



T.C.

SİVAS CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**TERS V-ŞEKİLLİ BİR KUANTUM KUYUSUNUN
DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK
ÖZELLİKLERİ**

ARİFE BİLGİN

OPTİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Fatih UNGAN

SİVAS

2019

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.



Bütün hakları saklıdır.
Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

© Arife BİLGİN, 2019

Bu tezimi canım annem Medine BİLGİN ve canım babam Mehmet BİLGİN' e ithaf ediyorum.

ETİK

Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu (Yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin herhangi bir bölümünü, Cumhuriyet Üniversitesi veya bir başka üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunmadığımı; beyan ederim.

01.08.2019

Arife BİLGİN

KATKI BELİRTME VE TEŞEKKÜR

Bilgi ve deneyimlerinden sürekli yararlandığım tezin her aşamasında bana yol gösterici olan değerli danışman hocam Prof. Dr. Fatih UNGAN' a çok teşekkür ederim. Aynı zaman da yüksek lisans sürecim boyunca yardımlarını benden esirgemeyen canım arkadaşım Sibel ALİM'e de en içten teşekkürlerimi sunarım. Yüksek lisansım sürecinde maddi ve manevi beni destekleyen sürekli arkamda olan canım aileme de teşekkürlerimi sunuyorum.



ÖZET

TERS V-ŞEKİLLİ BİR KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK ÖZELLİKLERİ

Arife BİLGİN

Yüksek Lisans Tezi

Optik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Fatih UNGAN

2019, 68 +xvi sayfa

Ters V- şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri üzerine elektrik ve manyetik alanın etkisi etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde teorik olarak incelenmiştir. Elde edilen sayısal sonuçlar foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur. Sonuç olarak yapılan bu çalışma ile elektromanyetik spektrumun kızılötesi bölgesinde çalışabilen yeni optoelektronik aygıtların tasarlanması için anahtar parametreler olan, kuantum kuyu genişliği, kuşatma potansiyeli derinliği, alüminyum konsatrasyonu gibi yapı parametreleri elde edilmiştir.

Anahtar Sözcükler: V-şekilli kuantum kuyusu, Bant içi Geçişler, Elektrik ve Manyetik Alan

ABSTRACT

LINEAR AND NON-LINEAR OPTICAL PROPERTIES OF INVERSE V-SHAPED SINGLE QUANTUM WELL

Arife BİLGİN

Master of Science Thesis

Department of Optical Engineering

Supervisor: Prof. Dr. Fatih UNGAN

2019, 68+ xvi pages.

The effect of the electric and magnetic fields on the linear and non-linear optical properties of inverse V-shaped GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs single quantum well is theoretically investigated within the framework of effective mass approximation. The obtained numerical results are presented as a function of photon energy. As a result by means of this research, the structural parameters such as quantum well width, confinement potential depth, and aluminum concentration that are key parameters for designing new optoelectronic devices that operate on infrared region of electromagnetic spectrum are obtained.

Key Words: V-shaped Quantum Well, Intersubband Transitions, Electric and Magnetic Fields.

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KATKI BELİRTME VE TEŞEKKÜR	vii
ÖZET	viii
ABSTRACT	ix
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ	xiii
SİMGELER DİZİNİ	xiv
KISALTMALAR DİZİNİ	xvii
1.GİRİŞ	1
2.YARIİLETKENLER	3
2.1 Saf(intrinsic) Yarıiletkenler.....	6
2.2 Katkılı Yarıiletkenler.....	7
2.2.1 n-tipi yarıiletken.....	7
2.2.2 p-tipi yarıiletken.....	9
3. HETEROYAPILAR	11
3.1 Düşük Boyutlu Yapılar.....	13
3.1.1 Kuantum Kuyusu	15
3.1.2 Kuantum Teli	16
3.1.3 Kuantum Noktası	17
4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK	18
4.1.Kuantum Mekaniğinin Yoğunluk Matris Formalizmi	19
4.2. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Soğurma Katsayıları	23
4.3. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Kırılma İndisi Değişimi	25
5. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS V-ŞEKİLLİ GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs TEK KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ	26
6. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS V-ŞEKİLLİ GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs TEK KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ	40
7. SONUÇ	64
KAYNAKLAR	66

ÖZGEÇMİŞ

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2. 1 Farklı maddeler için enerji bant diyagramları [13].....	3
Şekil 2.2 Direk(doğrudan) ve İndirek(dolaylı) bant yapıları [16].....	5
Şekil 2.3 Saf (intrinsic) yarıiletkende bulunan yüklerin hareketi [19].....	6
Şekil 2.4 Silisyumdaki donör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [19].	7
Şekil 2.5 Donör katkılı yarıiletkenin enerji- bant diyagramı [19]	8
Şekil 2.6 Silisyumdaki akseptör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [19].	9
Şekil 2.7 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [19].	10
Şekil 3.1 İki yarıiletkenin birbirlerine eklenmemiş bant yapısı [19].	11
Şekil 3.2 İki yarıiletkenin birbirlerine eklenmiş bant yapısı [19].	12
Şekil 3.3 Düşük boyutlu sistemler ve bunlara ait durum yoğunlukları [21].	14
Şekil 3.4 Kuantum kuyusunun enerji bant yapısının şematik gösterimi [23].	15
Şekil 3.5 Kare kesitli kuantum telinin şematik gösterimi [23].	16
Şekil 3.6 Kübik kuantum noktasının şematik gösterimi [23].	17
Şekil 5.1 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{1-x} Al _x As tek kuantum kuyusunun elektronik özelliği.....	26
Şekil 5.2 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri üzerine kuantum kuyu genişliğinin (L) etkisi.....	29
Şekil 5.3 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) kuantum kuyu genişliğine göre değişimi.....	30
Şekil 5.4 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin (σ) katsayısına göre değişimi.....	31
Şekil 5.5 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) σ katsayısına göre değişimi.....	32
Şekil 5.6 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusuna paralel uygulanan dört farklı statik elektrik alan değerinin etkisi [(a) F=0, (b) F=10 kV/cm, (c) F=20 kV/cm, (d) F=30 kV/cm].	34
Şekil 5.7 Büyütme doğrultusuna paralele uygulanan statik elektrik alanın fonksiyonu olarak ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji	

seviyesi (E1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) değişimi.....	35
Şekil 5.8 Ters V- şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin yapıya dik yönde uygulanan dört farklı statik manyetik alan [(a) B=0, (b) B= 10 T, (c) B= 15 T, (d) B=20 T] değerine göre değişimi.....	38
Şekil 5.9 Yapıya dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alanın bir fonksiyonu olarak ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) değişimi.....	39
Şekil 6.1 Ters V- şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi.....	42
Şekil 6.2 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı σ katsayısı değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.....	45
Şekil 6.3 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.....	48
Şekil 6.4 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.....	51
Şekil 6.5 Ters V- şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.....	54
Şekil 6.6 Ters V-şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun farklı sigma değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.....	57
Şekil 6.7 Ters V- şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.....	59
Şekil 6.8 Ters V- şekilli GaAs/Ga _{0.7} Al _{0.3} As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisi değişimi.....	62

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Tablo 2. 1 Bazı yarıiletkenlerin yasak enerji bant aralığı değerleri[14]..... 4



SİMGELER DİZİNİ

N	Azot
Sb	Antimuan
Ar	Arsenik
P	Fosfor
Ge	Germanyum
Si	Silisyum
Ga	Galyum
In	İndiyum
Cu₂O	Bakır oksit
GaAs	Galyum arsenik
InP	İndiyum fosfor
PbS	Kurşun sülfür
AlAs	Aliminyum Arsenit
GaSb	GalyumAntimon
InAs	İndiyum Arsenit
AlGaAs	Aliminyum Galyum Arsenit
ZnS	Çinko sülfür
GaP	Galyum fosfor
E	Enerji, J
E_d	Donör enerji seviyesi, J
E_a	Akseptör enerji seviyesi, J
E_g	Yasak bant aralığı, J
E_c	İletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_v	Değerlik bandı sınırındaki enerji değeri, J
ΔE_c	İletim bandı süreksizliği, J
ΔE_v	Değerlik bandı süreksizliği, J
ΔE_{g1}	Birinci malzemenin yasak bant aralığı, J
ΔE_{g2}	İkinci malzemenin yasak bant aralığı, J
ΔE_{g1}^f	Birinci malzemenin deneysel yasak bant aralığı, J
ΔE_{g2}^f	İkinci malzemenin deneysel yasak bant aralığı, J
k	Dalga vektörü, m ⁻¹
ψ_s	Dalga fonksiyonu
ρ	Yoğunluk matris elemanı
ħ	Plank sabiti, J.s
H	Hamiltolyen operatörü, J
V	Kuşatma potansiyeli, J
V₀	Kuşatma potansiyeli büyüklüğü, J

\hat{H}_0	Serbest atom hamiltolyeni, J
\vec{A}	Manyetik alan vektör potansiyeli , T.m
σ_v	Taban durum elektron yoğunluğu
ϵ	Elektriksel geçirgenlik, F m ⁻¹
ϵ_0	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği, F m ⁻¹
C_n^s	s seviyesinde olduğu bilinen bir atomun,t zamanında n'ninci enerji seviyesinde bulunma olasılık genliği
U_n	Enerji özdeğer çözümü, J
δ_n	Sonsuz kuantum kuyusunun öz fonksiyonlarındaki tek ve çift özdeğerlere karşılık gelen faz farkı
μ	Malzemenin manyetik geçirgenliği, H.m ⁻¹
E_{10}	Birinci enerji özdeğeri ile taban enerji özdeğerinin farkı, J
n_r	Reel kırılma indisi
c	Işığın boşluktaki hızı, m/s
I	Uygulanan ışığın şiddeti
$\Delta n(w)$	Kırılma indisindeki değişim
$\alpha(w)$	Soğurma katsayısı
\vec{p}	Momentum operatörü, kg m s ⁻¹
m^*	Elektronun etkin kütlesi, kg
e	Elektron yükü, 1.6×10 ⁻¹⁹ C
R	Rydberg sabiti, J
a_B	Bohr yarıçapı , m
$\rho_{nm}^{(eq)}$	Termal dengedeki yoğunluk matris değeri
$\varphi_n(\vec{z})$	Elektronun z yönündeki hareketini tanımlayan dalga fonksiyonu
B	Manyetik alanın büyüklüğü
F	Elektrik alanın büyüklüğü
n	Baş kuantum sayısı
E_1	Taban durum enerji seviyesi, J
E_2	Birinci uyarılmış enerji seviyesi, J
ΔE	Enerji farkı, J
$\chi^{(1)}$	Doğrusal alınganlık
$\chi^{(2)}$	İkinci dereceden optiksel alınganlık
$\chi^{(3)}$	Üçüncü dereceden optiksel alınganlık
$P^{(1)}(t)$	Doğrudan polarizasyon yoğunluğu
$P^{(2)}(t)$	İkinci dereceden doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu
$P^{(3)}(t)$	Üçüncü dereceden doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu
$\langle A \rangle$	A operatörünün beklenen değeri
A_{mn}	A operatörünün matris elemanları
$P(s)$	Sistemin s seviyesinde bulunma olasılığı
Γ_{nm}	n> ve m> seviyeleri arasındaki düşüş oranı
L	Kuantum kuyu genişliği, m
σ	Kuantum kuyusunun katsayı değeri

KISALTMALAR DİZİNİ

MBE :	Moleküler ışın epitaksi (Moleküler ışınla kristal büyütme tekniği)
LPE :	Sıvı faz epitaksi
CVD :	Kimyasal buhar depolama
VPE :	Buhar faz epitaksi
3D :	Üç boyut
2D :	İki boyut
1D :	Bir boyut
0D :	Sıfır boyut

1.GİRİŞ

Modern kristal büyütme teknolojisinin gelişimi ile birlikte yarıiletken malzemeler, nanometre mertebesinde işlenerek düşük boyutlu yarıiletken yapıların üretilmesi mümkün hale gelmiştir. Yarıiletken kuantum kuyu yapılarında, yapıyı oluşturan malzemelerin yasak bant aralıklarındaki enerji farklılıklardan kaynaklanan kuyu potansiyeli tarafından yük taşıyıcılarının hareketi belirli boyutlarda sınırlandırılabilir. Moleküler ışın epitaksi (MBE) [1], sıvı faz epitaksi (LPE) [2], buhar faz epitaksi (VPE) [3], kimyasal buhar depolama (CVD) [4] gibi yapay kristal büyütme tekniklerinin gelişmesi ile nano boyutlu kristal yapının ve kimyasal kompozisyonun kontrol edilmesini mümkün hale getirmiştir. Bu kristal büyütme teknikleri bilim adamlarına daha düşük boyutsal sınırlamalara sahip nano-yapıların üretmelerine yardımcı olmuştur. Taşıyıcıların (elektronlar ve boşluklar) hareketleri bir boyutta ve genellikle büyütme yönünde sınırlandırılırsa bu tür bir sınırlandırma kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Benzer olarak taşıyıcı hareketlerinin iki boyutta sınırlandırılması ile kuantum telleri ve üç boyutta sınırlandırılması ile de kuantum noktaları oluşturulur. Kuantum noktası, kuantum kuyusu ve kuantum teli gibi daha yüksek boyutlu yapılara nazaran daha keskin durum yoğunluğuna sahiptir. Bunun sonucu olarak da daha üstün iletim ve optik özelliklerine sahip olmakla beraber diyot lazerler, yükselticiler ve biyolojik sensörlerde bu yapıların kullanımı üzerine yoğun araştırmalar yapılmaktadır. Yarıiletken kristalin boyutları malzemenin Bohr yarıçapı mertebesine yaklaştığı zaman enerji seviyeleri sürekli olmaz. Dolayısıyla, enerji seviyeleri arasında küçük ve sonlu bir fark olur ki bu da bize enerji seviyelerinin kesikli olduğunu, yani kuantize olduğu sonucuna götürmektedir. Deneysel olarak da kesikli enerji seviyelerinin varlığı, yarıiletken bir kuantum kuyusunda Dingle ve arkadaşları tarafından gösterilmiştir [5]. Bir boyutlu nanoyapılar, yapısal ve fiziksel özelliklerinden dolayı araştırmacılar için ilgi çekici olmasının yanı sıra aynı zamanda, gelecekteki teknolojik uygulamalar için de önemli bir potansiyele sahiptir. Kuantum kuyuları, heteroyapı temelli ışık yayan diyotlar [6], heteroyapı bipolar transistörler [7], yüksek elektron hareketli transistörler [8] ve iki katlı heteroyapılı lazerler [9] gibi optoelektronik ve mikroelektronik cihazlar için birçok uygulama alanına sahiptirler.

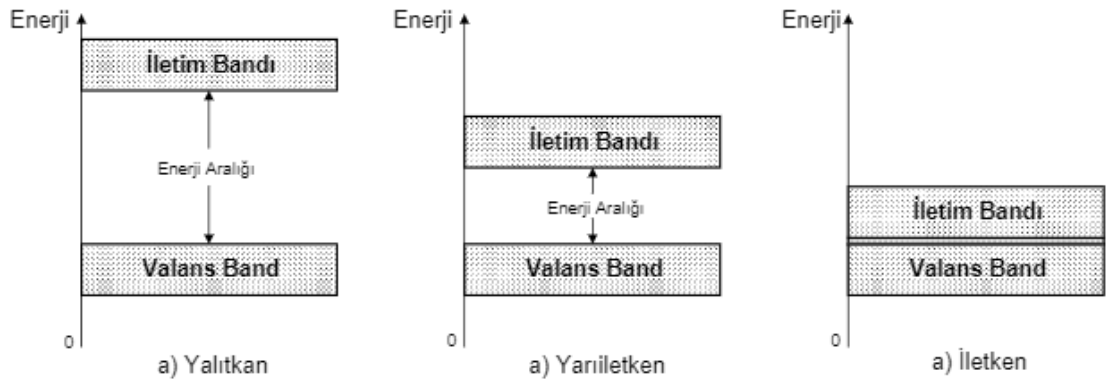
Yapılan bu çalışmanın ilk kısmında yarıiletkenler, düşük boyutlu sistemler, heteroyapılar ve doğrusal olmayan optik hakkında kısa bir genel bilgi verilmiştir. Çalışmanın ikinci kısmında ise, kristal büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alan ve bu büyütme doğrultusuna dik uygulanan statik manyetik alan altındaki ters V- şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunda kuşatılmış bir elektron için toplam Hamiltonyen elde edilmiştir. Daha sonra bu Hamiltonyen kullanılarak yazılan Schrödinger denklemi etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde analitik çözümü yapılarak, sistemin enerji özdeğer ve özvektörleri elde edilmiştir. Elde edilen bu enerji özdeğer ve özvektörlerinden yararlanarak, sistemin doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri hesaplanarak yorumlanmıştır. Bu hesaplamayı

sayısal olarak yapmak için hazır paket program MATEMATİCA ile yüksek kapasiteli bilgisayarlar kullanılmıştır.



2.YARIİLETKENLER

Maddeler elektriksel iletkenliklerine göre üç sınıfa ayrılırlar. Bunlar; iletkenler, yalıtkanlar ve yarıiletkenlerdir. Bir maddenin elektriksel iletimi, enerji bant teoremine göre açıklanır. Elektronlarla dolu olan alt banda valans bandı, bu bandı takip eden boş olan üst banda da iletim bandı denir [10]. İletim bandı ile valans bandı arasındaki enerji aralığına ise yasak enerji aralığı denir. İletim bandı ile valans bandı üst üste binen maddelere iletken adı verilir. Tüm metaller bu gruba girer. Elektrik akımını iyi iletirler. Elektrik akımını iletmeyen maddelere ve iletkenlik bandı tamamen boş olan maddelere ise yalıtkan adı verilir. Yarıiletkenler de ise yasak enerji aralığı yalıtkana göre daha küçüktür. Bu nedenle, yarıiletken bir maddenin valans bandındaki elektronların enerji kazanıp iletkenlik bandına çıkma olasılığı yüksektir [11]. Yarıiletkenler elektriksel iletkenlikleri bakımından iletkenler ve yalıtkanlar arasında yer alırlar. Yarıiletkenler düşük sıcaklıklarda elektriksel iletim olarak yalıtkanlardır. Ancak ısı, ışık ve manyetik etki altında bırakıldığında ve ya gerilim uygulandığında bir miktar valans elektronu serbest hale geçer, yani iletkenlik özelliği kazanır. Bu şekilde iletkenlik özelliği kazanması geçici olup, dış etki kalkınca elektronlar tekrar atomlarına dönerler [12]. Yarıiletken malzemelerin elektriksel özelliklerini dış etkilerle (ısı, ışık vb.) değiştirebilir olması elektronik ve optik cihazların kullanımında tercih edilmesinin en temel sebebidir.



Şekil 2.1 Farklı maddeler için enerji bant diyagramları [13]

Tablo 2. 1 Bazı yarıiletkenlerin yasak enerji bant aralığı değerleri[14].

Kristal	E_g (eV)	
	0 K	300 K
Si	1,17	1,14
Ge	0,744	0,67
InP	1,42	1,35
GaP	2,32	2,26
GaAs	1,52	1,43
CdS	2,582	2,42
CdTe	1,607	1,45
ZnO	3,436	3,2
ZnS	3,91	3,6

Yarıiletkenler doğrudan bant ve dolaylı bant olmak üzere iki çeşit bant yapısına sahiptirler. Yarıiletkenlerde valans bandının maksimumu her zaman $k=0$ da gösterilir. Eğer yarıiletkenin iletkenlik bandının minimumu $k=0$ ise bu tür yarıiletkenlere “doğrudan bant” aralıklı yarıiletken denir. GaAs, InN vb. doğrudan bant aralıklı yarıiletkenlere örnektir. İletkenlik bandının minimumu farklı k değerlerindeyse bu tür yarıiletkenlere “dolaylı bant” aralıklı yarıiletken denir. Si, Ge, AlAs vb. dolaylı bant aralıklı yarıiletkenlere örnektir.

Bant kenarları $k=0$ ‘ da olduğunda bant yapısı

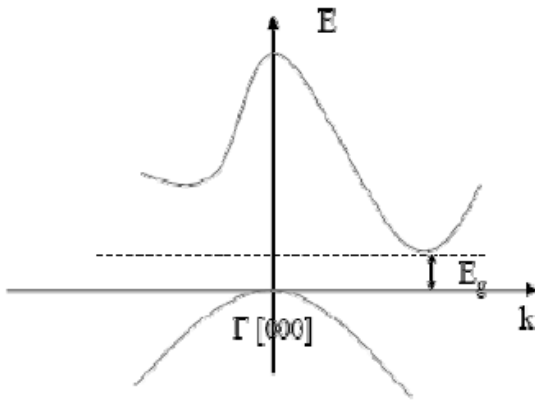
$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad [2.1]$$

olarak ifade edilir. Burada m^* etkin kütlelerdir ve

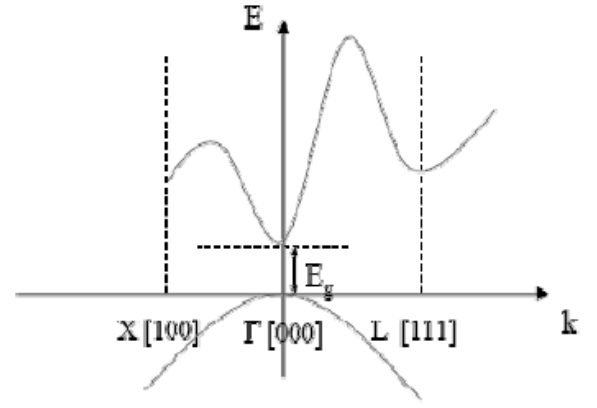
$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2} \quad [2.2]$$

şeklinde ifade edilir. Yarıiletkenin bant yapısı parabolüdür [15]. Şekil 2.2 de doğrudan bant yapısı ve dolaylı bant yapısı şematik olarak gösterilmiştir.

Yarıiletkenler katkı maddesi eklenerek diyot, transistör gibi elektronik devre elemanı üretiminde kullanılırlar. Uzay teknolojisinde, sağlık alanında, lazerler, termal kameralar, gece görüş sistemleri gibi hassas cihazların yapımında da kullanılırlar. Yarıiletkenleri saf (intrinsic) ve katkılı yarıiletkenler olarak iki türde incelemek mümkündür.



İndirek Bant aralığı



Direk Bant aralığı

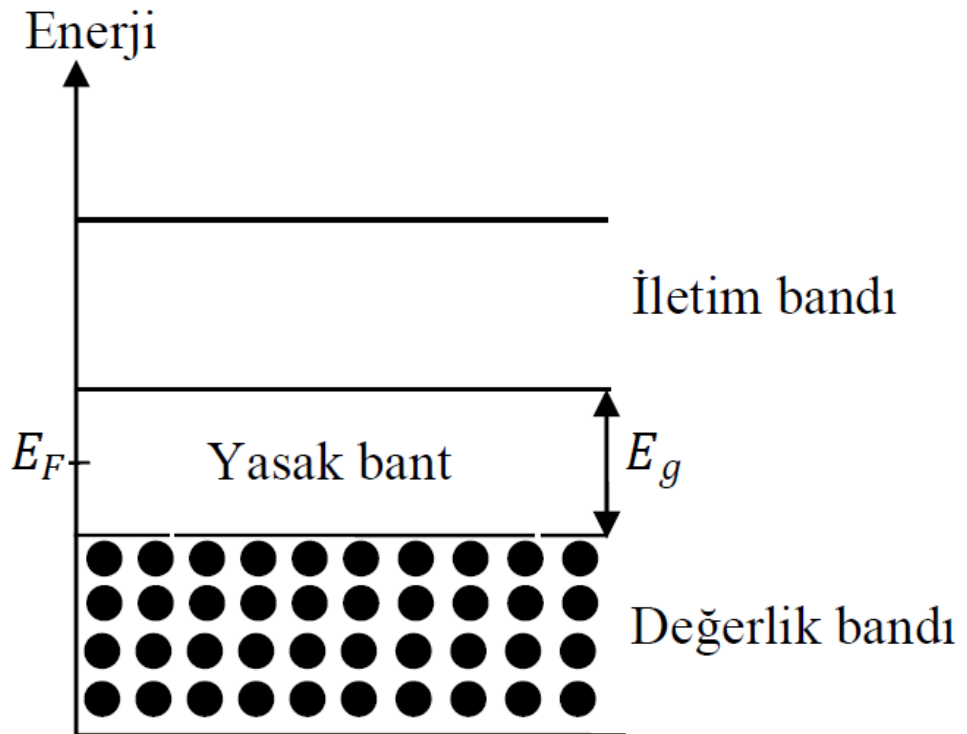
Şekil 2.2 Direk (doğrudan) ve İndirek (dolaylı) bant yapıları [16]

2.1 Saf(İtrinsic) Yarıiletkenler

Mutlak sıfır sıcaklığında ($T=0^{\circ}\text{K}$) hiçbir serbest yük taşıyıcısı olmayan yarıiletkenlere saf yarıiletkenler denir. Saf yarıiletkenler de serbest elektron yoğunluğu (n) ile serbest boşluk (hole) yoğunluğu (p) birbirlerine eşittir.

$$n = p = n_i \quad [2.3]$$

burada n_i yarıiletkenin saf taşıyıcı yoğunluğudur. [16]. Mutlak sıfır sıcaklığında yarıiletkenin iletim bandında serbest elektron yoktur. Işık, ısı gibi dış etkiler altında valans bandından bir miktar valans elektronunun iletim bandına geçmesi sonucu yarıiletkenin elektriksel iletkenliği artar. Bu dış etkiler ortadan kaldırıldığında saf yarıiletkenler tekrar yalıtkan durumuna geri dönerler. Yarıiletkenler de elektriksel iletim, iletim bandındaki elektronlar ve valans bandındaki deşikler ile yapılır [17]. Bir yarıiletkenin elektriksel özellikleri, yabancı veya safsızlık atomlarının kristal içine yerleştirilmesiyle belirgin bir şekilde değişir [18].



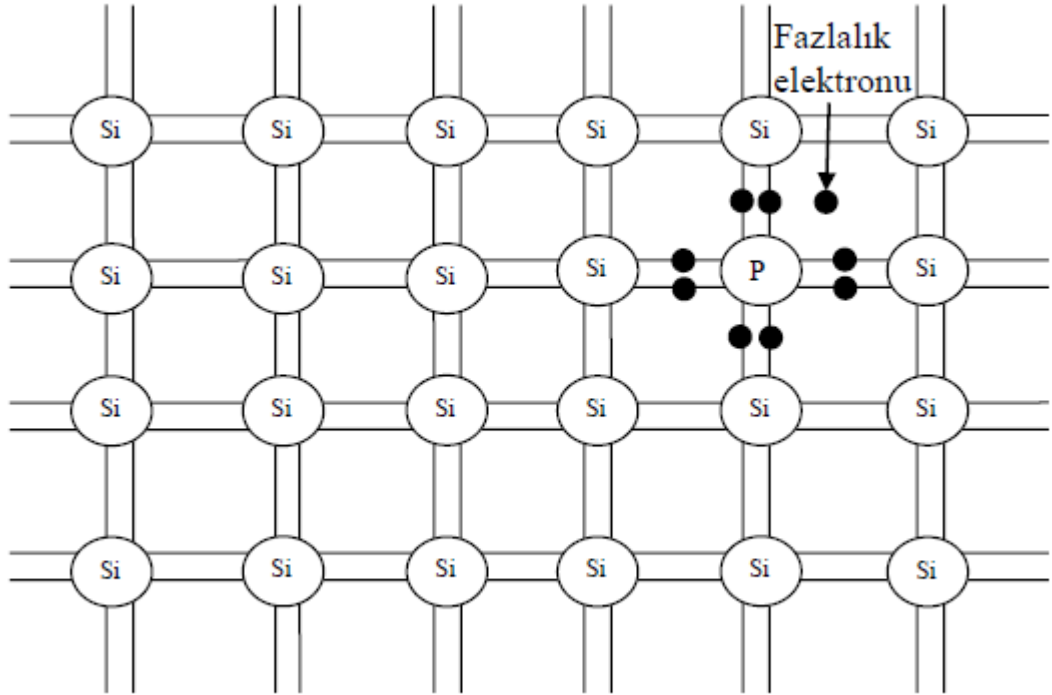
Şekil 2.3 Saf (intrinsic) yarıiletkende bulunan yüklerin hareketi [19]

2.2 Katkılı Yarıiletkenler

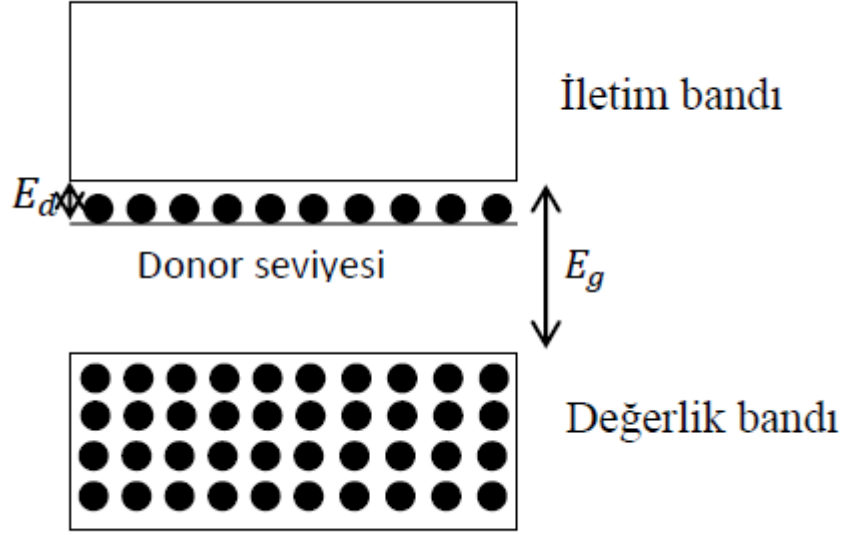
Bir yarıiletkenin iletkenliği, belli miktarda safsızlık atomunun yarıiletkene kontrollü olarak eklenmesiyle değiştirilebilir. Yarıiletkene kontrollü olarak eklenen safsızlık atomları “ katkı atomları” olarak adlandırılır. Safsızlıkları ekleme işine ise katkılama denir. İletkenliğe katkı, elektronlardan ise yarıiletkene n-tipi yarıiletken boşluklardan ise p-tipi yarıiletken adı verilir [15].

2.2.1 n-tipi yarıiletken

Silisyum (Si) IV grup elementi ve en dış yörüngesinde dört valans elektronu bulundurur. Komşu dört atomla kovalent bağ yaparak son yörüngesini sekiz elektrona tamamlar. Bu kristal yapıda bazı Si atomlarının yerine V. Gruptan fosfor (P) atomu kristale katılırsa, katkı olarak kullanılan V. Grup elementi donör (verici) atomu olarak adlandırılır. Beş elektronlu P atomunun 4 elektronu Si atomunun dört elektronu ile kovalent bağ yapacaktır. Bu durumda P atomunun bir valans elektronu açıkta kalır. Açıkta kalan serbest elektron gibi davranır. Çok düşük sıcaklıklarda bile P atomundan ayrılarak serbest kalabilir. Si kristalinin iletkenliğine katkıda bulunur. Katkılama sonucunda yeni oluşan yarıiletkene n-tipi yarıiletken denir.[15]



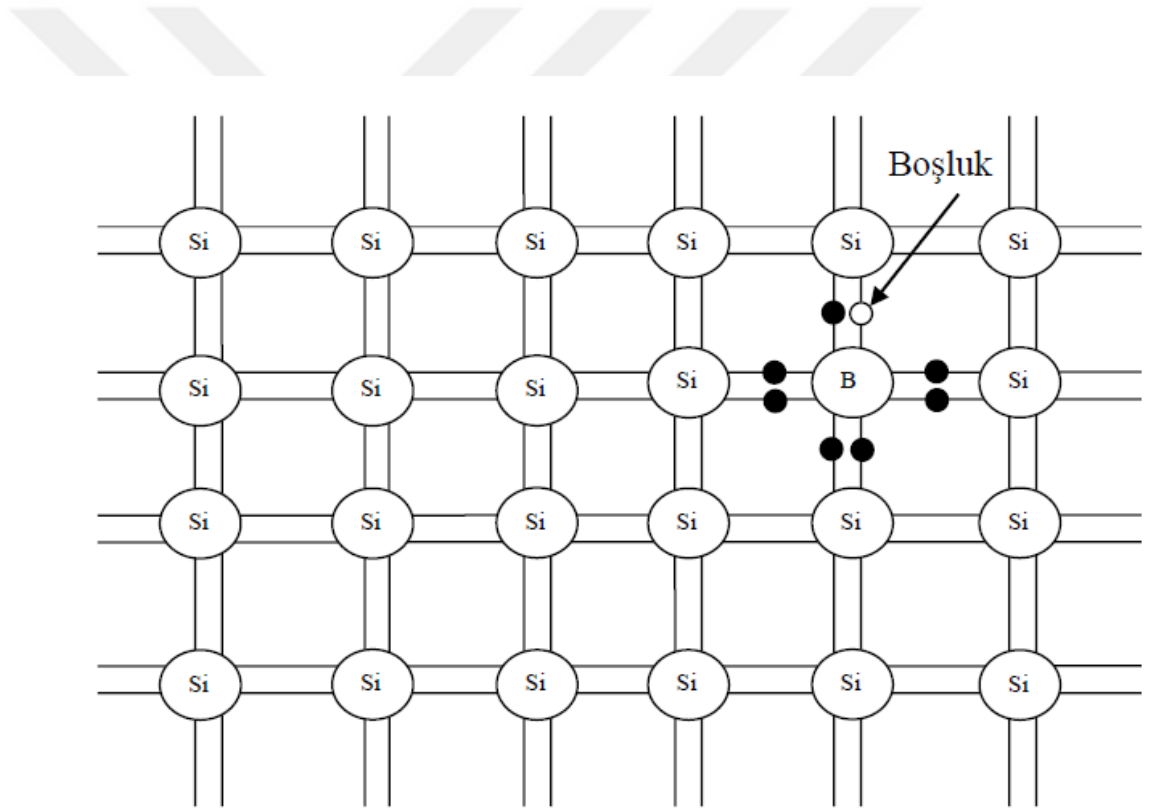
Şekil 2.4 Silisyumdaki donör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [19].



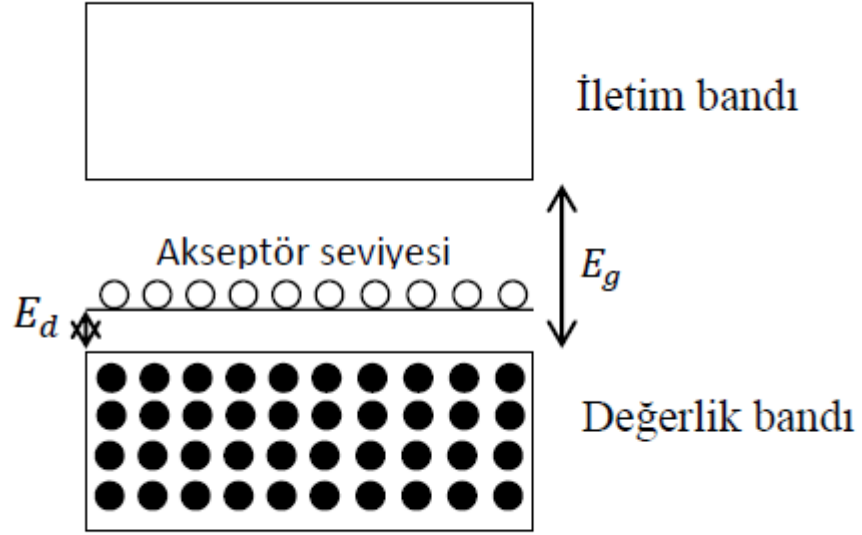
Şekil 2.5 Donör katkılı yarıiletkenin enerji- bant diyagramı [19]

2.2.2 p-tipi yarıiletken

Silisyum (Si) yarıiletkenine III. Grup atomlarından Bor (B) atomları katılırsa son yörüngesinde üç elektronu bulunduran B atomu komşu Si atomlarından bir elektron kabul ederek iyonize olur. Böylelikle Si atomunun bir elektronu eksik kalır ve bu durum iletkenliğe katkıda bulunacak boşluk oluşur. Üç valans elektronu bulunan B atomu IV. Gruptan 4 valans elektronundan bir elektron aldığı için bu atoma akseptör (alıcı) atomu denir. Katkılama sonucunda yeni oluşan yarıiletkene p-tipi yarıiletken denir [15].



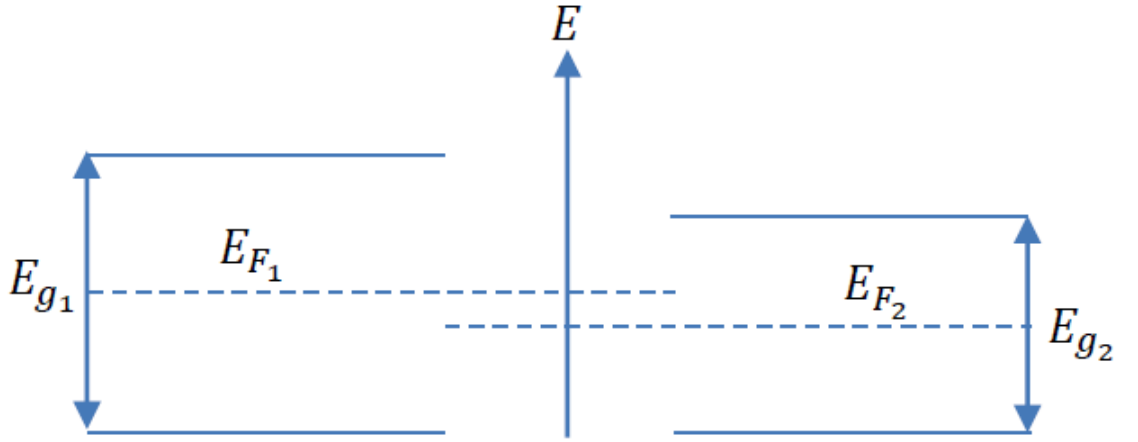
Şekil 2.6 Silisyumdaki akseptör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [19].



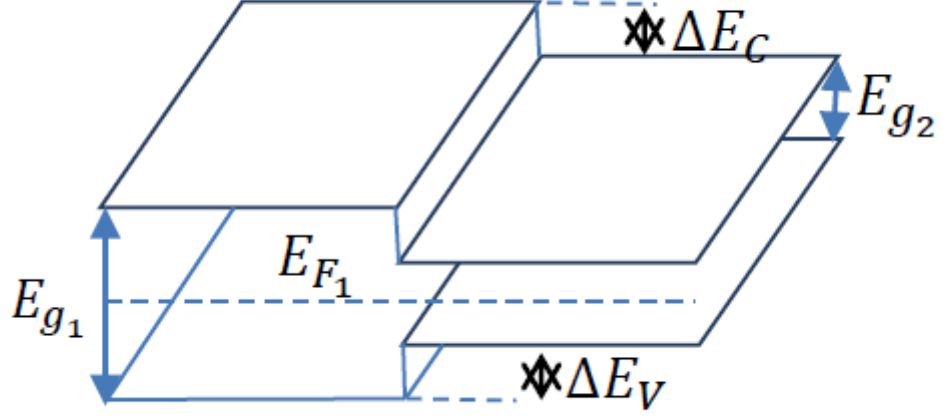
Şekil 2.7 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [19].

3. HETEROYAPILAR

Birbirinden farklı iki ve ya daha fazla yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile meydana gelen yapıya heteroyapı denir. Heteroyapıyı meydana getiren malzemelerin örgü sabitleri arasında çok az bir farklılık vardır ve malzemeler birbirine benzer yapıdadır. Örgü sabiti, bir yarıiletkenin heteroyapı oluşturabilme uygunluğunu belirler [20]. Heteroyapılarda, ara yüzeyde bant yapısının birden bire değiştiği kabul edildiğinden dolayı bir heteroyapı sisteminin elektronik yapısını belirlemek için külçe yapıların enerji bantları bir araya getirilir. Burada önem verilmesi gereken nokta heteroyapıyı oluşturan külçelerin bant yapılarının konumlarıdır. Yarıiletkenlerin iletim ve değerlik bantlarındaki süreksizlik bu konumlara bağlı olacaktır [19]. Heteroyapının ara yüzeyinin her iki yanındaki ortalama elektron yoğunluğu eşit olarak kabul edilirse, serbest elektron modeline göre Fermi enerji düzeyi yasak enerji aralığının ortasında yer alır. Elektronik yapıları aynı ve ya çok yakın olan iki yarıiletken birleştirildiğinde, bir süre sonra Fermi enerji seviyeleri aynı seviyeye gelir [20]. Örgü sabitleri birbirine yakın olan iki yarıiletkenin bant yapılarının birbirine eklenmemiş ve eklenmiş halleri şekil 3.1 ve şekil 3.2`de gösterilmiştir.



Şekil 3.1 İki yarıiletkenin birbirlerine eklenmemiş bant yapısı [19]



Şekil 3.2 İki yarıiletkenin birbirlerine eklenmiş bant yapısı [19]

Heteroyapı oluşturmak için iki yarıiletken malzeme bir araya getirildiğinde iletim ve valans bandı sırasıyla ΔE_C ve ΔE_V süreksizlikleri meydana gelir.

Valans bandındaki süreksizlik için;

$$\Delta E_V = \frac{\Delta E_{g1} - \Delta E_{g2}}{2} \quad [3.1]$$

ile verilebilir. Burada ΔE_{g1} ve ΔE_{g2} külçelerin deneysel olarak yasak bant aralıklarıdır.

Eğer heretoyapıyı oluşturan iki yarıiletken de direkt bant aralıklı ise denklem 3.2 deki gibi ΔE_C hesaplanır. ΔE_V biliniyorsa iletkenlik bandındaki süreksizlik aşağıdaki şekilde verilir;

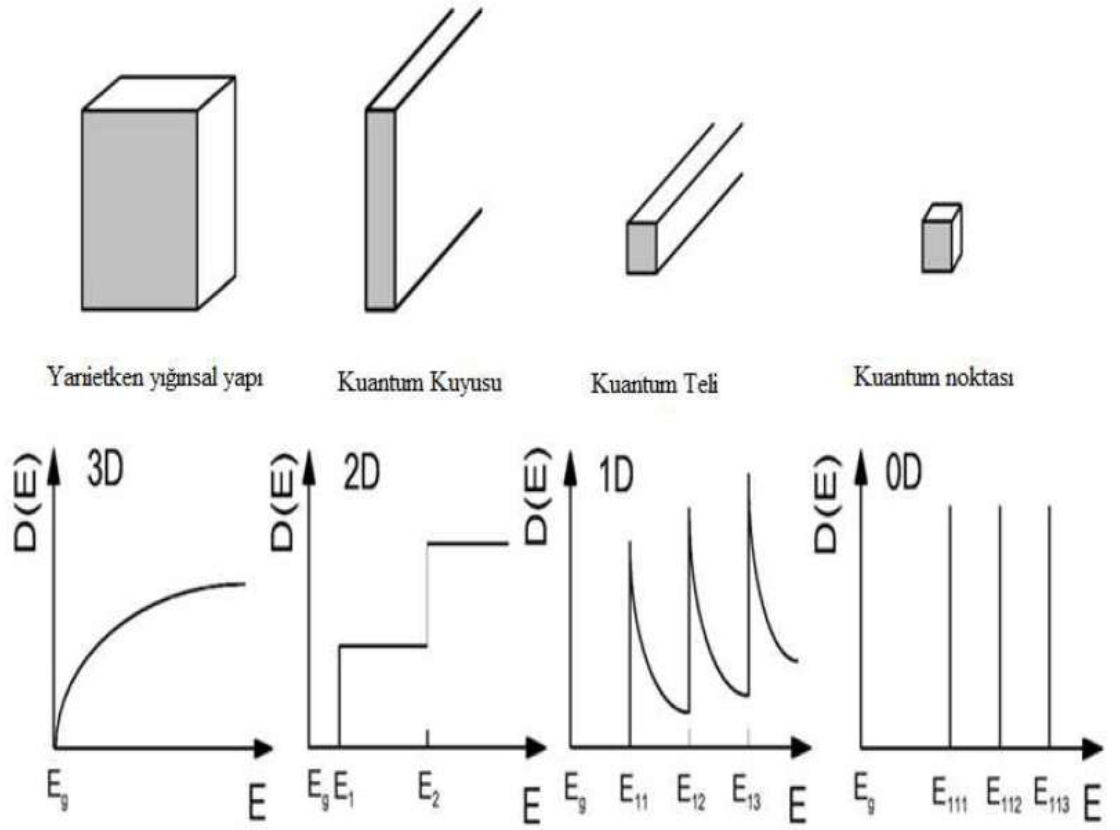
$$\Delta E_C = |E_{g1}^f - E_{g2}^f| - |\Delta E_V| \quad [3.2]$$

burada ΔE_{g1}^f ve ΔE_{g2}^f külçelerin deneysel bant aralıklarıdır.

Ancak iki yarıiletken direkt bant özelliğine sahip değilse iletim bandındaki kesiklilik hesaplanırken aynı iletim bandı minimumları farklı olmalıdır. Bu demek ki, külçe bant diyagramında k dalga vektörü aynı olmalıdır. Bununla birlikte heteroyapıdaki süreklilik koşulu sağlanır [19,20]. Heteroyapıdaki süreklilik koşulu k dalga vektörü ile kütlelerinin değişmemesi olarak ifade edilebilir.

3.1 Düşük Boyutlu Yapılar

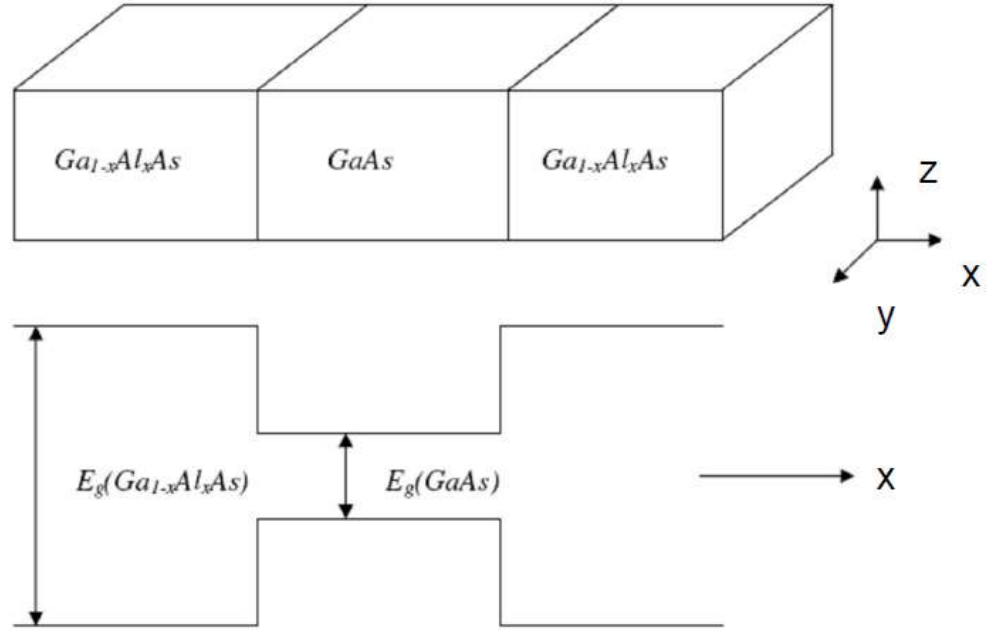
Düşük boyutlu yarıiletken yapılar, taşıyıcı hareketlerinin belirli doğrultularda kısıtlandırılmasıyla oluşan yapılardır. Bu yapılar sayesinde taşıyıcıların (elektron ve deşikler) hareketi kolaylıkla kontrol edilebilir. Aynı zamanda iletimi sağlayan taşıyıcı yoğunlukları katkılama ile belirlenebilmesi de yarıiletken malzemelerin kullanılmasındaki etkenlerden biridir. Düşük boyutlu yarıiletken malzemeler elektron hareketinin serbestlik derecesi sayısına göre belirlenir. Düşük boyutlu sistemler; üç boyutta (3D) külçe (bulk) yapı, iki boyutta (2D) kuantum kuyuları, bir boyutta (1D) kuantum telleri ve sıfır boyutta (0D) kuantum noktaları olarak ifade edilirler. Boyutların sınırlandırılması malzemelerin özelliklerinin belirlenmesinde önemli bir etken oluşturur. Yarıiletken külçe yapılarda uzayda herhangi bir sınırlandırma olmayacağından taşıyıcılar iletim ve değerlik bandında sürekli enerji seviyelerinde bulunurlar. Boyutların sınırlandırılması ile birlikte taşıyıcılar sürekli enerji seviyeleri yerine kuantize (kesikli) enerji seviyelerinde yer alırlar. Kuantum etkisinin görüldüğü doğrultularda, taşıyıcı hareketi sınırlandırılmış ve enerji seviyeleri kuantize olmuş durumdadır. Bunun sebebi ise boyutların düşürülmesiyle değişen durum yoğunlukları olarak açıklanır. Boyut, yük taşıyıcısının serbest olarak hareket edebileceği yön sayısını belirtmektedir. Durum yoğunluğu; boyutların değiştirilmesi, taşıyıcıların enerji durumları ve sistemdeki uygun enerji seviyelerinin sayısını tanımlar. Durum yoğunluğu yarıiletkenlerdeki taşıyıcı konsatrasyonunun ve taşıyıcıların enerji dağılımının belirlenmesinde de önemlidir. Şekil 3.3 de görüldüğü gibi taşıyıcı hareketleri tek bir doğrultuda sınırlandırılmış ise kuantum kuyusu olarak adlandırılır. İki boyutta durum yoğunluğuna sahip kuantum kuyusu, sınırlandırma yok ise durum yoğunluğu süreklilik gösterir ancak sınırlandırmanın olduğu doğrultuda ise belirli enerji değerleri için durum yoğunluğu sabit kalır [21].



Şekil 3.3 Düşük boyutlu sistemler ve bunlara ait durum yoğunlukları [21]

3.1.1 Kuantum Kuyusu

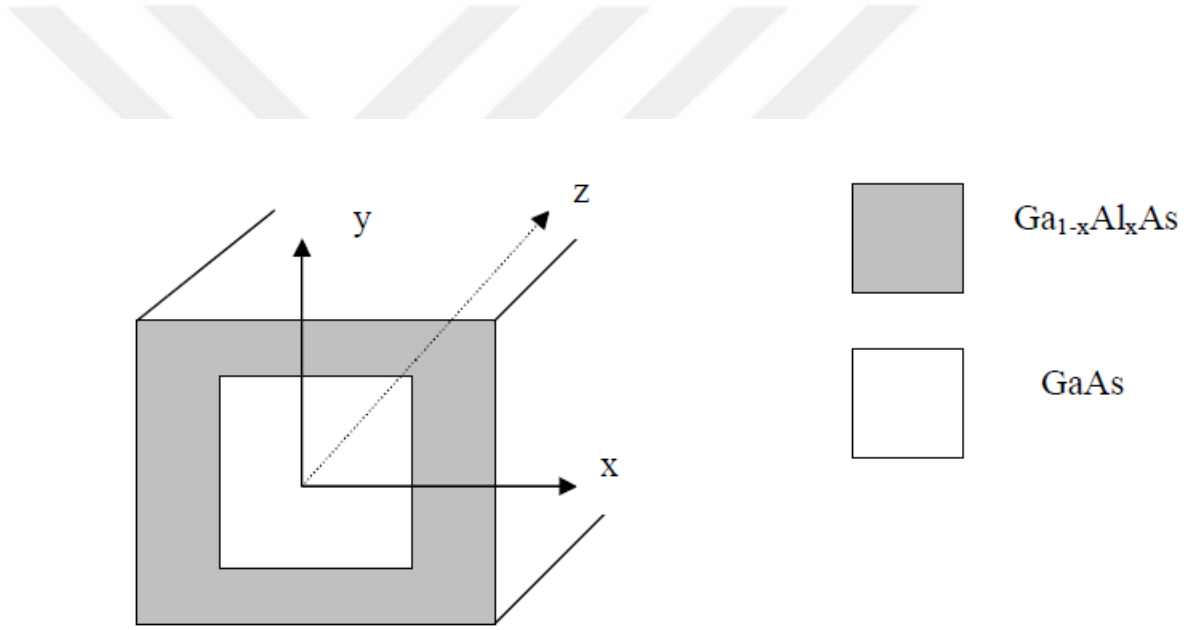
Bir kuantum kuyu yapısı, düşük bant aralıklı bir malzeme daha yüksek bant aralıklı iki malzeme arasına yerleştirilmesiyle oluşturulur. Örneğin şekil 3.4`de gösterilen bir kuantum kuyu sisteminde kuantum kuyusunu oluşturmak için kullanılan yarıiletken malzeme GaAs 'tır ve bariyer olarak da $Ga_{1-x}Al_xAs$ kullanılmıştır. Buradaki 'x' mol kesridir ve malzemede bulunan alüminyum miktarını da belirler. Al konsantrasyonu her iki $Ga_{1-x}Al_xAs$ yarıiletkeninde aynı ise simetrik kuantum kuyusu oluşur. İki malzemenin iletkenlik bandı enerjilerinin farklı, elektronları ince bir tabakada kısıtlar. Şekilde gösterildiği gibi kuantum kuyusunda serbest elektron hareketi tek yönde sınırlandırılmıştır. Örneğin x-doğrultusunda potansiyel duvar engeli olursa elektron x-doğrultusunda sınırlı koşullarda hareket eder, y ve z doğrultusunda ise serbesttir [22].



Şekil 3.4 Kuantum kuyusunun enerji bant yapısının şematik gösterimi [23].

3.1.2 Kuantum Teli

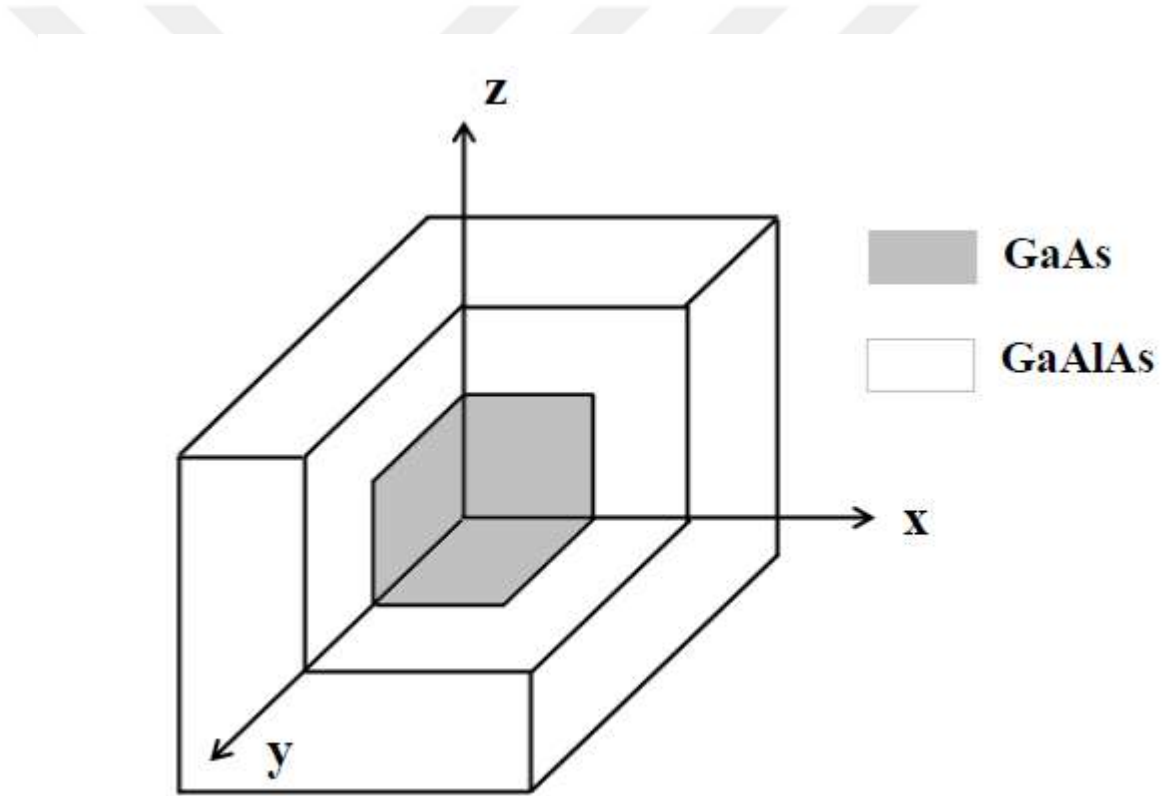
Kuantum tellerinde serbest elektron hareketi iki boyutta sınırlanmış ve diğer yönde serbestçe hareket edebilmektedir. Elektron iki doğrultuda da potansiyel engelle karşılaşır [17;22]. Kuantum telleri incelenirken sınırlandırma yapılan doğrultularda oluşan kuantum kuyuları birbirinden bağımsız olarak ele alınır. Kuantum teli yapısının sınırlandırılmış seviyelerini hesaplamak için iletim bant diyagramından yararlanılır. Kuantum tellerinde taşıyıcılar bir boyutta serbestçe hareket ettikleri ve iki boyutta sınırlandırıldıkları yapı artık bir boyutlu hale gelmiştir [19].



Şekil 3.5 Kare kesitli kuantum telinin şematik gösterimi [23].

3.1.3 Kuantum Noktası

Kuantum noktasında serbest elektronun hareketi tüm doğrultularda sınırlıdır ve her yönde karşılaşıcağı potansiyel engeller vardır [22]. Kuantum noktasında da kuantum kuyuları birbirinden bağımsız olarak ele alınır. Üç doğrultuda sınırlama olduğu için elektron bu bölgede hapsolür ve bu bölge içerisinde enerji kuantize olur. Kuantum noktaları değişik şekillerde üretilebilir ve iletkenlikleri yabancı atom katılmasıyla değiştirilebilir [23].



Şekil 3.6 Kübik kuantum noktasının şematik gösterimi [23]

4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK

Optik, ışık hareketlerini, özelliklerini, ışığın diğer maddelerle etkileşimini inceleyen fiziğin bir alt dalıdır. Doğrusal optik, şiddeti düşük olan ışığın malzemeyle etkileşimi ile meydana gelen olayları inceler. Yansıma, kırılma, girişim gibi özellikleri kullanılan ışığın şiddetinden bağımsızdır. Basit bir ışık kaynağında kutuplanma vektörü (P) uygulanan optik dalganın elektrik alan vektörü (E) ile doğrusal olarak değişmektedir.

$$P = \epsilon_0 \square E \quad [4.1]$$

burada ϵ_0 , boş uzayın geçirgenliği, \square ortamın elektriksel alınganlığıdır.

Doğrusal olmayan optik, lazerin icadından beri önemli olan bir alandır ve ışığın doğasını anlamamızı sağlar. Doğrusal olmayan optik, yüksek şiddetli ışığın malzeme ile etkileşerek malzemelerin optik özelliklerin şiddete bağlı olarak değişimini inceler [24]. Doğrusal olmayan optiksel alınganlıkların açık ifadelerini elde etmek için kuantum mekaniğinin temel prensiplerinden yararlanır. Doğrusal olmayan optikte malzemeye gönderilen ışık ile bu ışığın kutuplanması arasındaki ilişkiyi yararlanır.

$$\begin{aligned} P(t) &= \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \dots \\ &= P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) \end{aligned} \quad [4.2]$$

Denklem 4.2 ' de P(t) kutuplanma, E(t) optiksel alan kuvveti olup $\square^{(1)}$ doğrusal alınganlık, $\square^{(2)}$ ve $\square^{(3)}$ ise sırasıyla ikinci ve üçüncü mertebeye alınganlıktır.

E(t) ifadesi;

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) = \tilde{E}e^{i\omega t} + \tilde{E}e^{-i\omega t} \quad [4.3]$$

olarak tanımlanır. Zamana bağlı olarak bir elektromanyetik alanla etkileşimi incelersek [25] polarizasyon

$$P(t) = \epsilon_0 \chi(\omega) \tilde{E}e^{-i\omega t} + \epsilon_0 \chi(-\omega) \tilde{E}e^{i\omega t} = \frac{1}{V} \text{trace}(\rho M) \quad [4.4]$$

elde edilir. Burada ω uygulanan elektromanyetik dalganın frekansı, V hacmi, ρ yoğunluk matrisi, ϵ_0 boş uzayın elektriksel geçirgenliğini ve trace matrisin diyagonal elementleri üzerinden toplamını ifade eder [26].

4.1. Kuantum Mekanikinin Yoğunluk Matris Formalizmi

Kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizminden yararlanarak doğrusal olmayan optik duygulukları hesaplanır. Bu duyguluklardan kırılma indislerini ve soğurma katsayılarını bulabiliriz. Öncelikle yoğunluk matrisinin kuantum mekaniğin esas yasalarından nasıl etkilendiğini inceleyelim.

Kuantum- mekaniksel bir sistem s durumunda iken, dalga fonksiyonu $\Psi_s(r, t)$ ile sistemin tüm fiziksel özelliklerini tanımlarız. Bu dalga fonksiyonunun Schrödinger denklemi;

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_s(r, t)}{\partial t} = \hat{H} \Psi_s(r, t) \quad [4.5]$$

şeklinde yazılır. Burada ki \hat{H} , sistemin Hamiltonyen operatörünü ifade eder. \hat{H} 'nin ifadesi;

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \quad [4.6]$$

şeklinindedir. Denklemdaki \hat{H}_0 serbest atom için Hamiltonyen ve $\hat{V}(t)$ etkileşim terimini ifade eder. Dalga fonksiyonunun zamanla değiştiğini göstermek için \hat{H} 'nin enerji öz durumlarının s seviyesindeki dalga fonksiyonu;

$$\Psi_s(r, t) = \sum_n C_n^s(t) u_n(r) \quad [4.7]$$

şeklinde yazılır. Burada $C_n^s(t)$ açılım katsayısı, t zamanında n'inci enerji düzeyinde bulunma olasılık genliğini verir. $u_n(r)$ fonksiyonları ise zamandan bağımsız Schrödinger denklemi ile enerji özdeğer çözümleri verir ki bu çözümler

$$\hat{H}_0 u_n(r) = E_n u_n(r) \quad [4.8]$$

ile elde edilir.

Diklik koşulu;

$$\int u_m^*(r) u_n(r) d^3r = \delta_{mn} \quad [4.9]$$

şeklinde yazılır.

$C_n^s(t)$ açılım katsayısının zamanla nasıl değiştiğini göstermek için, denklem 4.7'yi denklem 4.5 te yerine yazıldığında;

$$i\hbar \sum_n \frac{dC_n^s(t)}{dt} u_n(r) = \sum_n C_n^s(t) \hat{H} u_n(r) \quad [4.10]$$

elde edilir.

Bu denklemi sadeleştirmek için her iki taraf $u_m(r)$ ile çarpılıp tüm uzay üzerinden integre edilir. Denklem 4.10`un sol kısmındaki toplam, denklem 4.9`daki diklik koşulu sayesinde bir terime indirgenir. Denklem sağ kısmı ise Hamiltonyen operatörünün matris elamanlarının kullanılmasıyla sadeleştirilmiştir;

$$H_{mn} = \int u_m^*(r) \hat{H} u_n(r) d^3r \quad [4.11]$$

Bununla birlikte

$$i\hbar \frac{d}{dt} C_m^s(t) = \sum_n H_{mn} C_n^s(t) \quad [4.12]$$

elde edilir ve bu denklem Schrödinger denkleminin olasılık genliği ($C_n^s(t)$) cinsinden yazılmış şeklidir.

Herhangi gözlenebilir niceliğin beklenen değeri, sistemin dalga fonksiyonu cinsinden hesaplanabilir. Kuantum mekaniğinin temel bir varsayımı, herhangi bir gözlenebilir nicelik olan A 'ya karşılık gelen bir Hermityen \hat{A} operatörü vardır.

Bununla birlikte A gözlenebilir niceliğin beklenen değeri,

$$\langle A \rangle = \int \Psi_s^* \hat{A} \Psi_s d^3r \quad [4.13]$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadeyi alternatif olarak Dirac notasyonunda yazarsak;

$$\langle A \rangle = \langle \Psi_s | \hat{A} | \Psi_s \rangle = \langle s | \hat{A} | s \rangle \quad [4.14]$$

şeklinde olur. A gözlenebilir niceliğin beklenen değeri, olasılık genlikleri ($C_n^s(t)$) cinsinden ifade etmek için denklem 4.13`te ki ifade denklem 4.7 de yerine yazıldığında $\langle A \rangle$ beklenen değeri ;

$$\langle A \rangle = \sum_{mn} C_m^{s*} C_n^s A_{mn} \quad [4.15]$$

şeklinde olur. Burada ki A_{mn} matris elamanlarını ifade eder ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$A_{mn} = \langle u_m | \hat{A} | u_n \rangle = \int u_m^* \hat{A} u_n d^3r \quad [4.16]$$

Buraya kadar sistemin gözlenebilir durumlarının tümünün zamanla değişimi tanımlandı. Sistemin durumlarının hesaplanmasının olanaksız olduğu koşullar

altında, yoğunluk matris formalizmi sistemi, istatistiksel anlamda tanımlamak için kullanılabilir.

s seviyesindeki sistemin $\rho(s)$ bulunma olasılığıdır. Sistemin yoğunluk matris elemanları;

$$\rho_{nm} = \sum_s \rho(s) C_m^{s*} C_n^s = \overline{C_m^* C_n} \quad [4.17]$$

şeklinde yazılır. Burada ki üst çizgi sistemin olası durumların hepsi üzerindeki ortalamasıdır. ρ_{nn} diyagonal elemanlar, sistemin n enerji seviyesinde bulunma olasılığını verir. Diyagonal olmayan elemanlar, biraz daha soyut bir yoruma sahiptir. Sadece sistemin n ve m enerji özdeğer durumlarının bir uyumlu süperpozisyonda ρ_{nm} sıfırdan farklı olacaktır ve ρ_{nm} , n ve m seviyeler arasındaki “uyumluluğu” verir.

Yoğunluk matris formalizmi herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değerini hesaplamak için kullanılır. A gözlenebilir niceliğinin kuantum mekaniksel beklenen değerinin, toplam ortalamasının hesaplandığını ifade eder.

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_s \rho(s) \sum_m C_m^{s*} C_n^s A_{mn} \quad [4.18]$$

Denklem 4.17 ‘yi kullanarak tekrar düzenlenirse niceliğin alternatifi olarak yoğunluk matrisi cinsinden

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_{nm} \rho_{nm} A_{mn} \quad [4.19]$$

şeklinde ifade edilebilir. Denklem 4.19 daki ifadeyi basitleştirirsek aşağıdaki gibi olur.

$$\sum_{nm} \rho_{nm} A_{mn} = \sum_n \left(\sum_m \rho_{nm} A_{mn} \right) = \sum_n (\hat{\rho} \hat{A})_{nn} \equiv tr(\hat{\rho} \hat{A}) \quad [4.20]$$

Denklemdeki $\hat{\rho}$ yoğunluk operatörünü gösterir. $\hat{\rho} \hat{A}$ ise $\hat{\rho}$ ve \hat{A} operatörünün çarpımını temsil eder. $(\hat{\rho} \hat{A})_{nn}$ bu çarpımın matris gösteriminin n,n bileşenini temsil eder. Herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değerini, yoğunluk matrisi cinsinden doğrudan doğruya belirlenebilir olduğunu gördük. Denklem 4.17’ nin zamana göre türevi alınır;

$$\dot{\rho}_{nm} = \sum_s \frac{dp(s)}{dt} C_m^{s*} C_n^s + \sum_s p(s) \left(C_m^{s*} \frac{dC_n^s}{dt} + \frac{dC_m^{s*}}{dt} C_n^s \right) \quad [4.21]$$

şeklindeki denklemi elde etmiş oluruz. Şayet $\rho(s)$ 'nin zaman içinde değişmediği varsayılırsa, ifadenin ilk terimi kaybolur. Denklemin olasılık genliklerinin ikinci terim için 4.12 deki ifadelerin zamanla değişimi;

$$C_m^{s*} \frac{dC_n^s}{dt} = \frac{-i}{\hbar} C_m^{s*} \sum_v H_{nv} C_v^s \quad [4.22]$$

$$C_n^s = \frac{dC_m^{s*}}{dt} = \frac{i}{\hbar} C_n^s \sum_v H_{mv}^* C_v^s = \frac{i}{\hbar} C_n^s \sum_v H_{vm} C_v^{s*} \quad [4.23]$$

şeklinde olur. Schrödinger denklemi kullanılarak bu terimleri düzenlediğimizde;

$$\dot{\rho}_{nm} = \sum_s p(s) \frac{i}{\hbar} \sum_v (C_n^s C_v^{s*} H_{vm} - C_m^{s*} C_v^s H_{nv}) \quad [4.24]$$

şeklinde yazılır. Denklem 4.17 deki verilen yoğunluk matris elamanları cinsinden düzenlendiğinde

$$\dot{\rho}_{nm} = \frac{i}{\hbar} \sum_v (\rho_{nv} H_{vm} - H_{nv} \rho_{vm}) \quad [4.25]$$

şeklinde elde edilir. Son olarak,

$$\dot{\rho}_{nm} = \frac{i}{\hbar} (\rho \hat{H} - \hat{H} \rho)_{nm} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}, \rho]_{nm} \quad [4.26]$$

şeklinde yazılır.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \rho]_{nm} \quad [4.27]$$

Buradaki ifade yoğunluk matris operatörü “ Liouville” denklemi olarak adlandırılır. \hat{H}_0 pertübe olmamış Hamiltonyen’i, \hat{H}_{int} etkileşme Hamiltonyen’i ifade eder. Denklemdeki \hat{H} Hamiltonyen’e dâhil edilen etkileşimlerin sonucunda yoğunluk matrisinin zamanla nasıl değiştiğini anlamamızı sağlar.

$$\frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{H}_{int}, \rho]_{nm} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad [4.28]$$

Bu denklemde ikinci terim sönüm terimidir. Γ_{nm} , n ve m seviyeleri arasındaki düşüş oranıdır ve $\Gamma_{nm} = \Gamma_{mn}$ olduğu varsayılmıştır. $\rho_{nm}^{(eq)}$ ise termal dengedeki yoğunluk matris değerini göstermektedir [27,28].

4.2. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Soğurma Katsayıları

Soğurma katsayısı, doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayıları olarak incelenmektedir. Toplam soğurma katsayısı, doğrusal ve doğrusal olmayan soğurma katsayılarının toplamıdır. Doğrusal soğurma katsayısı, düşük ışık şiddetlerinde ve doğrusal olmayan soğurma katsayısı ise yüksek ışık şiddetlerinde malzemeleri karakterize edebilen ve malzemelerin ışığa gösterdiği tepkiyi açıklayan parametrelerden biridir [29].

Soğurma katsayılarını alınganlık ifadelerini kullanarak hesaplayabiliriz. Soğurma katsayısı ile alınganlık arasındaki ilişki;

$$\alpha(w) = w \left(\frac{\mu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \text{Im}(\varepsilon_0 \chi(w)) \quad [4.29]$$

olarak ifade edilir. μ malzemenin manyetik geçirgenliğini, ε elektriksel geçirgenliğin reel kısmını temsil eder. Doğrusal ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan alınganlıklar;

$$\chi^{(1)}(w) = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_v |M_{12}|^2}{(E_{21} - \hbar w - i\hbar\Gamma_{12})} \quad [4.30]$$

$$\chi^{(3)}(w) = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\sigma_v |M_{12}|^2 |E|^2}{(E_{21} - \hbar w - i\hbar\Gamma_{12})} \times \left[\frac{4|M_{12}|^2}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2} - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21} - i\hbar\Gamma_{12})(E_{21} - \hbar w - i\hbar\Gamma_{12})} \right] \quad [4.31]$$

şeklinde yazılır. Denklemlerdeki ε_0 boşluğun elektriksel geçirgenliğini, σ_v taban durum elektron yoğunluğunu ve $E_{21} = E_2 - E_1$, birinci enerji düzeyi ile taban enerji düzeylerinin farkını ifade eder. Γ ; elektron- fonon etkileşmesi sonucuyla düşüş oranını, w uygulanan ışığın frekansını temsil eder. Dipol matris elemanları $M_{ij} = \langle \psi_i | z | \psi_j \rangle$ ($i, j = 1, 2$) ifadelerinden hesaplanmaktadır. Denklem 4.30 ve 4.31 denklem 4.29 da yerine getirildiğinde;

$$\alpha^{(1)}(w) = w \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{|M_{12}|^2 \sigma_v \hbar \Gamma_{12}}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \quad [4.32]$$

ve

$$\begin{aligned} \alpha^{(3)}(w, I) = & -2w \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left(\frac{I}{\varepsilon_0 n_r c} \right) \frac{|M_{12}|^4 \sigma_v \hbar \Gamma_{12}}{[(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2]^2} \\ & \times \left(1 - \frac{|M_{22} - M_{11}|^2}{4|M_{12}|^2} \right) \\ & \times \frac{\{(E_{21} - \hbar w)^2 - (\hbar \Gamma_{12})^2 + 2(E_{21})(E_{21} - \hbar w)\}}{(E_{21})^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \end{aligned} \quad [4.33]$$

doğrusal ($\alpha^{(1)}(w)$) ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan ($\alpha^{(3)}(w, I)$) soğurma katsayıları elde edilmiş olur. Denklemden bulunan ifadeler n_r ve I sırasıyla; reel kırılma indisi ve uygulanan ışığın şiddetidir ve c ışığın boşluktaki hızıdır.

$$\alpha(w, I) = \alpha^{(1)}(w) + \alpha^{(3)}(w, I) \quad [4.34]$$

Denklemden de görüldüğü gibi toplam soğurma katsayısı, doğrusal ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan soğurma katsayılarının toplamı şeklinde bulunur [26].

4.3. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Kırılma İndisi Değişimi

Optiksel malzemelerin kırılma indisi, malzeme içinde yayılan ışığın şiddetine bağlıdır. Bununla birlikte değişik doğrusal olmayan süreçler oluşur. Bu süreçlerin bir kısmı, ışığın kendi kendine odaklanması (self focusing of light), optiksel çift kararlılık (optical bistability) ve optiksel anahtarlama (optical switching) olarak isimlendirilebilir [27].

Kırılma indisini elde etmek için alınganlık ifadesinin reel olan kısmıyla ilgilenilir. Kırılma indisi ile alınganlık arasındaki ilişki;

$$\frac{\Delta n(w)}{n_r} = \text{Re} \left(\frac{\chi(w)}{2n_r^2} \right) \quad [4.35]$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\Delta n(w)$ uygulanan frekansa bağlı kırılma indisindeki değişimdir. Burada n_r sistemin kırılma indisidir. Denklem 4.30 ve 4.31 denklem 4.35 te ayrı ayrı yerine koyulduğunda öncelikle kırılma indisindeki doğrusal değişim;

$$\frac{\Delta n^1(w)}{n_r} = \frac{\sigma_v |M_{12}|^2}{2n_r^2 \epsilon_0} \left[\frac{E_{21} - \hbar w}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \right] \quad [4.36]$$

şeklinde elde edilir. Üçüncü dereceden doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişim;

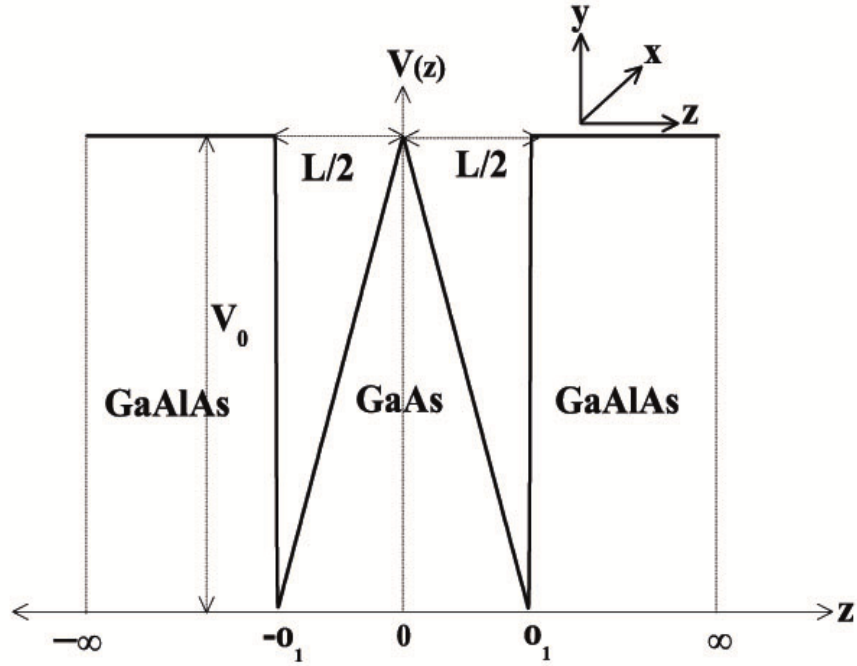
$$\begin{aligned} \frac{\Delta n^3(w, I)}{n_r} = & -\frac{\mu c}{4n_r^3 \epsilon_0} |M_{12}|^2 \frac{\sigma_v I}{[(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2]^2} \\ & \times \left[4(E_{21} - \hbar w) |M_{12}|^2 \right. \\ & - \frac{(M_{22} - MF_{11})^2}{(E_{21})^2 + (\hbar \Gamma_{12})^2} \{ (E_{21} - \hbar w) \times [E_{21}(E_{21} - \hbar w) - (\hbar \Gamma_{12})^2] \\ & \left. - (\hbar \Gamma_{12})^2 (2E_{21} - \hbar w) \} \right] \quad [4.37] \end{aligned}$$

şeklinde elde edilir. Kırılma indisindeki toplam değişim ise aşağıdaki gibidir [26,27].

$$\frac{\Delta n(w, I)}{n_r} = \frac{\Delta n^1(w)}{n_r} + \frac{\Delta n^3(w, I)}{n_r} \quad [4.38]$$

5. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS V-ŞEKİLLİ GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs TEK KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde şematik gösterimi şekil 5.1 de verilen, ters V-şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun elektronik özellikleri üzerine büyütme doğrultusuna (z-doğrultusu) paralel uygulanan statik elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik uygulanan (x-doğrultusu) statik manyetik alanın etkisi etkin kütle yaklaşımı ile tam set çözüm yöntemi kullanılarak araştırılmıştır.



Şekil 5.1 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun elektronik özelliği

Şekildeki yapı parametreleri olan $\frac{L}{2}$ kuantum kuyusunun genişliğidir ve V_0 kuşatma potansiyelinin derinliğidir. Elektromanyetik alan altındaki ters V-şekilli tek kuantum kuyusunda kuşatılmış bir elektron için toplam Hamiltonyen

$$H = \frac{(\vec{p} + e\vec{A})^2}{2m^*} + V(z) + |e|Fz \quad [5.1]$$

şeklinde yazılır. Denklemdaki \vec{p} , elektronun momentum operatörü, c ışık hızı, e elektronun yükü ve m^* elektronun etkin kütlesini ifade eder. F elektrik alanın

büyüküğü ve manyetik alan vektör potansiyeli olan $\vec{A} = (0, -Bz, 0)$ biçiminde tanımlanır.

$V(z)$ kuşatma potansiyelinin fonksiyonel formu;

$$V(z) = \begin{cases} z < -o_1 & \rightarrow V_0 \\ -o_1 < z < o_1 & \rightarrow V_0 \times \left[1 - \frac{|z|}{o_1}\right] \times \frac{1}{\text{katsayı}} \\ z \geq o_1 & \rightarrow V_0 \end{cases} \quad [5.2]$$

şeklinde ifade edilir. Denklem 5.1'de manyetik alan vektörü \vec{A} ve elektronun momentumu \vec{p} operatörü yerlerine konulup Hamiltonyen denklemi tekrar düzenlenirse;

$$H = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + \frac{e^2 B^2}{2m^* c^2} z^2 + V(z) + |e|Fz \quad [5.3]$$

biçiminde elde edilir. Boyutsuz Hamilyonyen denklemi ise, tüm uzunluk ifadeleri etkin Bohr yarıçapı $a_B = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{m^* e^2}$ ve tüm enerji değerleri Rydberg $R = \frac{m^* e^4}{2\epsilon_0^2 \hbar^2}$ cinslerinden yazılarak

$$\tilde{H} = -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + \frac{Be^2 \hbar^2}{4m^* c^2 R^2} \tilde{z}^2 + \tilde{V}(\tilde{z}) + \tilde{F}\tilde{z} \quad [5.4]$$

şeklinde elde edilir. Ters V- şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusundaki elektron için zamandan bağımsız Schrödinger denklemi

$$\tilde{H}\Psi(\tilde{z}) = \tilde{E}\Psi(\tilde{z}) \quad [5.5]$$

biçimindedir. Burada $\Psi(\tilde{z})$ dalga fonksiyonudur ve elektronun z-doğrultusundaki hareketini tanımlar. Bu dalga fonksiyonu, genişliği L_B olan sonsuz potansiyel kuyusunun çözümlerinden yararlanarak oluşturulur. Bu çözümler

$$\varphi_n(\tilde{z}) = \sqrt{\frac{2}{L_B}} \cos \left[\frac{n\pi}{L_B} \tilde{z} - \delta_n \right] \quad [5.6]$$

şeklindedir. Burada δ_n , L_B genişliğindeki sonsuz kuantum kuyusunun tek ve çift öz değerlere karşılık gelen öz fonksiyonlarındaki faz farkıdır.

$$\delta_n = \begin{cases} 0 & , \quad n; \text{ tek ise} \\ \frac{\pi}{2} & , \quad n; \text{ çift ise} \end{cases} \quad [5.7]$$

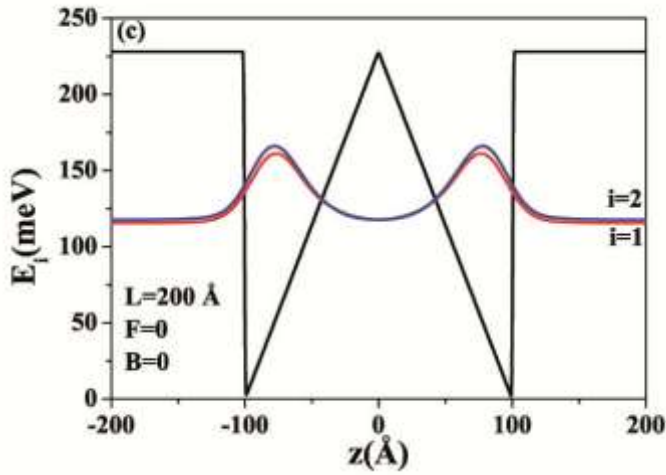
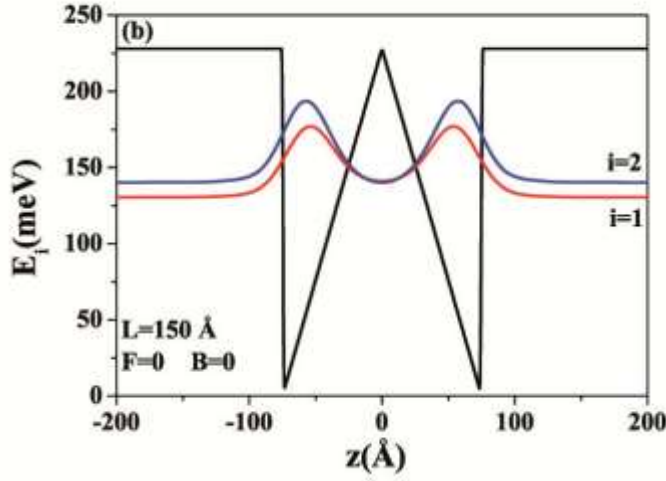
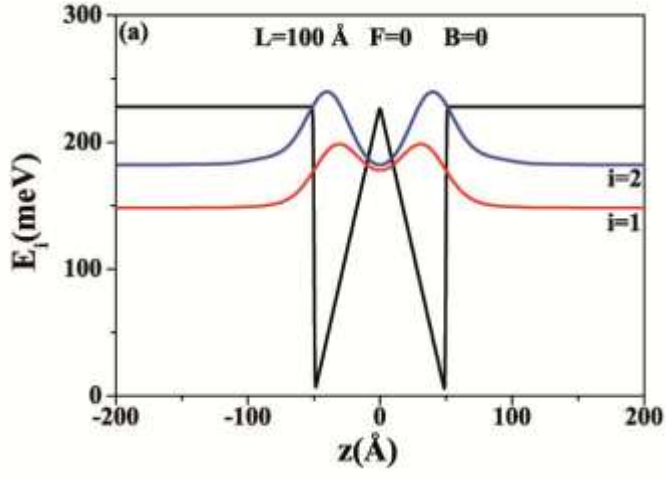
şeklinde değerler alır. Böylece sistemin dalga fonksiyonu,

$$\Psi(\tilde{z}) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n(\tilde{z}) \quad [5.8]$$

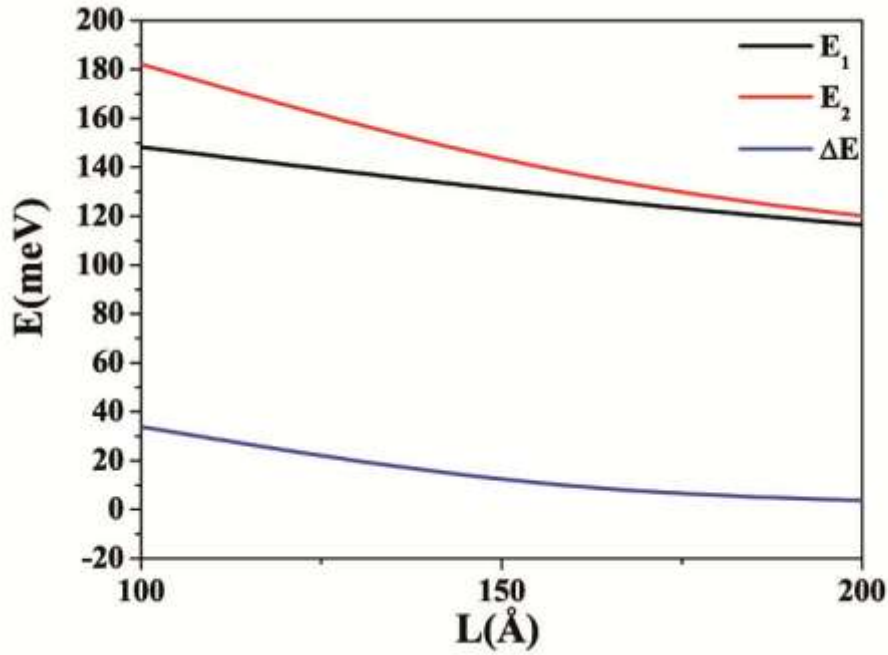
biçiminde yazılır. Boyutsuz Hamiltonyen'in beklenen değeri ise aşağıdaki gibi elde edilir.

$$\tilde{E} = \left\langle \Psi \left| -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z}) + \tilde{F}\tilde{z} + \gamma^2\tilde{z}^2 \right| \Psi \right\rangle \quad [5.9]$$

Bu bölümde elde edilen analitik denklemlerin nümerik çözümleri hazır paket bilgisayar programları (MATEMATİKA) kullanılarak elde edilmiştir. Hesaplamaların ilk aşamasında ters V-şekilli GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs tek kuantum kuyusunun dışardan herhangi bir alan uygulanmadan kuantum kuyusunun genişliği ve sigma (σ) (kuantum kuyunun katsayı değeri) değerleri gibi yapı parametreleri değiştirilerek birinci ve ikinci düzey enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri hesaplanmıştır. İkinci aşamada ise büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik uygulanan statik manyetik alanın sistemin elektronik yapısını nasıl değiştirdiği hakkında hesaplamalar yapılarak elde edilen sayısal sonuçlar yorumlanmıştır.

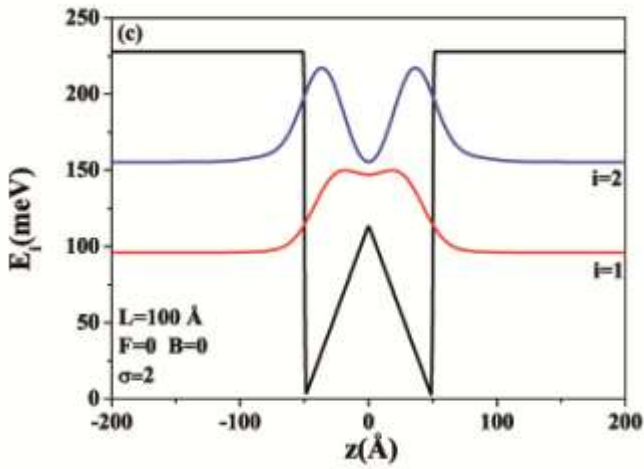
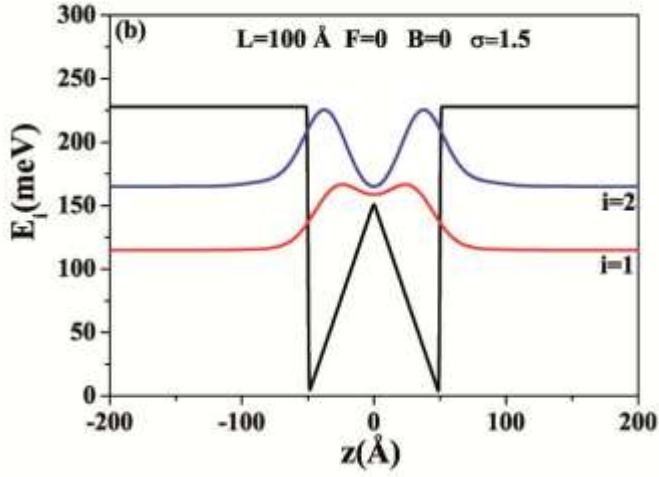
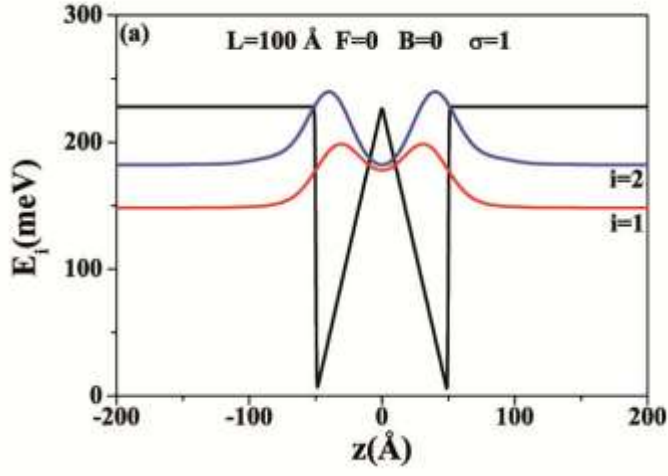


Şekil 5.2 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının kareleri üzerine kuantum kuyu genişliğinin (L) etkisi.

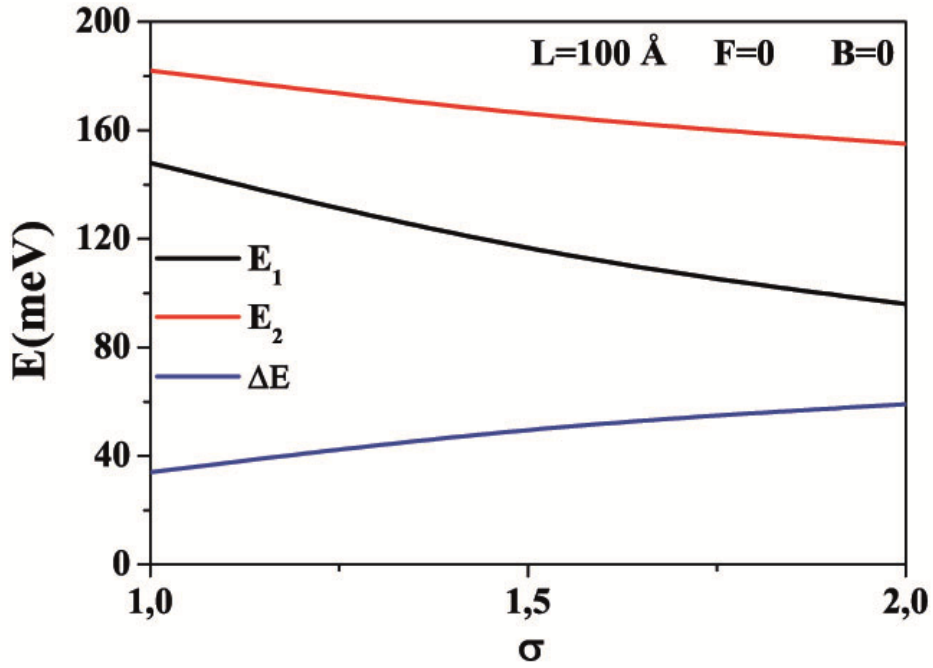


Şekil 5.3 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) kuantum kuyu genişliğine göre değişimi.

Herhangi bir dış statik elektrik ve manyetik alan olmadan GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, altbant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine kuantum kuyu genişliğinin etkisi şekil 5.2(a-c) ve şekil 5.3’de gösterilmiştir. Bu şekillerden de açıkça görüldüğü gibi; kuantum kuyu genişliği arttıkça iki kuantum kuyusunda kuşatılmış olan taşıyıcıların birbirleri ile olan etkileşimlerinin azaldığı görülmektedir. Büyük kuantum kuyu genişliklerinde iki kuantum kuyu yapısının birbirleri ile etkileşiminin tamamen ortadan kalktığını ve artık birbirinden bağımsız iki kuantum kuyu sistemi gibi davrandığı görülmektedir. Bu davranışların sonucu olarak da taban ve birinci uyarılmış durum enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının büyük kuantum kuyu değerlerinde birbirine tamamen yaklaştığı görülmektedir.

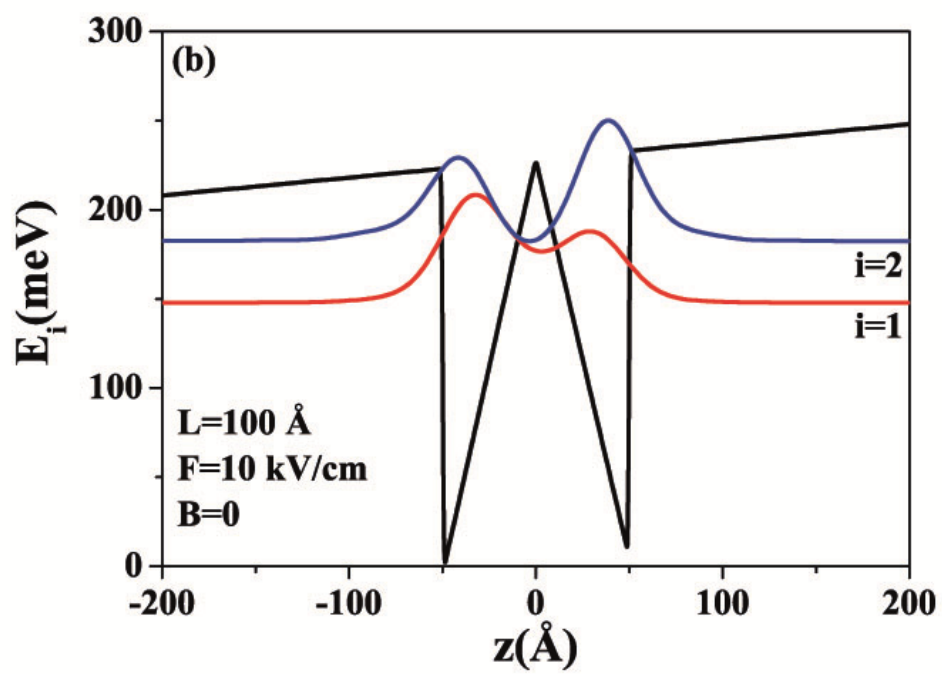
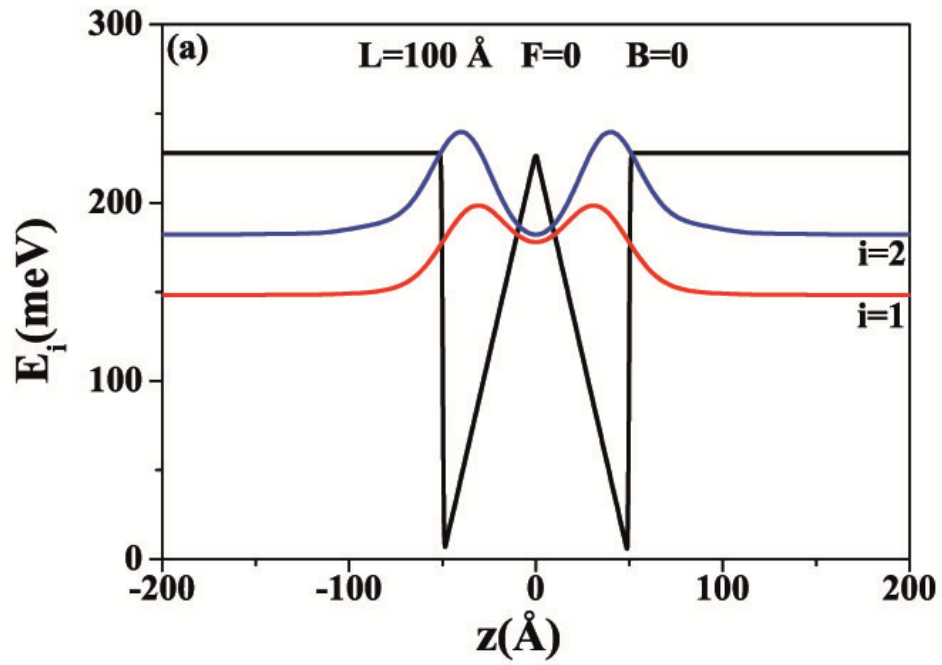


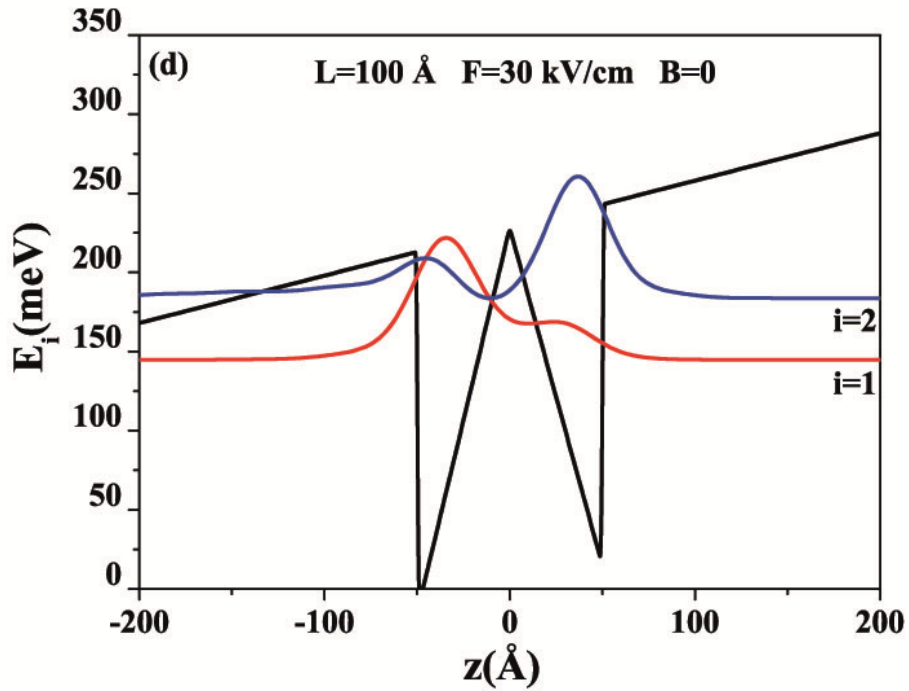
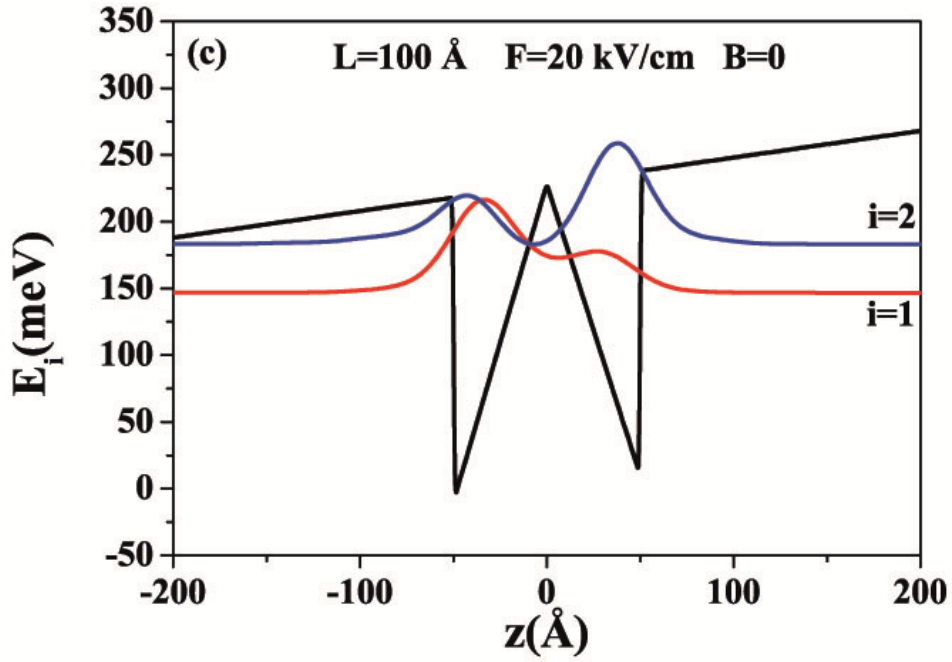
Şekil 5.4 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin (σ) katsayısına göre değişimi.



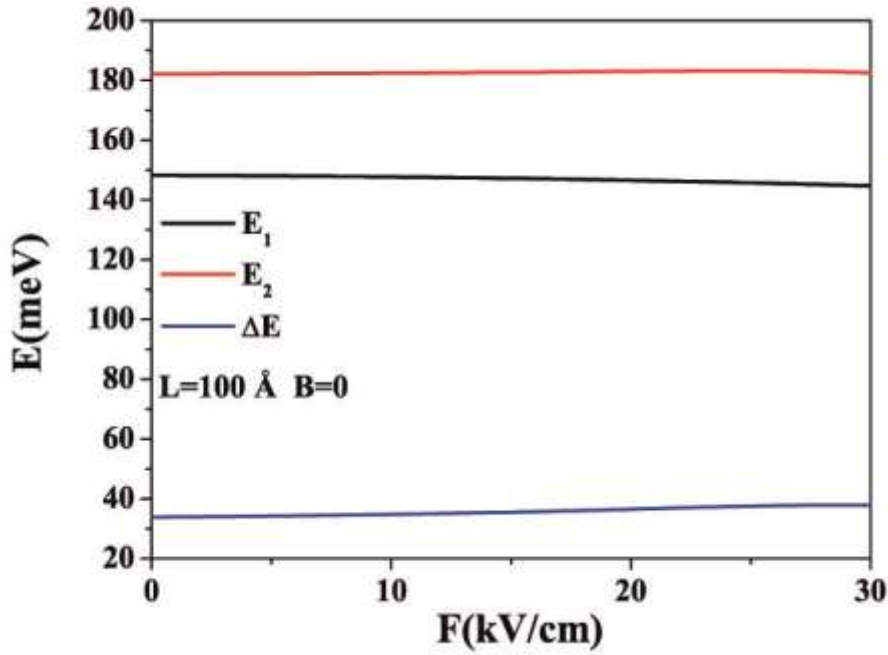
Şekil 5.5 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerjisi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) σ katsayısına göre değişimi.

Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin σ katsayısına göre değişimi şekil 5.4(a-c)'de verilmiştir. Bu şekilden açıkça görüldüğü üzere; σ katsayı değerinin artması ile iki kuantum kuyusu arasındaki bariyerin yüksekliği azalmıştır. Bu bariyer yüksekliğinin azalması sonucu ile yapının çift kuantum kuyu sisteminden tek kare kuantum kuyu sistemine dönüşeceği bu şekillerden açıkça görülmektedir. σ katsayısının artması sonucu ile taban durum (E_1) ve birinci uyarılmış durum (E_2) seviyeleri birbirinden uzaklaşarak daha düşük enerji seviyelerine kaydığı ve buna bağlı olarak da iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) arttığı şekil 5.5 de açıkça görülmektedir.





Şekil 5.6 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusuna paralel uygulanan dört farklı statik elektrik alan değerinin etkisi [(a) $F=0$, (b) $F=10 \text{ kV/cm}$, (c) $F=20 \text{ kV/cm}$, (d) $F=30 \text{ kV/cm}$].

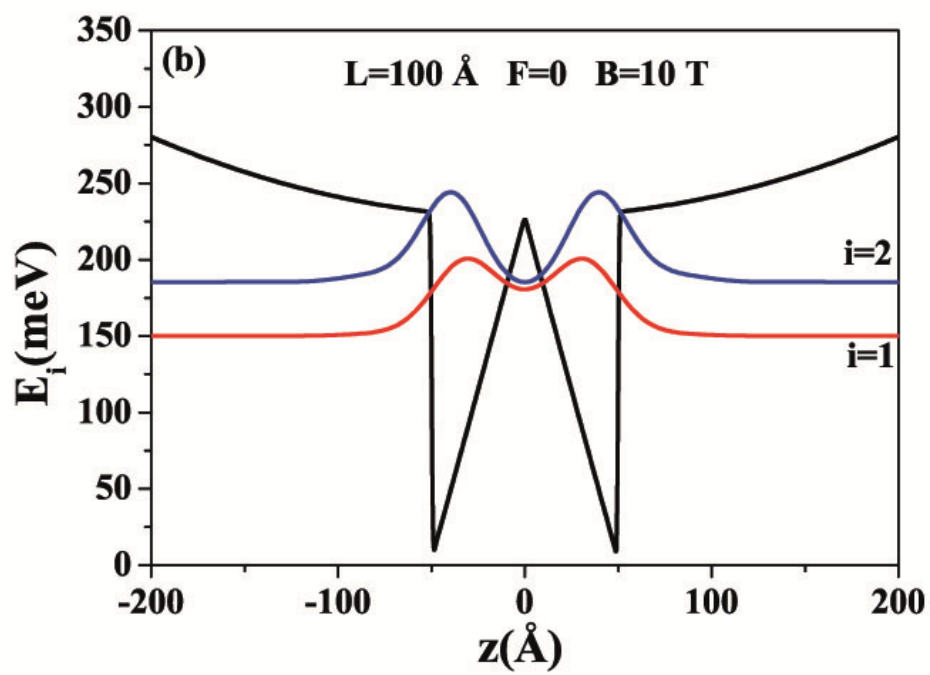
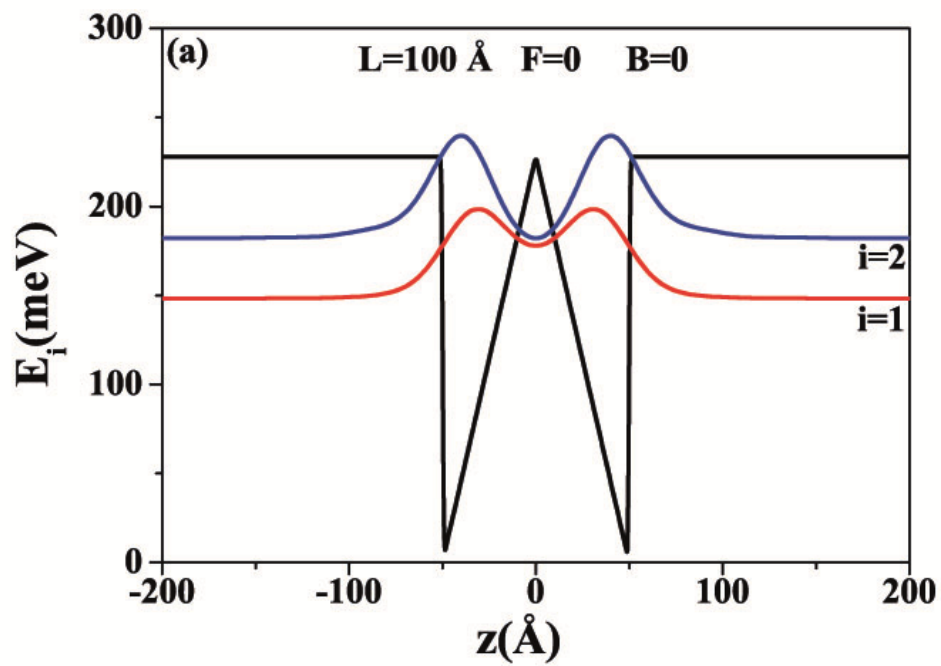


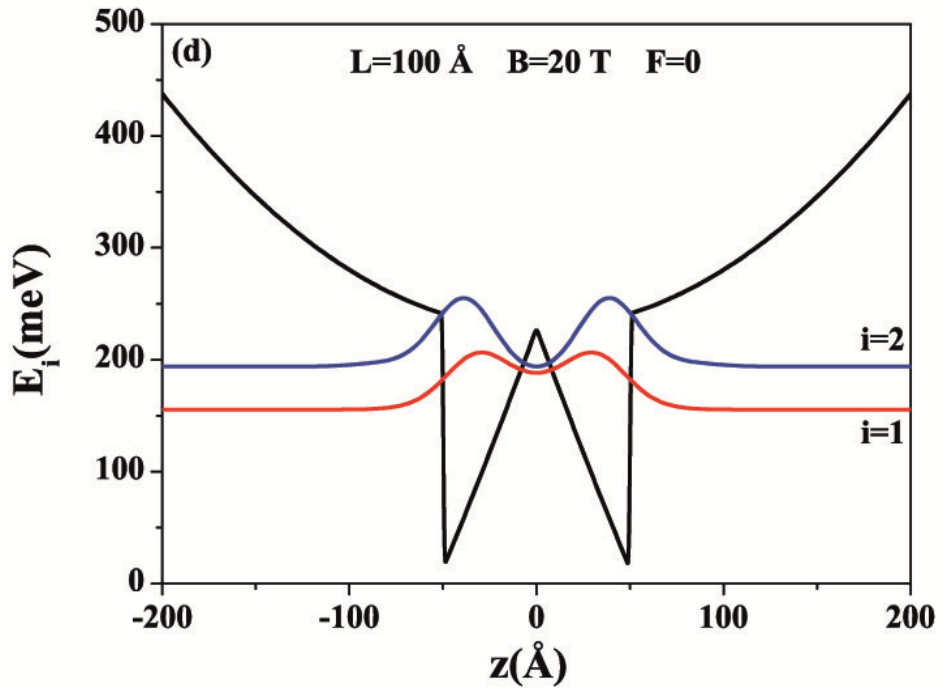
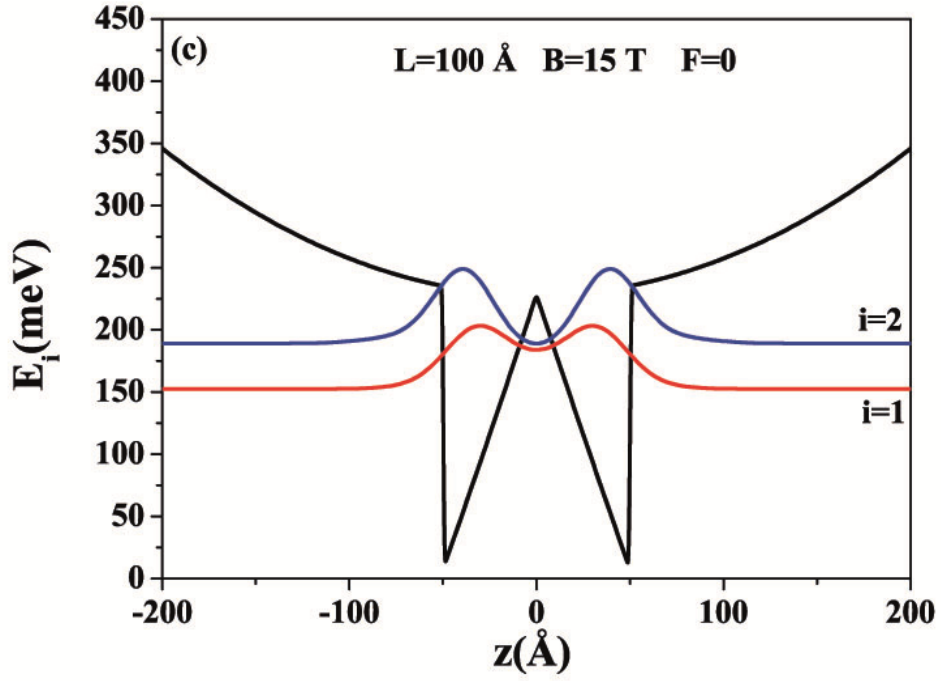
Şekil 5.7 Yapının büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alanın fonksiyonu olarak ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E₁), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E₂) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) değişimi.

Dışardan herhangi bir statik manyetik alan etkisi olmadan, ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin büyütme doğrultusuna paralel uygulanan dört farklı statik elektrik alan değerinin (F=0, 10 kV/cm, 20 kV/cm, 30 kV/cm) etkisi Şekil 5.6 (a-d)' de gösterilmiştir. Bu şekillerden de anlaşıldığı üzere; yapının üzerine statik elektrik alan uygulanmadığı zaman (F=0) taban ve birinci uyarılmış durumdaki yük taşıyıcının her iki kuantum kuyusunda bulunma olasılığı birbirine eşittir. Yapıya uygulanan statik elektrik alanının değerinin artması ile (F=10 kV/cm, F=20 kV/cm, F=30 kV/cm) taban durumdaki taşıyıcının sol kuantum kuyusunda bulunma olasılığı artarken, sağ kuantum kuyusundaki bulunma olasılığı azalmaktadır. Birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcıların bulunma olasılıkları ise taban durumunkine tam tersi bir davranış içerisindedir. Bu davranışın fiziksel nedeni; yapının büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alanı, kuantum kuyularındaki kuşatılmış negatif yüklü elektronları üzerine alana zıt yönde bir kuvvet etkisine maruz bırakır. Bu kuvvetin etkisiyle birlikte elektronlar alana zıt yönde sürüklenerek kuşatma potansiyelinde bir

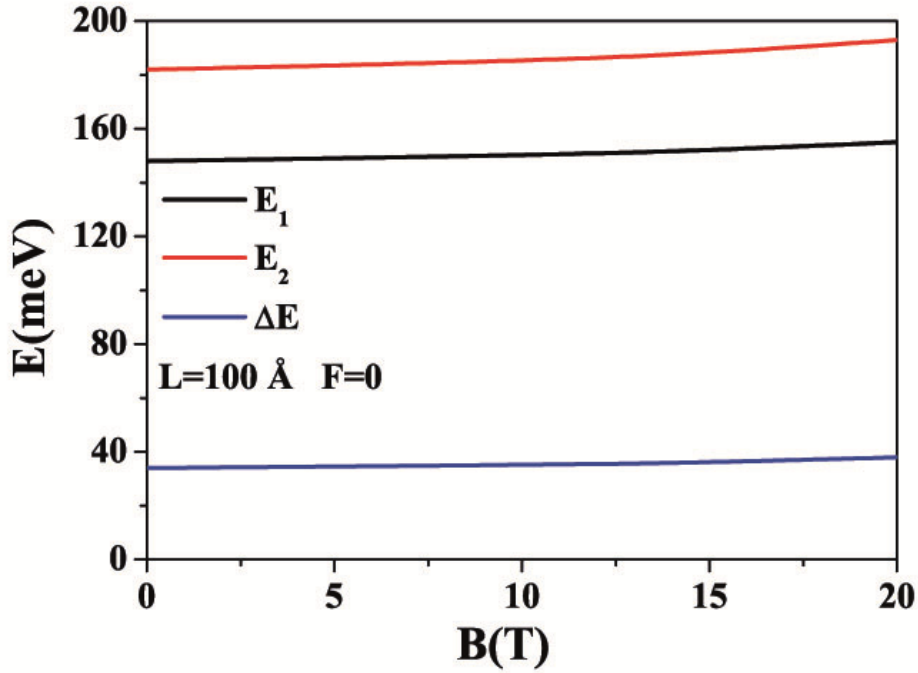
bant bükülmesine neden olurlar. Büyütme doğrultusunda uygulanan elektrik alanının artmasıyla yapıdaki kuşatılmış taşıyıcılar üzerine etkiyen kuvvet daha da artar ve bant bükülmesi daha çok artar. Böylelikle taşıyıcıların kuantum kuyuları arasındaki tünelleme ihtimali de artar.

Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının (ΔE) büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alanına göre değişimi şekil 5.7'de gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi statik elektrik alan değerinin artmasıyla taban durum enerji seviyesi önce sabit durup daha sonra azalırken, birinci uyarılmış enerji seviyesi de önce sabit kalıp sonra ise artış göstermiştir. Bunlara bağlı olarak da bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı ise giderek artmaktadır. Bunun nedeni; yapıya büyütme doğrultusunda elektrik alan uyguladığımızda kuşatma potansiyeli alana zıt yönde bükülmeye neden olur ve indüklenen kuşatma potansiyelinin geometrisinin bozulmasıyla enerji seviyeleri birbirlerinden ayrılmaya başlarlar. Bundan dolayı da altbantlar arasındaki enerji farkı da artar.





Şekil 5.8 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesinin yapının büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan dört farklı statik manyetik alan [(a) B=0, (b) B= 10 T, (c) B= 15 T, (d) B=20 T] değerine göre değişimi.

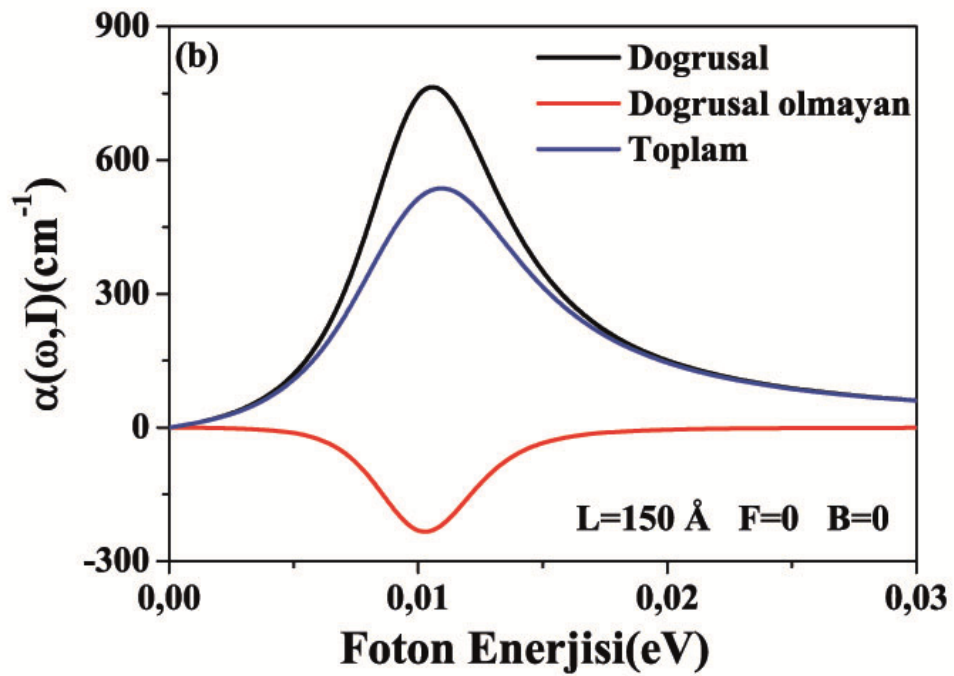
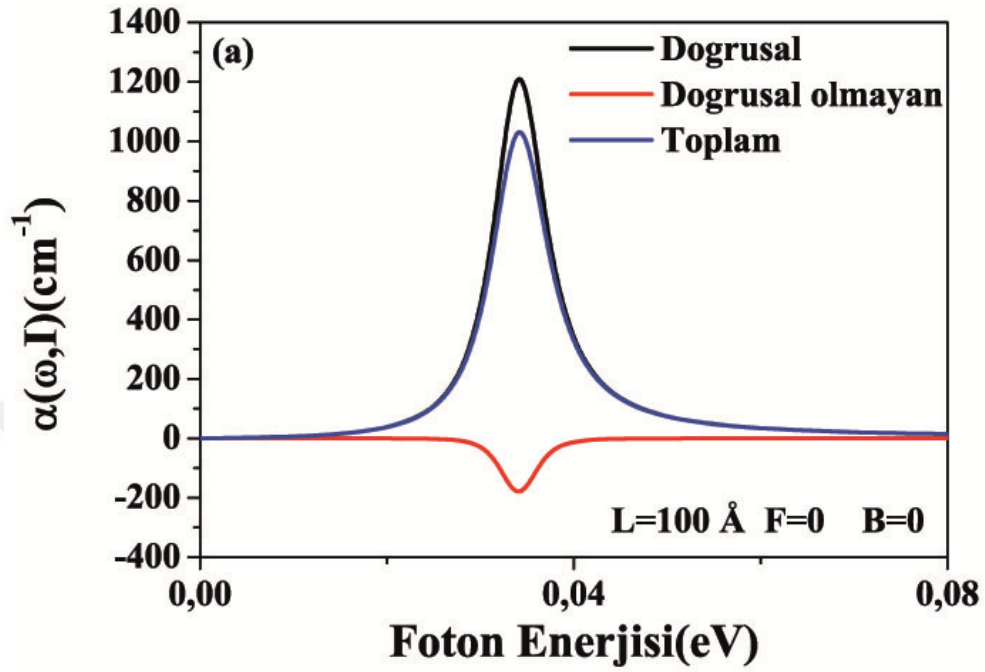


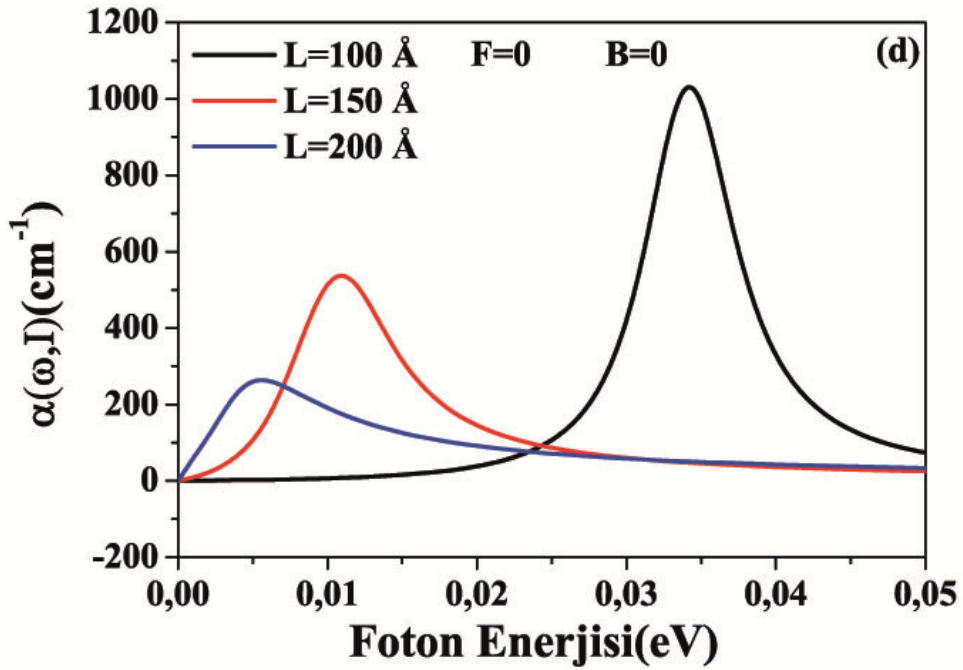
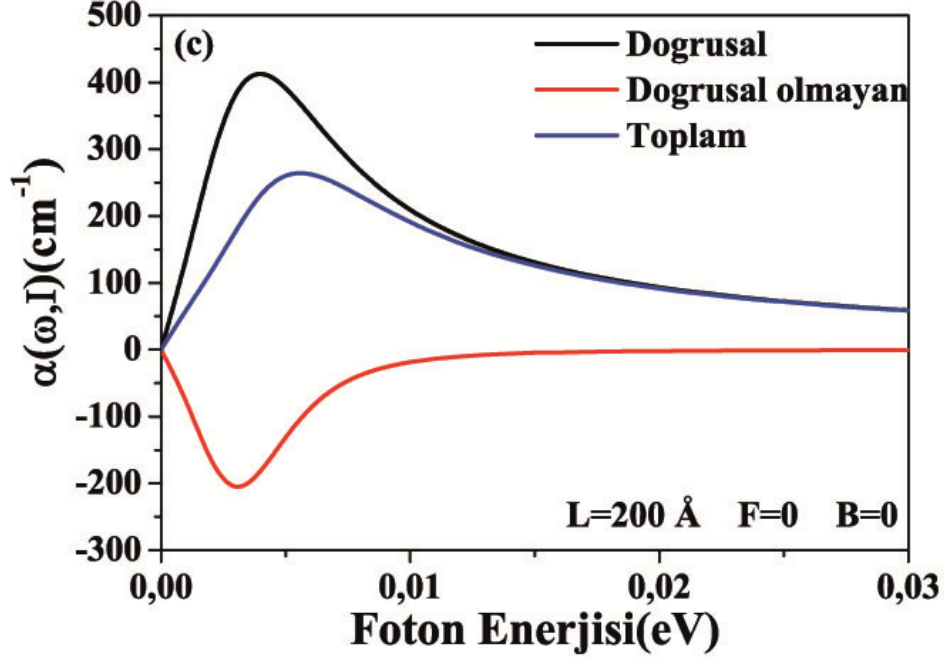
Şekil 5.9 Yapının büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alanın bir fonksiyonu olarak ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) değişimi.

Dışardan herhangi bir statik elektrik alan etkisi olmadan ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki altbant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine yapının büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan dört farklı statik manyetik alan değerinin ($B=0, 10, 15, 20$ T) etkisi Şekil 5.8(a-d)' de gösterilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü üzere; statik manyetik alan sisteme ek bir geometrik kuşatma sağlar. Statik manyetik alanın artması bu ek geometrik kuşatmayı artırarak taban durum ve birinci uyarılmış enerji seviyesinin daha yüksek enerji seviyelerine doğru kaymasına neden olur. Bu enerji kaymasının sonucu olarak da ilk iki enerji seviyesi arasındaki enerji seviyesi artan manyetik alan değerine göre artmaktadır. Bu davranış şekil 5.9'da da açıkça görülmektedir.

6. ELEKTRİK VE MANYETİK ALAN ALTINDAKİ TERS V-ŞEKİLLİ GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs TEK KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Bu kısımda, önceki bölümde analitik olarak hesaplanan ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun enerji özdeğer ve özfonksiyonlarından yararlanılarak ve dördüncü bölümde elde edilen doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişim denklemlerinden faydalanarak sistemin doğrusal olmayan optiksel özellikleri üzerine yapı parametrelerinin ve dış elektromanyetik alanların etkisi teorik olarak incelenmiştir. Kuantum kuyu genişliği, katsayı değerleri ve uygulanan farklı statik elektrik ve manyetik alan değerlerinin yapının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi üzerine etkisini hesaplayarak numerik sonuçlar elde edilmiştir. Nümerik hesaplamalar için kullanılan fiziksel büyüklükler şu şekildedir: $m_e^* = 0.067m_0$ (m_0 serbest elektron kütesidir), $n_r = 3.2$, Alüminyum konsantrasyonu $x=0.3$, $V_0 = 228$ meV, $\mu = 4\pi 10^{-7} Hm^{-1}$, $\sigma_v = 1 * 10^{23} m^{-3}$, $I = 0.05 MW/cm^2$, $\Gamma = 1/\tau$ ve $\tau = 0.2$ ps.

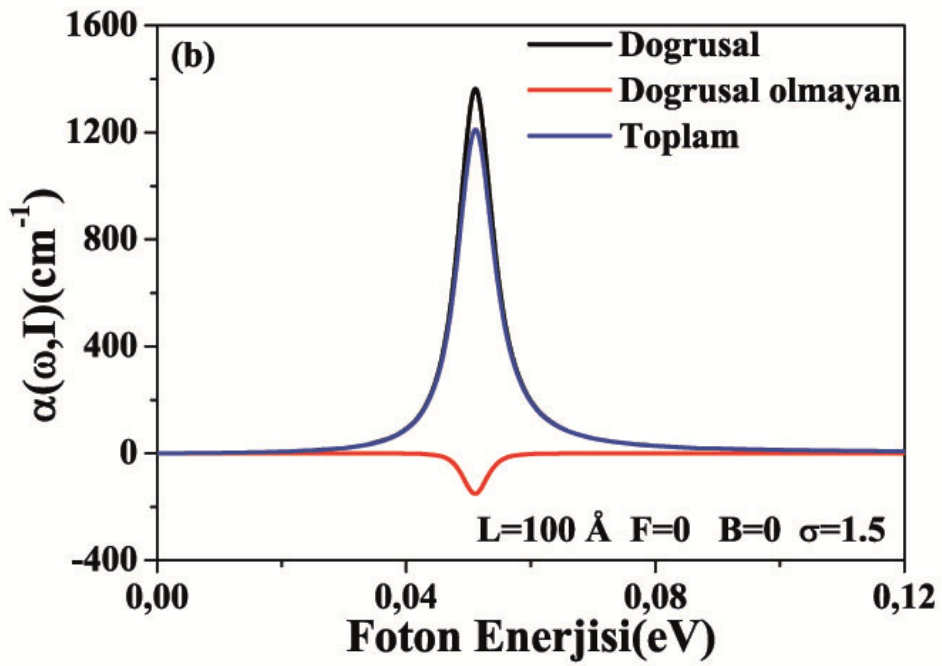
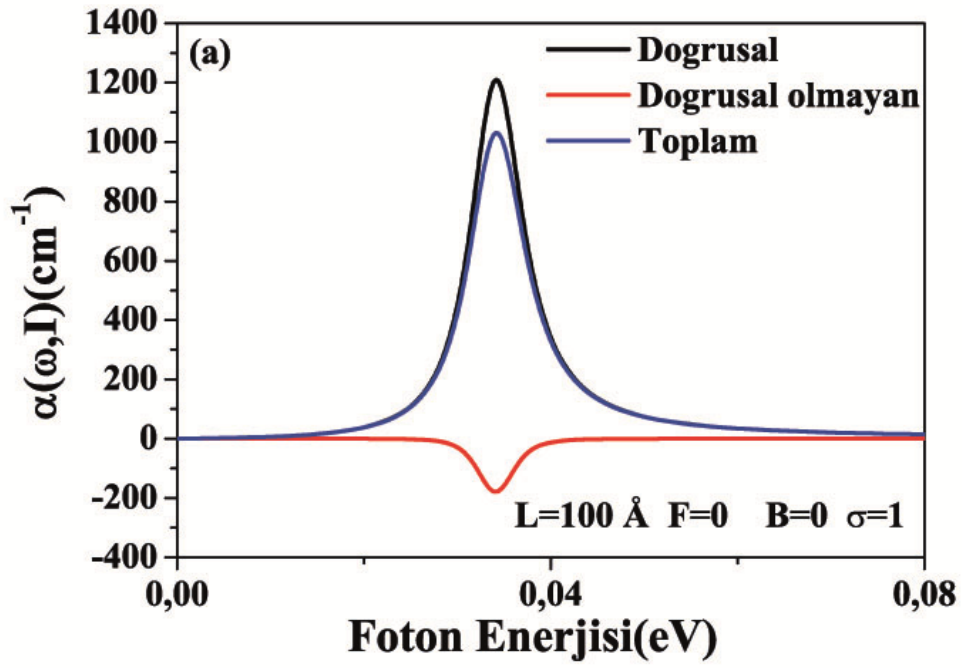


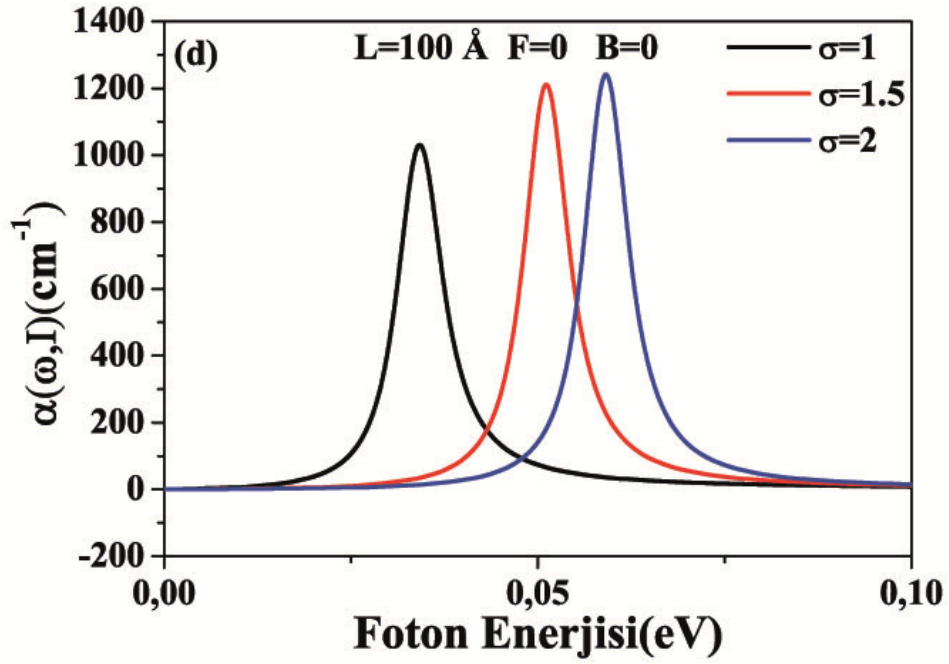
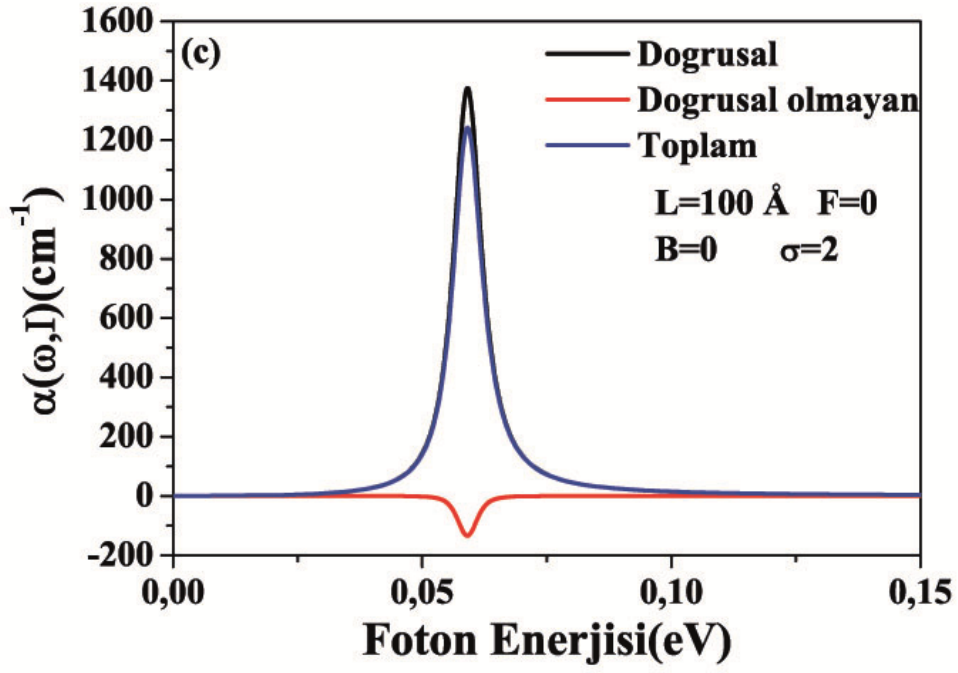


Şekil 6.1 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayılarının değişimi.

Şekil 6.1(a-c)'de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan etkisi olmaksızın, ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine kuantum kuyu genişliğinin etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.1(d)' de ise farklı kuantum kuyu genişliklerinin toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Şekil 6.1(d)' de açıkça görüldüğü üzere kuantum kuyusunun genişliği arttıkça toplam soğurma pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine doğru kayarak (kırmızıya kayma) toplam genlik azalmıştır. Bu kırmızıya kaymanın fiziksel nedeni, izinli optik bir geçişin gerçekleştiği ardışık enerji seviyeleri (E_{21}) arasındaki enerji farkının kuantum kuyu genişliği ile azalmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca toplam soğurma pikinin genliğindeki azalmada da dipol matris elemanındaki azalmadan kaynaklanmaktadır.

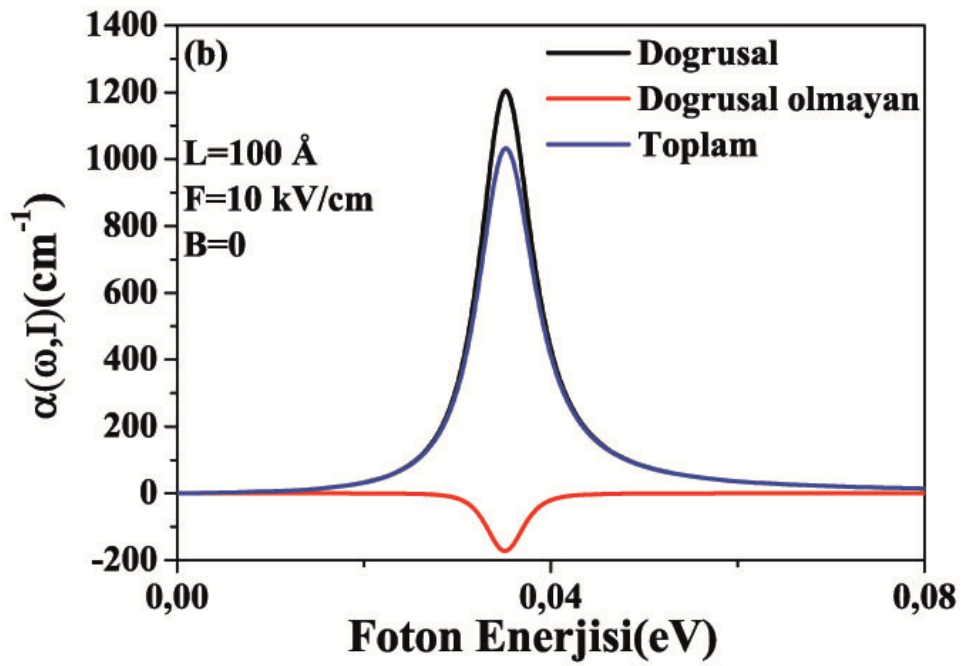
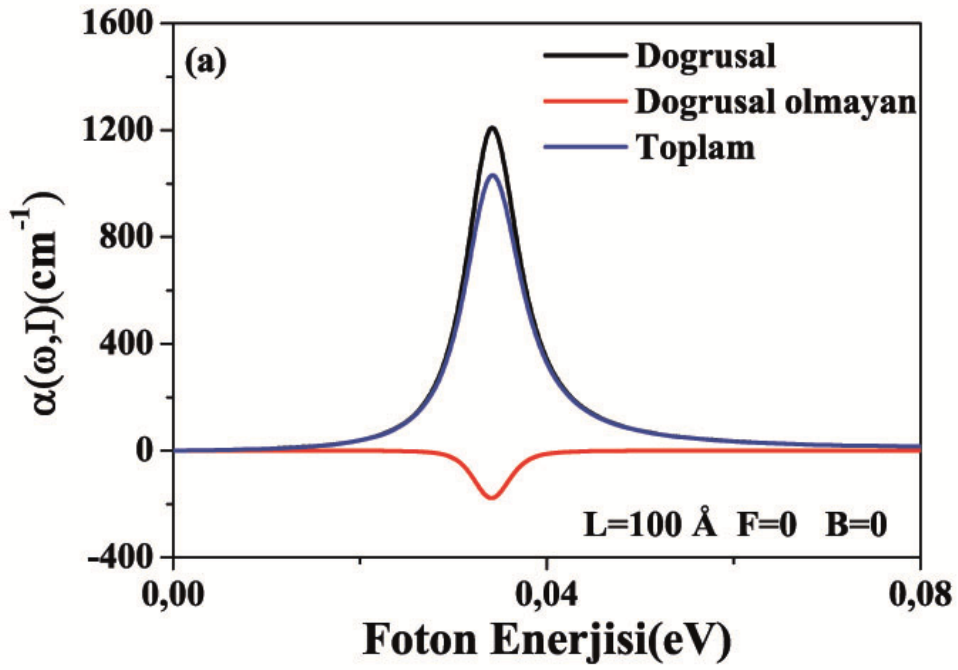


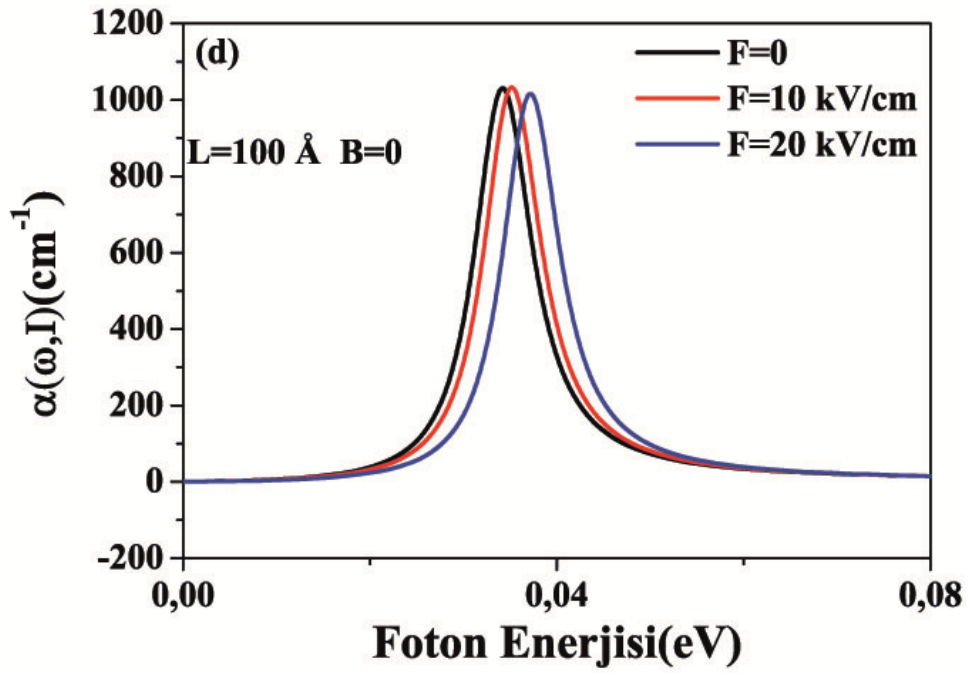
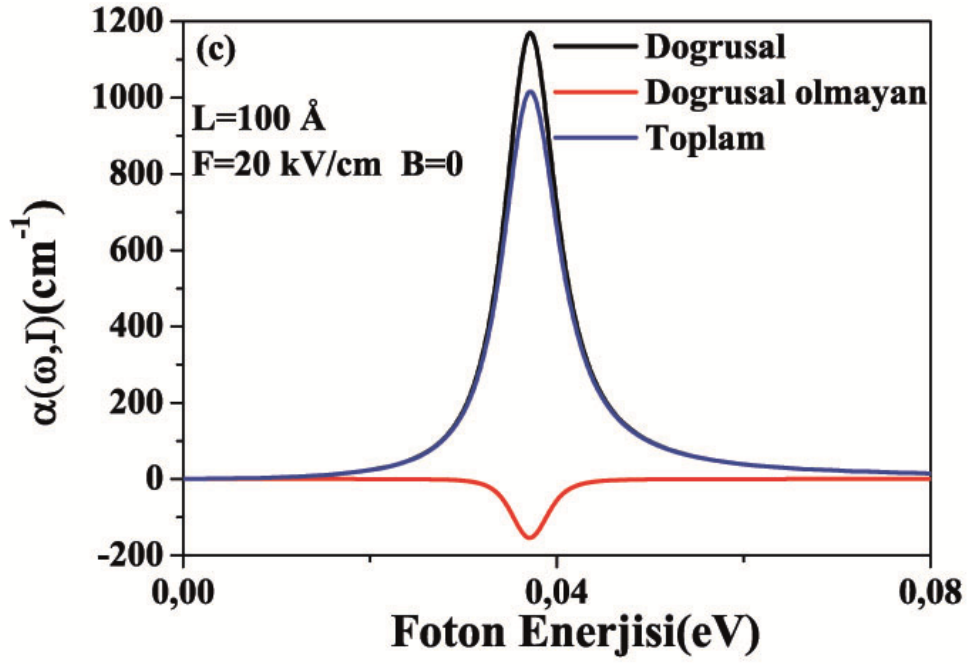




Şekil 6.2 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı σ katsayısı değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayılarının değişimi.

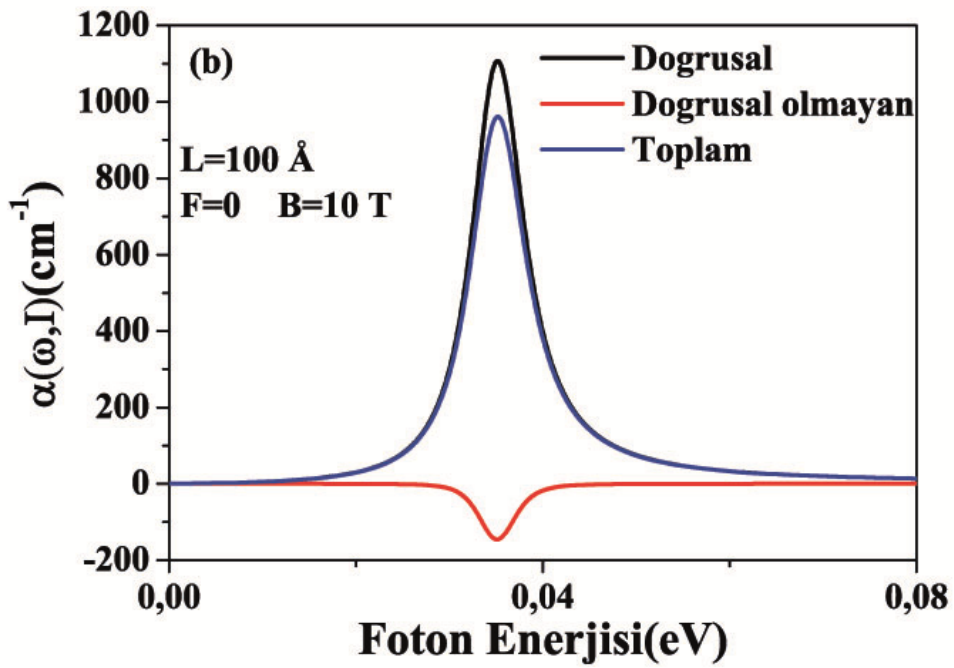
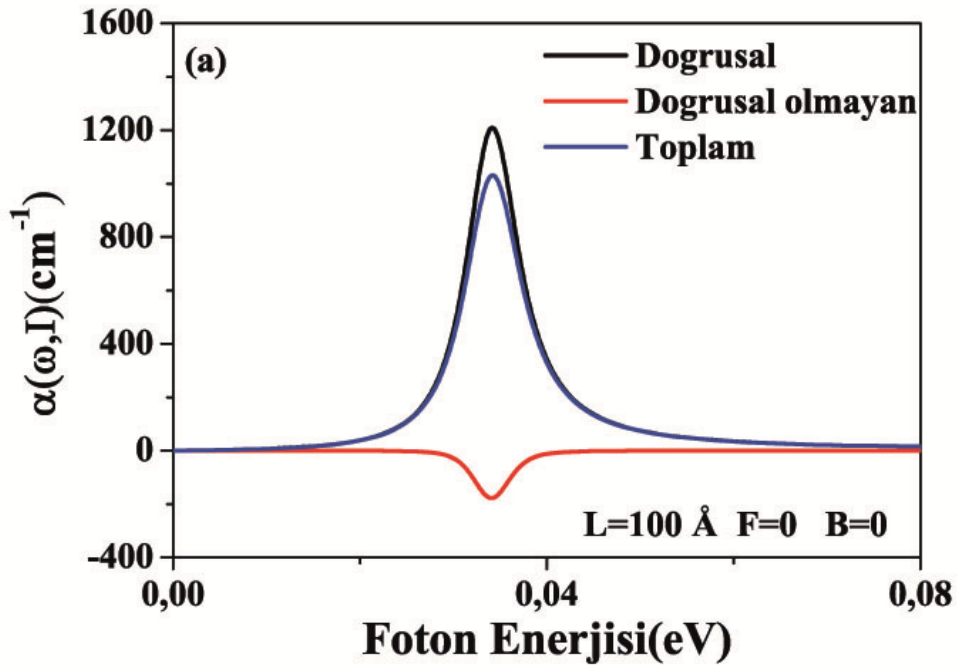
Şekil 6.2(a-c)' de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan olmaksızın ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı (σ) katsayı değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayılarının değişimleri gösterilmiştir. Şekil 6.2(d)' de ise farklı (σ) katsayı değerleri için, toplam soğurma katsayısı gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak değişimi sunulmuştur. Bu şekillerden de görüldüğü üzere (σ) katsayının artması ile birlikte sistemin toplam soğurma katsayısı yüksek enerji seviyelerine doğru kayar. Ayrıca toplam soğurma pikinin büyüklüğü de artan (σ) değerleri ile birlikte artmaktadır. Bu enerji kaymasının ve pik büyüklüğünün artmasındaki fiziksel nedenler şunlardır; (i) (σ) değerinin artması ile birlikte kuantum kuyularını birbirinden ayıran potansiyel engeli küçülür ve en düşük iki alt bant arasındaki enerji farkı artar. Bu enerji farkının artması ile soğurma piki daha büyük enerji seviyelerine doğru (maviye kayma) kayar. (ii) Toplam soğurma katsayısının genliğindeki artış ise dipol matris elemanındaki artış ile açıklanır.

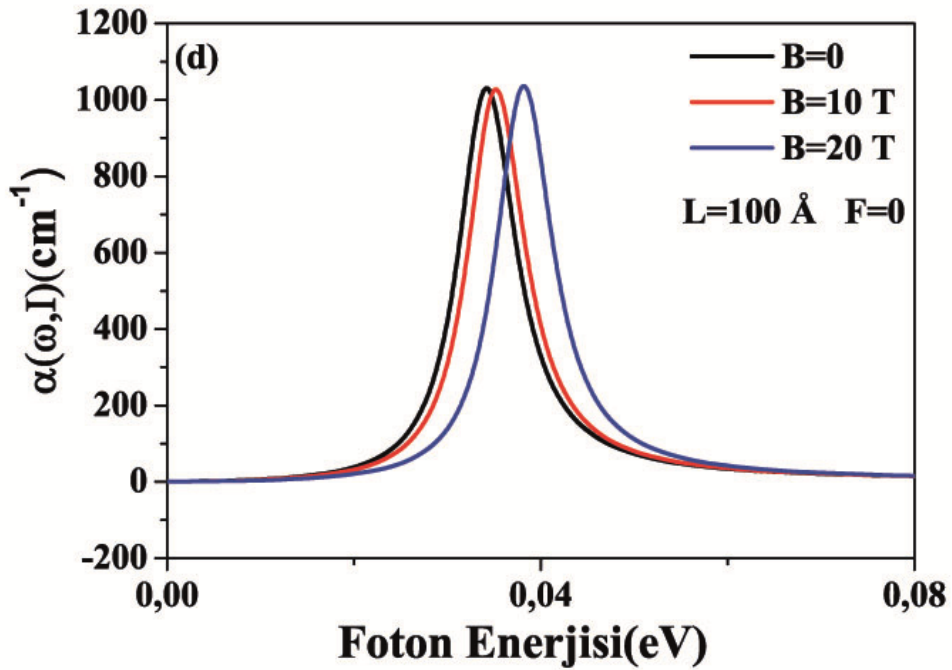
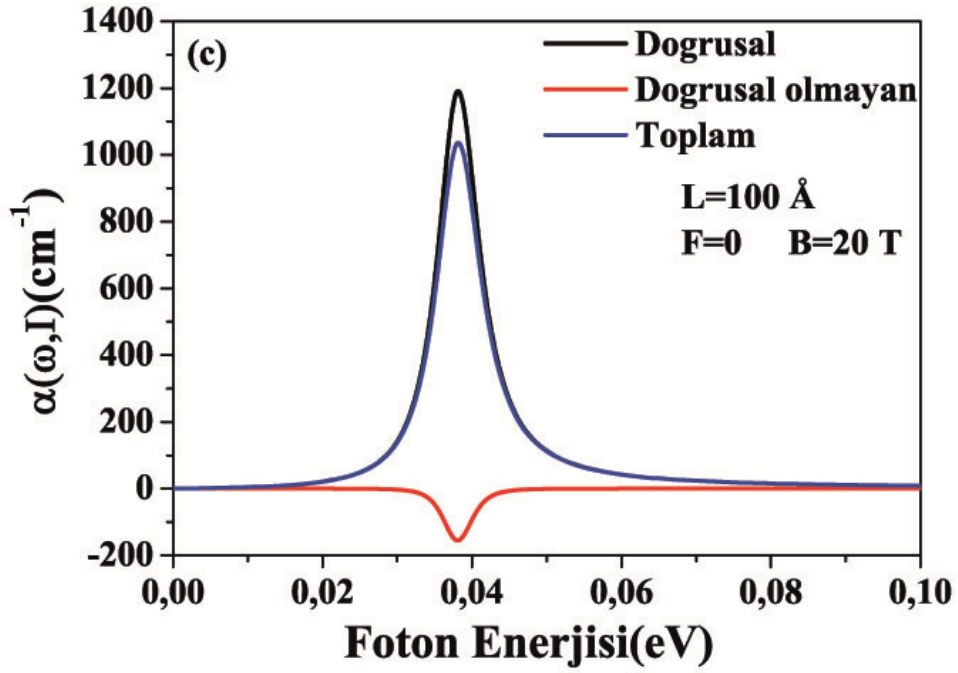




Şekil 6.3 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.

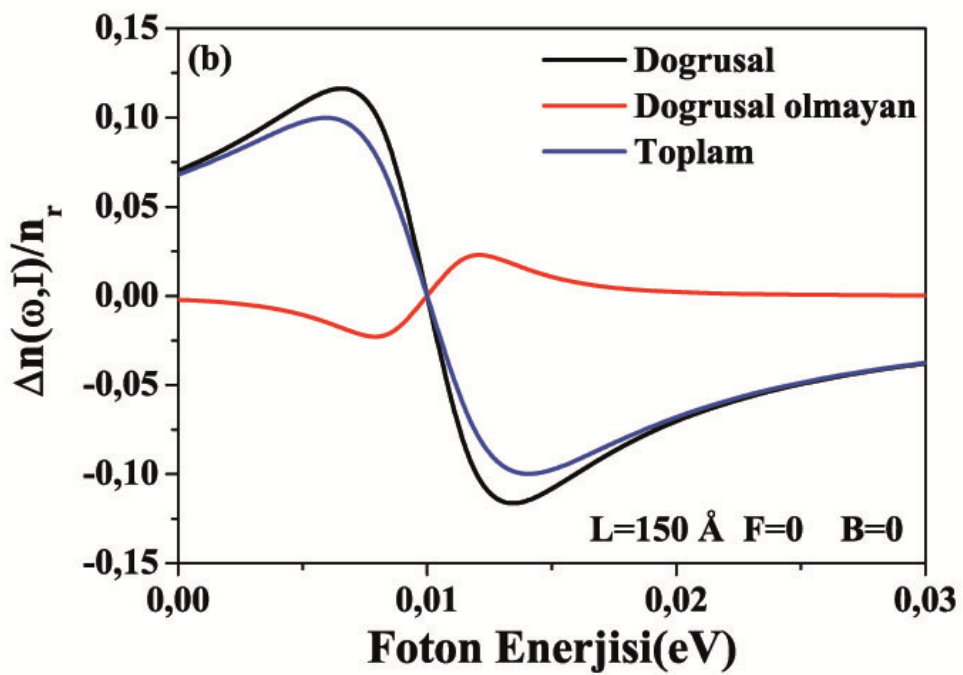
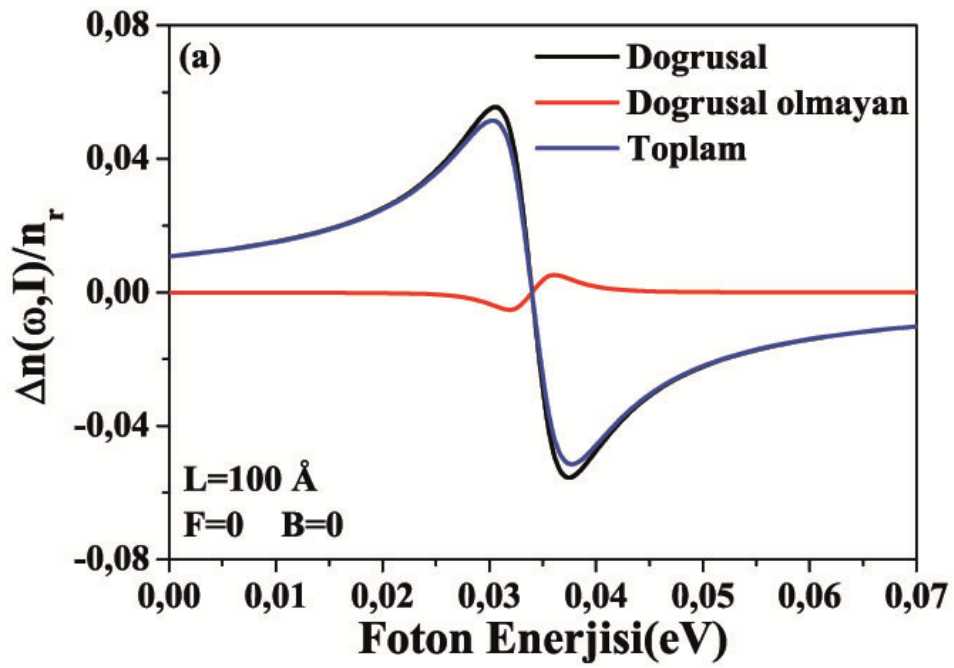
Şekil 6.3 (a-c)' de dış bir statik manyetik alan etkisi olmadan ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine yapının büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alanın etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.3(d)'de ise üç farklı elektrik alan değerinin toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi sunulmuştur. Bu şekillerden de açıkça görüldüğü gibi statik elektrik alanın değerinin artması ile soğurma pikleri çok az da olsa büyük enerji seviyelerine doğru kaymaktadır. Ayrıca toplam soğurma pikinin maksimum yüksekliği de çok az miktarda azalmaktadır. Bilindiği üzere statik elektrik alan geniş kuantum kuyuları üzerine etkisi dar kuantum kuyularına nazaran daha büyüktür. Optik soğurma piklerindeki enerji kaymasının ana nedeni; sistemin büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alan yapının kuşatma potansiyelinde bir bükülmeye neden olarak yük taşıyıcılarını alana zıt yönde sürüklenmesine neden olur. Böylece ilk iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı küçüğe bir artış gösterir. Bu enerji farkındaki artış soğurma pikinin büyük enerjilere doğru kaymasına neden olur. Soğurma pikinin maksimum yüksekliğindeki azalışın nedeni ise doğrusal, doğrusal olmayan optik özelliklerini hesapladığımız denklemlerdeki matris elemanlarının büyüklüklerinden kaynaklanmaktadır. Yapı simetrik olduğu zaman M_{11} ve M_{22} matris elemanlarının büyüklükleri sıfırdır. Yapıya uygulanan statik elektrik alan yapının simetrisini bozarak bu matris elemanlarının sıfırdan farklı değerler almasına neden olur. Böylece doğrusal olmayan optik katsayısı artar ve toplam soğurma katsayısının büyüklüğünü azaltır.

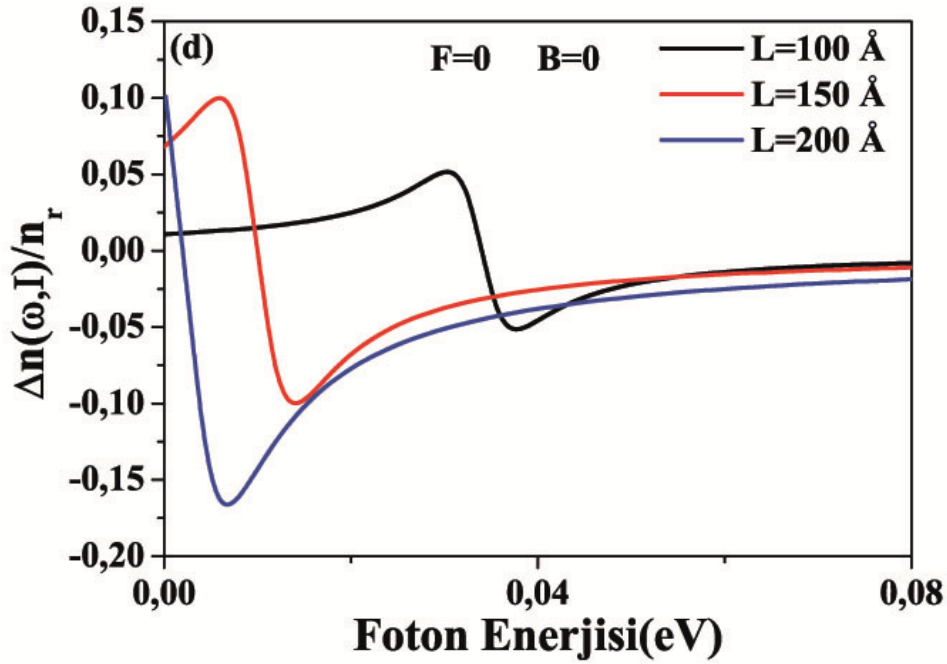
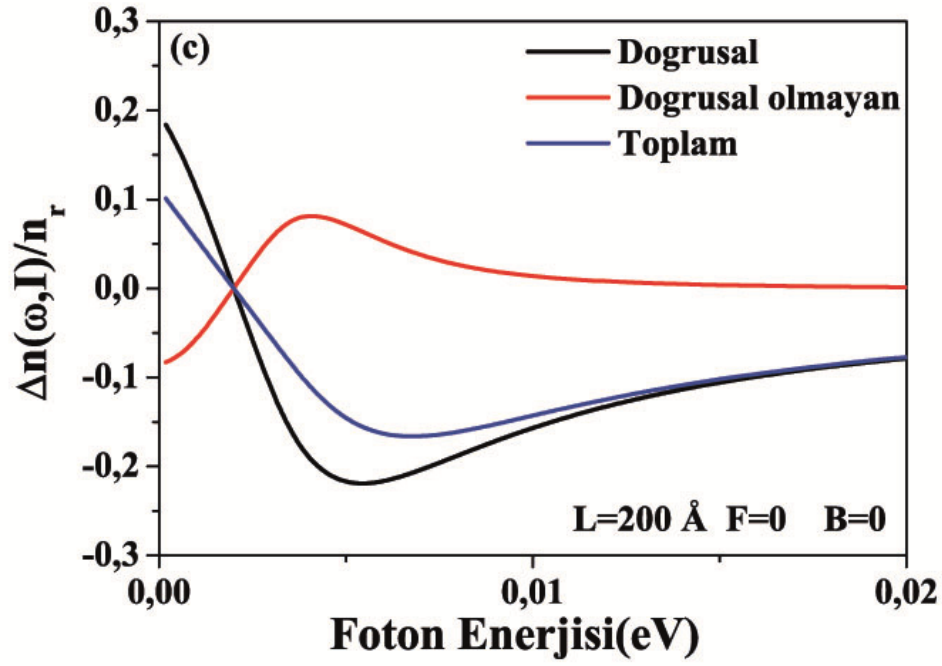




Şekil 6.4 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0,7}Al_{0,3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.4(a-c)'de dış bir statik elektrik alan olmaksızın ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan büyüklüğü (B=0, 10 T, 20 T) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam soğurma katsayısının değişimlerini göstermektedir. Ayrıca şekil 6.4(d)' de ise yapının büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için toplam soğurma katsayısı değişimi sunulmuştur. Şekil 6.4(a,b,c)' den görüldüğü gibi statik manyetik alan değeri büyütüldüğünde doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayısının gittikçe küçüldüğü görülmektedir. Buna bağlı olarak da toplam optiksel soğurma katsayısıyla doğrusal optiksel soğurma katsayısı arasındaki büyüklük farkı azalmaktadır. Şekil 6.4(d)'ye baktığımızda ise, statik manyetik alan büyüklüğünün artırılması ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin arttığı ve tepe pozisyonlarının ise büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaydığı görülmektedir. Bu kaymanın nedeni, manyetik alandaki artışa bağlı olarak taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) artması ile açıklanır (Bkz. Şekil 5.9). Soğurma katsayısının genliğinin artması ise, M_{21} dipol moment matris elemanının davranışından kaynaklanmaktadır.

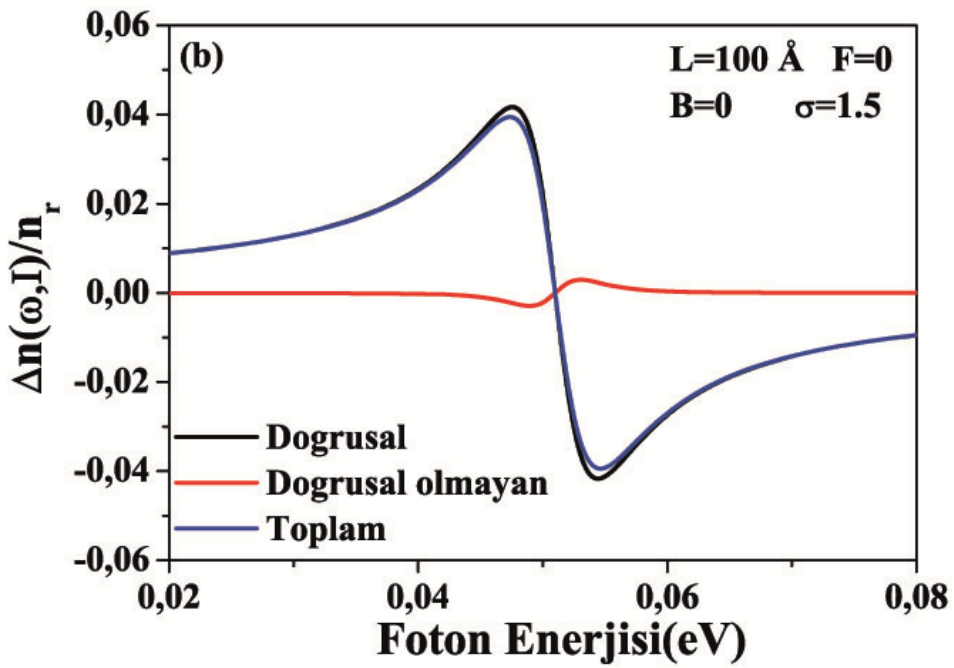
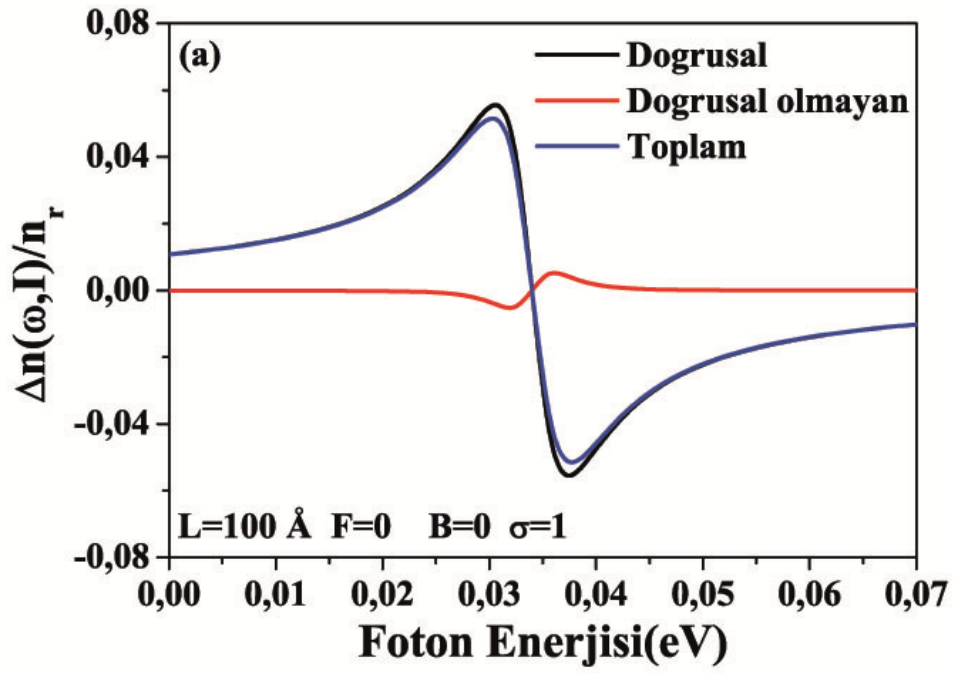


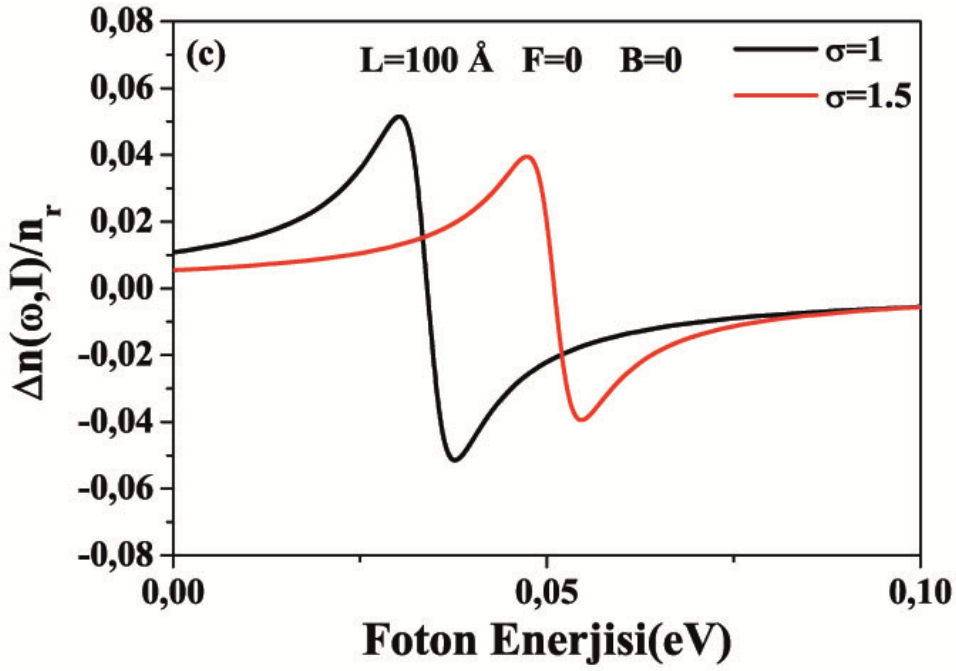


Şekil 6.5 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0,7}Al_{0,3}As tek kuantum kuyusunun farklı kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.5 (a-c)'de dışardan herhangi bir statik elektrik ve manyetik alan olmaksızın ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam bağıl kırılma indislerinin değişimleri gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak üç farklı kuantum kuyu genişliği için sunulmuştur. Şekil 6.5(d)'de ise bu üç farklı kuantum kuyu genişliğinin toplam bağıl kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.5(d)'de açıkça görüldüğü üzere kuantum kuyusunun genişliği arttıkça toplam kırılma pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine doğru kayarak (kırmızıya kayma) toplam genlik artmıştır. Bu davranışın fiziksel nedeni toplam soğurma katsayısının kuantum kuyu genişliğine göre değişim grafiğinin sonuçlarında ayrıntılı olarak verilmiştir.

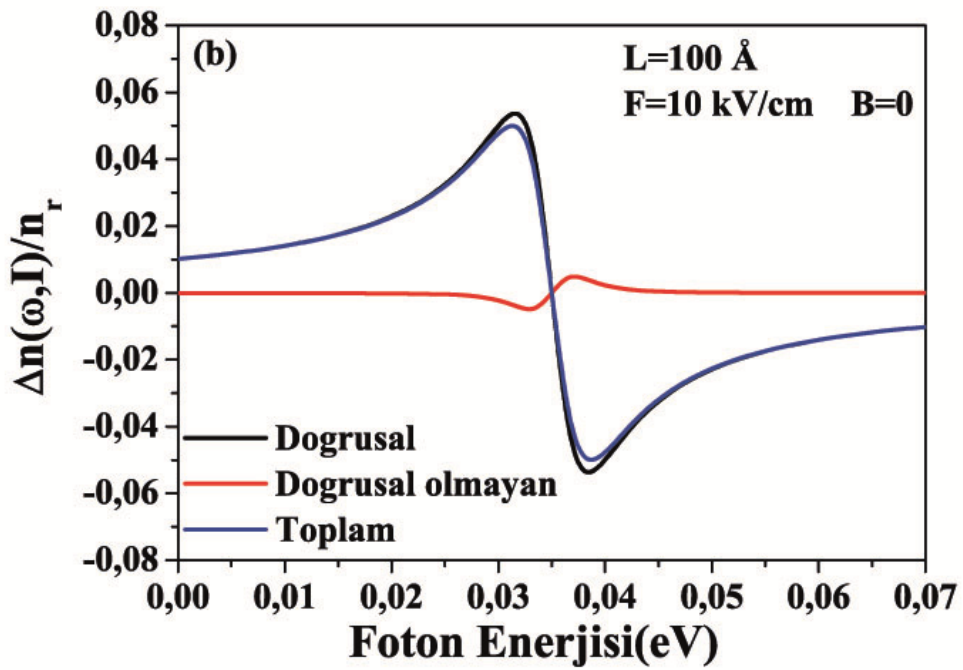
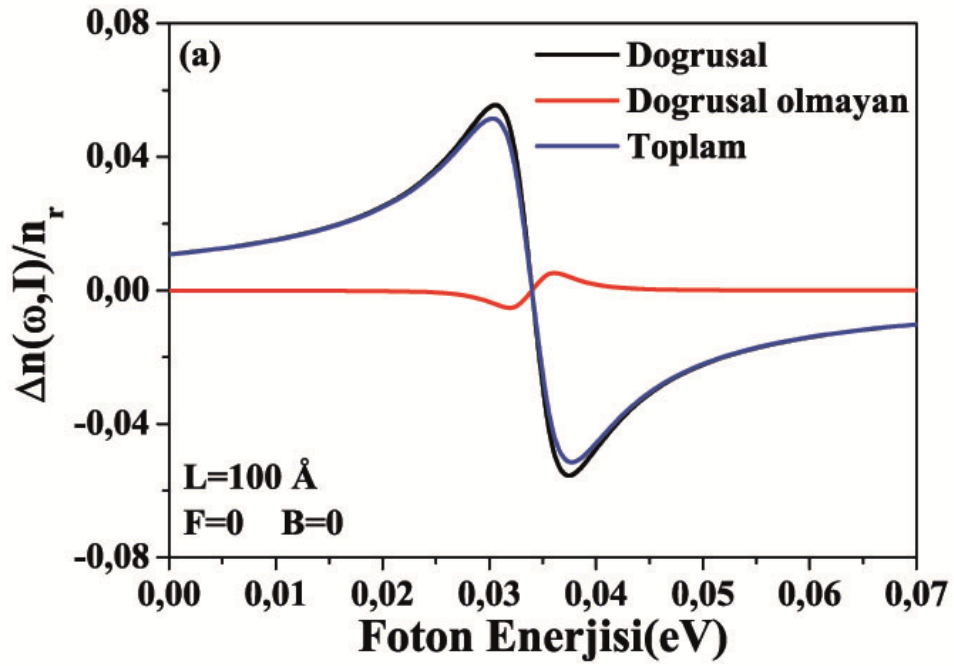


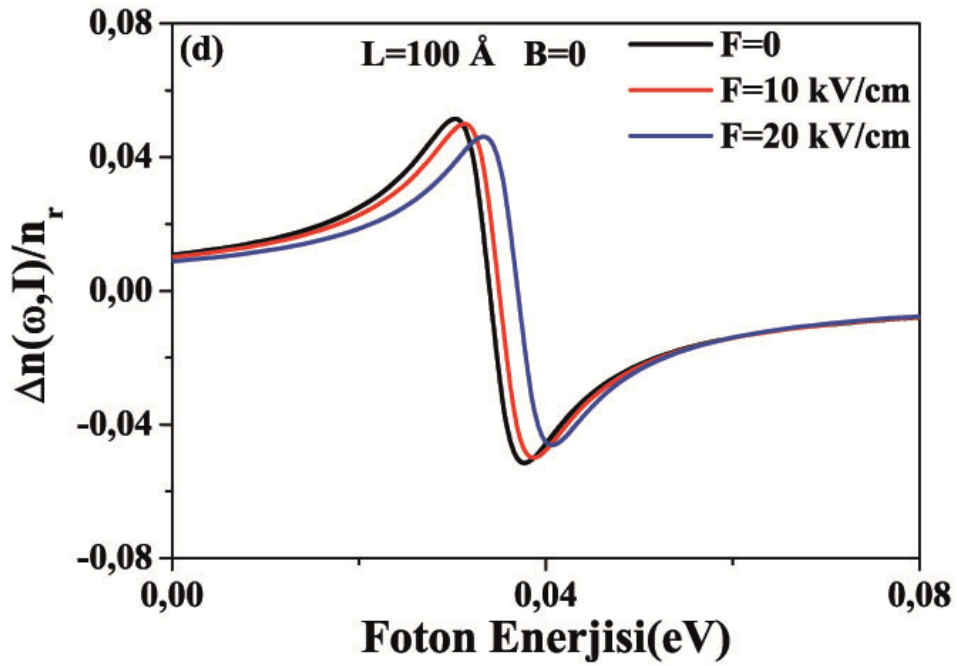
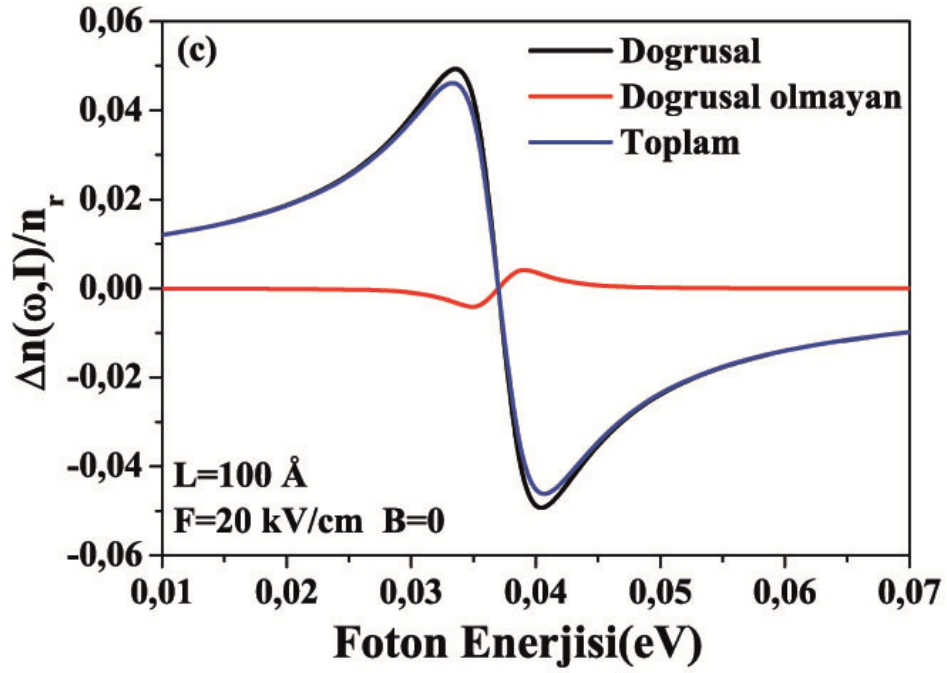




Şekil 6.6 Ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı σ değerleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak toplam bağıl kırılma indisinin değişimi

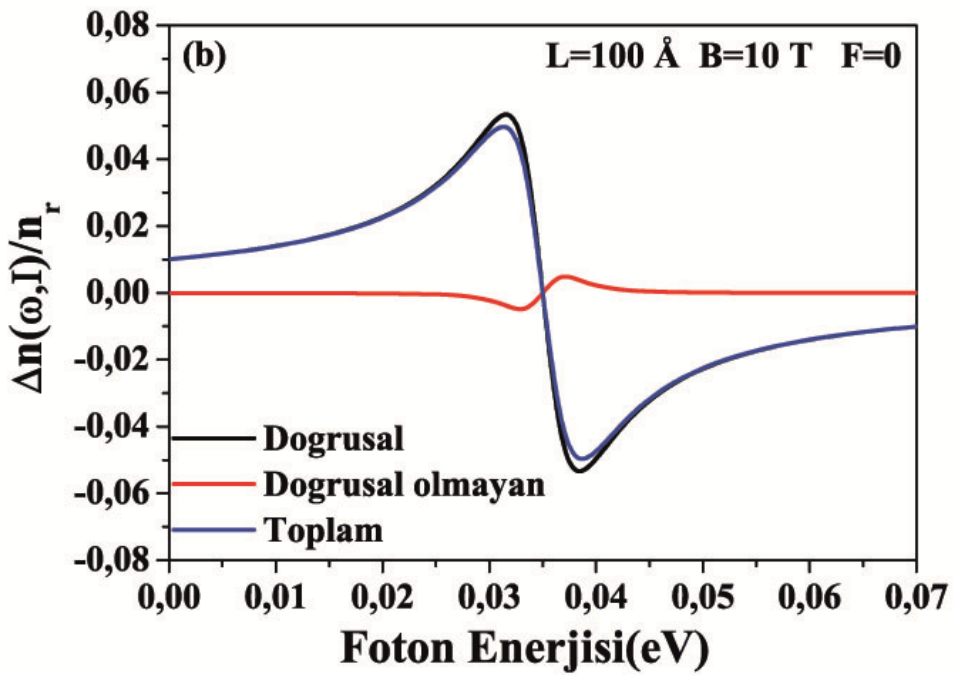
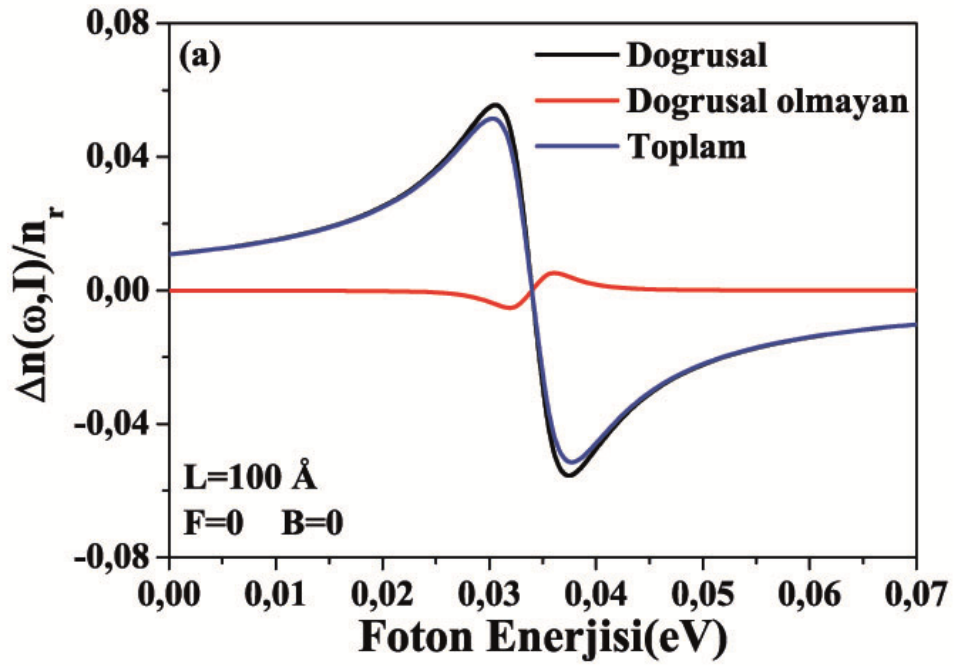
Şekil 6.6 (a,b)'de herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan etkisi olmaksızın, ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam dağılım kırılma indisi üzerine (σ)'nın etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.6(c)'de ise iki farklı σ değerlerinin toplam bağıl kırılma indisi üzerine olan etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur. Şekil 6.6(c)'de açıkça görüldüğü üzere σ değeri arttıkça toplam kırılma pikinin tepe noktası daha büyük enerji seviyelerine doğru kayarak (maviye kayma) toplam genlik azalmıştır. Bu kırmızıya kaymanın fiziksel nedeni, izinli optik bir geçişin gerçekleştiği ardışık enerji seviyeleri (E_{21}) arasındaki enerji farkının kuantum σ değeri ile artmasından kaynaklanmaktadır. Ayrıca toplam bağıl kırılma indisi değişiminin maksimum pikinin genliğindeki azalmada da dipol moment matris elemanındaki azalmadan kaynaklanmaktadır.

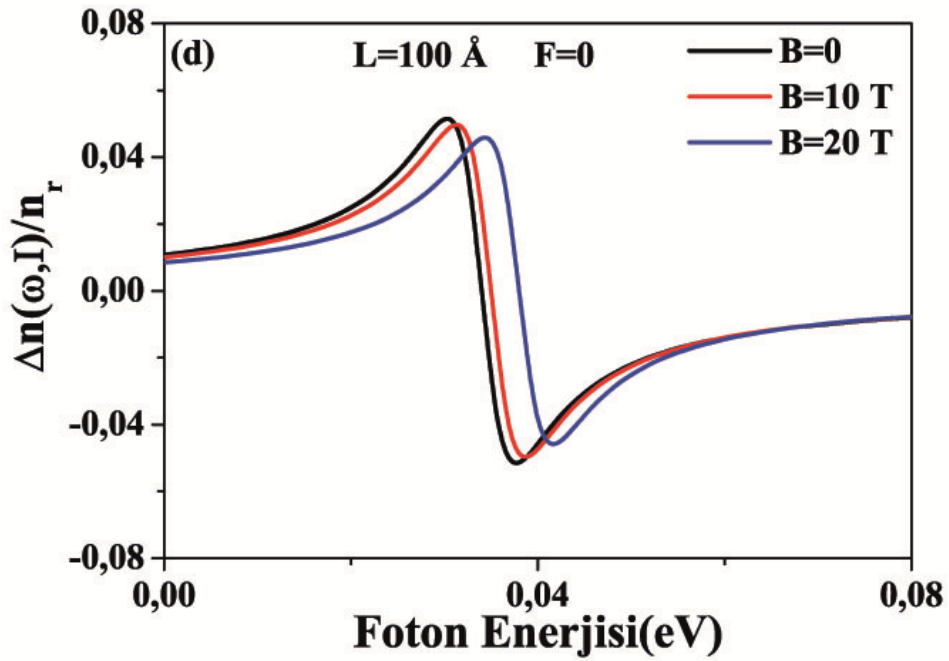
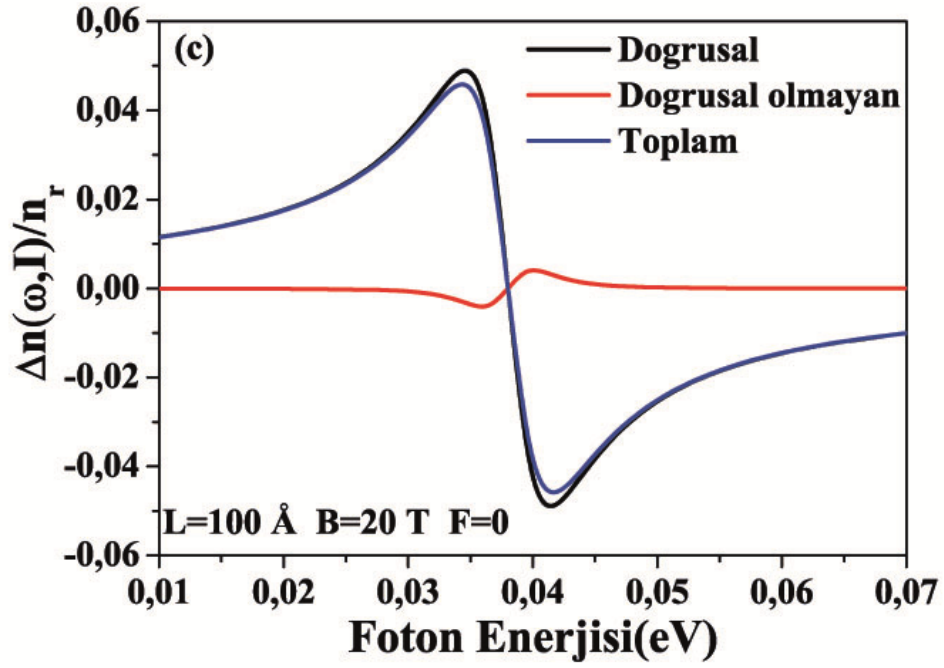




Şekil 6.7 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.7(a-c)'de dış bir statik manyetik alan olmadan ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam bağıl kırılma indisi değişimi üzerine yapının büyütme doğrultusuna uygulanan üç farklı statik elektrik alan etkisi (F=0, 10 kV/cm, 20 kV/cm) gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.7(d)'de ise üç farklı statik elektrik alan değerinin toplam bağıl kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisi sunulmuştur. Bu şekillerden de açıkça görüldüğü gibi statik elektrik alanının değerinin artması ile kırılma indisi değişimi pikleri çok az da olsa büyük enerji seviyelerine doğru kaymaktadır. Ayrıca toplam kırılma indisi değişimi pikinin maksimum yüksekliği de çok az miktarda azalmaktadır. Bilindiği üzere statik elektrik alan geniş kuantum kuyuları üzerine etkisi dar kuantum kuyularına nazaran daha büyüktür. Bağıl kırılma indisi değişimi piklerindeki enerji kaymasının ana nedeni; sistemin büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alan yapının kuşatma potansiyelinde bir bükülmeye neden olarak altbant enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının artmasına neden oluşudur. Bağıl kırılma indisi değişimi pikinin maksimum yüksekliğindeki azalışın nedeni ise doğrusal, doğrusal olmayan optik özelliklerini hesapladığımız denklemlerdeki dipol moment matris elemanlarının büyüklüklerindeki artıştan kaynaklanmaktadır.





Şekil 6.8 Ters V- şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak bağlı kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.8(a-c)'den dış bir statik elektrik alan olmadan ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı statik manyetik alan büyüklüğü (B=0, 10 T, 20 T) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam bağıl kırılma indisinin değişimleri gösterilmiştir. Ayrıca şekil 6.8(d)'de ise yapının büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için toplam bağıl kırılma indisi değişimi sunulmuştur. Şekil 6.8(a,b,c)'den görüldüğü gibi statik manyetik alan değeri büyütüldüğünde doğrusal olmayan bağıl kırılma indisi değişiminin gittikçe küçüldüğü görülmektedir. Buna bağlı olarak da toplam bağıl kırılma indisi değişimi ile doğrusal kırılma indisi arasındaki büyüklük farkı azalır. Şekil 6.8(d)'ye baktığımızda ise statik manyetik alan büyüklüğünün artırılması ile toplam bağıl kırılma indisinin değişiminin genliğinin azaldığı ve tepe pozisyonlarının büyük enerjilere doğru (maviye kayma) kaydığı görülmektedir. Bu kaymanın nedeni, statik manyetik alan değerinin artması oluşan ek geometrik kuşatmanın etkisi ile taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) artırılması ile açıklanır (Bkz. Şekil 5.9). Bağıl kırılma indisinin genliğinin artması ise, M_{21} dipol moment matris elemanının büyüklüğünün değişiminden kaynaklanmaktadır.

7. SONUÇ

Bu tez çalışmasında ilk olarak dışardan herhangi bir dış elektromanyetik alan olmaksızın ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun yapı parametrelerinin (kuantum kuyu genişliği ve σ) sistemin kuşatma potansiyeli, altbant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine etkisi incelenmiştir. Daha sonra ise büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alanın sistemin elektronik özellikleri üzerine etkisi incelenmiştir. Böylece ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun taban durum (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) sayısal değerleri elde edilmiştir. Elde edilen bu enerji özdeğer ve özfonksiyonlardan faydalanılarak yapının doğrusal olmayan optiksel özellikleri incelenmiş ve aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir;

(i) Dış statik elektrik ve manyetik alanın etkisi olmadan yapıda kuantum kuyu genişliği artırıldığında, iki kuantum kuyusunda kuşatılmış olan taşıyıcıların birbirleri ile olan etkileşimlerinin azaldığı görülmüştür. Büyük kuantum kuyu genişliklerinde iki kuantum kuyu yapısının birbirleri ile etkileşiminin tamamen ortadan kalktığını ve artık birbirinden bağımsız iki kuantum kuyu sistemi gibi davrandığı görülmüştür. Altbant enerji farklarına baktığımızda ise taban ve birinci uyarılmış durum enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının büyük kuantum kuyu değerlerinde birbirine tamamen yaklaştığı görülmüştür.

(ii) Dış statik elektrik ve manyetik alanın etkisi olmadan yapımızın kuşatma potansiyel profilinin geometrik şeklini belirleyen σ değerini artırdığımızda, iki kuantum kuyusu arasındaki potansiyel bariyerinin yüksekliğinin azaldığı görülmüştür. Ayrıca σ katsayısının artması sonucu ile taban durum (E_1) ve birinci uyarılmış durum (E_2) seviyeleri birbirinden uzaklaşarak daha düşük enerji seviyelerine kaydığı ve buna bağlı olarak da iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) arttığı görülmüştür.

(iii) Dışardan herhangi bir statik manyetik alan etkisi olmadan, büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alan değerinin artmasıyla taban durumdaki taşıyıcıların sol kuantum kuyusunda bulunma olasılığının azaldığı, birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcıların bulunma olasılıkları ise taban durumunkine tam tersi davranış da bulunduğu görülmüştür. Bunun fiziksel nedeni, yapının büyütme doğrultusuna paralel uygulanan statik elektrik alanının, kuantum kuyularındaki kuşatılmış negatif yüklü elektronları üzerine alana zıt yönde sürüklenerek kuşatma potansiyelinde bir bant bükülmesine neden olmasıdır. Büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alanının artmasıyla yapıdaki kuşatılmış taşıyıcılar üzerine etkiyen kuvvet daha da artar ve bu kuvvet etkisi potansiyel profilinin bant bükülmesinin daha çok artmasına neden olur. Böylece altbant enerji seviyelerinin

birbirinden uzaklaşmasına ve altbant enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının artmasına neden olur.

(iv) Dışardan herhangi bir statik elektrik alan etkisi olmadan büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alan, sisteme ek bir geometrik kuşatma sağlar. Statik manyetik alanın artmasıyla bu ek geometrik kuşatma artar ve taban durum ve birinci uyarılmış enerji seviyesinin daha yüksek enerji seviyelerine doğru kaymasına neden olur. Bu enerji kaymasının sonucu olarak da ilk iki altbant enerji seviyesi arasındaki enerji farkının arttığı görülmüştür.

(v) Herhangi bir dış statik elektrik ve manyetik alan olmaksızın ters V-şekilli GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As tek kuantum kuyusunun farklı kuantum kuyu genişliklerinin toplam soğurma katsayısı (bağıl kırılma indisi değişimi) üzerine etkisine baktığımızda kuantum kuyu genişliğinin artması ile birlikte toplam soğurma katsayısı (bağıl kırılma indisi değişimi) pikinin tepe noktası daha düşük enerji seviyelerine doğru kayarak (kırmızıya kayma) toplam genliğin azaldığı (arttığı) görülmüştür.

(vi) Herhangi bir dış elektrik ve manyetik alan olmaksızın farklı σ değerlerinin toplam soğurma katsayısı (bağıl kırılma indisi değişimi) üzerine etkisini incelediğimizde σ katsayısının artması ile birlikte sistemin toplam soğurma katsayısı (bağıl kırılma indisi değişimi) yüksek enerji seviyelerine doğru kaydığı görülmüştür. Ayrıca toplam soğurma katsayısının pikinin büyüklüğü de artan σ değerleri ile birlikte arttığı (azaldığı) görülmüştür.

(vii) Dış bir statik manyetik alan olmadan büyütme doğrultusuna paralel uygulanan üç farklı statik elektrik alan değerinin toplam soğurma ve kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisini incelediğimizde, statik elektrik alan değerini artırdığımızda soğurma pikleri ve kırılma piklerinin çok az da olsa büyük enerji seviyelerine doğru kaydığı görüldü. Ayrıca toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisinin pik pozisyonunun maksimum yüksekliği de çok az miktarda azaldığı görülmüştür.

(viii) Dış bir statik elektrik alan olmadan büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı manyetik alan değerinin toplam soğurma katsayısı (bağıl kırılma indisi değişimi) üzerine olan etkisini incelediğimizde, statik manyetik alan büyüklüğünün artırılması ile toplam optiksel soğurma katsayısının (bağıl kırılma indisi değişimi) genliğinin arttığı (azaldığı) ve tepe pozisyonlarının büyük enerjiye (maviye kayma) kaydığı görülmüştür.

Sonuç olarak sistemin yapı parametrelerinin ve dış elektromanyetik alanların yapının doğrusal olmayan optiksel özelliklerini önemli ölçüde etkilemiş oldukları görülmüştür. Elde edilen bu sayısal sonuçların bu konuda yapılmış deneysel çalışmaların sonuçları ile karşılaştırılması ve opto-elektronik aygıt (detektör) yapımı için zemin hazırlanması için teknolojiye katkıda bulunacağı beklenmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] W. Heimbrodt, O.Goede, Th. Köpp, K.HiekeH.-E. Gumlich, Th.PierB. Lunn ve T. Gregory (1992). Magneto- optical study of asymmetric CdTe/(Cd,Mn) Te double-quantum-well nanostructures. Journal of Crystal Growth, 117,859-861.
- [2] D.Nohavica ve J.Oswald (1995). Preparation of periodic structures by meander type liquid phase epitaxy. Journal of Crystal Growth,146,287-292.
- [3] G. Schmidt, W. Langheinrich ve K. Heime (1994). Selective growth of SiGe nanostructures by low pressure VPE. Solid-State Electronics, 37, 587-589.
- [4] S. Tamir ve S. Berger (1996). Correlation between microstructure and photoluminescence of nanocrystalline silicon powder prepared by laser-induced CVD. Thin Solid Films, 276, 108-111.
- [5] R.Dingle, W. Wiegmann ve C. Henry (1974). Quantum states of confined carriers in very thin $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures. Physical
- [6] M.Tchernycheva, P. Lavenus, H. Zhang, A.V. Babichev, G. Jacopin, M. Shahmohammadi, F.H. Julien, R. Ciechonski, G.Vescovi ve O. Kryliouk (2014). InGaN/GaN core-shell single nanowire light emitting diodes with graphene-based P-contact. Nano Letters, 14, 2456-2465.
- [7] N. Yokoyama, K. Imamura, S. Muto, S. Hiyamizu ve H. Nishi (1985). A new functional, resonant-tunneling hot electron transistor (RHET). Jpn J Appl Phys, L853-L854.
- [8] X. Bai, T.A. Eckhause, S. Chakrabarti, P. Bhattacharya, R. Merlin ve C. Kurdak (2006). Phonon detection using quasi one-dimensional quantum wires. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, 34, 592-595.
- [9] Z.I. Alferov (2001). Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology. Reviews of Modern Physics, 73, 767-782.
- [10] Çolakoğlu, K (Editör), (2011). Serway. Beichner Fizik 3, Palme Yayıncılık, Ankara.
- [11] Özek, F. (1998) Katihal Elektroniği, A.Ü.F.F. Döner Sermaye İşletmesi Yayınları No:52, A.Ü.F.F.
- [12] Anonim www.katih.sakarya.edu.tr/kutuphane/iyya.htm (28.01.2019)
- [13] Demirtürk. T. [28.01.2019] Elektronik Ders Notları 2

- [14] Streetman B.G “ Solid state electronic devices” Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J (1990)
- [15] Erol, A. Balkan N. (2015) Yarıiletkenler ve Optoelektronik Uygulamaları, Seçkin Yayıncılık, Ankara.
- [16] Sarı, H. (28.01.2019) Ders Notları
- [17] Aydın, F. (2012) Yarı-Parabolik Kuantum Kuyusunda Safsızlık Düzeyleri ve Özkutuplanma, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi), Sivas
- [18] Zengin, M. (Editör) Fenciler İçin Temel Elektronik, Özkan Matbaacılık Sanayi, Ankara.
- [19] Al. E. B.(2014) GaInNAs/GaAs Kuantum Kuyularında Hidrojenik Düzeyler Arasında Kızılötesi Geçişler. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (Yüksek Lisans Tezi). Sivas
- [20] Ağılı, S. (2012) $Ga_xIn_{1-x}N_yAs_{1-y}/GaAs$ Kuantum Kuyusunda Özkutuplanma, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü (Yüksek Lisans Tezi). Sivas
- [21] Üstün,T. (2011) Kuantum Nokta Temelli Bellek Yapılarda Kuantum Noktalarının Elektronik Yapısının Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi İle Belirlenmesi, Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi), Ankara
- [22] Adıyaman, R.(2013) GaAs/ GaAlAs Kuantum Kuyusu, Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi), Edirne
- [23] Kılıçoğlu, Ö.(2008) Kuantum Noktalarının Elektrik ve Manyetik Alan Altında Elektronik Özellikleri Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi), Edirne
- [24] Akhüseyin, E.(2013). Tetraarilazadipirometen Bileşiklerinin Metal Komplekslerinin Doğrusal Olmayan Optik Özelliklerinin İncelenmesi, Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi), Ankara
- [25] Çakıcı, M.S. (2013) Elektrik Alan Etkisi Altında Çoklu Kuantum Kuyu Yapılarının Optiksel Özellikleri, Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi), Konya
- [26] Urgan, F.(2011). Intensity- dependent nonlinear optical properties in a modulation-doped single quantum well. Journal of Luminescence 131 (2011) 2237-2243

[27] Karabulut,İ. (2008). Asimetrik Kuantum Kuyu Yapılarının Lineer Olmayan Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Doktora Tezi). 17s, Konya





ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı Soyadı	Arife BİLGİN
Doğum Yeri ve Tarihi	Şarkışla, 01.04.1990
Medeni Hali	Bekar
İletişim Adresi	Yıldırım mah. Belkent cad. Sancak Sitesi 8. blok no:8
Şarkışla/SİVAS	
E-posta Adresi	rflgn@gmail.com

Eğitim Durumu

Lise	Şarkışla Lisesi, 2007
Lisans	Erciyes Üniversitesi, 2013
Yüksek Lisans	Sivas Cumhuriyet Üniversitesi, 2019

İş Deneyimleri

Meb	Ücretli Öğretmenlik, 2016
-----	---------------------------