$ eV dur.

3.4. Matthiessen Kuralı

Deneysel gözlemler, her bir bireysel saçılmalardan kaynaklanan öz dirençlerin basit toplamının o yarıiletkenin toplam öz direncini verdiğini göstermektedir. Mathiessen kuralı olarak bilinen bu gözlemler

$$\rho_{toplam} = \rho_{örgü} + \rho_{safsızlık} \quad (3.20)$$

ile verilir. Örgü ve safsızlık saçılmaları çeşitli saçılmaları ihtiva ettiğinden eşitlik

$$\rho_{toplam} = \rho_{PO} + \rho_{PE} + \rho_{AL} + \rho_{II} + \dots \quad (3.21)$$

şeklinde yazılabilir. $\rho = \frac{1}{\sigma}$ denkleğinin kullanılması ile

$$\rho_{TOP} = \frac{m^*}{ne^2} \left(\frac{1}{\tau_{PO}} + \frac{1}{\tau_{PE}} + \frac{1}{\tau_{AL}} + \frac{1}{\tau_{II}} + \dots \right) \quad (3.22)$$

$$\frac{1}{\tau_{TOP}} = \frac{1}{\tau_{PO}} + \frac{1}{\tau_{PE}} + \frac{1}{\tau_{AL}} + \frac{1}{\tau_{II}} + \dots \quad (3.23)$$

elde edilir. $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ ifadesinin kullanılmasıyla

$$\frac{1}{\mu_{TOP}} = \frac{m^*}{e} \frac{1}{\tau_{TOP}} = \frac{m^*}{e} \left(\frac{1}{\tau_{PO}} + \frac{1}{\tau_{PE}} + \frac{1}{\tau_{AL}} + \frac{1}{\tau_{II}} + \dots \right) \quad (3.24)$$

$$\frac{1}{\mu_{TOP}} = \frac{m^*}{e\tau_{PO}} + \frac{m^*}{e\tau_{PE}} + \frac{m^*}{e\tau_{AL}} + \frac{m^*}{e\tau_{II}} + \dots \quad (3.25)$$

bulunur. Sonuç olarak Mobilitiyi özdirence bağlayan ifadelerin kullanılması ile bireysel mobiliteler cinsinden

$$\frac{1}{\mu_{toplaml}} = \frac{1}{\mu_{örgü}} + \frac{1}{\mu_{safş}} = \frac{1}{\mu_{PO}} + \frac{1}{\mu_{PE}} + \frac{1}{\mu_{AC}} + \frac{1}{\mu_{II}} + \frac{1}{\mu_{NI}} + \dots \quad (3.26)$$

elde edilir. Her bir bireysel saçılma mekanizmasıyla ortaya çıkan bireysel mobilitelerin terslerinin toplamı toplam mobilitenin tersini verir, bu kural Matthiessen kuralı olarak bilinir.

3.5. Boltzmann Denklemi

3.5.1. Giriş

Yarıiletkenlerde teorik mobilite, daha genel olan Liouville denkleminin türetilen Boltzmann denkleminin çözülmesiyle elde edilebilir. Bununla birlikte bir yarıiletkende mobilitenin elde edilmesinin bir çok metodu vardır (Moore, 1967).

Liouville denklemi, kuvvetlerin etkisi altında bir sistemin değerlendirmesinin tam açıklamasını verse de bu denklemde kullanılan iletim katsayılarını hesaplamak neredeyse imkansızdır. Boltzmann denklemi elektron iletim katsayılarının hesaplanmasında kullanılır.

Boltzmann denklemi Nag (1980) tarafından

$$\frac{Df}{Dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} - \left(\frac{\vec{F}}{\hbar} \right) \cdot \nabla_{\vec{k}} f - \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E \cdot \nabla_{\vec{r}} f \quad (3.27)$$

ile verilir. $\partial f / \partial t$ saçılmalardan dolayı f 'nin zamanla değişim oranıdır. Kararlı denge durumu için, homojen bir yarıiletkende Eş. 3.27 ile verilen iletim denkleminin çözüm metodunu açıklamak için bu denklem

$$\left(\frac{\vec{F}}{\hbar} \right) \cdot \nabla_{\vec{k}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad (3.28)$$

şekline indirgenebilir. Bu denklemin çözülmesi için denklemin sağ tarafındaki çarpışma terimini tanımlamak gereklidir. Çarpışma terimi birkaç kabul ile elde

edilebilir. İlk olarak, ilk durum $\vec{k}$ 'dan son durum $\vec{k}'$ 'ne geçiş ihtimali (diferansiyel saçılma oranı) sadece $\vec{k}$ ve $\vec{k}'$ 'ne bağlıdır, parçacıkların konumuna bağlı değildir ve çarpışma süresi ihmal edilebilir. Bu sebepten saçılma oranları Born yaklaşıklığı kullanılarak elde edilebilir. Bu kabul kısa menzilli saçılma potansiyelleri için ve elektronun ısısal enerjisi veya taşıyıcı enerjisi yüksek olduğu zaman geçerlidir. Bu şartlar altında $\vec{k}$ 'dan $\vec{k}'$ 'ne geçen elektronların sayısı sadece elektron dağılımıyla elde edilebilir.

İkinci olarak, herbir bireysel saçılma mekanizması diğerlerinden bağımsızdır ve toplam saçılma oranı herbir bireysel saçılma oranlarının bir toplamıdır. Çeşitli saçılma mekanizmaları ve saçılma oranları Nag (1980) tarafından verilmiştir. Çarpışma terimi

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cool} = \int_{\vec{k}'} \frac{-V_c}{8\pi^3} [f(1-f_1)S - f_1(1-f)S_1] d\vec{k}' \quad (3.29)$$

burada

$$f = f(\vec{r}, \vec{k}, t) \quad , \quad f_1 = f(\vec{r}, \vec{k}', t)$$

$$S = S(\vec{k}, \vec{k}') \quad , \quad S_1 = S(\vec{k}', \vec{k})$$

S ve S_1 bütün çarpışmalar için toplam diferansiyel saçılma oranlarıdır. Eş. 3.29 çarpışma integrali olarak bilinir ve Eş. 3.28'i analitik metotlarla çözülemeyen bir integro-diferansiyel denklem haline getirir.

3.5.2. Durulma zamanı yaklaşıklığı

Durulma zamanı yaklaşıklığında perturbe elektronun dağılım fonksiyonunun önce kararsız olduğu, durulma zamanı olarak bilinen bir $\tau(k)$ zaman sabiti sonra tekrar kararlı duruma döndüğü kabul edilir. Bu kabulle Eş. 3.28'deki çarpışma terimi

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) = -\frac{f - f_0}{\tau(k)} \quad (3.30)$$

olarak indirgenebilir. Bu yaklaşıklık sadece esnek saçılma mekanizmaları için geçerlidir. Birkaç saçılma mekanizmasının varlığında, toplam durulma zamanı

$$\frac{1}{\tau(k)} = \sum_i \frac{1}{\tau_i(k)} \quad (3.31)$$

ile verilir, burada $\tau_i(k)$ herbir bireysel saçılma mekanizması için durulma zamanıdır.

Bu aşamada, homojen bir yarıiletken bir $\vec{F}$ elektrik alanı uygulandığında sürüklenme mobilitesi hesaplanabilir. Kararlı durumda Eş. 3.28

$$\frac{e\vec{F}}{\hbar} \cdot \nabla_k f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} = -\frac{f - f_0}{\tau(k)} \quad (3.32)$$

şeklinde yazılabilir, burada f_0 denge fonksiyonudur. Bu eşitlik elektronun dağılım fonksiyonunun g perturbasyonunun bulunmasını sağlar ve

$$g = \frac{-eF\tau(k)}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial k} \quad (3.33)$$

ile verilir. Buradan da dejenere olmayan yarıiletkenler için geçerli akım yoğunluk ifadesi

$$J = \frac{ne^2}{m^*} \langle \tau \rangle F \quad (3.34)$$

elde edilir. Bu ifadede ortalama durulma zamanı

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \tau(E) E^{3/2} \exp(-E/kT) dE}{\int_0^{\infty} E^{3/2} \exp(-E/kT) dE} \quad (3.35)$$

ile tanımlıdır. Sürüklenme mobilitesi (Look, 1989)

$$\mu_D = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle \quad (3.36)$$

ile verilir. Hem elektrik alan hem magnetik alanın varlığında Boltzmann denklemi

$$\frac{e}{\hbar} [\vec{F} + \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E \times \vec{B}] \cdot \nabla_{\vec{k}} f = \frac{f - f_0}{\tau} \quad (3.37)$$

yazılabilir. Böylece Hall mobilitesi $|B| \rightarrow 0$ limitinde

$$\mu_H^{B \rightarrow 0} = \frac{e}{m^*} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} \quad (3.38)$$

ile verilir. Bunun sonucunda sürüklenme ve Hall mobilitelerinin aynı olmadığı görülür. Eğer τ durulma zamanı enerjiye bağlı ise Hall mobilitesi sürüklenme mobilitelerinden farklılık gösterir. Eğer τ durulma zamanı enerjiden bağımsız ise sürüklenme ve Hall mobiliteleri küresel sabit enerji yüzeyleri için aynıdır fakat küresel olmayan sabit enerji yüzeyleri için aynı değildir.

Eğer bireysel durulma zamanları $\tau_i(k)$ olan birden fazla saçılma mekanizması varsa ve bunlar aynı enerjiye bağımlılığına sahipse mobiliteler

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (3.39)$$

ile verilir. Bu yaklaşım bölüm 3.4'de verilen Matthiessen kuralıdır ve birbirinden bağımsız saçılma mekanizmalarının varlığında kullanılır. Saçılma mekanizmalarının bağımsız olarak araştırılmasına izin verdiğinden sıklıkla kullanılmasına karşın bu metot sadece esnek çarpışmalar için geçerlidir.

3.5.3. Boltzmann eşitliğinin iteratif çözümleri

Boltzmann eşitliğinin sayısal çözümleri elektron mobilitelerini hesaplamakta kullanılabilir. Bu teknik ilk olarak Rode (1970) tarafından önerildi ve bir çok makalede (Rode, 1971, 1973, 1975; Rode ve Knight, 1971) geliştirdi. Fermi istatistiğini, parabolik ve parabolik olmayan enerji bandını, çeşitli saçılma mekanizmalarını ihtiva eder. Boltzman eşitliği aşağıdaki gibi bir çiftlenim denkleminde indirgenir (Rode, 1973, 1975), g_{i+1} ve h_{i+1} (i+1) 'inci iterasyonunun çözümleri,

$$h_{i+1} = \frac{SI(h_i) - (\beta F / \hbar) \left(\frac{\partial f_0}{\partial k} \right) + SI(g_i)}{S_0 (1 + \beta^2)} \quad (3.41)$$

burada

$$\beta = \frac{eBS_0}{m^*d} \quad (3.42)$$

$$S_0 = (SI + \nu_{el}) \quad (3.43)$$

SI ve SI_0 , $\vec{dk}$ hacim elemanının içine ve dışına saçılma oranları. ν_{el} bütün esnek oranların toplamı. Bu formülizasyon için diferansiyel oranların ifadesi Rode (1975) tarafından verildi.

İterasyon metodu, yakınsaktır ve sonuçları dört ile altı iterasyon arasında %1 içinde yakınsadığı bulunur. $|B| \rightarrow 0$ limitinde Eş. 3.40 ve Eş. 3.41 çiftlenimli değildir ve bağımsız olarak çözülebilir. İkinci olarak eğer esnek saçılma mekanizması yoksa (saçılmaları hepsi elastikse)

$$g = -\frac{eF\tau(k)}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial k} \quad (3.44)$$

şeklinde verilir. Burada durulma zamanı

$$\frac{1}{\tau(k)} = \int (1-x) S_{el} d\vec{k}' = \nu_{el} \quad (3.45)$$

burada x , $\vec{k}$ ve $\vec{k}'$ arasındaki açının kosinüsü, ν_{el} toplam esnek saçılma oranı ve S_{el} esnek saçılma oranı olarak bilinir. Eş. 3.44 durulma zamanı yaklaşıklığında kullanılan fonksiyonla aynı fonksiyondur. Sonuçta ISBE, durulma zaman yaklaşımına indirgenir.



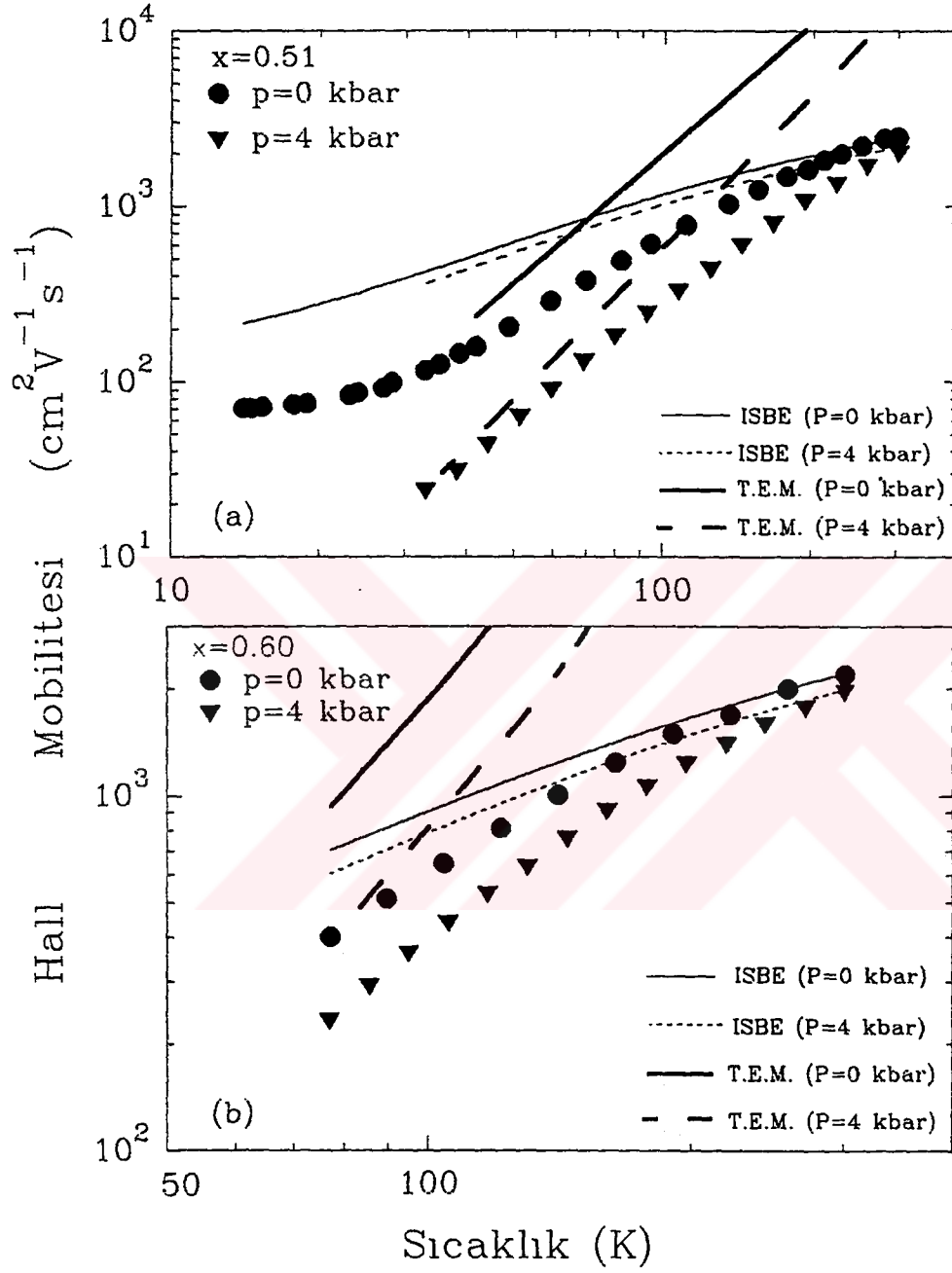
4. $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ YARIİLETKENLERİNDE MOBİLİTE HESAPLAMALARI

4.1. Giriş

Bu bölümde $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkenlerinin elektron mobiliteleri sıcaklığın fonksiyonu olarak $P=0$ ve $P=4$ Kbar da, bölüm 3 de verilen Boltzmann denkleminin iteratif çözümüyle (ISBE) hesaplandı. Teorik model ISBE deformasyon potansiyel, polar ve polar olmayan optik fonon, piezoelektrik, Brooks-Herring teorisiyle verilen yüklü safsızlık, yüksüz safsızlık, alaşım ve dislokasyon saçılma mekanizmalarını içermektedir. Teorik model ISBE de Çizelge 2.1 de verilen materyal parametreleri, deneysel taşıyıcı yoğunluğu ve deneyde kullanılan magnetik alan değeri (300 Gaus) giriş parametresi olarak kullanıldı. Ayrıca bu materyallerde bireysel dislokasyon saçılma mekanizmasıyla kontrol edilen mobilite Bölüm 3 de tartışılan modelle hesaplandı.

4.2. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 'de ($x=51$ ve $x=60$) Mobilitenin Hesaplanması

Şekil 4.1'de $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ için (Kasap and Lancefield, 1997) deneysel ve teorik Hall mobiliteleri verilmiştir. İlgili çalışmada teorik mobilitenin hesaplanmasında kullanılan teorik model ISBE, dislokasyon saçılma mekanizmasını içermemektedir. Yüksek dengelenme oranı kullanılmasına rağmen (N_a/N_d) deneyle teori iyi bir uyum sergilememektedir (N_a alıcı yoğunluğu ve N_d verici yoğunluğudur). Ancak Matheissen kuralında ISBE sonuçlarının ve deneysel sonuçların kullanımıyla ilave saçılma mekanizmasının sıcaklık bağımlılığı basınçla önemli bir değişim sergilemediği ve bu bağımlılığın $\mu \sim T^{2.5}$ ile verildiği deneysel olarak tesbit edilmiştir (Kasap and Lancefield, 1997).



Şekil 4.1. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletkeninde $x=51$ (a) ve $x=60$ (b) değerleri için deneysel (semboller), ISBE den elde edilen teorik (çizgiler) mobilite ve tahmin edilen mobilite (TEM)

İlave saçılma mekanizmasının sıcaklık bağımlılığı Şekil 4.1 de $P=0$ ve $P=4$ için sırasıyla düz ve kesikli kalın çizgiler ile verilmiştir. Semboller ise deneysel Hall mobilitelerini temsil etmektedir.

Bu çalışmada $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkenlerinde bireysel dislokasyon saçılma mekanizmasıyla kontrol edilen mobilite Eş. 3.17 kullanılarak hesaplandı. Hesaplanmada gerekli olan etkin kütle, dielektrik sabitler ve sıcaklık bağımlılıkları GaAs ve InAs değerlerinden interpolasyon metodu ile hesaplandı ve bu hesaplamalar Çizelge 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 ile verildi. Eş. 3.17’da I_1 , I_2 , x_c , sırasıyla 3.12, 3.14, 3.15 denklemleriyle hesaplandı ve sonuçları çizelge 4.5, 4.6, 4.7, 4.8 ile verildi. Burada I_2/I_1^2 değerinde 300°K den 20°K ye inildikçe ondalık kısımda $1/1000$ değişiklik gözlemlendi. Bu değişiklik mobilite hesaplamalarında önemli bir etki sergilememektedir. $x=51$ için bu değerler kullanılarak $P=0$ kbar da, boşlukların doldurulabilme olasılığı $f=0.4$ ve dislokasyon yoğunluğu $N_D=10^7 \text{ cm}^{-2}$ olarak alındı. Ayrıca alıcı atomları arası mesafe a , basınçla değişen N_a değerlerinden (Kasap Ph.D., 1993) $a=5 \times 10^{-8} \text{ cm}$ olarak hesaplandı. Elde edilen bu değerler kullanılarak bireysel dislokasyon mobilitesi hesaplandı.

Dislokasyon saçılmasından elde edilen teorik mobilite değerleri sıcaklığın fonksiyonu olarak Şekil 4.2’de verildi ve düz kalın çizgi dislokasyon saçılmasından elde edilen teorik mobilitayı temsil etmektedir. Hesaplanan teorik mobilitenin sıcaklık davranışı, Şekil 4.1’de verilen deneysel olarak tahmin edilen mobilitenin sıcaklık davranışını ile aynı olduğu tespit edilmiştir. Dolayısıyla Eş.3.17 (Alkan et al., 1996)’de verilen formuyla dislokasyon mobilitelerinin ISBE içerisine katıldığında ISBE’nin deneyle uyumlu sonuçlar vermesi beklenir.

Çizelge 4.1. $x=51$ için $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar basınç altında dielektrik sabiti (ϵ)

ϵ		ϵ	
T (K ⁰)	(p=0)	T (K ⁰)	(p=4)
299.7	14.1	300	14
251.8	14	259	13.9
195	13.9	193	13.8
155.3	13.8	144	13.7
93.7	13.7	124	13.7
48.5	13.6	107	13.6
38.5	13.6	79.7	13.6
27	13.6	59.3	13.6
17.7	13.6	44.2	13.5
14	13.6	33	13.5

Çizelge 4.2 $x=60$ için $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar basınç altında dielektrik sabiti (ϵ)

ϵ		ϵ	
T (K ⁰)	(p=0)	T (K ⁰)	(p=4)
300.1	14.234	299.8	14.14
257.8	14.155	270.2	14.11
221.7	14.116	243.1	14.061
190.3	14.062	219.4	14.022
163.6	14.032	177.7	13.938
140.7	13.962	160	13.902
121	13.923	144.1	13.868
104	13.894	116.9	13.8
89.5	13.875	94.8	13.76
77	13.854	76.9	13.722

Çizelge 4.3. P=0 kbar basınç altında x=51 ve x=60 için etkin kütle (m^*)

T (K ⁰)	m^* (x =51)	m^* (x =60)
299.7	0.038	0.035
251.8	0.039	0.035
195	0.040	0.036
155.3	0.041	0.037
93.7	0.041	0.038
48.5	0.042	0.038
38.5	0.042	0.038
27	0.042	0.038
17.7	0.042	0.038
14	0.042	0.038

Çizelge 4.4. P=4 kbar basınç altında x=51 ve x=60 için etkin kütle (m^*)

T (K ⁰)	m^* (x =51)	m^* (x =60)
300	0.070	0.066
259	0.070	0.067
193	0.071	0.068
144	0.072	0.068
124	0.072	0.069
107	0.073	0.069
79.7	0.073	0.069
59.3	0.073	0.069
44.2	0.073	0.069
33	0.073	0.069

Çizelge 4.5. P=0 kbar basınç altında $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2 / I_1^2 değerleri

$T(K^0)$	x_c	I_1	I_2	I_2 / I_1^2
299.7	5.7292×10^{-006}	34035.6	8.99827×10^8	0.777
251.8	6.673×10^{-006}	573418	2.53776×10^{11}	0.772
195	8.4224×10^{-006}	454313	1.59343×10^{11}	0.772
155.3	1.043×10^{-005}	366865	1.03932×10^{11}	0.772
93.7	1.6992×10^{-005}	225187	3.91868×10^{10}	0.773
48.5	3.2553×10^{-005}	117541	1.06902×10^{10}	0.774
38.5	4.0957×10^{-005}	93421.4	6.75689×10^9	0.774
27	5.8336×10^{-005}	65588.7	3.33381×10^9	0.775
17.7	8.8927×10^{-005}	43024.6	1.43658×10^9	0.776
14	0.00011241	34035.6	8.99827×10^8	0.777

Çizelge 4.6. P=4 kbar basınç altında $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2 / I_1^2 değerleri

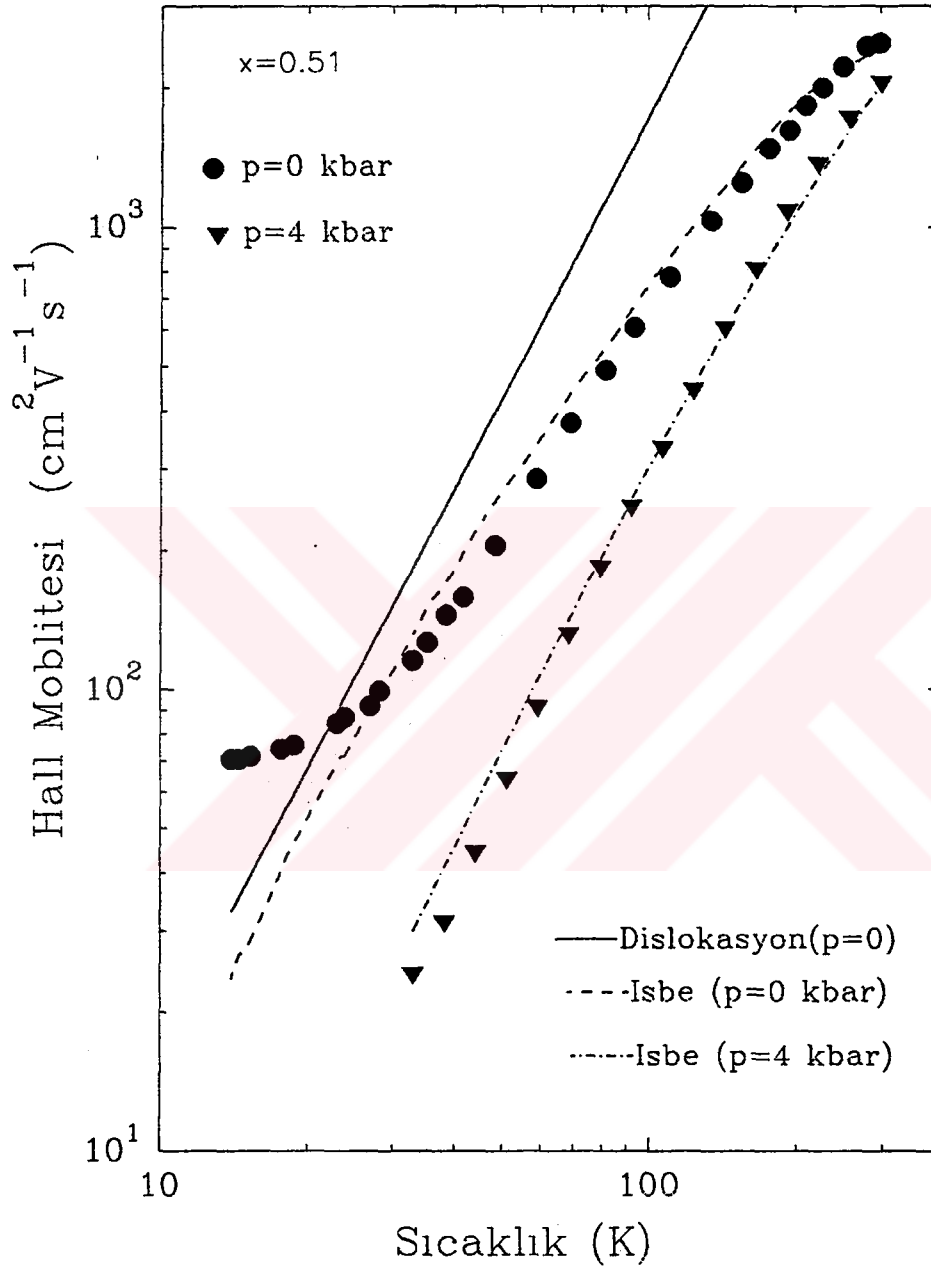
$T(K^0)$	x_c	I_1	I_2	I_2 / I_1^2
300	3.1551×10^{-006}	1.21278×10^6	1.13444×10^{12}	0.771
259	3.617×10^{-006}	1.0579×10^6	8.63286×10^{11}	0.771
193	4.782×10^{-006}	800172	4.94008×10^{11}	0.772
144	6.3492×10^{-006}	602661	2.80306×10^{11}	0.772
124	7.3487×10^{-006}	520692	2.09275×10^{11}	0.772
107	8.4943×10^{-006}	450468	1.56659×10^{11}	0.772
79.7	1.1363×10^{-005}	336742	8.75755×10^{10}	0.772
59.3	1.524×10^{-005}	251075	4.87061×10^{10}	0.773
44.2	2.042×10^{-005}	187383	2.71428×10^{10}	0.773
33	2.7331×10^{-005}	139999	1.51599×10^{10}	0.773

Çizelge 4.7. P=0 kbar basınç altında $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2/I_1^2 değerleri

T (K ⁰)	x_c	I_1	I_2	I_2/I_1^2
299.7	6.3645×10^{-006}	601213	2.78961×10^{11}	0.772
251.8	7.395×10^{-006}	517432	2.06664×10^{11}	0.772
195	9.3112×10^{-006}	410946	1.3039×10^{11}	0.772
155.3	1.1515×10^{-005}	332296	8.52803×10^{10}	0.772
93.7	1.8732×10^{-005}	204269	3.22502×10^{10}	0.773
48.5	3.5862×10^{-005}	106695	8.81041×10^9	0.774
38.5	4.5116×10^{-005}	84809	5.5699×10^9	0.774
27	6.4255×10^{-005}	59546.4	2.74868×10^9	0.775
17.7	9.7949×10^{-005}	39061.2	1.18453×10^9	0.776
14	0.00012381	30901.3	7.42032×10^8	0.777

Çizelge 4.8. P=4 kbar basınç altında $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkeni için x_c , I_1 , I_2 , I_2/I_1^2 değerleri

T (K ⁰)	x_c	I_1	I_2	I_2/I_1^2
300	3.3388×10^{-006}	1.14605×10^6	1.01308×10^{12}	0.771
259	3.8252×10^{-006}	1.00032×10^6	7.71903×10^{11}	0.771
193	5.0531×10^{-006}	757243	4.42444×10^{11}	0.772
144	6.7061×10^{-006}	570587	2.51278×10^{11}	0.772
124	7.7606×10^{-006}	493056	1.87661×10^{11}	0.772
107	8.9695×10^{-006}	426602	1.40508×10^{11}	0.772
79.7	1.1997×10^{-005}	318946	7.85698×10^{10}	0.772
59.3	1.6089×10^{-005}	237825	4.37052×10^{10}	0.773
44.2	2.1558×10^{-005}	177491	2.43552×10^{10}	0.773
33	2.8853×10^{-005}	132614	1.36042×10^{10}	0.774

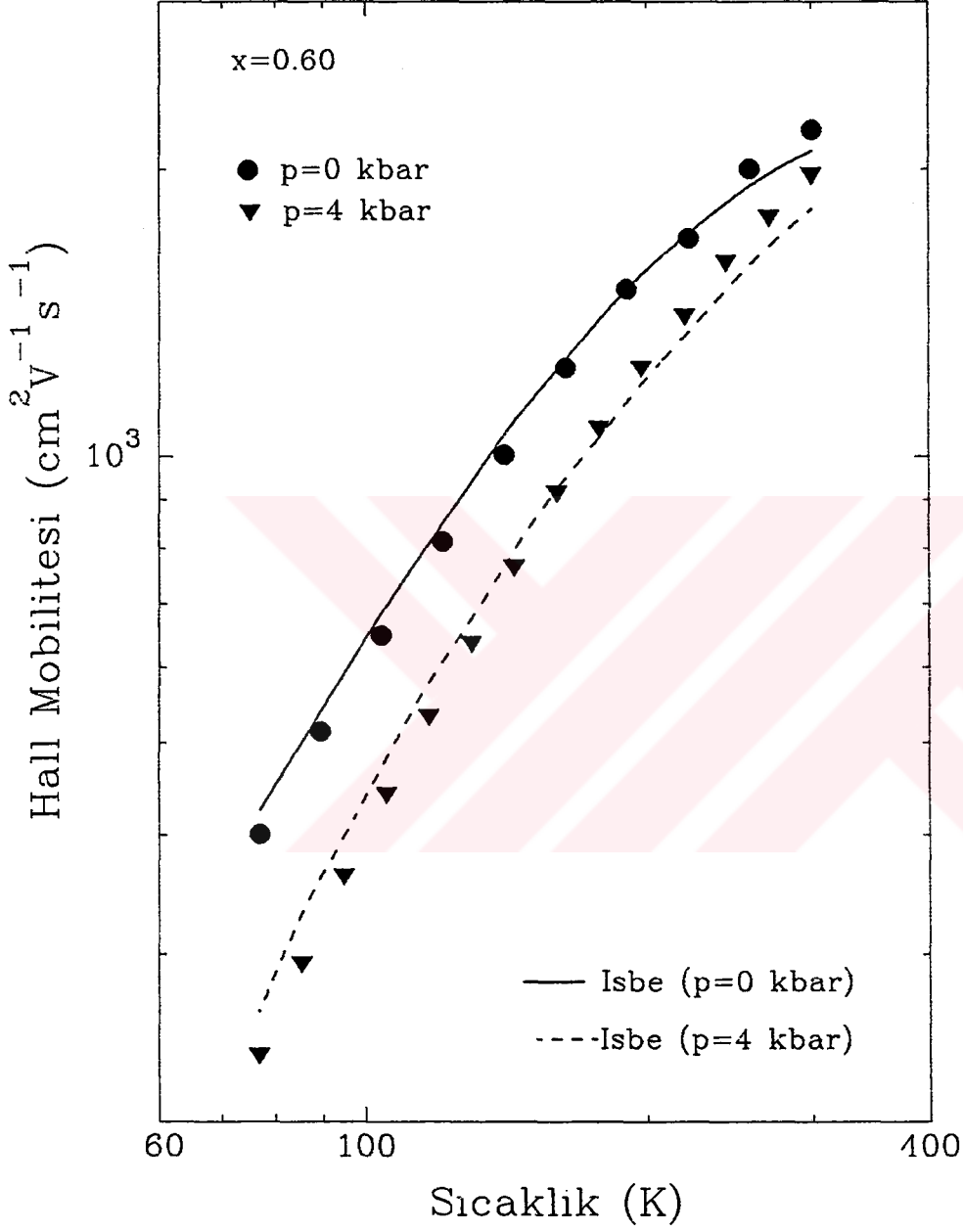


Şekil 4.2 $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ yarıiletkeninde dislokasyon mobilitesi, deneysel (semboller) ve teorik (çizgiler) toplam mobilité

Dislokasyon saçılma mekanizmasını ISBE'ye dahil edilerek, $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ numunesi için $P=0$ kbar'da Hall mobilitesi hesaplandı. Çizelge 2.1'deki materyal parametreleri, deneysel taşıyıcı yoğunluğu, boşlukların doldurulabilme olasılığı $f=0.4$, magnetik alan 300 Gauss, dislokasyon yoğunluğu $N_D=10^7 \text{ cm}^{-2}$ değerleri ve basınçla değişen N_a değerlerinden hesaplanan alıcı atomları arası mesafe $a=5 \times 10^{-8}$ değeri ISBE'de giriş parametreleri olarak kullanıldı. Hesaplama sonucu Şekil 4.2'de verildi ve kesikli çizgi $P=0$ kbar'da toplam mobilitayı temsil etmektedir. Sembollerde $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar'da deneysel Hall mobilitesini göstermektedir. Hesaplanan teorik mobilita oda sıcaklığından 20 K civarına kadar deneysel mobilita ile iyi bir uyum içerisindedir. 20 K den düşük sıcaklıklarda safsızlık bandı iletiminden dolayı deneyle uyum göstermemektedir. Çok düşük sıcaklıklarda deneyle teorinin uyumlu olması için teorik hesaplamalarda bu sıcaklık bölgesinde iki bant iletimi kullanılmalıdır.

Aynı hesaplamalar $P=4$ kbar için tekrarlandı. Bu hesaplamalarda deneysel taşıyıcı yoğunluğu, magnetik alan 300 Gauss, boşlukların doldurulabilme olasılığı $f=0.4$, dislokasyon yoğunluğu $N_D=10^7 \text{ cm}^{-2}$ değerleri giriş parametreleri olarak alındı. Diğer parametreler ise ISBE içerisinde ilgili basınç değerinde hesaplanmaktadır. Ayrıca basıncın artmasıyla N_a değerleri de artar (Kasap Ph.D., 1993). Dolayısıyla a değerleri basınçla azalır. Bu artışın dikkate alınmasıyla $P=4$ kbar'da alıcı atomlar arası mesafe $a=3.2 \times 10^{-8} \text{ cm}$ dir. $P=4$ kbar'da teorik toplam mobilita Şekil 4.2'de noktalı çizgi ile verildi. Deneysel Hall mobilitesi ile teorik model ISBE'den elde edilen Hall mobilitesi iyi bir uyum sergilemektedir. Hesaplamalarda boşlukların doldurulabilme olasılığı ve dislokasyon yoğunluğunun basınçla değişmediği kabul edildi.

$\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ numunesinde $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar için benzer hesaplamalar yapıldı. Daha önceden olduğu gibi çizelge 2.1 deki parametreler ve diğer



Şekil 4.3 $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkeninde deneysel (semboller) ve teorik (çizgiler) mobiliteler

gerekli parametreler giriş parametresi olarak kullanıldı. Boşlukların doldurulabilme olasılığı ve dislokasyon yoğunluğunun $x=51$ de kullanılan değerler alındı. Alıcı atomlar arası mesafe $P=0$ kbar için $a=8.82 \times 10^{-7}$ cm, $P=4$ kbar için $a=6 \times 10^{-7}$ cm değerleri kullanıldı. Elde edilen sonuçlar Şekil 4.3'de $P=0$ kbar için düz çizgi ve $P=4$ kbar için kesikli çizgi ile verildi. Semboller de ilgili basınç değerlerindeki deneysel Hall mobilitelerini temsil etmektedir. Şekil 4.3'de hem $P=0$ kbarda hem de $P=4$ kbarda deneysel Hall mobilitesi ile ISBE'den elde edilen teorik Hall mobilitesi iyi bir uyum içerisinde.



5. SONUÇ

$\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{As}$ ve $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ yarıiletkenlerinde bireysel dislokasyon saçılma mekanizması ile kontrol edilen mobilité Alkan et al. (1996) tarafından verilen model ile hesaplandı. Şekil 4.2.'de düz çizgi dislokasyon saçılma mekanizması ile kontrol edilen mobilitéyi temsil etmektedir. Dislokasyon saçılma mekanizması ile kontrol edilen mobilitéyle Şekil 4.1 de verilen (Kasap and Lancefield, 1996) ve deneysel olarak tahmin edilen ($\mu \sim T^{2.5}$) mobilité sıcaklık ile aynı davranışı sergilemektedir.

Dislokasyon saçılma mekanizması ISBE içerisine katılarak ilgili yarıiletkenler için toplam Hall mobilitesi teorik olarak $P=0$ kbar ve $P=4$ kbar'da hesaplandı ve Şekil 4.2, Şekil 4.3'de sıcaklığın fonksiyonu olarak verildi. Teorik model ISBE'den hesaplanan mobilité ile deneysel mobilitenin iyi bir uyum içerisinde.

Plastiksel gevşek tabakalı $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ yarıiletkeninde $x=50$ civarında tam bir tabaka gevşemesi oluşmasından dolayı alaşım kompozisyonun orta bölgelerinde dislokasyon saçılma mekanizması en etkin mekanizmadır. Diğer etkin saçılma mekanizmasının yüklü safsızlık saçılma mekanizması olduğu bulunmuştur.

KAYNAKLAR

1. Adachi, E., 1968, **J.Phys.Soc.Japan**, 24, 1178.
2. Adachi, S., 1982, **J.Appl.Phys.**, 53, 12, 8775.
3. Adachi, S. and Oe K., 1984, **J.Appl.Phys.**, 56, 5, 1494.
4. Adachi, S., 1985, **J.Appl.Phys.**, 58, 3, R1.
5. Adachi, S., 1992, Physical Properties of III-IV Semiconductor Compounds, **John Willey and Sons New York Chichester Brisbane Toronto Singapore**
6. Alkan, B., Serin, T., Unal, B., 1996, **Semicond. Sci. Technol.**, 11, 1046-1050.
7. Allen, L. C., 1955, **Phys.Rev.**, 98, 4, 993.
8. Aspens, D.E., 1976, **Phys.Rev.**, B14, 12, 5331.
9. Bateman, T. B., McSkimin, H. J. and Whelon, J. M., 1959, **J.Appl.Phys.**, 30, 4, 544.
10. Bardeen, J. and Shockley, W., 1950, **Phys.Rev.**, 80, 1, 72.
11. Blakemore, J. S., 1987, Semiconductor Statistics, **Dover Publications, INC. New York**.
12. Brooks, H., 1955, Advances in Electronics and electron Physics, **edited by L. Marton, (Academic New York)**
13. Chelikowsky, J. R. and Cohen, M. L., 1976, **Phys.Rev.**, B14, 2, 556.
14. Dresselhauss, G. D., 1955, **Phys. Rev.**, 100, 2, 580.
15. Ehrenreich, H., 1959, **J. Phys. Chem. Solids.**, 9, 129.
16. Ehrenreich, H., 1960, **Phys.Rev.**, 120, 6, 1951.
17. Erginsoy, C., 1950, **Phys.Rev.**, 79, 1013.

18. Fortini, A., Diguët, D., and Lugand, J., 1970, **J. Appl. Phys.**, 41, 7, 3121.
19. Gerlich, D., 1963, **J. Appl. Phys.**, 34, 9, 2915.
20. Gallagher, C. J. 1952, **Phys.Rev.**, 88, 721.
21. Herman, F., 1955, **Proc. IRE.**, 43, 1703.
22. Herman, K. and Weisbuch, C., 1977, **Phys. Rev.**, B15, 2, 823.
23. Hass, M. and Kenvis, B. W., 1962, **J. Phys. Chem. Solid.**, 23, 1099.
24. Kane, E. O., 1966, **Semiconductors and Semimetals**, edited by R. K. Willardson, A. C. Beer, (Academic, New York).
25. Kasap, M., 1993, **The Temperature and Pressure Dependence of Electron Transport in Plastically Relaxed $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$** , Ph.D. Thesis, University of Surrey
26. Kasap, M. and Lancefield, D., 1997, **Phys. Stat. Sol.**, 199, 481.
27. Lancefield, D., Adams, A. R. and Fisher, M. A., 1987, **J. Appl. Phys.**, 62, 6, 2342.
28. Littlejohn, M. A., Hauser, J. R., Glission, T. H., Ferry, D. K. and Harrison J. W., 1978, **Solid. State. Elect.**, 21, 107.
29. Look, D. C., 1989, **Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices**, (John Wiley and Sons Chichester New York Brisbane Toronto Singapore)
30. McSkimin, H. J., Jayaraman, A. and Adreatch, P.Jr., 1967, **J. Appl. Phys.**, 38, 5, 2362.
31. Moore, E. J., 1967, **Phys. Rev.**, 160, 3, 618.
32. Nohary, R. E., Pollack, M. A., Johnson, W. D. Jr., and Barns R. L., 1978, **Appl. Phys. Lett.**, 33, 659.
33. Nag, B. R., 1980, **Electron Transport in Compound Semiconductors**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.

34. Nag, B. R., 1984, **Pramana**, 23, 3, 411.
35. Olsen, G. H., Zamerowski T. Z., Smith, R. T. and Perton, E. P., 1980, **J. Electron Matter**, 9, 6, 977.
36. Paul, S., Roy, J. B., and Basu, P. K., 1991, **J. Appl. Phys.**, 69, 2, 827.
37. Palik E. D., Hennis, B. W., Stevenson, J. R. and Iwasa, S., 1968, **Solid State Comm.**, 6, 10, 721.
38. Philips, J. C., 1958, Energy-Band Interpolation Scheme Based on a Pseudopotential, **Phys. Rev.**, 112, 685.
39. Pödör, B. 1966, **Phys. Status Solidi**, 16, K176.
40. People, R., Jayaraman, A., Wecht, K. W., Siveo, D. L. and Cho, A.Y., 1988, **Appl. Phys. Lett.**, 52, 25, 2124.
41. Rode, D. L., 1970, **Phys. Rev.**, B2, 4, 1012.
42. Rode, D. L., 1971, **Phys. Rev.**, B3, 10, 3287.
43. Rode, D. L. and Knight S., 1971, **Phys. Rev.**, B3, 8, 2534.
44. Rode, D. L., 1973, **Phys. Stat. Sol.**, 55, 687.
45. Rode, D. L., 1975, **Semiconductors and Semimetals**, edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, (Academic New York).
46. Shantharama, L. G., Adams, A. R., Ahmad, C. N. And Nicholas, R. J., 1984, **J. Phys.**, C17, 4429.
47. Stradling, R. A. and Wood, R. A., 1970, **J. Phys.** C3, L94.
48. Unal, B., Altanhan, T. and Alkan, B., 1992, **Prog. Theor. Phys.**, 88, 485.
49. Unal, B., Alkan, B. and Ozdemir, A. R. 1994, **Phys. Lett.**, 191A, 25.
50. Waugh, J. T. L. and Polling, G., 1962, **Phys. Rev.**, 132, 6, 2410.
51. Wolfe, C. M., Stillman, G. E., Spears, D. L., Hill, D. E. and Williams, F. V., 1973, **J. Appl. Phys.**, 44, 2, 732.

- 52. Vinson, P. J., Pickering, C., Adams, A. R., Fawcett, W. and Pitt, G. O., 1976, **Proc. of the 13th Conf. on the Phys. of Semicond., Rome.**
- 53. Van Der Walle, C. G., 1989, **Phys. Rev.**, B39, 3.
- 54. Varshni, Y. P., 1967, **Physica**, 34, 149.
- 55. Vogel, F.L., 1956, **J. Metals**, 8, 946.



ÖZGEÇMİŞ

23.05.1977 Tarihinde Ankara’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Ankara’da tamamladı. 1995 yılında Ondokuz Mayıs Üniversitesi Amasya Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümüne girdi ve 1999 yılında mezun oldu. 1999-2000 kış döneminde Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans programına başladı.

