ASİMETRİK ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

HAFİZE SEDA AYDINOĞLU

YÜKSEK LİSANS TEZİ
OPTİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
2018

T. C.
CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ASİMETRİK ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hafize Seda AYDINOĞLU

(201592231501)

Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı

Tez Danışmanı: Doç. Dr. Fatih UNGAN

SİVAS

MART 2018

Hafize Seda AYDINOĞLU'nun hazırladığı ve **"ASİMETRİK ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ"** adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **OPTİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı	**Doç. Dr. Fatih UNGAN** Cumhuriyet Üniversitesi	……
Jüri Üyesi	**Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL** Cumhuriyet Üniversitesi	……..……
Jüri Üyesi	Metin girmek için buraya tıklayın veya dokunun. Üniversitesi	……..……..

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. İsmail ÇELİK
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

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.

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri (CÜBAP) Komisyonu tarafından ***Tekno-015*** *Nolu proje kapsamında desteklenmiştir.*

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

© Hafize Seda AYDINOĞLU, 2018

Bu tezimi canım kızım Çakıl Ada AYDINOĞLU'na ithaf ediyorum.

ETİK

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

- ✓ 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.

7.03.2018

Hafize Seda AYDINOĞLU

ÖZET

ASİMETRİK ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Hafize Seda AYDINOĞLU

Yüksek Lisans Tezi

Optik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. Fatih UNGAN

2018, 87+xvi sayfa

Bu çalışmada, ilk olarak yarıiletkenler, heteroyapılar, düşük boyutlu sistemler ve doğrusal olmayan optik hakkında genel bilgiler verilmiştir. Daha sonra $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ çift eğimli asimetrik kuantum kuyusunun kuşatma potansiyel profili, altbant enerjileri ve bu enerjilere karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine yapı parametrelerinin ve uygulanan statik elektrik ve manyetik alanın etkisi incelenmiştir. Sistemin altbant enerji özdeğer ve özfonksiyonları bulunduktan sonra, $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ çift eğimli asimetrik kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisi değişimi ve optiksel soğurma katsayıları üzerine yapı parametrelerinin ve uygulanan statik elektrik ve manyetik alanın etkisi hesaplanmıştır. Sayısal sonuçlar foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak sunulmuştur.

Anahtar kelimeler: Asimetrik Çift Eğimli Kuantum Kuyusu, Doğrusal Olmayan Optik Özellikler, Elektrik ve Manyetik Alan

ABSTRACT

OPTİCAL PROPERTİES OF ASYMMETRİC DOUBLE GRADED QUANTUM WELL

Hafize Seda AYDINOĞLU

Master of Science Thesis

Department of Optics Engineering

Supervisor: Doç. Dr. Fatih UNGAN

2018, 87+xvi pages

In this study firstly, general information about semiconductor, heterostructures, low-dimensional systems, and nonlinear optic were given. Then, the effects of structure parameters and the applied static electric and magnetic fields on the confinement potential, subband energy levels, and their squared wave functions of the asymmetric $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ double graded quantum well were investigated. After finding the subband energy levels and corresponding wave functions of system, the effects of the structural parameters and the applied static and magnetic field on the linear, nonlinear, and total refraction index changes and optical absorption coefficients of the asymmetric $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ double graded quantum well were calculated. The numerical results are presented as a function of photon energy.

Key Words: Asymmetric Double Graded Quantum Well, Nonlinear Optical Properties, Electric and Magnetic Fields.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmam süresince bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen ve bana bir yol gösterici olan değerli danışman hocam Doç. Dr. Fatih UNGAN'a en içten teşekkürlerimi sunuyorum. Aynı zamanda bana sağlamış oldukları katkılardan dolayı değerli hocalarım Doç. Dr. Ünal YEŞİLGÜL ve Doç. Dr. Murat KÖKSAL'a da teşekkürü bir borç bilirim. Yüksek lisansım süresince verdiğim kararlara saygı duyan, bana güvenen sevgili eşim Cumhur AYDINOĞLU'na ve yüksek lisans süresince her zaman yanımda olan, beni destekleyen canım anneme, canım babama ve canım ablama da sonsuz teşekkürlerimi sunuyorum.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET vii
ABSTRACT viii
TEŞEKKÜR ix
İÇİNDEKİLER DİZİNİ x
ŞEKİLLER DİZİNİ xi
ÇİZELGELER DİZİNİ xiii
SİMGELER DİZİNİ xiv
KISALTMALAR DİZİNİ xvi

1. GİRİŞ 1
2. YARI İLETKENLER 3
2.1 Saf (Intrinsic) Yarıiletkenler 6
2.2 Katkılı Yarıiletkenler 8
2.2.1 n-tipi yarıiletkenler 9
2.2.2 p-tipi yarıiletkenler 11
3. HETEROYAPILAR 13
3.1 Düşük Boyutlu Yapılar 16
3.2 Kuantum Kuyuları 18
3.3 Kuantum Telleri 19
3.4 Kuantum Noktaları 20
4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK 21
4.1 Kuantum Mekaniğinin Yoğunluk Matris Formalizmi 23
4.2 Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Soğurma Katsayıları 29
4.3 Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Kırılma İndis Değişimi 31
5. ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ ASİMETRİK $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ 32
6. ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ ASİMETRİK $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ. 55
7. SONUÇ 80

KAYNAKLAR 84

ÖZGEÇMİŞ

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa

Şekil 2.1 Enerji bant diyagramları [16] 4
Şekil 2.2 Yarıiletkenlerin kristal yapısının üç boyutlu olarak gösterilmesi [22] .. 7
Şekil 2.3 Silisyumdaki donor tipli katkı atomunun şematik gösterimi [18] 9
Şekil 2.4 Donor katkılı yarı iletkenin enerji-bant diyagramı [18] 10
Şekil 2.5 Silisyumdaki akseptör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [18] 11
Şekil 2.6 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [18] 12
Şekil 3.1 İki farklı yarı iletkenin oluşturduğu heteroyapılarda olası bant süreksizliği [27] 14
Şekil 3.2 İki faklı bant aralıklı yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile heteroyapının elde edilmesi 15
Şekil 3.3 Düşük boyutlu sistemeler ve bunlara ait durum yoğunlukları [27] 17
Şekil 3.4 $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/ Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun şematik gösterimi 18
Şekil 3.5 Kare kesitli kuantum telinin şematik gösterimi [36] 19
Şekil 3.6 Kübik kuantum noktasının şematik gösterimi [36] 20
Şekil 5.1 Asimetrik $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ çift eğimli kuantum kuyusunun şematik gösterimi..... 32
Şekil 5.2 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine merkez bariyer kalınlığının (Lb) etkisi 37
Şekil 5.3 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) merkez bariyer kalınlığına (Lb) göre değişimi 39
Şekil 5.4 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine merkez bariyer kalınlığının (Lb) etkisi ……..... 41
Şekil 5.5 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) merkez bariyer kalınlığına (Lb) göre değişimi 43
Şekil 5.6 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine sağ kuantum kuyu genişliğinin (Lw_2) etkisi 45
Şekil 5.7 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) sağ kuantum kuyu genişliğine (Lw_2) göre değişimi 47
Şekil 5.8 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değerinin etkisi [(a)F = 0, (b) F = 25 kV/cm, (c) F = 50 kV/cm]..... 49

Şekil 5.9 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değerine (F=0, F=25 kV/cm, F=50 kV/cm) göre değişimi 51
Şekil 5.10 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine yapıya dik yönde uygulanan üç farklı manyetik alan değerinin etkisi [(a)B=0 (b) B=25T (c)B=50T] 53
Şekil 5.11 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) yapıya dik yönde uygulanan üç farklı manyetik alan değerine (B=0, B=25T, B=50T) göre değişimi 54
Şekil 6.1 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun farklı merkezi bariyer genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi..... 57
Şekil 6.2 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun farklı merkezi bariyer genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi 60
Şekil 6.3 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun farklı sağ kuantum kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi 63
Şekil 6.4 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun farklı sağ kuantum kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi 66
Şekil 6.5 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi 69
Şekil 6.6 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi 72
Şekil 6.7 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi..... 75
Şekil 6.8 Asimetrik GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi 78

ÇİZELGELER DİZİNİ

Sayfa

Çizelge 2.1 Bazı yarıiletkenlerin yasak bant aralığı değerleri [17]..... 4
Çizelge 2.2 Elektronikte Yararlanılan Yarıiletkenler ve Kullanım Alanları [19].... 5

SİMGELER DİZİNİ

N	Azot
Sb	Antimuan
Ar	Arsenik
P	Fosfor
Ge	Germanyum
Si	Silisyum
B	Bor
Ga	Galyum
In	İndiyum
Se	Selenyum
Cu_2O	Bakıroksit
GaAs	Galyum arsenik
InP	İndiyum fosfor
PbS	Kurşun sülfür
AlAs	Alüminyum Arsenit
GaSb	Galyum Antimon
InAs	İndiyum Arsenit
AlGaAs	Alüminyum Galyum Arsenit
E	Enerji, J
E_d	Donör enerji seviyesi, J
E_a	Akseptör enerji seviyesi, J
E_g	Yasak bant aralığı, J
Ec	İletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
Ev	Değerlik bandı sınırındaki enerji değeri, J
ΔEc	İletim bandı süreksizliği, J
ΔEv	Değerlik bandı düreksizliği, J
E_{g1}	Birinci malzemenin yasak bant aralığı, J
E_{g2}	İkinci malzemenin yasak bant aralığı, J
E_{g1}^{f}	Birinci malzemenin deneysel yasak bant aralığı, J
E_{g2}^{f}	İkinci malzemenin deneysel yasak bant aralığı, J
k	Dalga vektörü, m^{-1}
E_{c1}	Birinci malzemenin iletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{c2}	İkinci malzemenin iletim bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{v1}	Birinci malzemenin valans bandı sınırındaki enerji değeri, J
E_{v2}	İkinci malzemenin valans bandı sınırındaki enerji değeri, J
Ψ_s	Dalga fonksiyonu
$\hbar$	Plank sabiti, J.s
H	Hamiltonyen operatörü, J
V	Kuşatma potansiyeli, J
V_0	Kuşatma potansiyeli büyüklüğü, J
$\hat{H}_0$	Serbest atom Hamiltonyeni, J
C_n^s	s seviyesinde olduğu bilinen bir atomun, t zamanında n'inci 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, $H.m^{-1}$

$\boldsymbol{\varepsilon}$	Elektriksel geçirgenlik, F m^{-1}
$\boldsymbol{\sigma_v}$	Taban durum elektron yoğunluğu
$\boldsymbol{E_{10}}$	Birinci enerji özdeğeri ile taban enerji özdeğerinin farkı, J
$\boldsymbol{n_r}$	Reel kırılma indisi
c	Işığın boşluktaki hızı, m/s
$\boldsymbol{I}$	Uygulanan ışığın şiddeti
$\boldsymbol{\Delta n(w)}$	Kırılma indisindeki değişim
$\mathbf{Lw_1}$	Sol kuantum kuyu genişliği, m
$\mathbf{Lw_2}$	Sağ kuantum kuyu genişliği, m
Lb	Bariyer genişliği, m
$\vec{\mathbf{p}}$	Momentum operatörü, kg m s^{-1}
$\vec{\boldsymbol{A}}$	Manyetik alan vektör potansiyeli, T.m
$\mathbf{m^*}$	Elektronun etkin kütlesi, kg
e	Elektron yükü, $1{,}6x10^{-19}$ C
$\mathbf{a_B}$	Bohr yarıçapı, m
R	Rydberg sabiti, J
$\boldsymbol{\varphi_n(\tilde{z})}$	Elektronun z yönündeki hareketi tanımlayan dalga fonksiyonu
$\boldsymbol{\delta_n}$	Sonsuz kuantum kuyusunun öz fonksiyonlarındaki tek ve çift özdeğerlere karşılık gelen faz farkı
F	Elektrik alanın büyüklüğü
B	Manyetik alanın büyüklüğü
n	Baş kuantum katsayısı
$\mathbf{E_1}$	Taban durum enerji seviyesi, J
$\mathbf{E_2}$	Birinci uyarılmış enerji seviyesi, J
ΔE	Enerji farkı, J
$\boldsymbol{\chi^{(1)}}$	Doğrusal alınganlık
$\boldsymbol{\chi^{(2)}}$	İkinci dereceden optiksel alınganlık
$\boldsymbol{\chi^{(3)}}$	Üçüncü dereceden optiksel alınganlık
$\mathbf{P^{(1)}(t)}$	Doğrusal polarizasyon yoğunluğu
$\mathbf{P^{(2)}(t)}$	İkinci dereceden doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu
$\mathbf{P^{(3)}(t)}$	Üçüncü dereceden doğrusal olmayan polarizasyon yoğunluğu
$\boldsymbol{\varepsilon_0}$	Boş uzayın elektriksel geçirgenliği, F m^{-1}
$\boldsymbol{\rho}$	Yoğunluk matris elemanı
$\boldsymbol{\langle A \rangle}$	A operatörünün beklenen değeri
$\boldsymbol{A_{mn}}$	A operatörünün matris elemanları
p(s)	Sistemin s seviyesindeki bulunma olasılığı
$\boldsymbol{\Gamma_{nm}}$	|n⟩ ve |m⟩ seviyeleri arasındaki düşüş oranı
$\boldsymbol{\alpha(w)}$	Soğurma katsayısı

KISALTMALAR DİZİNİ

MBE	**:**	Moleküler ışın epitaksi
LPE	**:**	Sıvı faz epitaksi
VPE	**:**	Buhar faz epitaksi
CVD	**:**	Kimyasal buhar depolama
MOCVD	**:**	Metal organik kimyasal buhar biriktirme
0D	**:**	Sıfır boyut
1D	**:**	Bir boyut
2D	**:**	İki boyut
3D	**:**	Üç boyut

1. GİRİŞ

Yarıiletken fiziğine ilk adımlar 1839 yılında Alexandre Edmound Becquerel tarafından atılmıştır. A. E. Becquerel aynı elektrolit içine batırılmış iki elektrottan biri üzerine ışık düşürmüştür ve daha sonra bunlar arasında bir potansiyel fark olduğunu gözlemlemiştir. Yapılmış olan bu çalışmadan sonra 1883'te Michael Faraday gümüş sülfatın direncinin sıcaklıkla azaldığını tespit etmiştir. Daha sonra 1920 de selenyum ve bakıroksit içeren akım doğrultucular üretilmeye başlanmıştır [1]. 1923 yılında da yayınlanan redresör teorisi, yarıiletkenlerin teorik incelemesinin başlangıcı olarak kabul edilmiştir ve ikinci dünya savaşı ile birlikte güvenlik açısından radar gereksinimleri, yarıiletken diyotların gelişimlerine kapı aralamıştır. 1958 yılında Amerika Birleşik Devletleri'nde nokta temaslı algılayıcılar geliştirilmiş ve böylece yarıiletkenlerdeki gelişmelerle transistör icat edilmiştir. Elektron lambalarının tüm işlevlerine sahip olan, transistörler elektron lambalarına göre daha küçük boyutlu, hafif, mekanik etkilere karşı daha dayanıklı, daha uzun ömürlü ve daha verimli olması gibi ek üstünlüklere de sahiptir. Bu şekilde yarıiletkenlerin devre elemanı olarak kullanılabiliyor olması, elektronik teknolojisinin gelişmesine büyük katkı sağlamıştır. Yarıiletkenlerin çok küçük hacimlere sığabiliyor olması, elektriksel ve optiksel özelliklerinin dış etkilerle (elektrik-manyetik alan, hidrostatik basınç, sıcaklık ve yoğun lazer alanı vb.) değiştirilerek istenilen özelliklerde bir devre elemanı oluşturulabilmesi, sıkça tercih edilmesinin nedenlerinden olmuştur [2; 3].

Son yıllarda gelişen teknoloji ile birlikte; maddenin nanometre mertebesinde (10^{-9} m) işlenerek, düşük boyutlu yarıiletken yapıların (kuantum kuyusu, kuantum teli ve kuantum noktası) üretilmesi mümkün hale gelmiştir. Yarıiletken kuantum yapılarda, yapıyı oluşturan malzemelerin bant aralıklarındaki farklılıklardan kaynaklanan potansiyel tarafından, taşıyıcıların hareketi belirli boyutlarda sınırlandırılabilmektedir.

Moleküler ışın epitaksi (MBE) [4], sıvı faz epitaksi (LPE) [5], buhar faz epitaksi (VPE) [6] ve kimyasal buhar depolama (CVD) [7] gibi yarıiletken kristal büyütme tekniklerinin gelişmesi, nano seviyede kristal yapının ve kimyasal kompozisyonun kontrol edilmesini mümkün hale getirmiştir. Bu yapay kristal büyütme teknikleri, bilim adamlarına daha sıkı boyutsal sınırlamalarla nano yapıların üretiminde yardımcı olmuştur. Taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) hareketleri bir boyutta ve

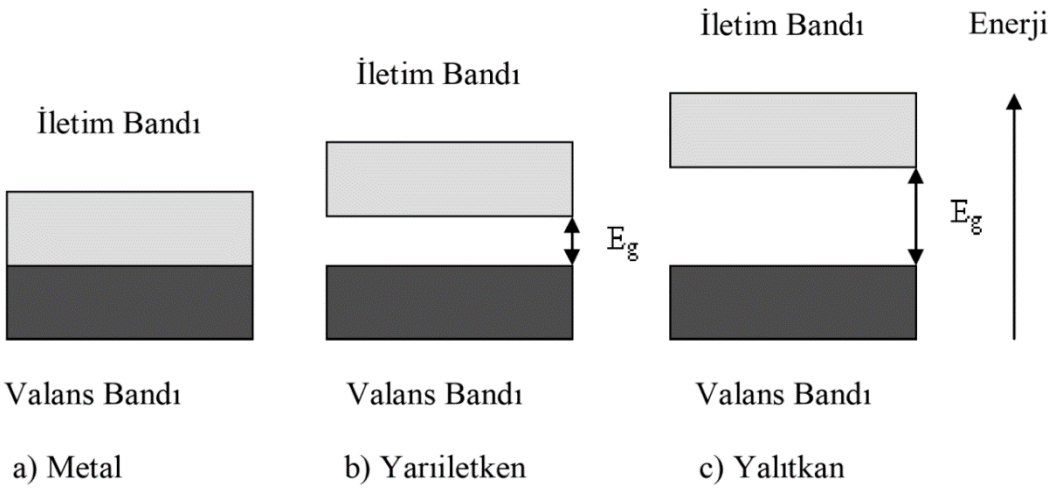
genellikle büyütme yönünde sınırlandırılırsa, bu tür bir sınırlandırma kuantum kuyusu olarak adlandırılır. Benzer olarak taşıyıcı hareketlerinin iki boyutta sınırlandırılması ile kuantum telleri ve üç boyutta sınırlandırılması ile de kuantum noktaları oluşturulur. Kuantum noktası, kuantum kuyusu ve kuantum teli gibi daha yüksek boyutlu yapılara nazaran daha keskin durum yoğunluğuna sahiptir. Bunun sonucu olarak, daha üstün iletim ve optik özelliklerine sahiptir. Diyot lazerler, yükselticiler ve biyolojik sensörler gibi optoelektronik aygıtlarda, bu yapıların kullanımı üzerine 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 buda bize enerji sevilerinin kesikli olduğunu, yani kuantize olduğu sonucuna götürmektedir. Deneysel olarak; kesikli enerji seviyelerinin varlığı, yarıiletken bir kuantum kuyusunda Dingle ve arkadaşları tarafından gösterilmiştir [8].

Bir boyutlu nanoyapılar, yapısal ve fiziksel özelliklerinden dolayı araştırmalar için ilgi çekici olmasının yanı sıra aynı zamanda, gelecekteki teknolojik uygulamalar içinde önemli bir potansiyele sahiptir. Kuantum kuyuları, optoelektronik ve mikro-elektronik cihazlar için, heteroyapı temelli ışık yayan diyotlar [9], heteroyapı bipolar transistörler [10], yüksek elektron hareketli transistörler [11] ve iki katlı heteroyapılı lazerler [12] gibi birçok uygulama alanına sahiptir.

Yukarıda kısaca bahsedilen teknolojik uygulamalar nedeni ile bu çalışmada; son araştırma konuları içerisinde yer alan ve düşük boyutlu yapılara bir örnek olarak verilebilecek asimetrik çift eğimli $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri üzerine elektrik ve manyetik alanın etkisi belirlenmeye çalışıldı. Çalışmada ilk olarak; düşük boyutlu sistemler, yarıiletkenler ve katkılı heteroyapılar hakkında kısa bir bilgi verildikten sonra asimetrik çift eğimli $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun elektronik özellikleri üzerine sırası ile engel kalınlığı ve kuantum kuyu genişliği gibi yapı parametreleri ve elektrik ve manyetik alanın etkisi incelenmiştir. Elde edilen bu elektronik özelliklerden (enerji özdeğer ve özfonksiyonlarından) yararlanılarak, yapının doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikleri hesaplanarak yorumlanmıştır.

2. YARIİLETKENLER

Elektrik akımının bir değere kadar akmasına izin vermeyen ve o değerden sonra oldukça küçük elektriksel direnç gösteren malzemelere yarıiletken malzemeler denilmektedir. Yarıiletkenlerin elektriksel direnci, iletkenlerin direncinden yüksek, yalıtkanların direncinden ise düşüktür. Yani, iletkenlik bakımından iletkenler ile yalıtkanlar arasında yer alırlar [13]. Katıların enerji bant diyagramlarına bakıldığında, tamamen veya kısmen elektronlarla dolu olan banda değerlilik (valans) bandı, bu banttan sonra gelen izinli banda iletim bandı ve iletim bandı ile değerlilik bandı arasındaki enerji aralığına ise yasak bant aralığı denilmektedir [14; 15]. Eğer değerlilik bandı tamamen elektronlar ile dolu ve iletim bandı tamamen boş ise madde yalıtkan özelliği göstermektedir. İletim bandı kısmen elektronlar ile dolu veya boş olan katılara iletken denir. İletkenlerde yasak bant aralığı (Eg) yoktur ve elektriği iyi iletirler [16]. Yarıiletkenlerin yasak bant aralığı genellikle 0.1-4 eV arasındadır [17] (Bkz. Çizelge 2.1). Yarıiletken bir malzemeye ısı, ışık veya manyetik etki gibi dış etkenler uygulandığında, değerlilik bandındaki bir miktar elektron iletkenlik bandına geçer ve gerisinde değerlilik bandında pozitif yüklü boşluklar (holler) meydana gelir. Bu negatif yüklü elektron ve pozitif yüklü boşluklar sayesinde yarıiletken malzeme iletkenlik özelliği kazanır. Yarıiletken malzemeye iletkenlik özelliği kazandıran dış etmenler ortadan kalkınca, elektronlar tekrar boşluklarla birleşir ve yarıiletken malzeme iletkenlik özelliğini yitirir. Yalıtkanlarda ise yasak bant aralığı iletkenlere göre çok daha yüksek seviyede olduğu için elektronların değerlik bandından iletim bandına geçme olasılıkları hemen hemen hiç yoktur [18]. Şekil 2.1'de metal, yarıiletken ve yalıtkanların T = 0 K sıcaklığındaki enerji bant diyagramları gösterilmiştir [16].



Şekil 2. 1 Enerji bant diyagramları [16]

Çizelge 2. 1 Bazı yarıiletkenlerin yasak bant aralığı değerleri [17].

	E_g **(eV)**	
Kristal	**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

Yarıiletken malzemelere belirli oranlarda safsızlık (impurity) atomları katkılanarak yük taşınımı sadece elektronlarla ya da boşluklarla yapılabilir. Bu sayede katkılı yarıiletkenler ile; diyot ve transistör gibi kontrol işlevli devre elemanları yanı sıra doğrultucu, kapasitör gibi elektronik aygıtlar ve foto dedektör, lazer ve fotovoltaik güneş pilleri gibi optoelektronik aygıtlar yapmak mümkün olur. Aynı zamanda hard diskler, usb flash diskler, grafik işlemcilerde kullanıldığı gibi güç denetimi, termal denetim teknikleri, radar ve uydu iletişiminde de yarıiletkenlerden yararlanılmaktadır.

Çizelge 2.2'de üretici şirketlerin yaygın olarak kullandığı bazı yarıiletkenler ve kullanım alanları gösterilmektedir. Yarıiletkenlerin bazıları element **(**germanyum ve silisyum vb.) halinde bulunmakta olup, bazıları ise laboratuvar ortamında bileşik **(**çinko oksit ve bakır oksit, vb.**)** halinde elde edilebilirler [13; 18].
Yarıiletken yapıları iki temel gruba ayırabiliriz. Bunlar;

- Saf (intrinsic) yarıiletkenler
- Katkılı yarıiletkenler

Çizelge 2. 2 Elektronikte Yararlanılan Yarıiletkenler ve Kullanım Alanları [19].

Azot (N)	n tipi yarı iletken oluşturmada
Antimuan (Sb)	n tipi yarı iletken oluşturmada
Arsenik (Ar)	n tipi yarı iletken oluşturmada
Fosfor (P)	n tipi yarı iletken oluşturmada
Germanyum (Ge)	Diyot, transistor, entegre vb. yapımında
Silisyum (Si)	Diyot, transistor, entegre vb. yapımında
Bor (B)	p tipi yarı iletken oluşturmada
Galyum (Ga)	p tipi yarı iletken oluşturmada
İndiyum (In)	p tipi yarı iletken oluşturmada
Selenyum (Se)	Diyot yapımında
Bakıroksit (Cu_2O)	Diyot yapımında
Galyum arsenik (GaAs)	Tünel diyot, lazer diyot, foto diyot, LED yapımında
İndium fosfor (InP)	Diyot, transistor yapımında
Kurşun sülfür(PbS)	Güneş pili (fotosel, solar cell) yapımında

2.1. Saf (Intrinsic) Yarıiletkenler

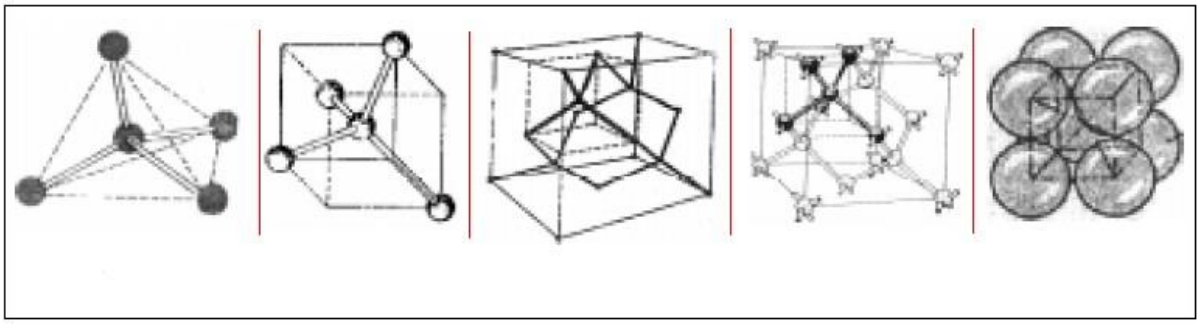
Yarıiletkenlerin tipi iletim bandındaki elektronların ve değerlik bandındaki boşlukların yoğunluklarına bakılarak belirlenebilir. İletim bandındaki elektron yoğunluğu, değerlilik bandındaki boşluk yoğunluğuna eşit olduğunda, bu tip yarıiletkenlere saf yarıiletken, eşit olmadığında ise saf olmayan yarıiletken denilmektedir [16]. Saf yarıiletkenlerin değerlilik elektronları ışık, sıcaklık, basınç gibi dış faktörlerin etkisiyle değerlilik bandından iletim banına geçerler ve bu sayede elektriksel iletimi gerçekleştirirler. Kazanmış oldukları enerji ile iletim bandına geçen elektronlar gerisinde değerlilik bandında pozitif yüklü boşluklar oluştururlar. Meydana gelen bu pozitif yüklü boşluklar elektrik alan altında elektronlara zıt yönde hareket ederler ve elektriksel iletime katkıda bulunurlar. Sonuç olarak, yarıiletkenlerde boşluklar ve elektronlar şeklinde iki tür taşıyıcı mevcuttur [20].

İdeal bir yarıiletkende, örgü kusurları ve yabancı atomların oluşturdukları safsızlıklar yoktur. Bu tip yarıiletkenlere saf yarıiletkenler denir. Saf yarıiletkenlerde denklemde görülüğü gibi elektron yoğunluğu (n) ve boşluk yoğunluğu (p) aynıdır;

$$n = p = n_i \qquad [2.1]$$

burada n_i: yarıiletkendeki saf taşıyıcıların yoğunluğudur. Saf yarıiletkenlerde akım iletimine katkıda bulunan elektron veya boşluk sayısı az olduğundan aygıt yapımında nadir olarak kullanılır [18; 21].

Silisyum ve germanyum saflaştırılarak monokristal (tekli kristal) haline getirildikten sonra devre elemanları üretiminde kullanılmaktadır. Kimyasal işlemlerle yabancı maddelerden arındırılan ve monokristal hale getirilen germanyum ve silisyumun içyapısı kübik kafes sistemi şeklindedir (Bkz. Şekil 2.2). Burada, kürecikler atomları, aralarındaki çubuk yollar da kovalent (ikili) bağları göstermektedir [22]. Germanyum elementi oda sıcaklığında çok sayıda elektronu serbest bırakarak, sızıntılara neden olmakta ve sıcaklık arttıkça iletkenliği artarak iletken gibi davrandığından dolayı, günümüze kullanımı azalmıştır. Silisyum maddesi ise oda sıcaklığında tam bir yalıtkan gibi davranmaktadır. İşte bu nedenle diyot ve transistör yapımında silisyum maddesi daha çok kullanılmaktadır.



Şekil 2.2 Yarıiletkenlerin kristal yapısının üç boyutlu olarak gösterilmesi [22]

Katkısız yarıiletkenler, saf kristal halde bulunmaktadırlar. Saf yarıiletkendeki değerlilik elektronları ortamdaki ısı enerjisini soğurarak serbest hale geçerler. Saf yarıiletkenler iyi bir iletken olmamalarına rağmen, bir kaynaktan ısı enerjisini soğurduğunda değerlilik elektronları serbest hale geçerek iletken bir malzemeye dönüşürler.

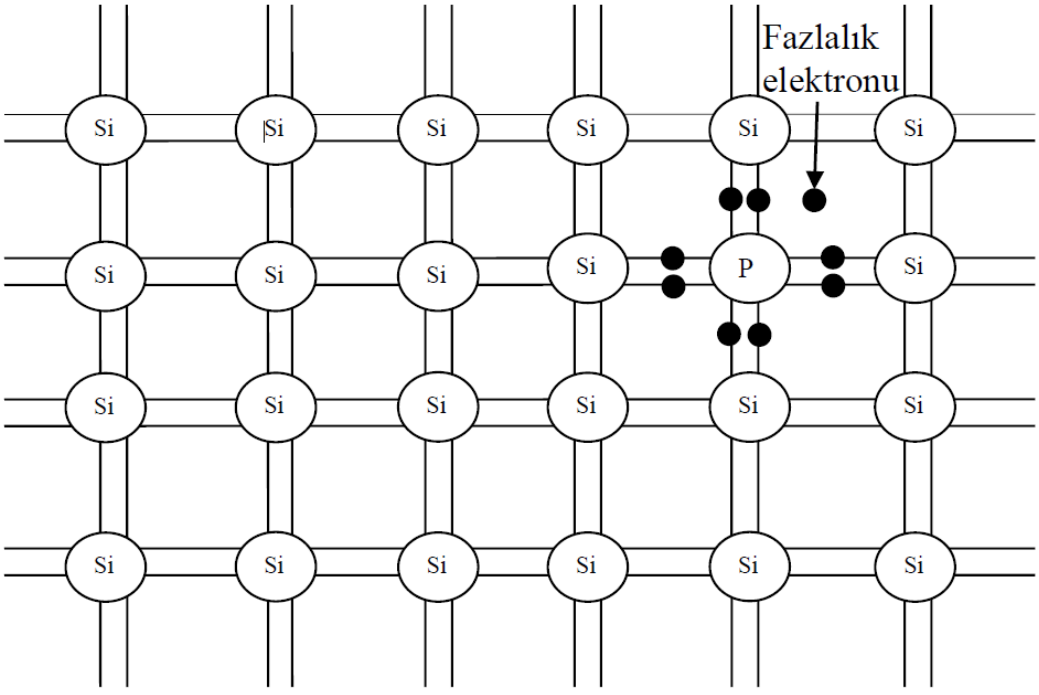
2.2.Katkılı Yarıiletken

Saf yarıiletkenler düşük serbest taşıyıcı yoğunluğuna sahiptirler ve bu serbest taşıyıcı yoğunluğunu arttırmak için de safsızlık (impurity) olarak bilinen katkı atomları kullanılmaktadır. Bu sayede saf yarıiletken malzemelerin iletkenlik özellikleri değiştirilir ve katkılı yarıiletkenlere dönüştürülürler. Katkılama işleminin amacı, yarıiletken kristaldeki serbest elektron ya da boşluk yoğunluğunu arttırmaktır. Bu işlem yapılırken dikkat etmemiz gereken nokta yapıya safsızlık atomu diye adlandırdığımız katkı maddesinin eklenmesiyle kristalin örgü yapısının bozulmamasıdır [23]. Katkılama işlemleri yapılırken kullanılan katkı maddeleri verici (donör) veya alıcı (akseptör) olmak üzere iki ana sınıfa ayrılır. Bu katkı maddeleri ortama bir elektron veriyor ise donör (verici), ortamdan bir elektron alıyorsa akseptör (alıcı) olarak adlandırılırlar. Katkılı yarıiletkenler, saf yarıiletkenlere bu tür katkılar yapılarak elde edilirler ve eklenen katkı maddesine göre n-tipi ve p-tipi olarak sınıflandırılırlar [18; 24].

2.2.1 n-tipi yarıiletken

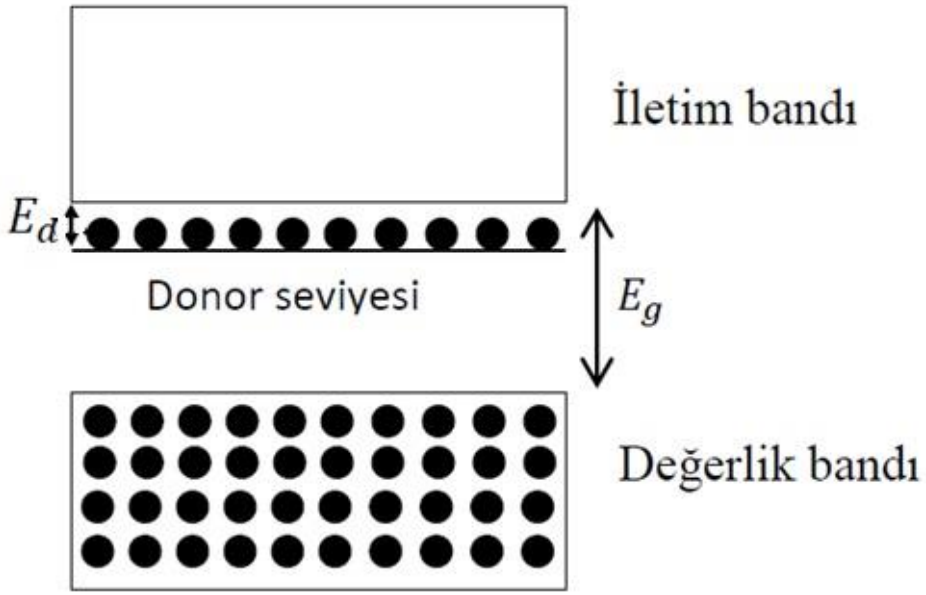
Saf bir yarıiletken donör katkı atomları ile katkılanırsa, iyonlaşan her bir donör atomu sisteme serbest bir elektron sağlar. Yarıiletken içinde bulunan bu serbest elektronlar harici bir voltaj etkisi altında hareket ederek yarıiletken malzemenin iletkenliğini arttırır. Serbest elektron yönünden zengin olan bu yarıiletkenlere "n-tipi yarıiletken" denir. n-tipi yarıiletken yapılarda, yapıya katkılanan ve elektron vererek pozitif yüklenen katkı atomları "donör iyonları" olarak isimlendirilir [25].

Örneğin son yörüngesinde dört değerlik elektronu bulunduran silisyum kristaline son yörüngesinde beş değerlik elektronuna sahip fosfor ya da arsenik ilave edildiğinde fosforun dört değerlik elektronu silisyumun elektronları ile kovalent bağ yapar ve bir elektron boşta kalır (Bkz. Şekil 2.3). Serbest hale geçen beşinci fosfor elektronu, kristalin Coulomb potansiyelinde hareket eder. Her katkı atomu başına serbest kalan bu tek elektronun bağlanma enerjisi çok küçük olup kristal içerisinde serbest elektron gibi davranır ve iletim bandının hemen altında bir enerji seviyesine sahip olur (Bkz. Şekil 2.4) [18; 24; 26]. Bu tip yarıiletkenlerde çoğunluk yük taşıyıcıları negatif yüklü elektronlardır. Dış bir alan etkisi altında alana ters yönde sürüklenen bu serbest elektronlar yarıiletkenin iletkenliğini artırırlar.



Şekil 2.3 Silisyumdaki donör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [18].

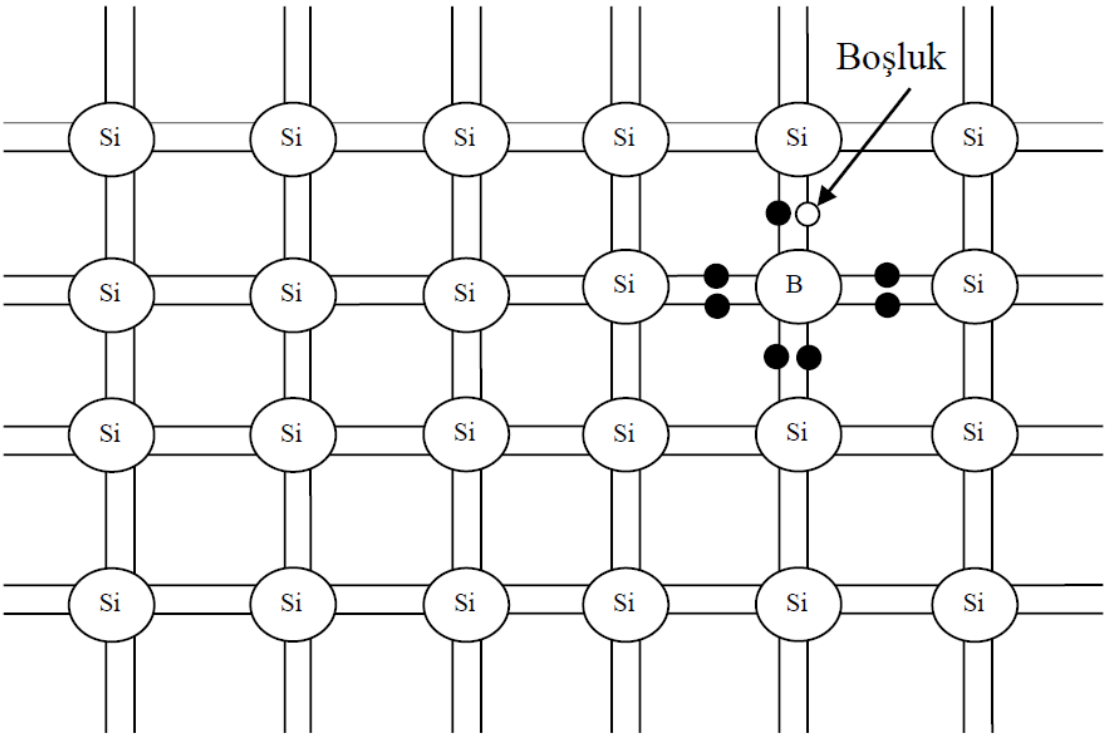
,



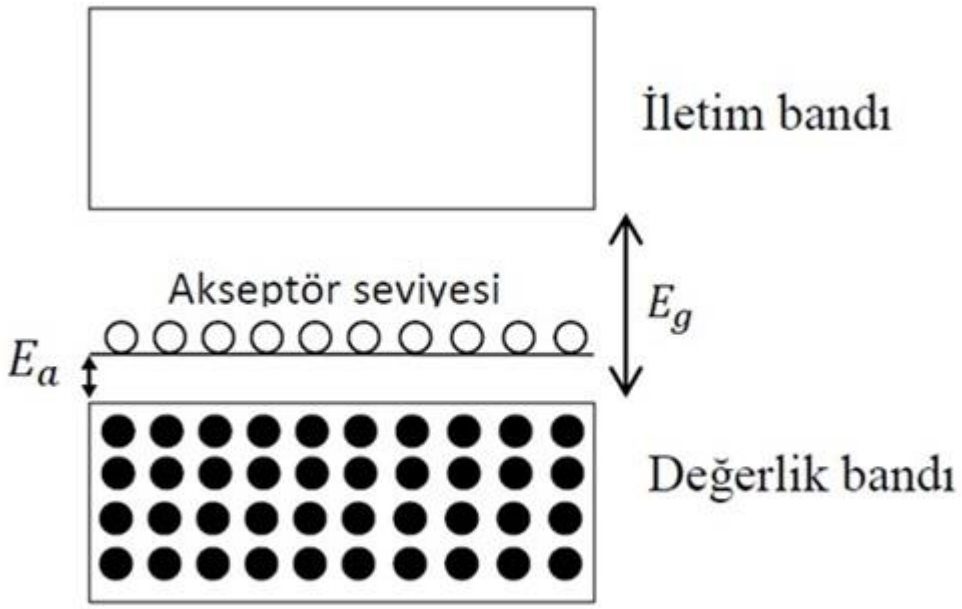
Şekil 2.4 Donör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [18].

2.2.2 p-tipi yarıiletken

Son yörüngesinde dört elektronu bulunan silisyum ya da germanyumun içine son yörüngesinde üç elektron bulunan indiyum (ya da galyum, bor, alüminyum) katkılanırsa, indiyumun üç elektronu komşu elektronlarla kovalent bağ yapar. Silisyum ya da germanyumun elektronlarından birisi ise bağ yapacak indiyum elektronu bulamaz ve dışarıdan elektron almak ister. Elektrona ihtiyaç olan yer bir boşluk (hole veya deşik) ile ifade edilir (Bkz. Şekil 2.5). Bu boşluk, her an elektron çekmeye uygun durumdadır. Böyle ortamdan bir elektron alan safsızlıklara alıcı (akseptör), akseptörlerin değerlik bandına yakın olan enerji seviyesine akseptör seviyesi ve yeni oluşan katkılı yarıiletkene ise p-tipi yarıiletken denir. Bu tip yarıiletkenlerde çoğunluk yük taşıyıcıları pozitif yüklü boşluklardır [18; 24; 25]. Bu tür safsızlıkların enerji düzeyleri, Şekil 2.6'da gösterildiği gibi değerlik bandının hemen üstünde yer alır. Oda sıcaklığında, bu safsızlık düzeylerini dolduracak kadar termal enerjiye sahip elektronlar, değerlik bandında bir boşluk bırakarak ayrılırlar.



Şekil 2.5 Silisyumdaki akseptör tipli katkı atomunun şematik gösterimi [18].



Şekil 2.6 Akseptör katkılı yarıiletkenin enerji-bant diyagramı [18].

3. HETEROYAPILAR

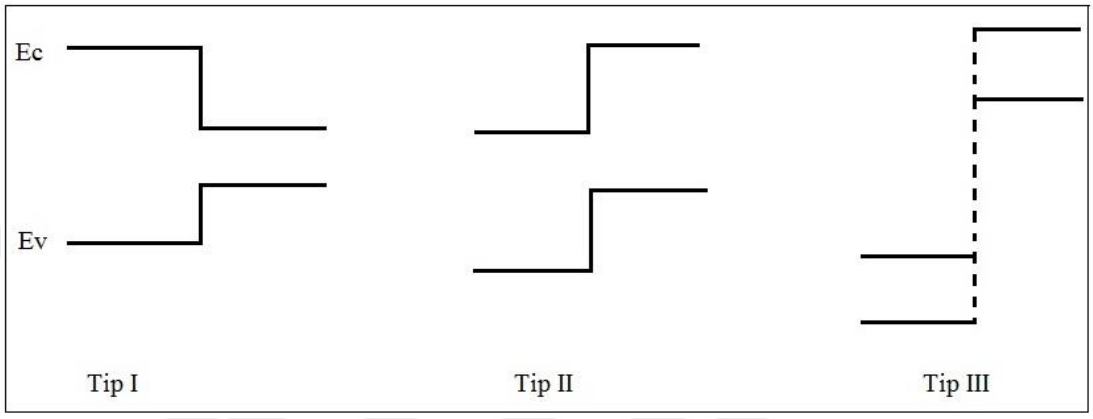
Bir yarı iletkenin elektronik ve optik özellikleri bant yapısına bağlıdır ve yarıiletkenlerin bant yapısı amaca uygun şekilde değiştirilebilmektedir. Bu bağlamda metal organik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) ve moleküler ışın epitaksi (MBE) yöntemleri kullanılarak farklı elektronik özelliklere sahip yarıiletken malzemelerin büyütülmesi mümkündür [27]. Bu gibi yöntemlerle oluşturulmuş birbirinden farklı iki yarıiletkenin (dar bant aralıklı malzeme ile geniş bant aralıklı malzeme [24]) bir araya getirilmesi ile oluşan yapıya heteroyapı denilmektedir. Bu yapılar; geniş bant aralığına sahip yarıiletken malzeme üzerine, dar bant aralığına sahip yarıiletken malzemenin büyütülmesiyle iletkenlik ve valans bantlarındaki taşıyıcılar için potansiyel kuyusu oluşturur. Ayrıca bu iki yarıiletken arasındaki ara yüzeye de heteroeklem denilmektedir. Heteroeklemler, heteroyapıların elektronik özelliklerinin belirlenmesinde önemli rol oynarlar ve heteroyapılar ile istenilen elektronik ve optik özelliklere sahip cihazların tasarlanması mümkündür [28]. İki yarıiletkenin heteroyapı oluşturabilmesi için bir araya getirilen, yarıiletkenlerin örgü sabiti ve örgü yapısı birbirine yakın olmalıdır [16; 29]. Örneğin $Al_{1-x}Ga_xAs$, içerisinde barındırdığı *AlAs* ve *GaAs* yüzdelerine bağlı olarak bant aralığı ayarlanabilir [27]. $Ga_{1-x}Al_xAs$ alaşım sistemi "$0 \leq x \leq 0.45$" değerinde *GaAs* ile neredeyse mükemmel bir uyum sağladığından çok yüksek kaliteli heteroyapılar oluşturulabilmektedirler [29; 30].

Bant aralığının yanı sıra, heteroyapılar için ara yüzeydeki iletim ve valans bandı enerji pozisyonları da önemlidir. Bant aralığı iletim ve valans bandındaki bant süreksizliğini (band offset) kontrol eder. İki yarıiletkenin ara yüzeyi arasında bant kenarındaki süreksizliğe bant süreksizliği denilmektedir. Şekil 3.1'de yarıiletken heteroyapılarda oluşan üç farklı tipteki bant süreksizliği gösterilmiştir. Bunlar I-tip (normal), II-tip (Katlı) ve III-tip (Kırık Kayma) heteroyapılar olarak adlandırılmaktadırlar.

1- Küçük bant aralığına sahip yarıiletkenin bant boşluğu, büyük bant aralığına sahip yarıiletkenin bant aralığı içerisinde ise tip-I bant süreksizliği görülür. Bu bant süreksizliği genel olarak *InAs/GaAs*, *GaAs/AlGaAs* ve *GaSb/AlSb* gibi heteroyapılarda görülmektedir [27]. Örneğin; *GaAs/AlGaAs* heteroyapısında elektronlar ve boşluklar *GaAs* katmanında bulunurlar [24].

2- İkinci yarıiletkenin bant boşluğunun bir kısmı birinci yarıiletkenin bant boşluğu içerisinde yer aldığı ve iki yarıiletkenin enerji değerleri üst üste geldiği durumlarda tip-II bant süreksizliği görülür [27]. Örneğin; *Si-Ge* heteroyapısında elektronlar Si katmanında, boşluklar ise Ge katmanında kuşatılmışlardır [24].

3- Tip-III bant süreksizliğinde ise iki malzeme arasında aralık bırakılır ve iki yarıiletkenin enerji değerleri üstüste gelmez [27].



Şekil 3.1 İki farklı yarıiletkenin oluşturduğu heteroyapılarda olası bant süreksizliği tipleri [27].

Heteroyapı oluşturmak için iki malzeme bir araya getirildiği zaman (Şekil 3.2) iletim ve valans bandında sırasıyla ΔEc ve ΔEv süreksizlikleri oluşur.

Valans bandındaki süreksizlik;

$$\Delta E_v = \frac{E_{g1} - E_{g2}}{2} \qquad [3.1]$$

şeklinde ifade edilmektedir.

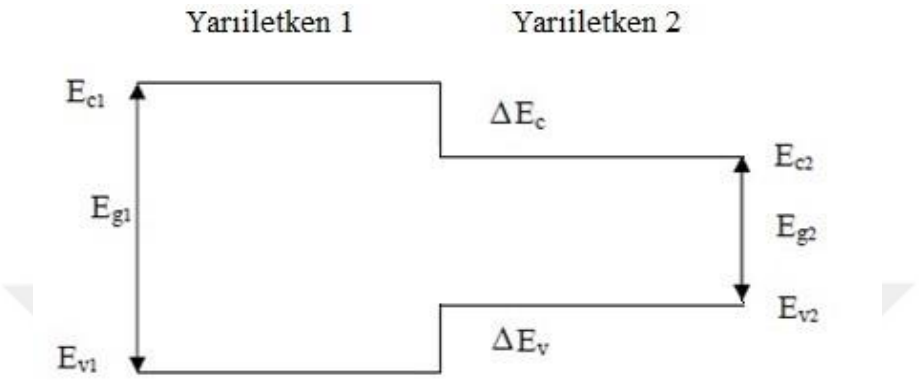
Δ*Ev* bilinirse iletkenlik bandındaki süreksizlik;

$$\Delta E_c = \left|E_{g1}^{f} - E_{g2}^{f}\right| - |\Delta E_v| \qquad [3.2]$$

eşitliği ile verilebilir. Burada E_{g1}^{f}, E_{g2}^{f} külçe yarıiletkenlerin deneysel olarak belirlenen yasak bant aralıklarıdır.

Eğer heteroyapıyı oluşturan yarıiletkenlerin ikisi de direkt bant aralıklı ise, Δ*Ec* yukarıda verilen bağlantı ile kolayca hesaplanır. Fakat her iki yarıiletken dolaylı

(indirect) bant aralığına sahipse, iletim bandındaki kesiklik hesaplanırken aynı iletim bandının minimum değerlerinin farkı alınmalıdır. Yani külçe bant diyagramında *k* dalga vektörleri aynı olmalıdır. Böylece heteroyapılardaki süreklilik koşulu sağlanır [16].



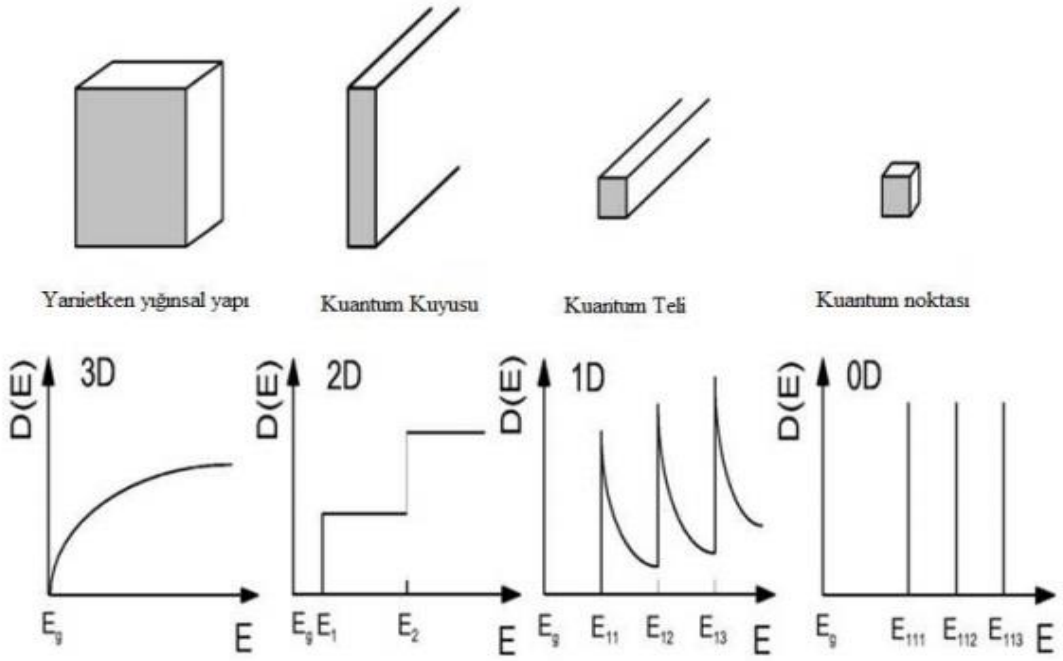
Şekil 3.2 İki farklı bant aralıklı yarıiletkenin bir araya getirilmesi ile heteroyapının elde edilmesi.

Sonuç olarak; heteroyapılar oluşturulurken, gözlenmek istenen elektronik ve optik özelliklere bağlı olarak; taşıyıcıların bir boyutta kuşatıldığı kuantum kuyuları; iki doğrultuda kuşatıldığı kuantum telleri [31; 32] ve üç boyutta kuşatıldığı kuantum nokta [33] yapıları araştırmacılar tarafından ilgi odağı haline gelmiştir.

3.1. Düşük Boyutlu Yapılar

Düşük boyutlu yapılar değişik kimyasal kristallerin (*GaAs, InP, GaAlAs, Ge, Si* vb) kullanılması sonucu elektronun hareket serbestliğinin kısıtlanmasıyla elde edilen yapılardır. Farklı yasak bant aralığına sahip yarıiletken malzemeler üst üste getirilerek elektronun serbestlik hareketini etkileyecek şekilde potansiyel farkın oluşmasına sebep olur ve sonuç olarak düşük boyutlu yapılar elde edilmiş olur. Burada boyut, yük taşıyıcının (elektron veya boşluk) serbest olarak hareket edebileceği yön sayısını belirtmektedir. Elde edilen bu yapılar; üç boyutlu (3D) bulk yapı, iki boyutlu (2D) kuantum kuyusu, bir boyutlu (1D) kuantum teli ve sıfır boyutlu (0D) kuantum noktaları olarak ifade edilirler [34; 35; 36].

Boyutların sınırlandırılması malzemelerin özelliklerinin belirlenmesi açısından önemli rol oynar. Yarıiletken külçe yapılarda uzayda hiçbir sınırlandırma olmadığından taşıyıcılar iletim ve değerlik bandında sürekli enerji seviyelerinde bulunurlar. Boyutların sınırlandırılmasıyla taşıyıcılar sürekli enerji seviyeleri yerine kuantize (kesikli) enerji seviyelerinde yer alırlar. Kuantum etkisinin görüldüğü doğrultularda, boyutların düşürülmesiyle değişen durum yoğunluklarından dolayı enerji seviyeleri kuantize olmuş durumdadır. Durum yoğunluğu bir sistemdeki uygun enerji seviyelerinin sayısını tanımlar ve durum yoğunluğunun yarıiletkenlerdeki taşıyıcı konsantrasyonunun ve taşıyıcıların enerji dağılımının belirlenmesinde önemli bir yeri vardır. Eğer taşıyıcı hareketi tek bir doğrultuda sınırlandırılmışsa bu kuantum kuyusu olarak bilinir ve iki boyutta durum yoğunluğuna sahip böyle bir sistem için sınırlamanın olmadığı doğrultularda durum yoğunluğu süreklilik gösterir. Sınırlandırmanın olduğu doğrultuda ise; şekil 3.3'de (2D) görüldüğü gibi durum yoğunluğu basamak fonksiyonu şeklinde değişmektedir [27].

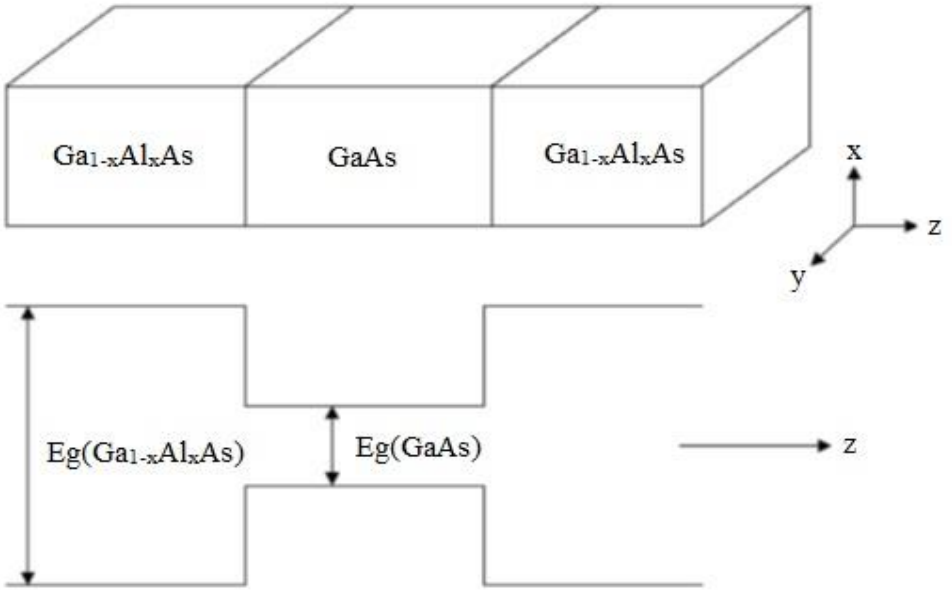


Şekil 3.3 Düşük boyutlu sistemeler ve bunlara ait durum yoğunlukları [27]

3.2. Kuantum Kuyuları

Aynı türden iki yarıiletken tabakanın arasına farklı tür yarıiletken tabakanın eklenmesiyle oluşturulan yapılara kuantum kuyuları denir ve bu yapılara $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ yapısı örnek verilebilir. Kuantum kuyusu içerisine hapsedilmiş bir elektronun hareketi, $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$ yapısındaki "*x*" in (alüminyum konsantrasyonu) yoğunluğu ile kontrol edilebilmektedir (Bkz. Şekil 3.4). *Al* konsantrasyon yoğunluğunun değiştirilerek, potansiyel duvarın yüksekliği ayarlanabilir ve bu sayede farklı kuşatma potansiyellerine sahip sonlu kuantum kuyuları oluşturulur [34; 36]. Ayrıca kuantum kuyusunun yasak bant aralığı; kuşatılma etkilerine iletim ve valans bantlarının süreksizliğine ve seçilen kuyu genişliğine de bağlıdır. Böylece kuantum kuyusu parametreleri ile sistemin elektronik ve optik özellikleri ayarlanabilir [24]. Kuantum kuyularında yük taşıyıcıları iki boyutta serbest parçacık gibi hareket edebilirken, farklı tabakaya doğru (kristalin büyütme yönünde) hareketleri bir boyutta sınırlanır ve enerjileri kuantize olur.

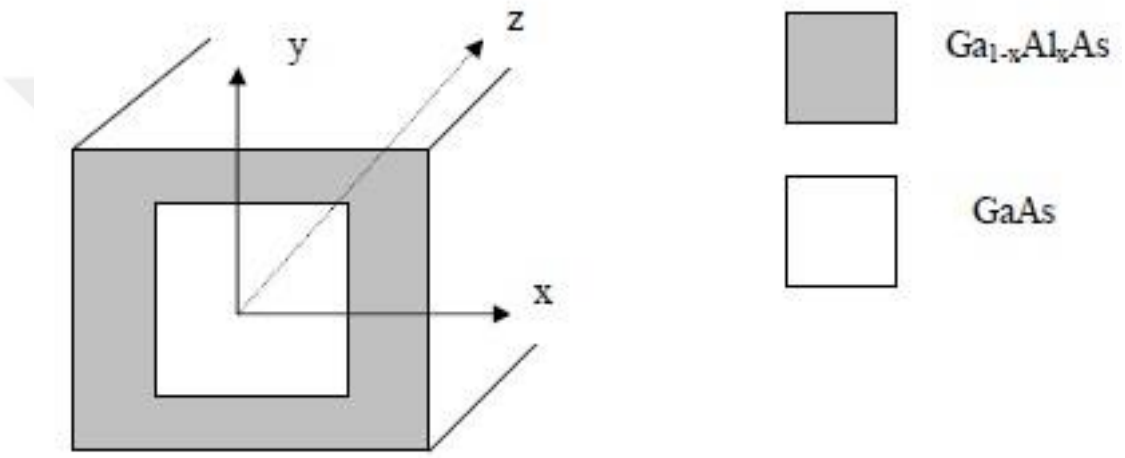
Kuantum kuyusundaki elektronun davranışı incelendiğinde elektronun en düşük enerjiyi, yani orta tabakayı tercih ettiği görülmektedir. Sonuç olarak elektron orta tabakada kuşatılıp, yapı artık iki boyutlu hale gelmiştir [18]. "x" ve "y" yönünde herhangi bir sınırlama olmadığı için sadece "z" yönündeki fonksiyonun çözümünden bahsedebiliriz [34].



Şekil 3.4 $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ kuantum kuyusunun şematik gösterimi

3.3. Kuantum Telleri

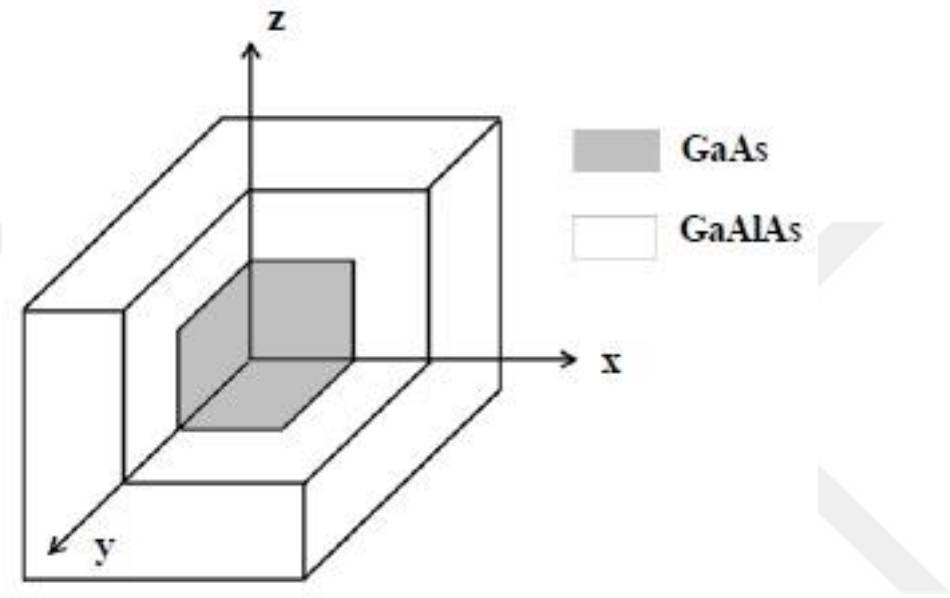
Kuantum telleri, diğer düşük boyutlu sistemlerde olduğu gibi, iki farklı yarıiletken maddenin bir araya gelmesiyle oluşmaktadır. Kuantum tellerinde serbest taşıyıcıların hareketi iki boyutta sınırlandırılır, diğer boyutta ise serbesttir. Şekil 3.5'te verilen kuantum telinde; elektronun x ve y yönlerinde potansiyel engelleri ile hapsedildiği görülmektedir. Kuantum tellerine örnek olarak $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile çevrelenmiş kare, üçgen veya silindir kesitli bir GaAs teli verilebilir. Burada "*x*" $Ga_{1-x}Al_xAs$ heteroyapısındaki *Al* konsantrasyonunu göstermektedir [34; 36].



Şekil 3.5 Kare kesitli kuantum telinin şematik gösterimi [36]

3.4. Kuantum Noktaları

GaAs içindeki bir elektronun etrafı $Ga_{1-x}Al_xAs$ ile çevrelenmiş küp veya küresel biçimli *GaAs* kuantum noktaları oluşturulabilir. Bu sayede elektronun hareketi üç boyutta sınırlandırılmış olur. Bu sınırlandırmadan dolayı da kuantum noktalarındaki enerji seviyeleri kuantize olmaktadır. Kuantum noktalarının iletkenlikleri yapıya yabancı atom katılmasıyla değiştirilebilir. Şekil 3.6' da verilen kuantum noktasında elektron x, y ve z yönlerinde potansiyel engelleri ile hapsedilmiştir [36].



Şekil 3.6 Kübik kuantum noktasının şematik gösterimi [36]

4. DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİK

Bu bölümde doğrusal olmayan süreçleri incelemek için, kuantum mekaniğinin yoğunluk matris yaklaşımı kullanılarak optiksel kırılma indisi değişimi ve soğurma katsayıları formalize edilecektir.

Doğrusal ve doğrusal olmayan optik özellikler, ışığın kendi özelliğinden daha çok ışığın hareket ettiği ortamın bir özelliğidir. Doğrusal olmayan davranış, ışık boşlukta hareket ettiği zaman görülmez. Ancak ışık, ortam aracılığıyla ışık ile etkileşime girerse görülür [39]. Doğrusal olmayan optikte, genel olarak ışığın etkisiyle malzemenin optiksel özelliklerinin değişmesi konusuyla ilgilenilir [40].

Doğrusal olmayan optiksel özellikleri tanımlayabilmek için öncelikle polarizasyon ile elektrik alan şiddeti arasındaki ilişkiye bakalım, bu ilişki elektrik alan şiddetinin küçük değerlerinde doğrusaldır. Elektrik alanı şiddeti arttıkça doğrusallıktan hafif bir sapma olur [39]. Buna bağlı olarak, polarizasyon yoğunluğu $\boldsymbol{P}(t)$, elektrik alan şiddeti fonksiyonu $\boldsymbol{E}(t)$ olmak üzere,

$$P(t) = \chi^{(1)}E(t) + \chi^{(2)}E^2(t) + \chi^{(3)}E^3(t) + \ldots$$

$$\equiv \mathrm{P}^{(1)}(\mathrm{t}) + \mathrm{P}^{(2)}(\mathrm{t}) + \mathrm{P}^{(3)}(\mathrm{t}) + \ldots \qquad [4.1]$$

şeklinde verilir. Burada $\chi^{(1)}$ doğrusal alınganlık, $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ ise sırasıyla ikinci ve üçüncü dereceden optiksel alınganlıktır.
Kuantum kuyusunun,

$$E(t) = E_0 \cos(wt) = \tilde{E}e^{iwt} + \tilde{E}e^{-iwt} \qquad [4.2]$$

biçiminde zamana bağlı bir elektromanyetik alanla etkileştiğini göz önüne alırsak [38] polarizasyon,

$$P(t) = \varepsilon_0\chi(\mathrm{w})\tilde{E}e^{-iwt} + \varepsilon_0\chi(-\mathrm{w})\tilde{E}e^{iwt} = \frac{1}{V}trace(\rho M) \qquad [4.3]$$

şeklinde yazılır. Burada w uygulanan elektromanyetik dalganın frekansını, V ve ρ sırasıyla hacimi ve yoğunluk matrisini, ε_0 boş uzayın elektriksel geçirgenliğini temsil eder ve trace ise matrisin diyagonal elementleri üzerinden toplamı ifade eder [41].

4.1. Kuantum Mekaniğinin Yoğunluk Matris Formalizmi

Kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizmini kullanarak doğrusal olmayan optik duygunlukları hesaplayabiliriz. Bu duygunluklar sayesinde de kırılma indislerini ve soğurma katsayılarını elde edebiliriz. Önce yoğunluk matrisinin kuantum mekaniğin temel yasalarından nasıl geçtiğini inceleyerek başlayalım.

Bir atom gibi belirli bir kuantum-mekaniksel sistemin s durumunda olduğu biliniyorsa, sistemin tüm fiziksel özelliklerini bu duruma uygun $\Psi_s(r,t)$ dalga fonksiyonu ile tanımlayabiliriz. Bu dalga fonksiyonun, Schrödinger denklemi,

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_s(r,t)}{\partial t} = \hat{H}\Psi_s(r,t) \qquad [4.4]$$

biçiminde yazılır. Burada $\hat{H}$, sistemin Hamiltonyen operatörünü belirtir. $\hat{H}$'nin şu şekilde temsil edilebileceğini varsayıyoruz:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t) \qquad [4.5]$$

burada $\hat{H}_0$ serbest atom için Hamiltonyen ve V (t) etkileşim terimini temsil eder. Dalga fonksiyonunun zaman içinde nasıl değiştiğini belirlemek için, serbest atom Hamiltonyeninin ($\hat{H}_0$) enerji özdurumlarının s seviyesindeki dalga fonksiyonunu

$$\Psi_s(r,t) = \sum_n C_n^s(t) u_n(r) \qquad [4.6]$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada $C_n^s(t)$ açılım katsayısı, *s* seviyesinde olduğu bilinen bir atomun, *t* zamanında n'inci enerji seviyesinde bulunma olasılık genliğini verir. $u_n(r)$ fonksiyonları zamandan bağımsız Schrödinger denklemi ile enerji özdeğer çözümleri olmak üzere,

$$\hat{H}_0 u_n(r) = E_n u_n(r) \qquad [4.7]$$

şeklinde yazılır.

Diklik koşulu

$$\int u_m^*(r)u_n(r)d^3r = \delta_{mn} \qquad [4.8]$$

biçiminde yazılır.

Ψs (r, t) 'nin zamanla nasıl değiştiği, $C_n^s(t)$ açılım katsayısı açısından tanımlanabilir. $C_n^s(t)$ açılım katsayısının zamanla nasıl değiştiğini belirlemek için, Schrödinger denkleminde denklem 4.6 yerine yazıldığında,

$$i\hbar \sum_n \frac{dC_n^s(t)}{dt} u_n(r) = \sum_n C_n^s(t)\hat{H}u_n(r) \qquad [4.9]$$

elde edilir. Bu denklemi basitleştirmek için her iki taraf $u_m(r)$ ile çarpılıp tüm uzay üzerinden integre edilir. Denklem 4.9'un sol tarafındaki toplam, denklem 4.8'deki diklik koşulu kullanılarak tek bir terime indirgenir. Sağ taraf Hamilton operatörünün matris elemanlarının tanıtılmasıyla basitleştirilmiştir;

$$H_{mn} = \int u_m^*(r)\,\hat{H}u_n(r)d^3r \qquad [4.10]$$

Böylece

$$i\hbar \frac{d}{dt} C_m^s(t) = \sum_n H_{mn}C_n^s(t) \qquad [4.11]$$

sonucu elde edilir. Bu denklem Schrödinger denkleminin olasılık genliği ($C_n^s(t)$) cinsinden yazılmış halidir.

Herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değeri, sistemin dalga fonksiyonu ile hesaplanabilir. Kuantum mekaniğinin temel bir varsayımı, herhangi bir gözlenebilir nicelik olan A'ya bir Hermityen $\hat{A}$ operatörünün karşılık geldiğini ifade eder. Böylece A gözlenebilir niceliğinin beklenen değeri,

$$\langle A \rangle = \int \Psi_s^* \hat{A} \Psi_s d^3r \qquad [4.12]$$

şeklinde elde edilir. Bu ilişki alternatif olarak Dirac notasyonunda

$$\langle A \rangle = \langle \Psi_s | \hat{A} | \Psi_s \rangle = \langle s | \hat{A} | s \rangle \qquad [4.13]$$

şekilde yazılır. Burada s seviyesini belirtmek için ya |Ψ⟩' li yada |s⟩ 'li ifade kullanılmıştır. Denklem 4.12 denklem 4.6'da yerine yazıldığında $\langle A \rangle$ beklenen değeri $C_n^s(t)$ olasılık genlikleri cinsinden ifade edilmiş olur. Bu ifade,

$$\langle A \rangle = \sum_{mn} C_m^{s^*} C_n^s A_{mn} \qquad [4.14]$$

şeklinde olur. Burada A_{mn} A operatörünün matris elemanlarını ifade eder ve şu şekilde tanımlanır:

$$A_{mn} = \langle u_m | \hat{A} | u_n \rangle = \int u_m^* \hat{A} u_n d^3r \qquad [4.15]$$

Denklem 4.4'ten 4.15'e kadar sistemin gözlenebilirlerinin tümünün zamanla değişimi tanımlandı. Bununla birlikte sistemin durumunun kesin bir şekilde bilinmediği bazı durumlar vardır. Sistemin kesin halinin bilinmediği bu koşullar altında, yoğunluk matrisi formalizmi, sistemi istatistiksel anlamda tanımlamak için kullanılabilir.

Sistemin s seviyesindeki bulunma olasılığı p(s) ile belirtilir. p(s) niceliği bir kuantum mekaniksel olasılık yerine klasik olasılık olarak kabul edilir. Bu durumda sistemin yoğunluk matris elemanları,

$$\rho_{nm} = \sum_s p(s) C_m^{s^*} C_n^s = \overline{C_m^* C_n} \qquad [4.16]$$

biçiminde yazılabilir. Burada üst çizgi sistemin olası tüm durumlarının ortalamasını belirtir. Yoğunluk matris elemanlarından diyagonal elemanlar (ρ_{nn}), sistemin n

enerji özdeğerinde bulunma olasılığını verir. Diyagonal olmayan unsurlar biraz daha soyut bir yoruma sahiptir. ρ_{nm} , n ve m seviyeleri arasındaki "uyumluluğu" verir ve sadece sistemin n ve m enerji özdurumlarının uyumlu bir süper pozisyonunda ρ_{nm} sıfırdan farklı olacaktır.

Yoğunluk matrisi herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değerini hesaplamak için kullanılabilir. Denklem 4.14'de s kuantum seviyesinde olduğu bilinen A gözlenebilir niceliğinin beklenen değeri verilmiştir. Sistemin tam durumunun bilinmediği durum için beklenen değer, sistemin tüm olası durumları üzerine denklem 4.14'in ortalama değeriyle elde edilir.

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_{s} p(s) \sum_{nm} C_m^{s^*} C_n^s \, A_{mn} \qquad [4.17]$$

Bu denklemin sol tarafında kullanılan gösterim, A gözlenebilir niceliğinin kuantum-mekaniksel beklenen değerinin toplam ortalamasının hesaplandığını gösterir.
Denklem 4.16'yı kullanarak, bu niceliğin alternatifi olarak yoğunluk matrisi cinsinden

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_{nm} \rho_{nm} \, A_{mn} \qquad [4.18]$$

şeklinde yazılabilir.

Denklemdeki çift toplam, aşağıdaki gibi basitleştirilebilir.

$$\sum_{nm} \rho_{nm} \, A_{mn} = \sum_{n} \left(\sum_{m} \rho_{nm} A_{mn} \right) = \sum_{n} \left(\hat{\rho} \hat{A} \right)_{nn} \equiv \mathrm{tr}\left(\hat{\rho} \hat{A} \right) \qquad [4.19]$$

Burada herhangi bir $\widehat{M}$ operatörü için tanımlanan trace operatörü $tr\, \widehat{M} = \sum_n M_{nn}$ şeklinde tanımlandı. A'nın beklenen değeri buna göre

$$\overline{\langle A \rangle} = \mathrm{tr}\left(\hat{\rho} \hat{A} \right) \qquad [4.20]$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemlerde, ρ yoğunluk operatörüdür; bu yoğunluk operatörü, n, m matris bileşenini göstermek üzere ρ_{nm} olarak belirtilir; $\hat{\rho}\hat{A}$ ifadesi $\hat{\rho}$ ile $\hat{A}$ operatörünün çarpımını belirtir. $\left(\hat{\rho}\hat{A}\right)_{nn}$ ise, bu çarpımın matris gösteriminin n, n bileşenini belirtir.

Görüldüğü gibi, herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değeri, yoğunluk matrisi cinsinden doğrudan belirlenebilir. Buna bağlı olarak herhangi bir beklenen değerinin zaman içinde nasıl değiştiğini belirlemek için yoğunluk matrisinin zamanla nasıl değiştiğini belirlemek gerekir. Bu amaçla denklem 4.16'nın doğrudan zamana göre türevi alınırsa,

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

biçimindeki denklemi elde ederiz. Eğer p(s)'nin zaman içinde değişmediği varsayılırsa, bu ifadedeki ilk terim kaybolur. İkinci terim için, denklem 4.11'deki olasılık genliklerinin zamanla değişimi yazılırsa,

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

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

şeklinde olur. Bu terimleri Schrödinger denklemini kullanarak düzenlediğimizde, denklem 4.18'in son hali

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

şeklinde olur. Bu denklem yoğunluk matrisi cinsinden denklem 4.13 kullanılarak tekrar düzenlendiğinde

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

ifadesi elde edilir. Son olarak bu ifade,

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

şeklinde yazılabilir ve yoğunluk matris operatörü Lioville denklemi olarak bilinen,

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

hareket denklemini sağlar. Burada $\hat{H}_0$ pertürbe olmamış Hamiltonyen'i, $\hat{H}_{int}$ ise etkileşme Hamiltonyen'i ifade eder. Bu denklemde $\hat{H}$ Hamiltonyen'e dahil edilen etkileşimlerin sonucunda yoğunluk matrisinin zamanla nasıl değiştiği açıklanmaktadır. Bununla birlikte bu denklemde, Hamiltonyen tanımlamasına kolaylıkla dahil edilemeyen bazı etkileşimler (atomlar arasındaki çarpışmalardan kaynaklanan etkileşimler gibi) vardır. Bu gibi etkileşimler, sistemin durumunda bir değişime ve dolayısıyla da kaybolmayan bir *dp(s)/dt* değerine neden olabilir. Bu tür etkilerin gösterilmesi için denklem 4.27'ye sönüm terimi dahil edilebilir. Bu durumda denklemimiz,

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

biçiminde yazılabilir. Burada Γ_{nm} , |n⟩ ve |m⟩ seviyeleri arasındaki düşüş oranı olup Γ*nm* =Γ*mn* olduğu varsayılmıştır. $\rho_{nm}{}^{(eq)}$ ise yoğunluk matrisinin termal dengedeki değerini göstermektedir [40,42].

4.2. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Soğurma Katsayıları

Soğurma katsayısı, doğrusal ve doğrusal olmayan soğurma katsayıları olarak incelenmektedir. Bu ikisinin toplamı da toplam soğurma katsayısını verir. Doğrusal soğurma katsayısı, düşük ışık şiddetlerinde ve doğrusal olmayan soğurma katsayısı ise lazer gibi yüksek ışık şiddetlerinde malzemeleri karakterize edebilen ve malzemelerin ışığa gösterdiği tepkiyi açıklayan parametrelerden biridir [39]. Soğurma katsayılarını hesaplamak için alınganlık ifadelerini kullanabiliriz.

Soğurma katsayısı ile alınganlık arasındaki ilişki,

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

şeklinde ifade edilir. Burada μ malzemenin manyetik geçirgenliğini, ε ise elektriksel geçirgenliğin reel kısmını ifade eder.

Doğrusal ve üçüncü dereceden doğrusal olamayan alınganlık ifadeleri,

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

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

şeklinde verilir. Burada ε_0 boşluğun elektriksel geçirgenliğini, σ_v taban durum elektron yoğunluğunu, $E_{21} = E_2 - E_1$, birinci enerji özdeğeri ile taban enerji özdeğerinin farkını ifade eder. Dipol matris elemanları $M_{ij} = \langle \psi_i | z | \psi_j \rangle$ $(i, j = 1,2)$ ifadelerinden hesaplanmaktadır. Γ ve w ise sırasıyla elektron-fonon etkileşmesi sonucunda düşüş oranını ve uygulanan ışığın frekansını ifade eder. Denklem 4.30 ve 4.31 denklem 4.29'da yerine koyulduğunda,

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

ve

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

şeklinde doğrusal $\alpha^{(1)}(w)$ ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan $\alpha^{(3)}(w,I)$ soğurma katsayıları elde edilir. Burada n_r ve I sırasıyla, reel kırılma indisi ve uygulanan ışığın şiddetidir. c ise ışığın boşluktaki hızıdır. Sonuç olarak toplam soğurma katsayısı, doğrusal ve üçüncü dereceden doğrusal olmayan soğurma katsayıların toplamı şeklinde elde edilir [41].

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

4.3. Doğrusal ve Üçüncü Dereceden Doğrusal Olmayan Kırılma İndis Değişimi

Birçok optiksel malzemenin kırılma indisi, malzeme boyunca yayılan ışığın şiddetine bağlıdır. Bundan kaynaklanan değişik doğrusal olmayan optiksel süreçler meydana gelir. Bu süreçlerden bazıları, ışığın kendi kendine odaklanması (self focusing of light), optiksel çift kararlılık (optical bistability) ve optiksel anahtarlama (optical switching) olarak adlandırılabilir [40].

Kırılma indisini hesaplamak için alınganlık ifadesinin reel olan kısmıyla ilgileneceğiz. Kırılma indisindeki değişim ile alınganlık arasındaki ilişki,

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

ile verilir. Burada n_r kırılma indisidir. $\Delta n(w)$ ise uygulanan frekansa bağlı kırılma indisindeki değişimdir. Denklem 4.30 ve 4.31 denklem 4.35'te yerine koyulduğunda, ilk olarak kırılma indisindeki doğrusal değişim,

$$\frac{\Delta n^1(w)}{n_r} = \frac{\sigma_v |M_{12}|^2}{2n_r^2 \varepsilon_0}\left[\frac{E_{21} - \hbar w}{(E_{21} - \hbar w)^2 + (\hbar\Gamma_{12})^2}\right] \qquad [4.36]$$

şeklinde olur. Üçüncü dereceden doğrusal olmayan değişim,

$$\frac{\Delta n^3(w,I)}{n_r} = -\frac{\mu c}{4n_r^3\varepsilon_0}|M_{12}|^2 \frac{\sigma_v I}{[(E_{21}-\hbar w)^2+(\hbar\Gamma_{12})^2]^2} \times \Big[4(E_{21} - \hbar w|M_{12}|^2 - \frac{(M_{22}-MF_{11})^2}{(E_{21})^2+(\hbar\Gamma_{12})^2}\{(E_{21} - \hbar w) \times [E_{21}(E_{21} - \hbar w) - (\hbar\Gamma_{12})^2] - (\hbar\Gamma_{12})^2(2E_{21} - \hbar w)\}\Big] \qquad [4.37]$$

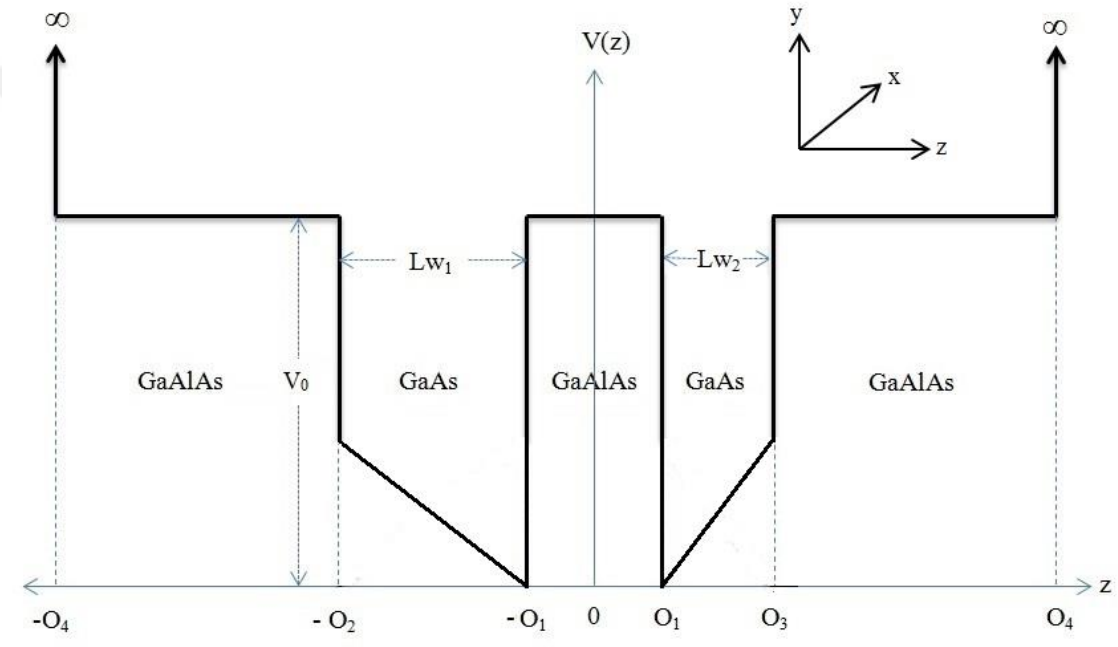
şeklinde olur. Kırılma indisindeki toplam değişim ise,

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

şeklinde tanımlanır [40,41].

5. ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ ASİMETRİK *GaAs/Ga$_{1-x}$Al$_x$As* ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN ELEKTRONİK ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde şematik gösterimi şekil 5.1'de verilen asimetrik *GaAs/Ga$_{1-x}$Al$_x$As* çift eğimli kuantum kuyusunun elektronik özellikleri üzerine, yapının sağ kuantum kuyu genişliği (Lw_2) ve merkez engel kalınlığı (Lb) gibi yapı parametreleri, yapının büyütme doğrultusuna (z-doğrultusu) uygulanan statik elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik yönde (x-doğrultusu) uygulanan manyetik alanın etkisi, etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde tam set çözüm yöntemi kullanılarak incelenecektir.



Şekil 5.1 Asimetrik *GaAs/Ga$_{1-x}$Al$_x$As* çift eğimli kuantum kuyusunun şematik gösterimi.

Büyütme doğrultusunda kuşatılmış bir elektron için sistemin toplam Hamiltonyeni, etkin kütle yaklaşımı çerçevesinde,

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

şeklinde yazılır. Burada $\vec{p}$ elektronun momentum operatörü, e elektronun yükü, c ışık hızı, m^* elektron etkin kütlesi, $\vec{A} = (0, -B_z, 0)$ şeklinde tanımlı manyetik vektör potansiyeli ve F büyütme doğrultusunda uygulanan elektrik alanının büyüklüğüdür. V(z) kuşatma potansiyeli ise;

$$V(z) = \begin{cases} V_0 & ; \quad z < -O_2 \\ \dfrac{V_0(-z - O_1)}{2Lw_1} & ; \quad -O_2 < z < -O_1 \\ V_0 & ; \quad -O_1 < z < O_1 \\ \dfrac{V_0(z - O_1)}{2Lw_2} & ; \quad O_1 < z < O_3 \\ V_0 & ; \quad z > O_3 \end{cases} \qquad [5.2]$$

ile verilir. Elektron momentum $\vec{p}$ operatörü ve A manyetik vektör potansiyeli denklem 5.1 de yerine yazılırsa, sistemin Hamiltonyen'i;

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

şeklinde elde edilir. Hamiltonyen'deki tüm uzunluklar etkin Bohr yarıçapı ($a_B = \frac{\varepsilon_0\hbar^2}{m^*e^2}$) ve tüm enerji değerleri Rydberg ($R = \frac{m^*e^4}{2\varepsilon_0^2\hbar^2}$) cinsinden yazılarak boyutsuz Hamiltonyen;

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

biçiminde elde edilir. Asimetrik *GaAs/Ga$_{1-x}$Al$_x$As* çift eğimli kuantum kuyusundaki tek elektron için zamandan bağımsız Schrödinger denklemi;

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

biçimindedir. Burada $\Psi(\tilde{z})$ elektronun z-doğrultusundaki hareketini tanımlayan dalga fonksiyonudur ve bu dalga fonksiyonu, genişliği $L_b = 2L$ olan sonsuz potansiyel kuyusunun öz fonksiyonlarından oluşan çözümleri baz olarak kullanılarak oluşturulmuştur. Sözü edilen bazlar genel formda,

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

biçimindedir. Burada δ_n, L_b genişliğindeki sonsuz kuantum kuyusunun öz fonksiyonlarındaki tek ve çift özdeğerlere karşılık gelen faz farkı olmak üzere;

$$\delta_n = \begin{cases} 0; & n: \text{tek ise} \\ \dfrac{\pi}{2}; & n: \text{çift ise} \end{cases} \qquad [5.7]$$

değerlerini alır. Bu durumda sistemi tanımlayan dalga fonksiyonu;

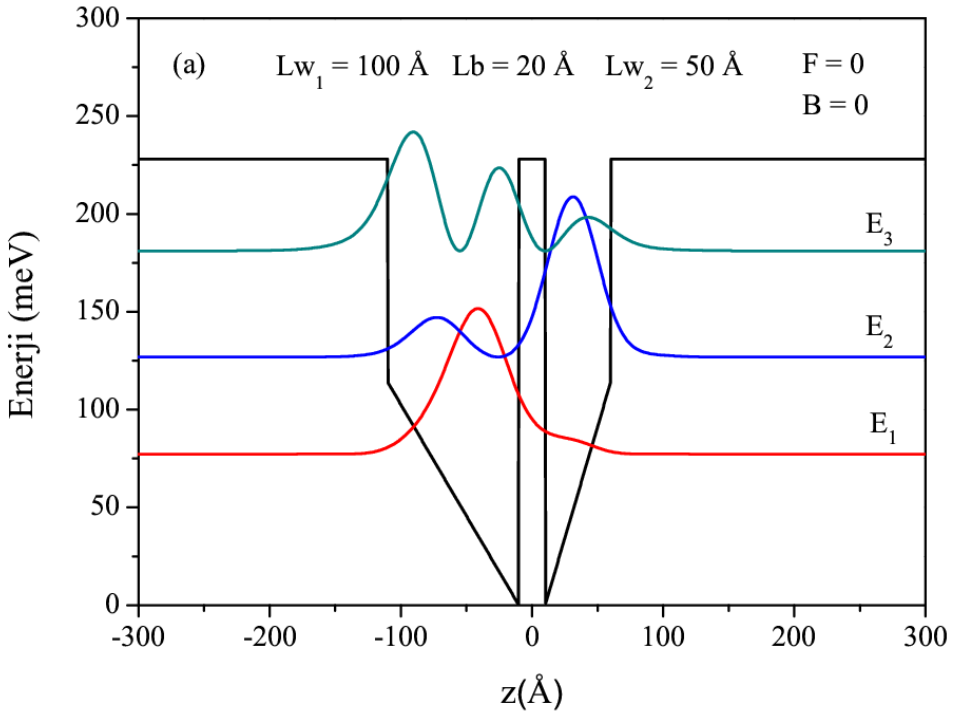
$$\Psi(\tilde{z}) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \varphi_n(\tilde{z}) \qquad [5.8]$$

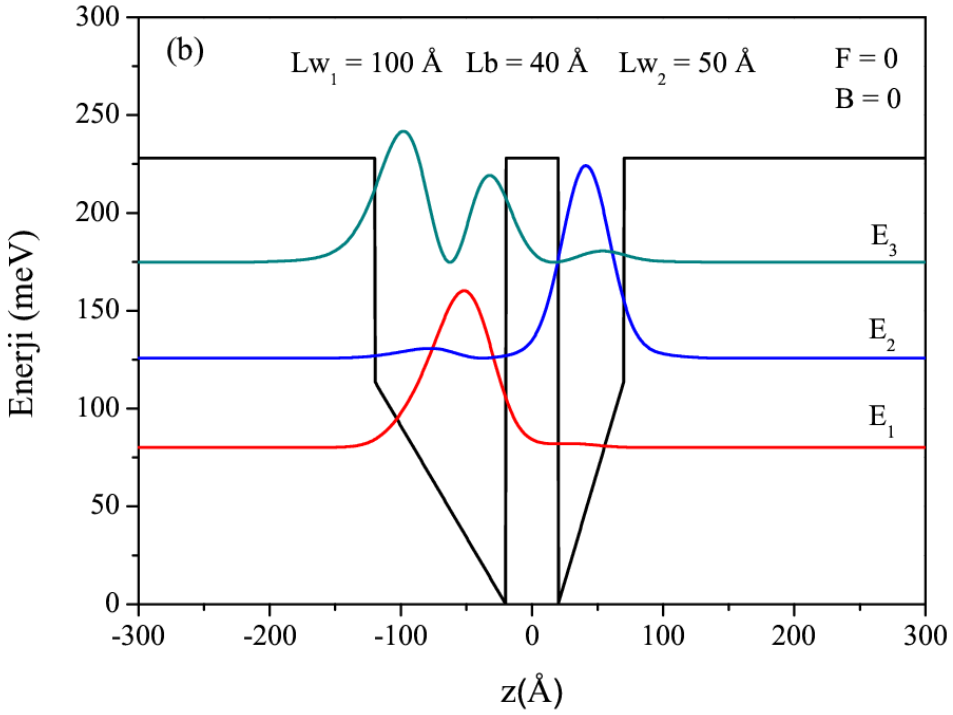
şeklindedir. Boyutsuz Hamiltonyen' in beklenen değeri de;

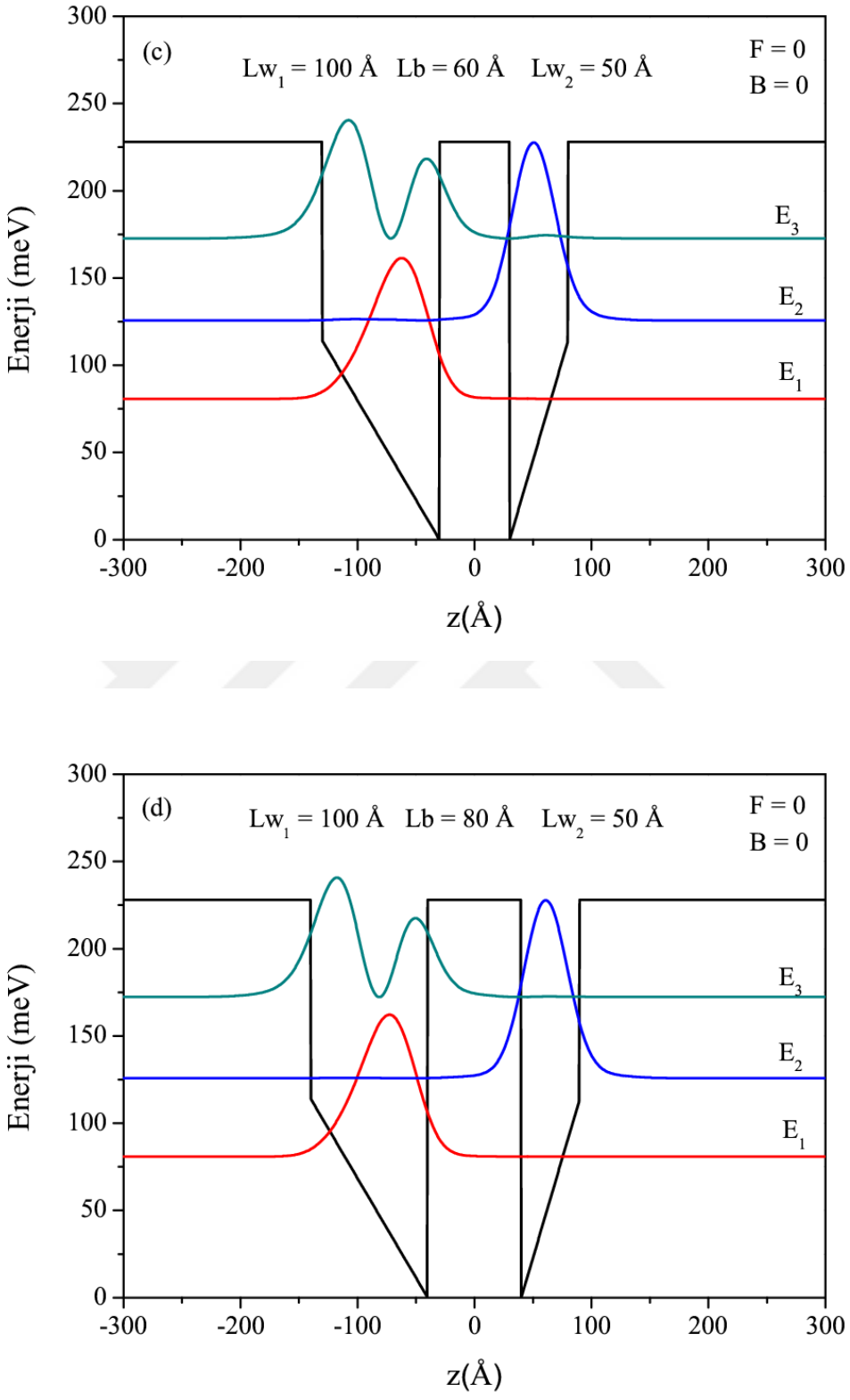
$$\tilde{E} = \left\langle \Psi \left| -\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} + \tilde{V}(\tilde{z}) + \tilde{F}\check{z} + \gamma^2\tilde{z}^2 \right| \Psi \right\rangle \qquad [5.9]$$

biçiminde elde edilir. Yukarıda anlatılan yaklaşımlar sonucunda elde edilen analitik denklemler bilgisayar programları yardımıyla çözülmüştür. Bu bölümün ilk aşamasında herhangi bir dış alan yokken asimetrik *GaAs/Ga$_{1-x}$Al$_x$As* çift eğimli kuantum kuyusunun sağ kuantum kuyu genişliği ve merkez bariyer kalınlığı gibi yapı parametreleri değiştirilerek kuşatma potansiyelleri alt-bant enerji değerleri ve bu değerlere karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi incelenmiştir. Daha sonra büyütme doğrultusuna paralel uygulanan elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik

uygulanan manyetik alanın sistemin elektronik özellikleri üzerine etkisi incelenip yorumlanmıştır.

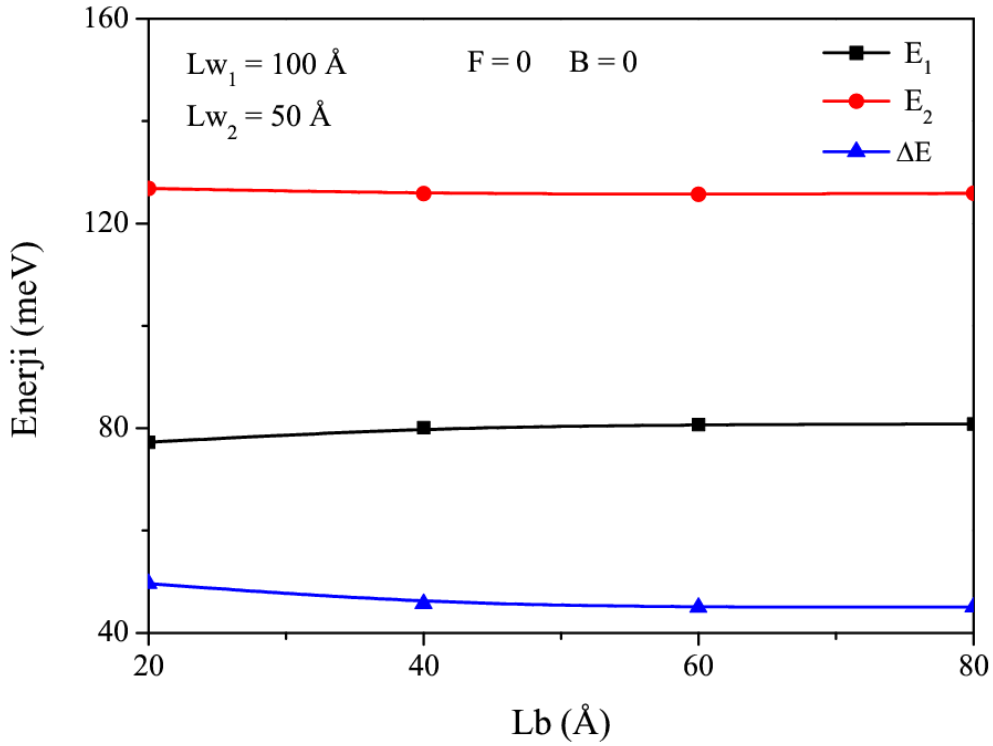

(a)
Lw1 = 100 Å Lb = 20 Å Lw2 = 50 Å
F = 0
B = 0
E3
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300


(b)
Lw1 = 100 Å Lb = 40 Å Lw2 = 50 Å
F = 0
B = 0
E3
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300



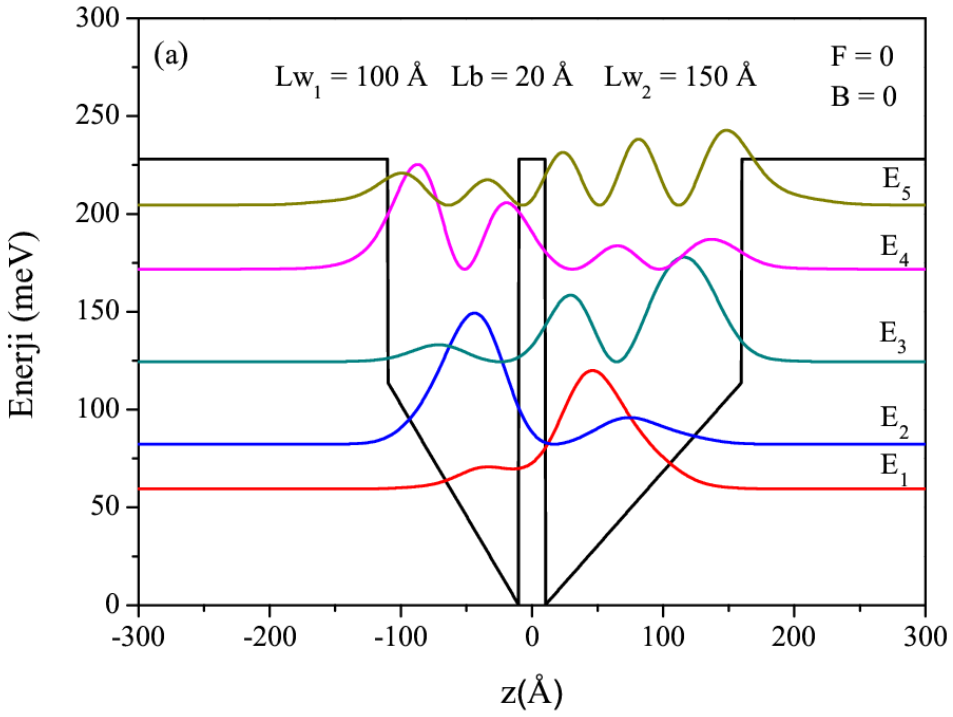
Şekil 5.2 Asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine merkez bariyer kalınlığının (Lb) etkisi.

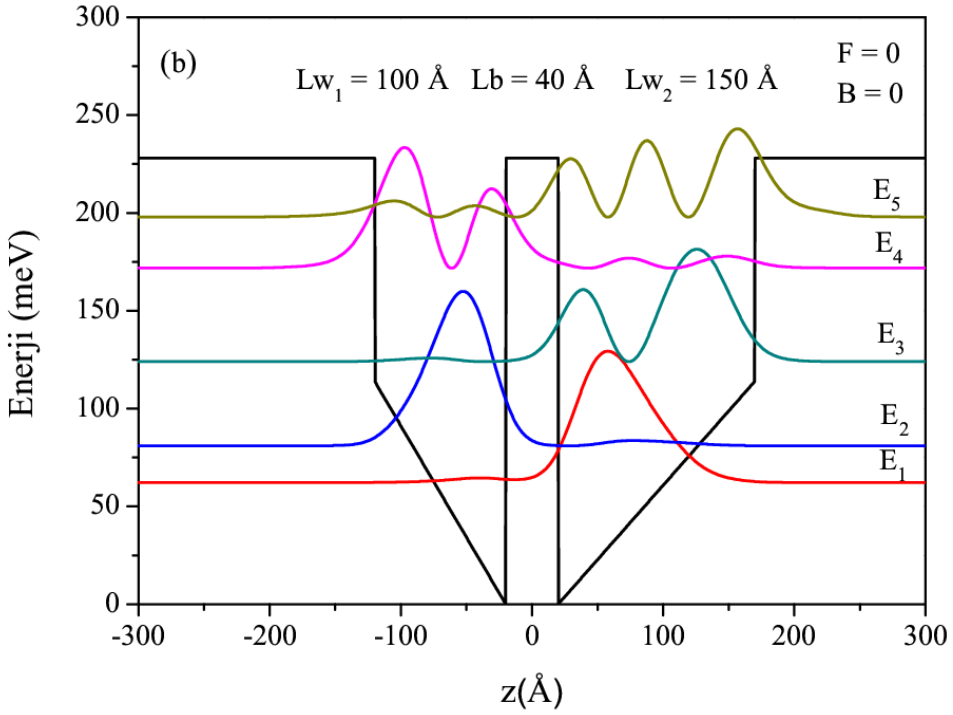
Dış elektrik ve manyetik alanın etkisi olmaksızın asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine merkez bariyer kalınlığının etkisi Şekil 5.2(a-d) 'de gösterilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü üzere; merkez bariyer kalınlığı küçükken (Lb = 20 Å, Lb = 40 Å) taban durum ve birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının her iki kuantum kuyusunda da bulunma olasılığı görülürken, merkez bariyer kalınlığını artırdığımızda (Lb = 60 Å, Lb = 80 Å) taban durumdaki taşıyıcının büyük kuantum kuyusunda birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının ise tamamen dar kuantum kuyusunda kuşatıldığı görülmektedir. Bu durum bize merkez bariyer kalınlığı küçük olan çift kuantum kuyu sistemlerinde kuyulardaki kuşatılmış taşıyıcıların birbirleri ile etkileştiğini göstermektedir. Merkez bariyer kalınlığını artırdığımızda her iki kuantum kuyusunda kuşatılmış taşıyıcıların birbirleri ile etkileşmeyeceğini artık iki kuantum sisteminin de izole tek kuantum kuyu sistemi gibi davranacağını göstermiştir.

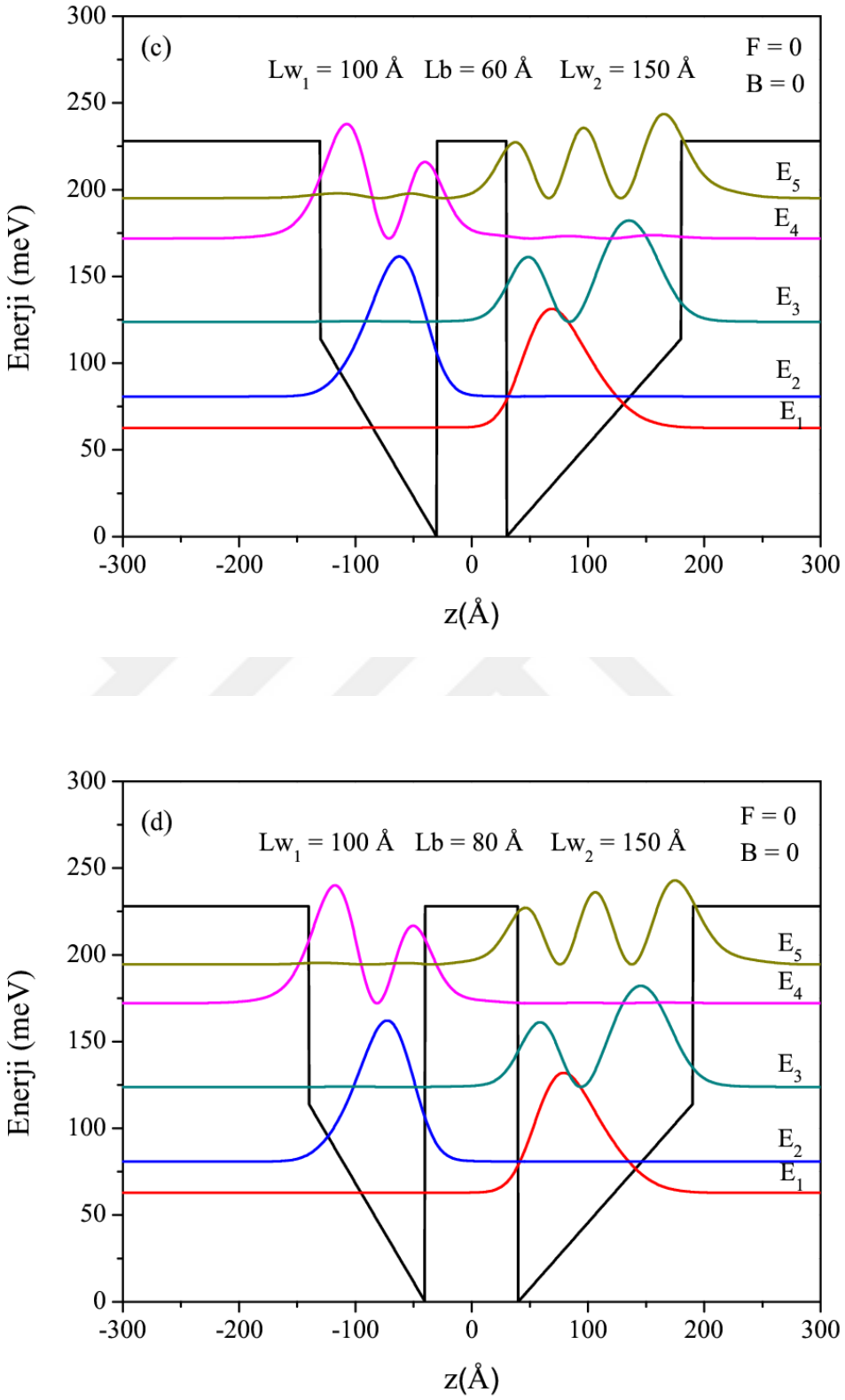


Şekil 5.3 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) merkez bariyer kalınlığına (Lb) göre değişimi.

Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının (ΔE) merkez bariyer kalınlığına göre değişimi Şekil 5.3'de gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü üzere; merkez bariyer kalınlığının artması ile taban durum enerji seviyesi artarken, birinci uyarılmış enerji seviyesi azalmıştır. Buna bağlı olarak bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı ise merkez bariyer kalınlığı ile önce azalıp sonra sabit kalmıştır. Bu değişimin fiziksel nedeni; merkez bariyer kalınlığının artması ile her iki kuantum kuyusundaki kuşatılmış parçacıkların birbirleri ile etkileşmelerinin azalması ve belli bir bariyer kalınlığından sonra (Lb = 60 Å) artık birbiri ile etkileşmeyen izole iki tek kuantum kuyu sistemi gibi davranmasıdır.


(a)
Lw1 = 100 Å Lb = 20 Å Lw2 = 150 Å
F = 0
B = 0
E5
E4
E3
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300

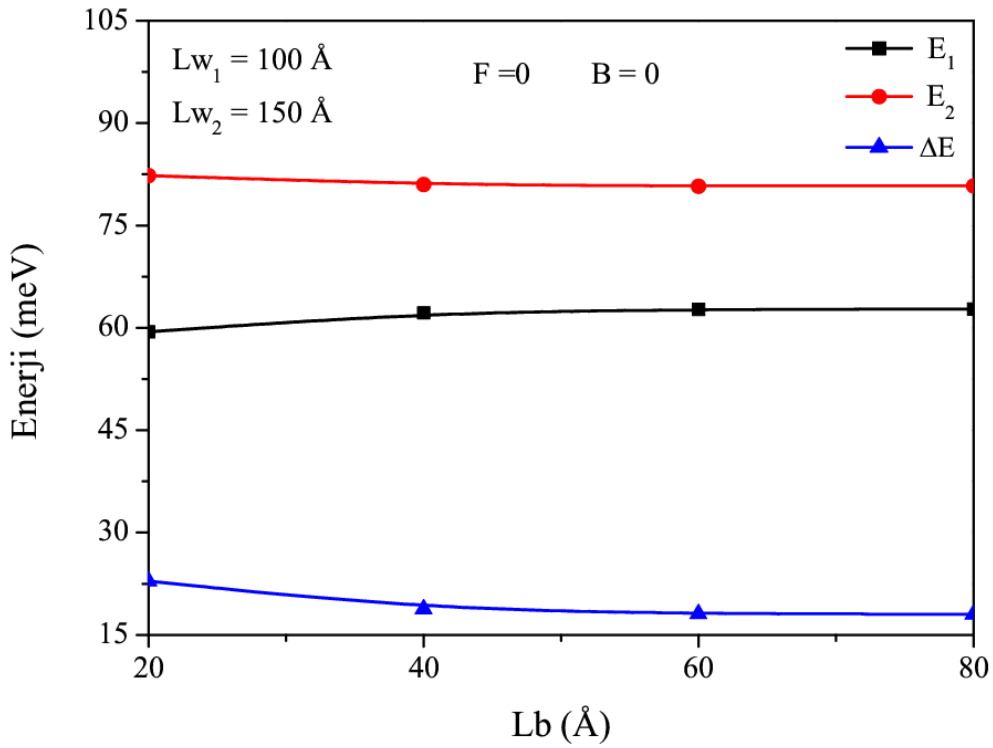

(b)
Lw1 = 100 Å Lb = 40 Å Lw2 = 150 Å
F = 0
B = 0
E5
E4
E3
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300



Şekil 5.4 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine merkez bariyer kalınlığının (Lb) etkisi.

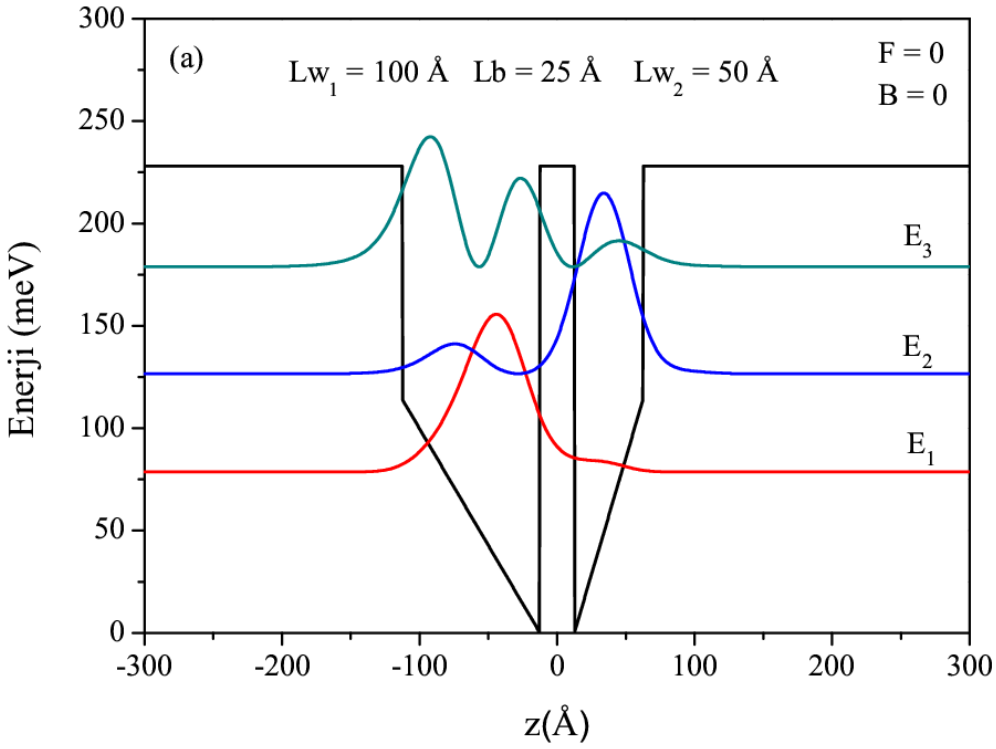
Şekil 5.4(a-d)'de asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine merkez bariyer kalınlığının etkisi incelenmiştir. Şekil 5.2(a-d)'de sağ kuantum kuyu genişliği Lw_2 = 50 Å iken Şekil 5.4(a-d)'de bu kuantum kuyu genişliği Lw_2 = 150 Å yapılmıştır. Bu iki şekli karşılaştırdığımızda; ilk şekilde taşıyıcıların bulunabileceği izinli girilebilir durum sayısı üç iken, ikinci şekilde bu izinli girilebilir durum sayısının beşe çıktığı görüldü. Bunun nedeni; kuantum kuyu genişliği arttığı zaman taşıyıcıların izinli enerji seviyeleri kuantum kuyusunun tabanına doğru yaklaşacağından kuantum kuyusu içinde daha fazla girilebilir izinli durumun oluşmasına neden olur. Bu şekilde kuantum kuyu genişliklerini ayarlayarak amaca uygun taşıyıcıların bulunabileceği izinli enerji seviyelerini ayarlama imkânımız olur.

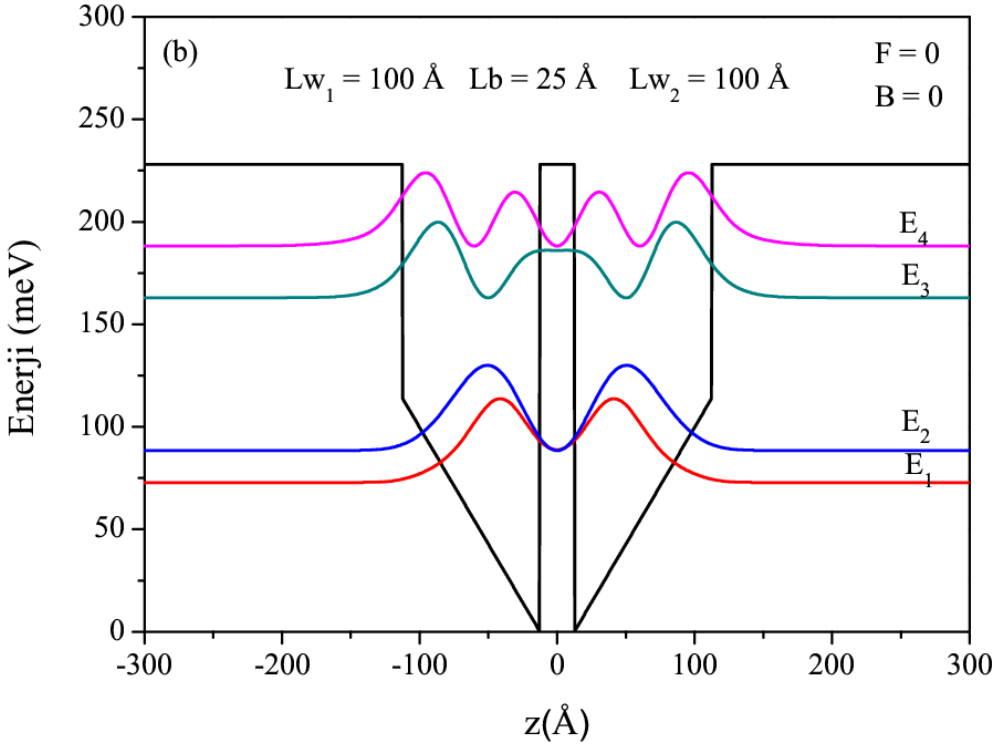
Sistem üzerine merkez bariyer kalınlığının etkisi incelendiğinde Şekil 5.2(a-d)'deki grafiklere benzer davranış gösterdikleri görülmüştür. Küçük merkez bariyer kalınlıklarında (Lb = 20 Å, Lb = 40 Å) geniş kuantum kuyusunda (Lw_2) kuşatılmış olan taban durumundaki taşıyıcının bulunma olasılığının dar kuantum kuyusuna (Lw_1) ve dar kuantum kuyusunda (Lw_1) kuşatılmış olan birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının bulunma olasılığının geniş kuantum kuyusuna (Lw_2) nüfus ettiği görülmüştür. Merkez bariyer kalınlığını artırdığımızda (Lb = 60 Å, Lb = 80 Å) iki kuantum kuyusunda kuşatılmış taşıyıcıların birbirinden etkilenmediğini, dolayısıyla iki bağımsız kuantum kuyu sistemi gibi davrandıkları görülebilir.

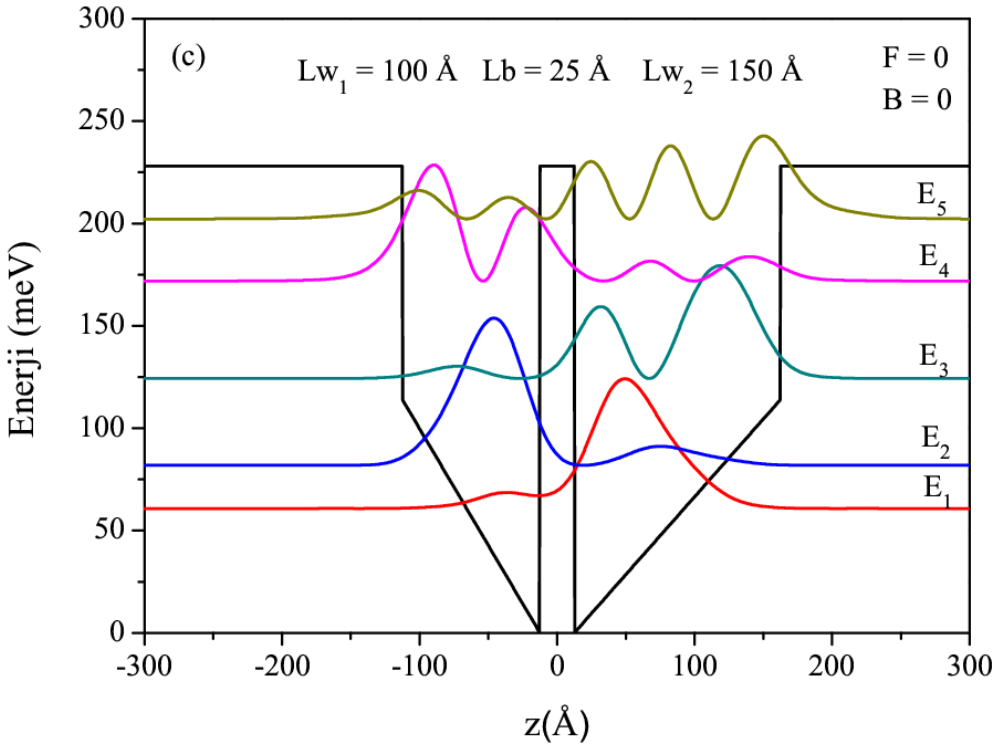


Şekil 5.5 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) merkez bariyer kalınlığına (Lb) göre değişimi.

Şekil 5.5'te, asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) merkez bariyer kalınlığına göre değişimi gösterilmiştir. Şekil 5.3' teki grafiğe benzer şekilde, merkez bariyer kalınlığının artmasıyla taban durum enerji seviyesinin arttığı birinci uyarılmış enerji seviyesinin azaldığı ve buna bağlı olarak enerji farkının önce azaldığı ve sonra sabit kaldığı görülmüştür. Bu grafikten de görüldüğü gibi, Lb = 60 Å'luk bariyer kalınlığından sonra yapımız iki bağımsız kuantum kuyusu gibi davranmaya başlamıştır.


(a)
Lw1 = 100 Å Lb = 25 Å Lw2 = 50 Å
F = 0
B = 0
E3
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300


(b)
Lw1 = 100 Å Lb = 25 Å Lw2 = 100 Å
F = 0
B = 0
E4
E3
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300

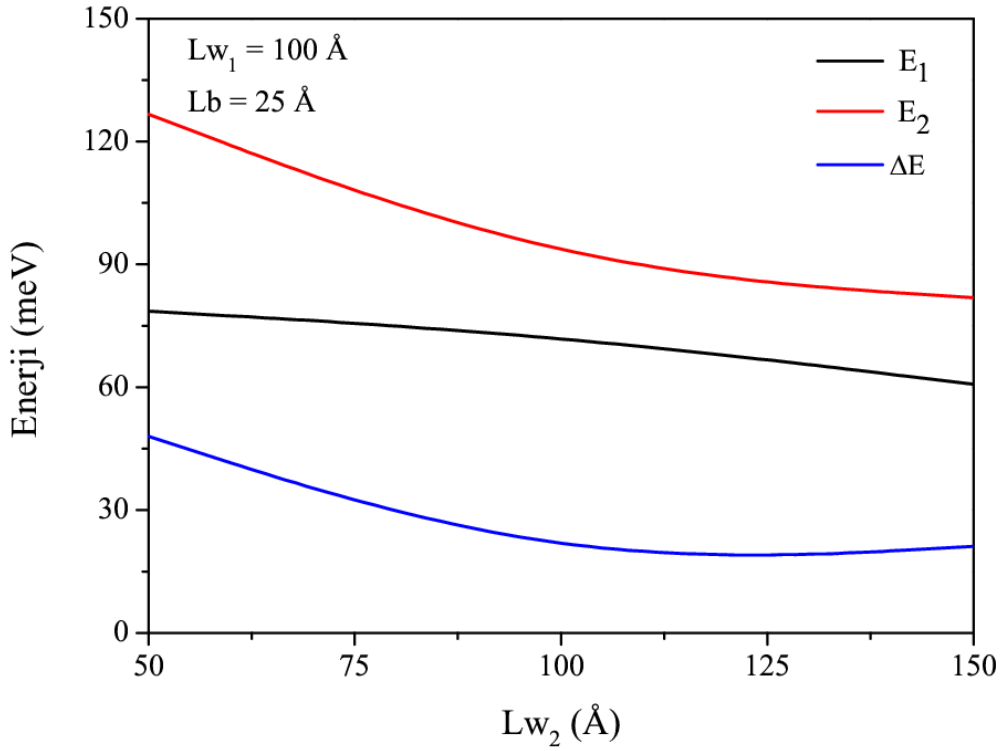


Şekil 5.6 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerjileri ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine sağ kuantum kuyu genişliğinin (Lw_2) etkisi.

Dış elektrik ve manyetik alanın etkisi olmaksızın, sol kuantum kuyu genişliği (Lw_1 = 100 Å) ve merkez bariyer kalınlığı (Lb = 25 Å) sabit alınarak, asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, alt bant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine üç farklı sağ kuantum kuyu genişliğinin (Lw_2 = 50 Å, 100 Å ve 150 Å) etkisi Şekil 5.6 (a-c)'da gösterilmiştir. Lw_2 = 100 Å değerinde yapı simetrik iken Lw_2'nin diğer iki değeri için yapı asimetrik olur. Şekil 5.6a'dan görüldüğü gibi; taban durumundaki taşıyıcının Lw_1 genişlikli kuantum kuyusunda bulunma olasılığı daha yüksek iken, birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının bulunma olasılığı Lw_2 kuantum kuyusunda daha yüksektir. Şekil 5.6c'de ise bu durum tam tersidir. Taban durumdaki taşıyıcının Lw_2 genişlikli kuantum kuyusunda bulunma olasılığı daha yüksek iken, birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının bulunma olasılığı Lw_1 kuantum kuyusunda daha yüksektir. Bu da bizi şu sonuca götürmektedir; asimetrik yapılarda taban durumdaki taşıyıcının bulunma olasılığının büyük değerinin her zaman geniş

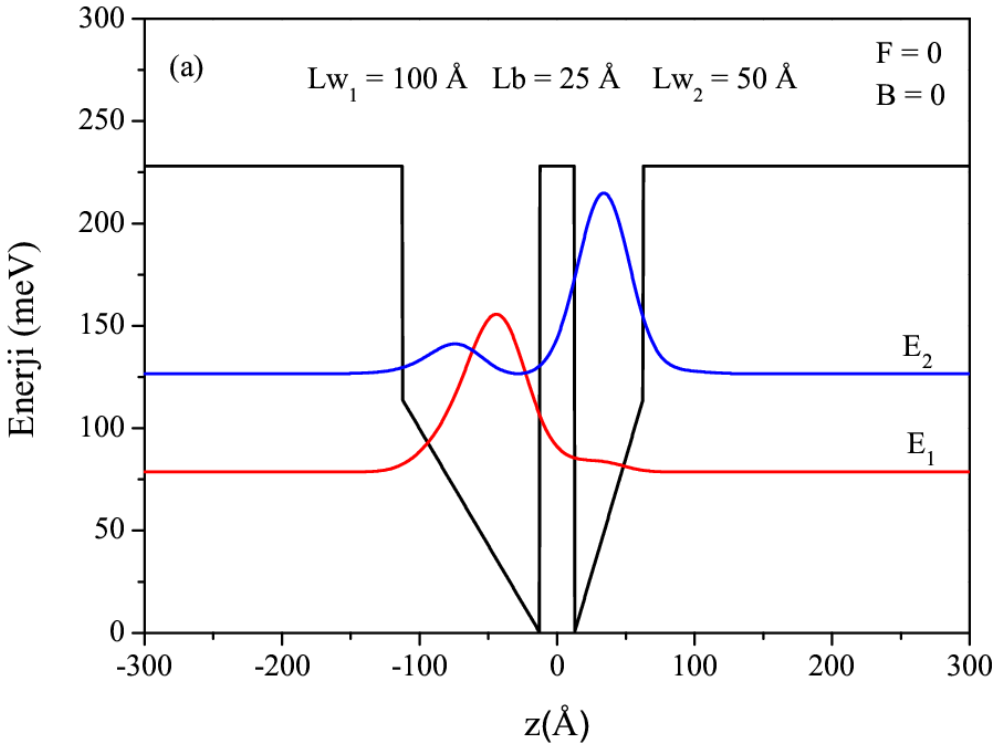
kuantum kuyusunda, birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının bulunma olasılığının büyük değerinin de dar kuantum kuyusunda olduğu görülmektedir.

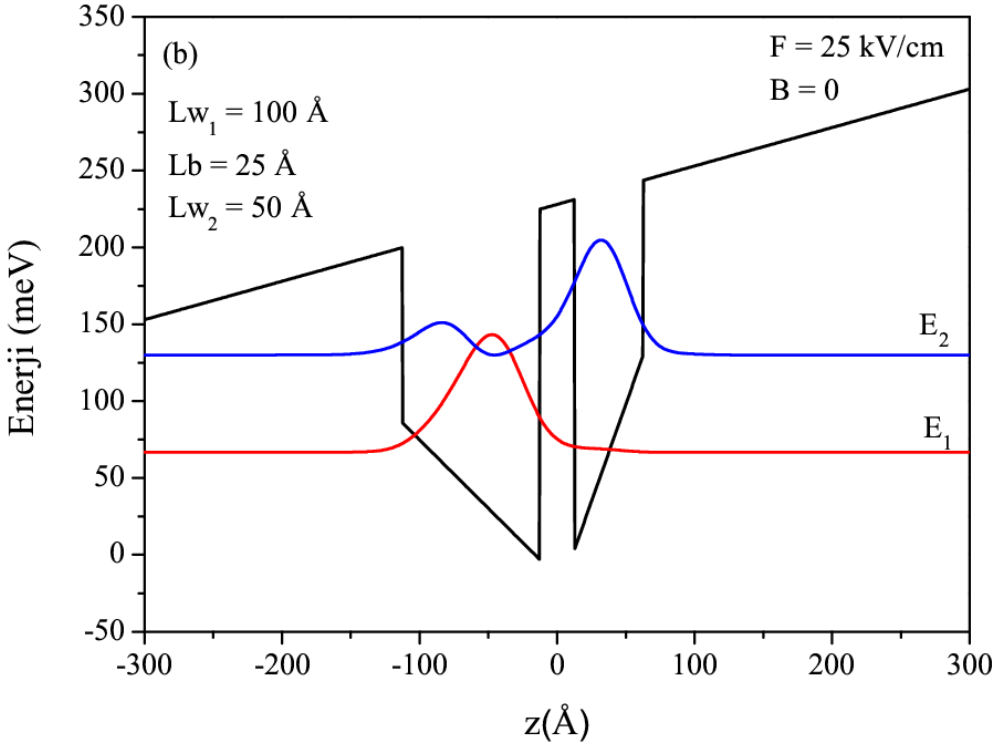
Yapımızın simetrik olduğu (Şekil 5.6b) durumda ise, hem taban durumdaki hem de birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının her iki kuantum kuyusunda bulunma olasılığı eşittir. Yapıdaki merkez bariyer kalınlığı çok küçük olduğu için her iki kuantum kuyusunda kuşatılmış yüklü parçacıkların birbirleri ile etkileşmesi sonucu izinli enerji seviyeleri ikiye yarılmıştır. Daha büyük merkez bariyer kalınlıklarına gidildiği zaman, kuantum kuyularında kuşatılmış parçacıkların birbirleri ile etkileşimleri ortadan kalkar ve dolayısı ile bu enerji seviyelerinde görülen yarılmalarda ortadan kalkar. Artık sistem birbirinden izole olmuş iki tek kuantum kuyu sistemi gibi davranır. Ayrıca Şekil 5.6(a-c)'dan görüldüğü gibi; Lw_2 = 50 Å olduğunda taşıyıcıların izinli girilebilir durum sayısı üç iken, Lw_2 = 100 Å olduğunda bu izinli girilebilir durum sayısı dörde ve Lw_2 = 150 Å olduğunda ise beşe çıkar. Bu sonuç bize; kuantum kuyu genişlikleri ile oynayarak, taşıyıcıların izinli durum sayısı ve istenilen alt bant enerji seviyesini amaca uygun olarak değiştirebileceğimizi göstermektedir.

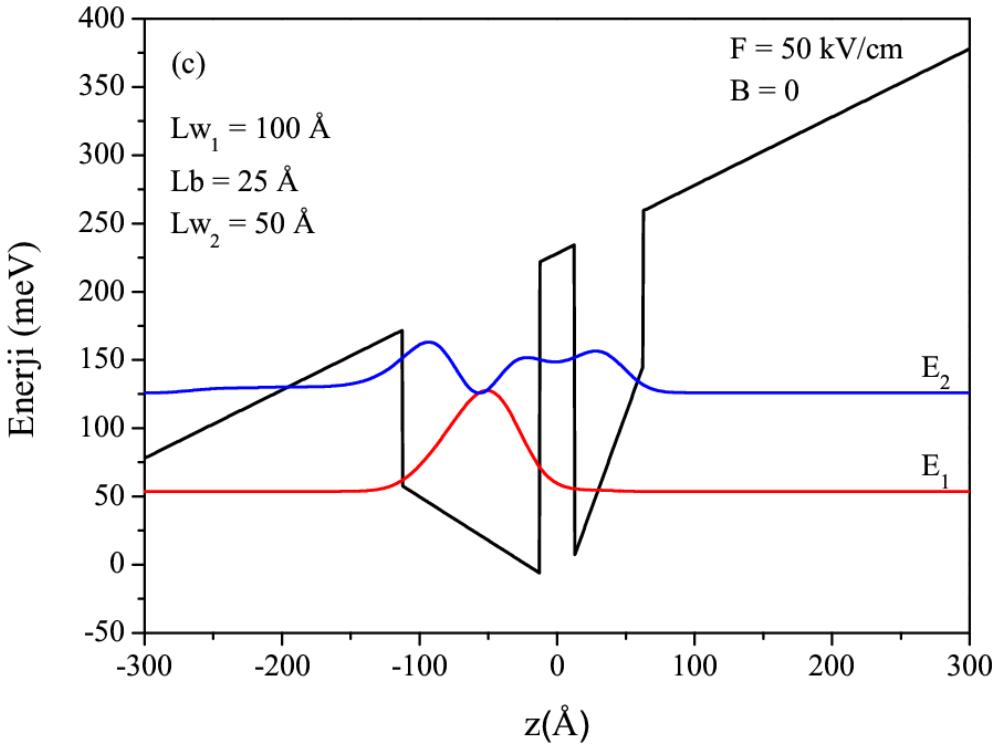


Şekil 5.7 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) sağ kuantum kuyu genişliğine (Lw_2) göre değişimi.

Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının (ΔE) sağ kuantum kuyusunun farklı değerlerine göre değişimi şekil 5.7'de gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü üzere, taban durum enerjisi ve birinci uyarılmış durum enerjisi Lw_2 kuantum kuyu genişliğinin artması ile azalmaktadır. Enerji seviyelerindeki bu azalmanın ana nedeni; yapıdaki Lw_2 kuantum kuyu genişliği artırıldığı zaman kuşatılmış parçacıkların izinli enerji seviyeleri kuantum kuyu tabanına doğru yanaşmaktadır. Bu sonuca bağlı olarak bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkı önce azalıp sonra artmaktadır.


(a)
Lw1 = 100 Å Lb = 25 Å Lw2 = 50 Å
F = 0
B = 0
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300

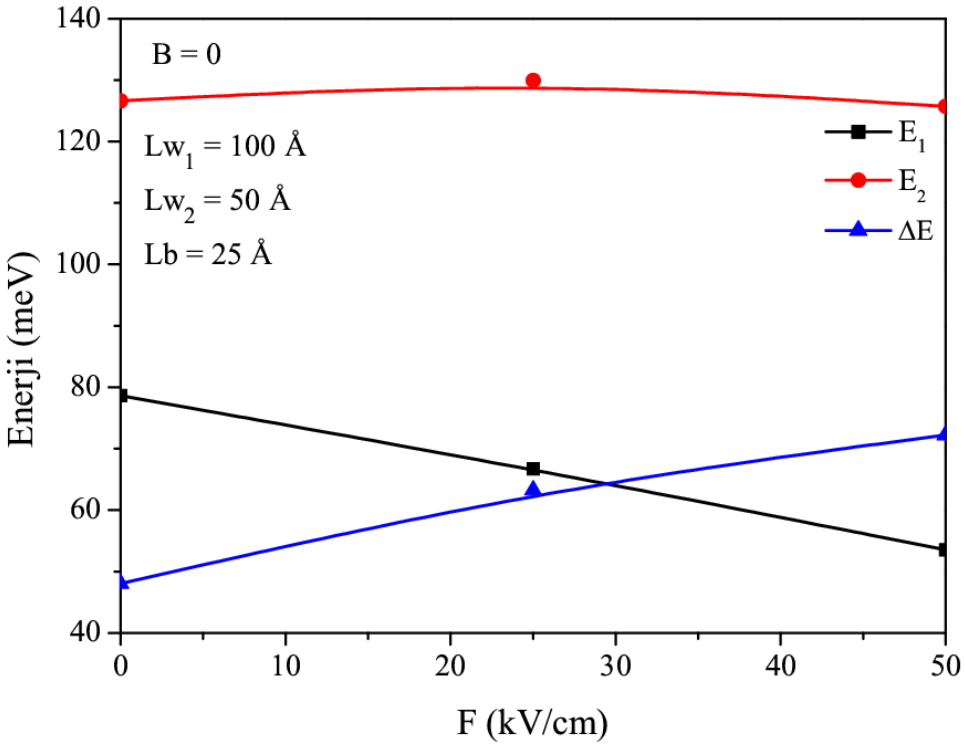

(b)
Lw1 = 100 Å
Lb = 25 Å
Lw2 = 50 Å
F = 25 kV/cm
B = 0
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
350
300
250
200
150
100
50
0
-50
-300
-200
-100
0
100
200
300



Şekil 5.8 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değerinin etkisi [(a)F = 0, (b) F = 25 kV/cm, (c) F = 50 kV/cm].

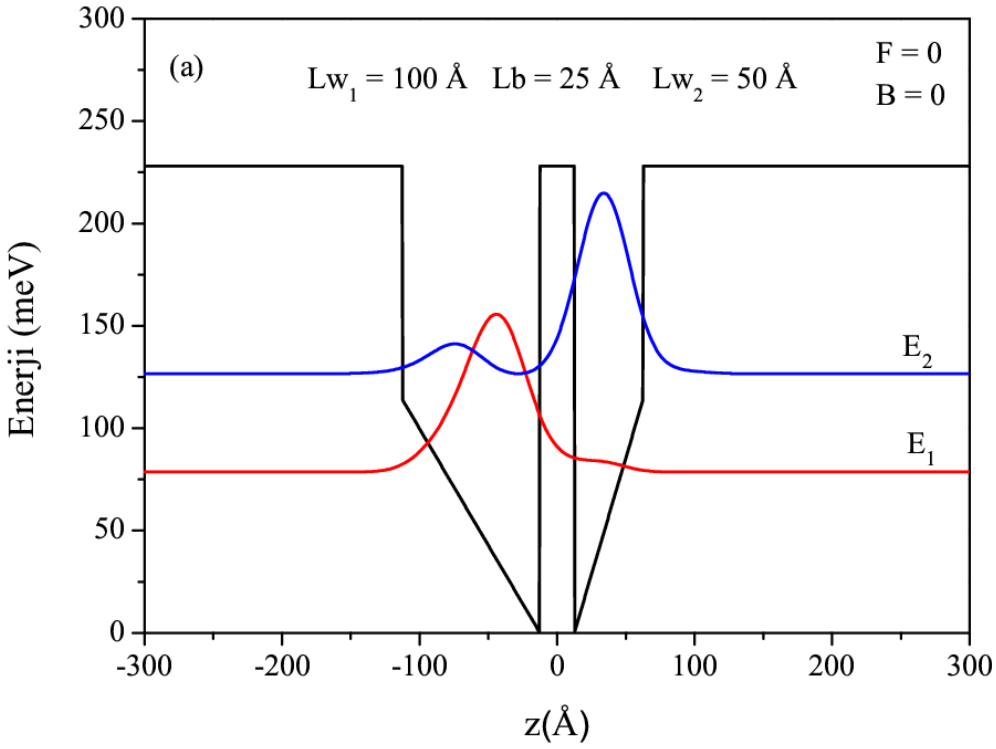
Dış bir manyetik alanın etkisi olmaksızın, asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyesi ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değerinin (F = 0, 25 kV/cm ve 50 kV/cm) etkisi Şekil 5.8(a-c)'de gösterilmiştir. Bu şekillerden görüldüğü gibi; yapı üzerine elektrik alan uygulanmadığı zaman (F = 0) taban durumdaki taşıyıcının sol kuantum kuyusunda bulunma olasılığı daha yüksek iken, birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının ise sağ kuantum kuyusunda bulunma olasılığı daha yüksektir. Yapı üzerine uygulanan elektrik alanın artırılması ile (F = 25 kV/cm, F = 50 kV/cm) taban durumdaki taşıyıcının sağ kuantum kuyusunda bulunma olasılığının neredeyse hiç olmadığı, taşıyıcıların sol kuantum kuyusunda kuşatıldıkları ve birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının ise büyük oranda sol kuantum kuyusuna sürüklendiği görülmektedir. Bunun fiziksel nedeni; yapının büyütme doğrultusunda uygulanan

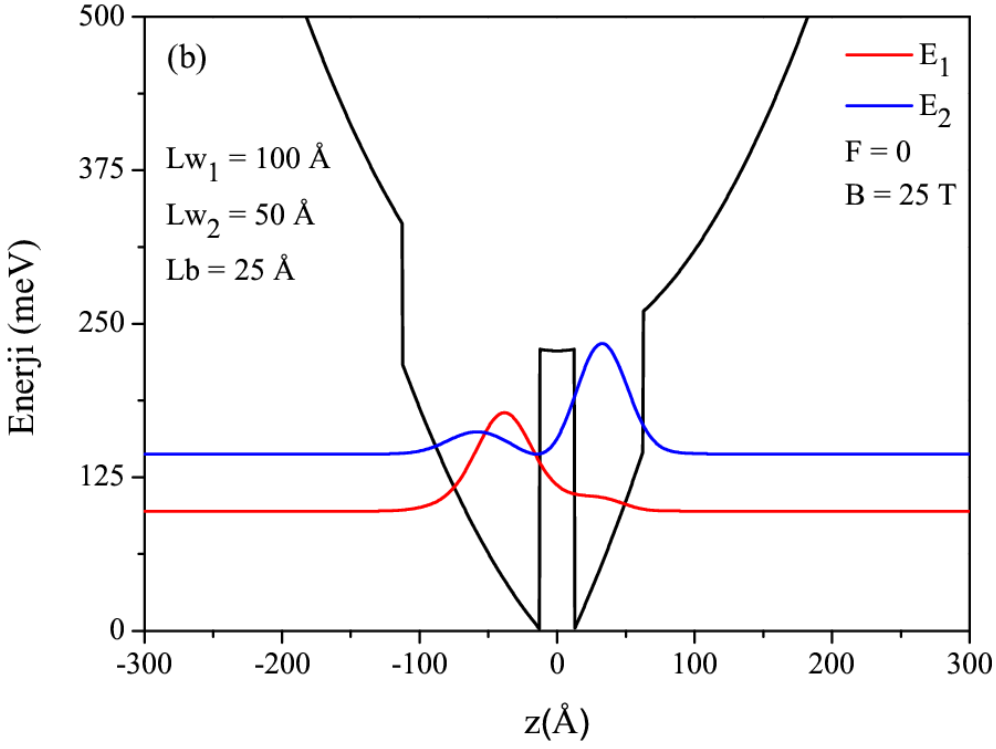
elektrik alanı, kuantum kuyularındaki kuşatılmış negatif yüklü elektronlar üzerine alana zıt yönde bir kuvvet etkisine maruz bırakır. Bu kuvvetin etkisi ile elektronlar alana zıt yönde (sola doğru) sürüklenerek kuşatma potansiyelinde bir bant bükülmesine neden olurlar. Ayrıca, büyütme doğrultusunda uygulanan elektrik alanın artmasıyla birlikte yapıdaki kuşatılmış taşıyıcılar üzerine etkiyen kuvvet daha da büyür ve bant bükülmesi daha çok artar. Bu sayede taşıyıcıların kuantum kuyuları arasındaki tünelleme ihtimali de artar.

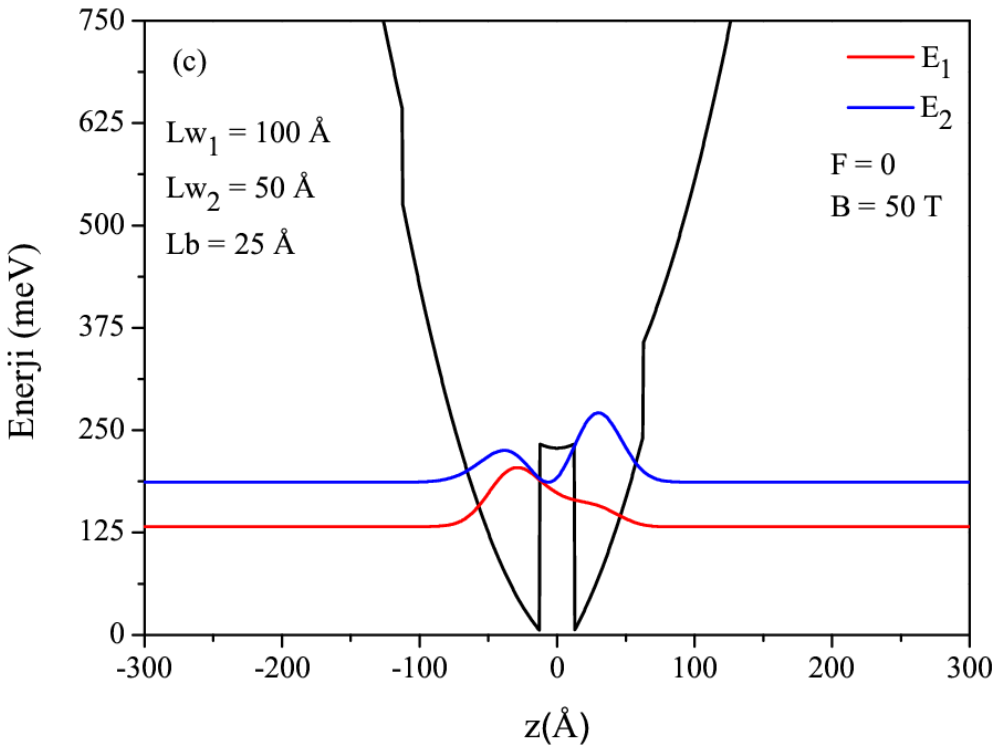


Şekil 5.9 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı elektrik alan değerine (F= 0, F = 25 kV/cm, F = 50 kV/cm) göre değişimi.

Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının (ΔE) büyütme doğrultusunda uygulanan elektrik alana göre değişimi Şekil 5.9'da gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi, uygulanan elektrik alan değerinin artmasıyla, taban durum enerji seviyesi azalırken, birinci uyarılmış durum enerji seviyesi ilk önce bir artış gösterip, maksimum bir değere ulaşır ve sonra uygulanan elektrik alan değeri ile azalır. Buna bağlı olarak da bu iki durum arasındaki enerji farkı artmaktadır. Bunun nedeni; yapıya büyütme doğrultusunda elektrik alan uyguladığımız zaman kuşatma potansiyelimiz alana zıt yönde bükülmeye neden olur ve indüklenen kuşatma potansiyelinin profil geometrisinin bozulmasıyla enerji seviyeleri birbirlerinden ayrılmaya başlarlar. Bundan dolayı da alt bantlar arasındaki enerji farkı artar.

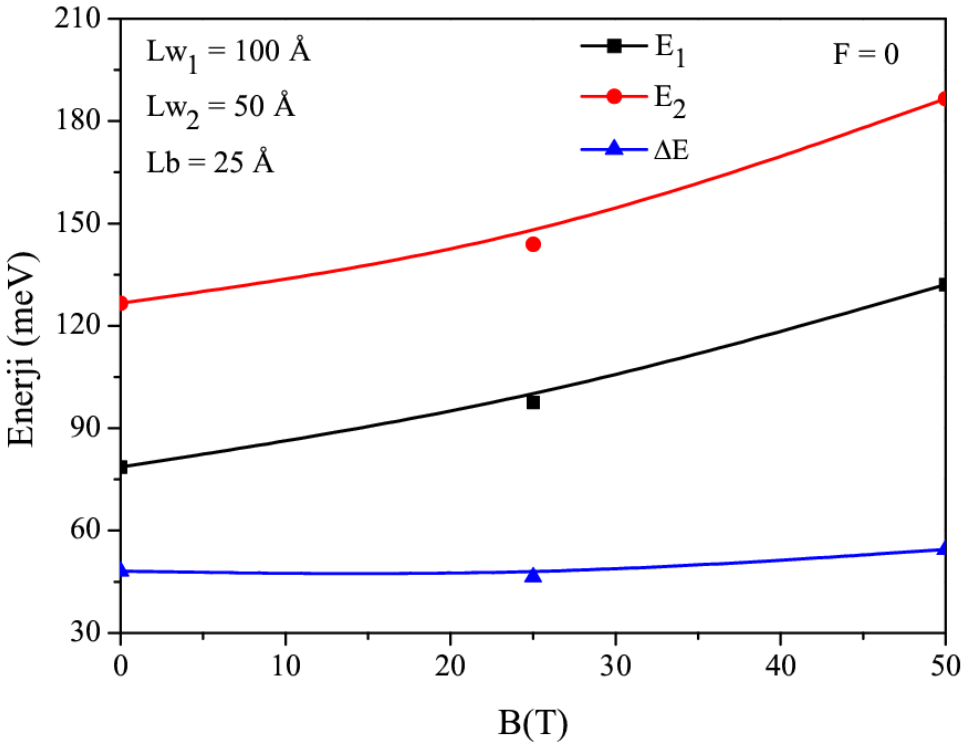

(a)
Lw1 = 100 Å Lb = 25 Å Lw2 = 50 Å
F = 0
B = 0
E2
E1
Enerji (meV)
z(Å)
300
250
200
150
100
50
0
-300
-200
-100
0
100
200
300


(b)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
E1
E2
F = 0
B = 25 T
Enerji (meV)
z(Å)
500
375
250
125
0
-300
-200
-100
0
100
200
300



Şekil 5.10 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyesi ve bu enerji değerlerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine yapıya dik yönde uygulanan üç farklı manyetik alan değerinin etkisi [(a) B=0 (b) B=25 T (c)B=50T].

Dış bir statik elektrik alan etkisi olmaksızın asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun kuşatma potansiyeli, ilk iki alt bant enerji seviyeleri ve bu enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi üzerine yapıya dik doğrultuda uygulanan manyetik alanın etkisi üç farklı manyetik alan değeri (B = 0, 25 T, 50 T) için Şekil 5.10(a-c)'da gösterilmiştir. Bu şekillerden de görüldüğü gibi; manyetik alan uygulanmadığı zaman (B = 0) taban durumdaki taşıyıcının sol kuantum kuyusunda bulunma olasılığı daha yüksek iken birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının sağ kuantum kuyusunda bulunma olasılığı daha yüksektir. Manyetik alan değeri artırıldığı zaman, alt bant enerji seviyelerinin daha üst enerji seviyelerine doğru kaydığı görülmektedir. Bu enerji seviyelerindeki kaymanın ana nedeni; yapıya dik doğrultuda uygulanan manyetik alanın yapı üzerine ek bir geometrik kuşatma sağlamasındandır. Bu ek geometrik kuşatma potansiyeli artan manyetik alan değeri ile artmaktadır. Yüksek manyetik alan değerlerinde ise, kuantum kuyuları içinde kuşatılmış elektronlar arasındaki etkileşim artar.

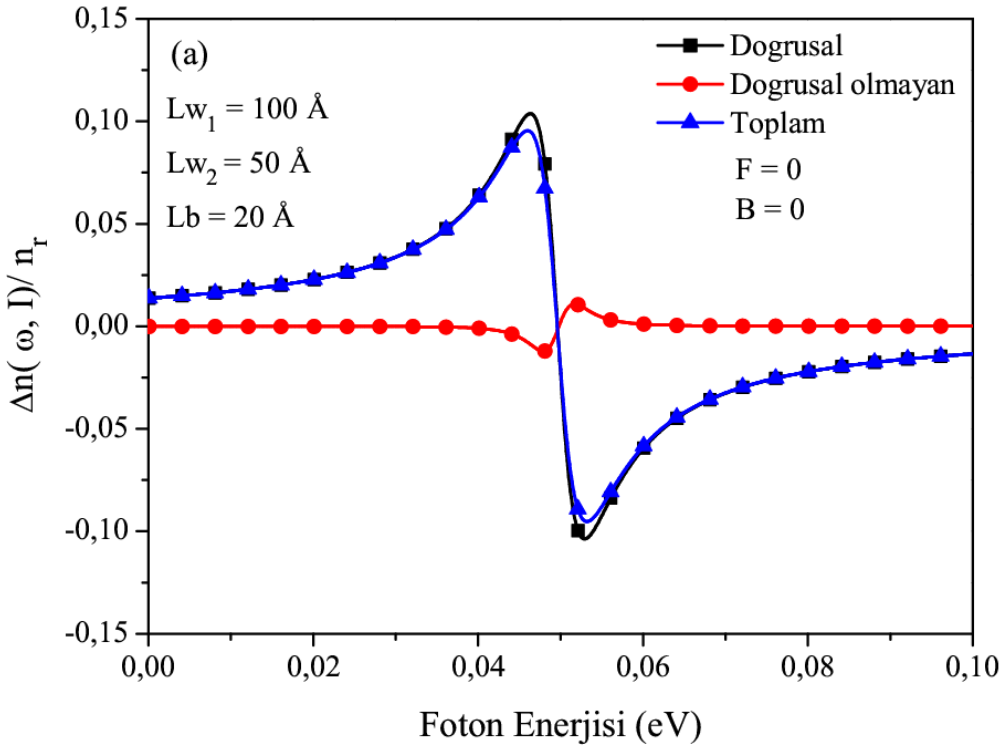


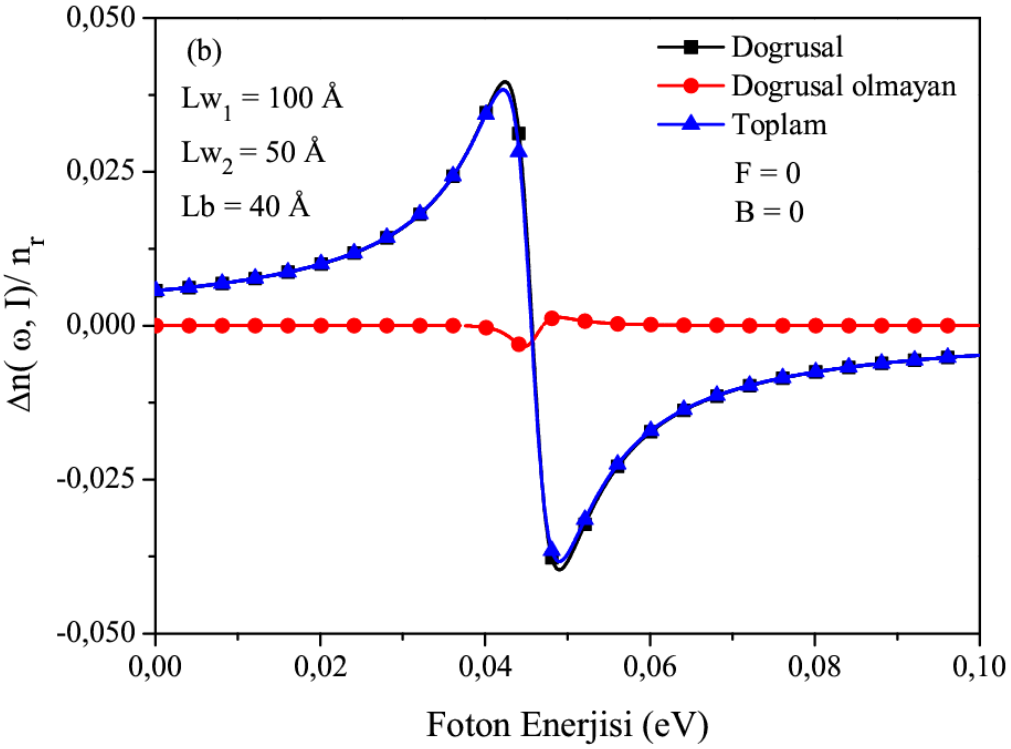
Şekil 5.11 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) yapıya dik doğrultuda uygulanan üç farklı manyetik alan değerine (B = 0, B = 25T, B = 50T) göre değişimi.

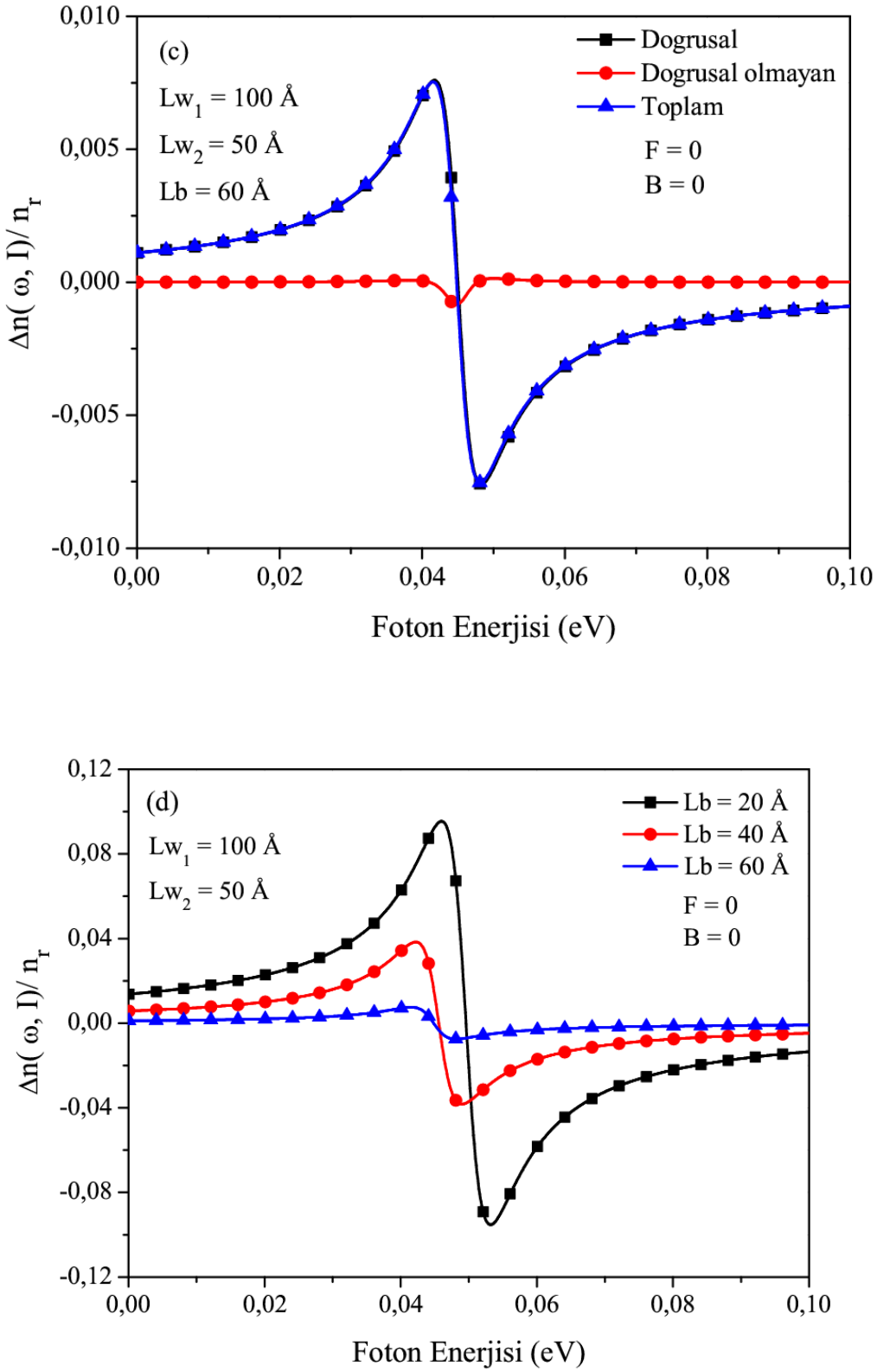
Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum enerji seviyesi (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının (ΔE) yapıya dik uygulanan üç farklı manyetik alan değeri (B = 0, 25 T, 50 T) ile değişimi Şekil 5.11'de gösterilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü gibi, uygulanan manyetik alan değerinin artmasıyla, taban durum ve birinci uyarılmış durum enerjisi seviyelerinin arttığı ve bu iki durum arasındaki enerji farkının da önce azaldığı ve sonra arttığı görülmektedir. Bunun nedeni de bir önceki şekilde açıkladığımız gibi yapıya dik uyguladığımız manyetik alanın kuşatma potansiyeli üzerine getirmiş olduğu ek geometrik kuşatmadır.

6. ELEKTROMANYETİK ALAN ALTINDAKİ ASİMETRİK *GaAs/Ga$_{1-x}$Al$_x$As* ÇİFT EĞİMLİ KUANTUM KUYUSUNUN DOĞRUSAL VE DOĞRUSAL OLMAYAN OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde, bir önceki bölümde analitik olarak hesaplanan asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun enerji özdeğer ve özfonsiyonlarından yararlanarak ve dördüncü bölümde elde edilen denklemleri kullanarak yapı parametrelerinin ve dış alanların doğrusal ve doğrusal olmayan optiksel özelliklere etkisi incelenmiştir. Farklı merkez bariyer kalınlığı, sağ kuantum kuyu genişliği ve uygulanan farklı elektrik ve manyetik alan değerlerinin yapının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisi ve soğurma katsayısı üzerine etkisini hesaplayarak aşağıdaki numerik sonuçlar elde edildi. Yapılan nümerik hesaplamalar için kullanılan fiziksel büyüklükler şu şekildedir: $n_r = 3.2$, $m_e^* = 0.067 m_0$ (burada m_0 serbest elektron kütlesidir), Alüminyum konsantrasyonu $x = 0.3$ için bariyer yüksekliği $V_0 = 228\, meV$ olarak alınmıştır, $\mu = 4\pi 10^{-7} Hm^{-1}$, $\sigma_V = 1 * 10^{23} m^{-3}$, $I = 0.1\, MW/cm^2$, ve $\Gamma = 1/\tau$ ve $\tau = 0.2\, ps$ olarak alınmıştır.

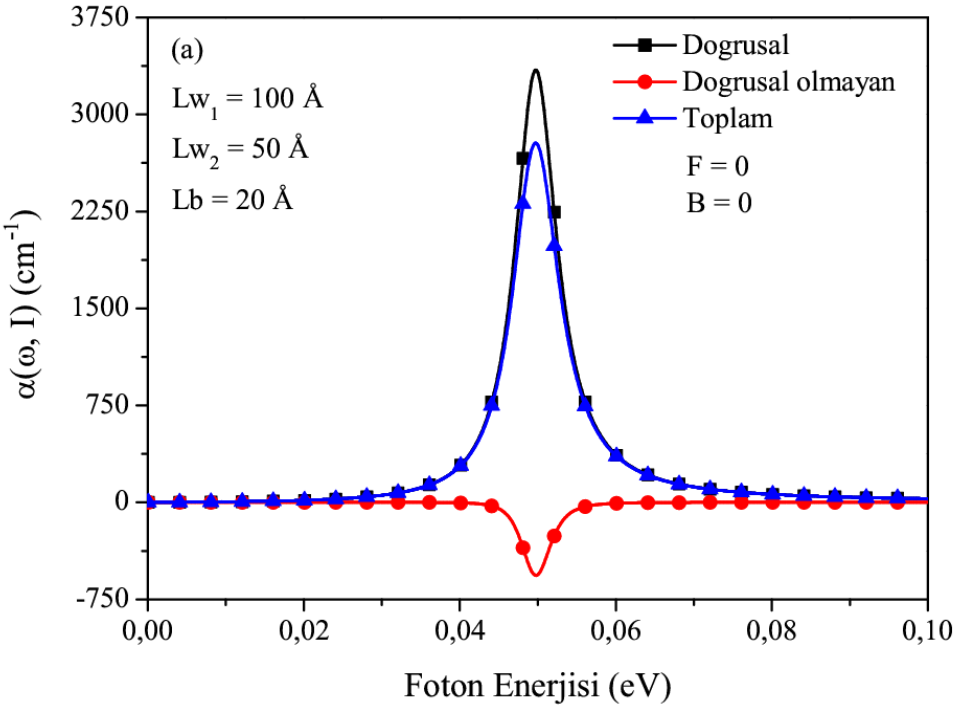

(a)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 20 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
Δn(ω, I)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,15
0,10
0,05
0,00
-0,05
-0,10
-0,15
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

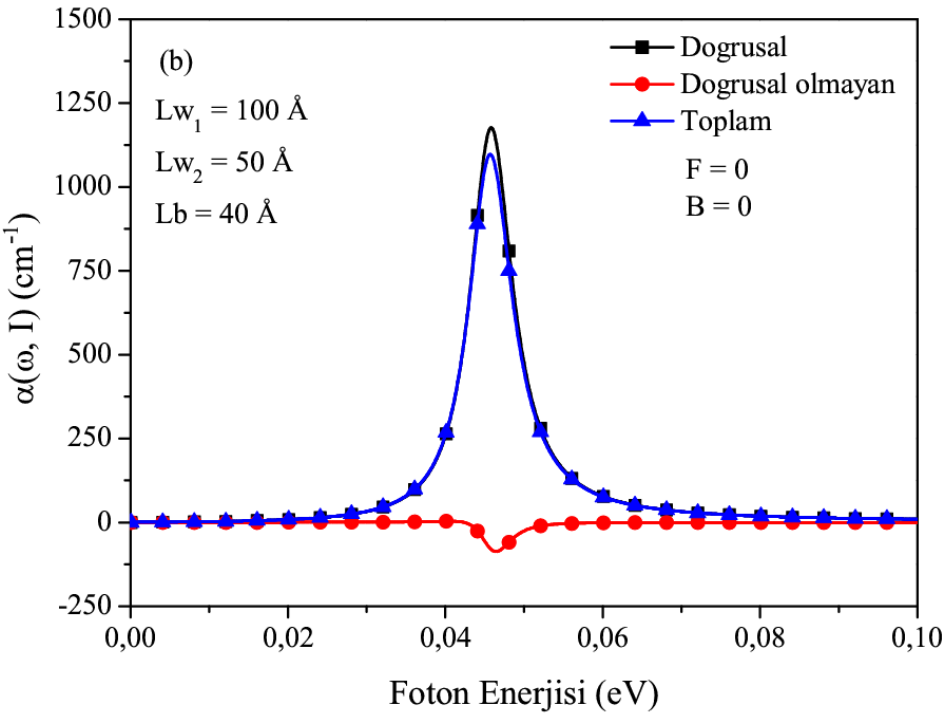

(b)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 40 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
Δn(ω, I)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,050
0,025
0,000
-0,025
-0,050
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

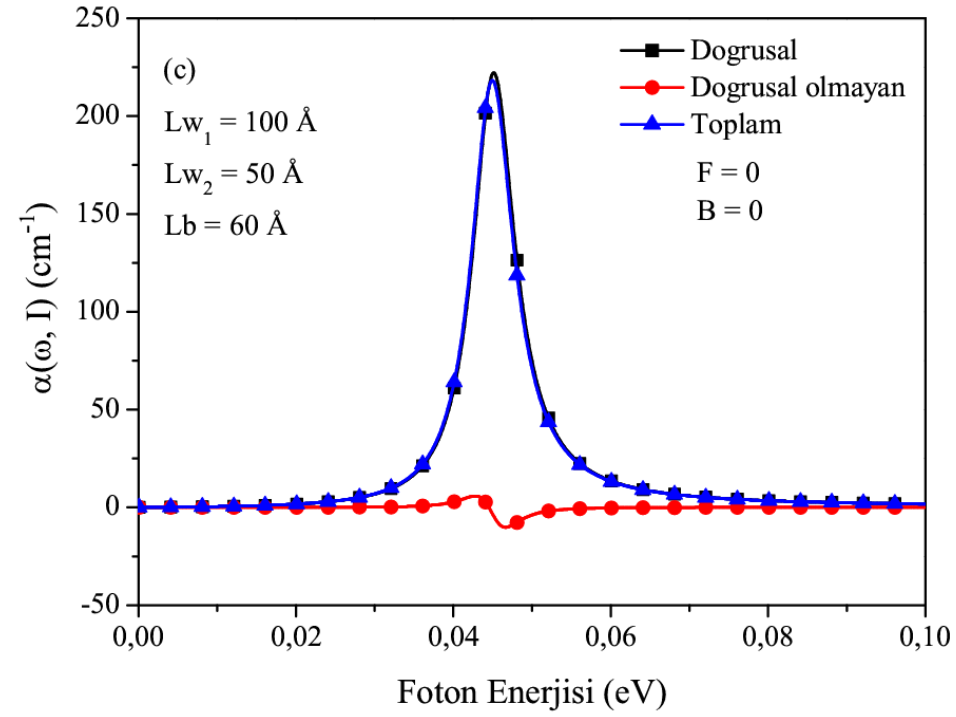


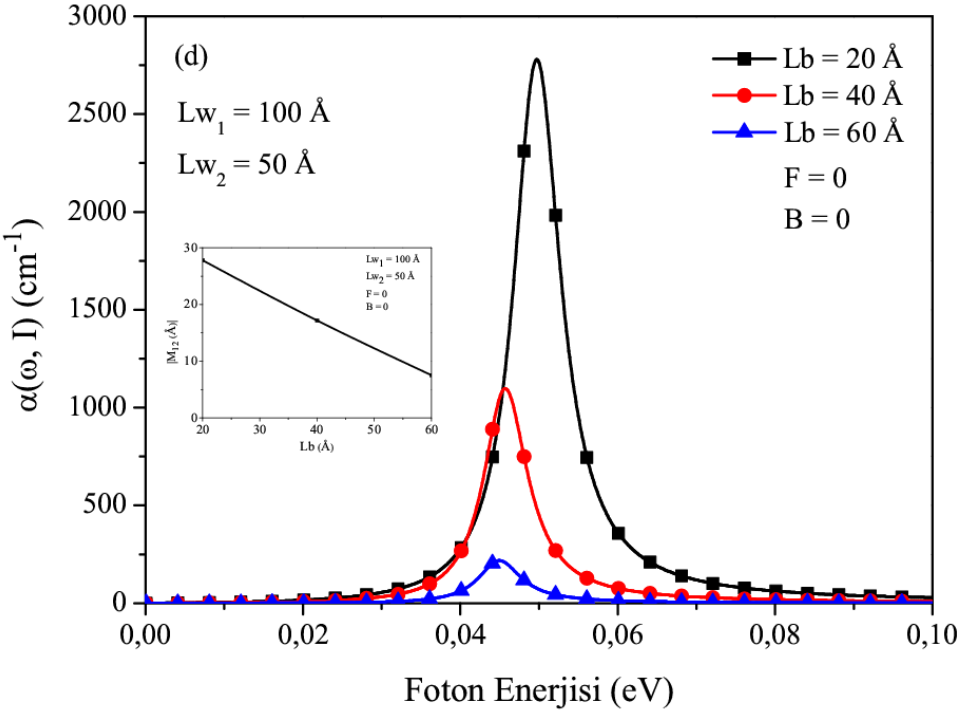
Şekil 6.1 Asimetrik *GaAs/Ga*$_{0.7}$*Al*$_{0.3}$*As* çift eğimli kuantum kuyusunun farklı merkezi bariyer genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.1(a,b,c)'de dış bir elektromanyetik alan olmaksızın asimetrik *GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$* çift eğimli kuantum kuyusunun farklı merkezi bariyer genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisinin değişimleri, şekil 6.1(d)'de ise farklı merkezi bariyer genişliklerinin toplam kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisi gösterilmiştir. Merkezi bariyer genişliği Lb = 20 Å iken (şekil 6.1(a)) kırılma indisinin doğrusal değişimi ile toplam değişimi arasında gözle görünür bir farkın olduğu (doğrusal olmayan etki) görülürken, Lb = 40 Å olduğunda bu değerler arasındaki farkın azaldığı ve Lb = 60 Å olduğunda ise bu değerlerin neredeyse aynı olduğu yani doğrusal olmayan kırılma indisinin değişiminin çok küçük değer aldığı şekil 6.1(c)'den açıkça görülebiliyor. Şekil 6.1(d)'de ise, farklı merkezi bariyer genişliklerinin toplam kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisi görülmektedir. Bu grafikte merkezi bariyer genişliği artırıldığında toplam kırılma indisi değişiminin düşük enerji değerlerine doğru kaydığı (kırmızıya kayma) görülmüştür. Bu davranışın fiziksel nedeni, şekil 5.5'te açıkça görüldüğü gibi, merkez bariyer genişliğinin artması ile kuantum kuyuları arasındaki etkileşimin azalması ile taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) azalması ile açıklanır. Diğer yandan toplam kırılma indisi genliğinin büyüklüğü merkezi bariyer genişliğinin arttırılması ile azaldığı aynı grafikte açıkça görülmektedir. Bu davranış, M_{21} dipol matris elemanı büyüklüğünün azalması ile açıklanabilir. Bu davranışın fiziksel nedeni, merkezi bariyer genişliğinin artırılması ile dalga fonksiyonlarının çakışmalarının (overlop) azalmasıdır. Böylelikle toplam kırılma indisi genliğinin büyüklüğü merkezi bariyer genişliği ile azalır.


(a)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 20 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)
3750
3000
2250
1500
750
0
-750
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

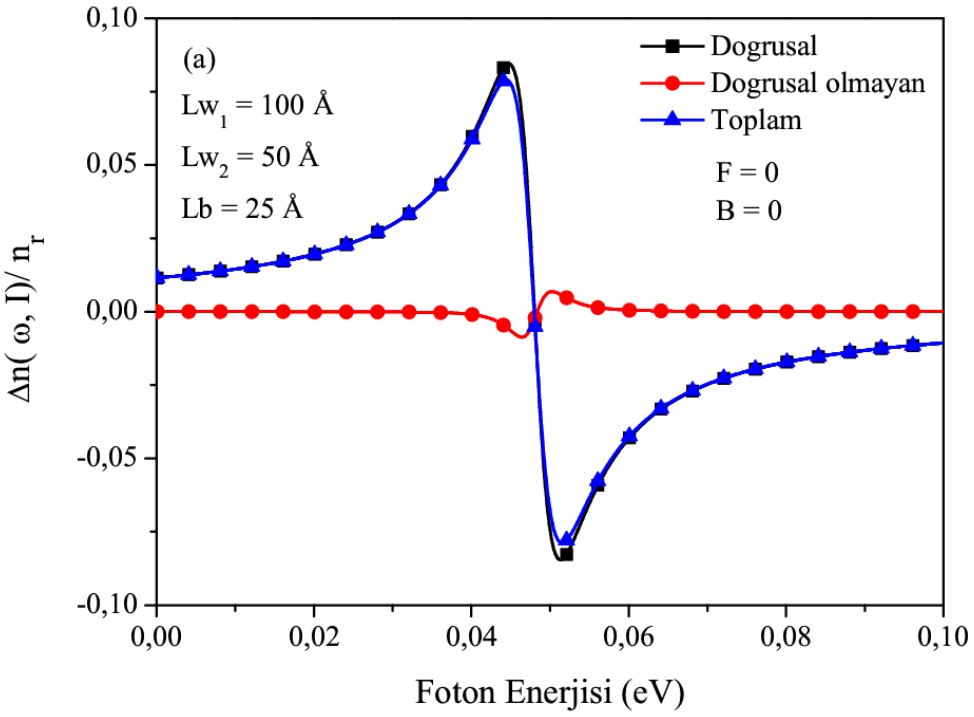

(b)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 40 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)
1500
1250
1000
750
500
250
0
-250
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

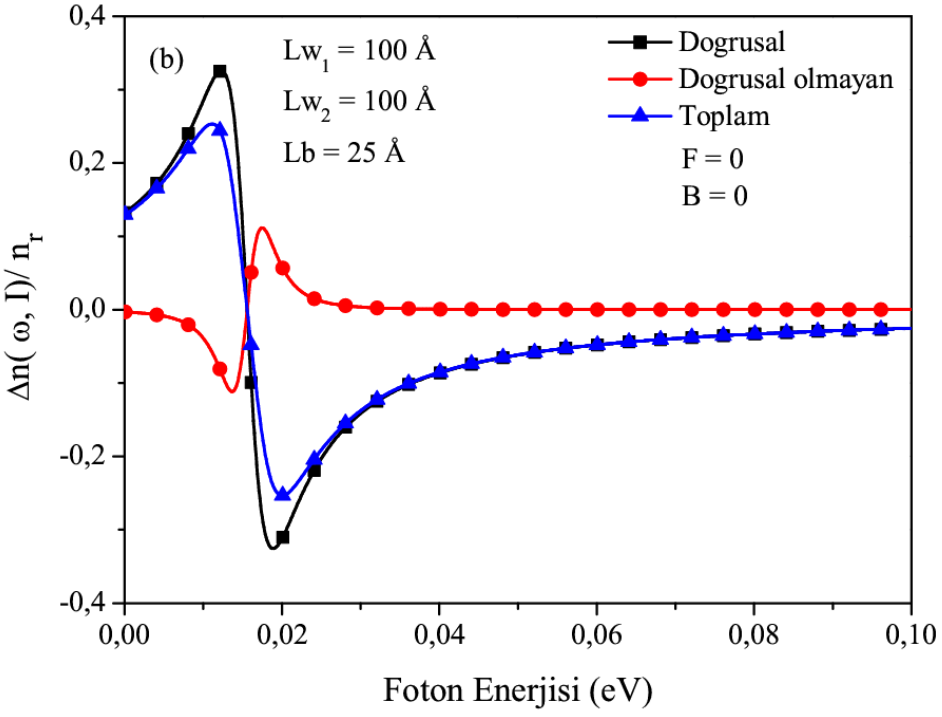


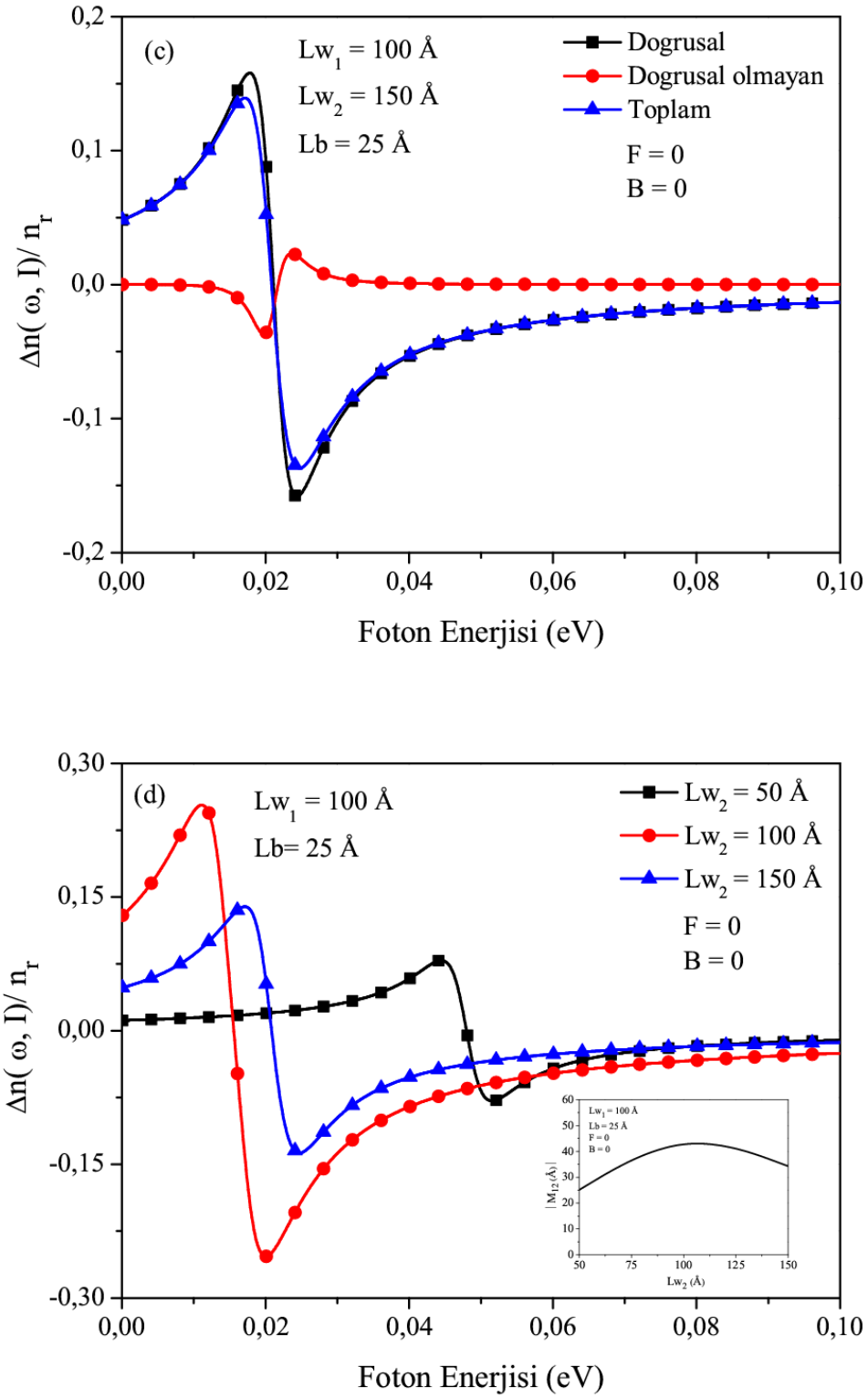


Şekil 6.2 Asimetrik *GaAs/Ga*$_{0.7}$*Al*$_{0.3}$*As* çift eğimli kuantum kuyusunun farklı merkezi bariyer genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.2(a,b,c)'de dış bir elektromanyetik alan olmaksızın asimetrik *GaAs/*$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine merkezi bariyer genişliğinin etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.2(d)'de ise farklı merkezi bariyer genişliklerinin toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi gösterilmiştir. Şekil 6.2(a,b,c)'den görüldüğü gibi merkezi bariyer genişliği büyütüldüğünde doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayısının gittikçe küçüldüğü görülmektedir. Buna bağlı olarak da toplam optiksel soğurma katsayısının yaklaşık olarak doğrusal optiksel soğurma katsayına eşit olduğu görülmektedir. Şekil 6.2(d)'ye baktığımızda, merkezi bariyer genişliğinin büyütülmesi ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin azaldığı ve tepe pozisyonlarının daha düşük enerjilere doğru (kırmızıya kayma) kaydığı görüldü. Toplam optiksel soğurma katsayısının tepe pozisyonundaki bu kayma, optik bir geçişin gerçekleştiği ardışık enerji seviyeleri (E_{21}) arasındaki enerji farkındaki azalmadan kaynaklanmaktadır (Bkz. Şekil 5.5). Toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin büyüklüğündeki azalma ise, M_{21} dipol matris elemanının azalması ile açıklanabilir. Şekil 6. 2(d)'deki ekli küçük grafikten görüldüğü gibi dipol matris elemanının büyüklüğü artan merkezi bariyer genişliği ile azalmaktadır. Bu sonuç bize merkezi bariyer genişliğinin artması ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin azalacağını gösterir.

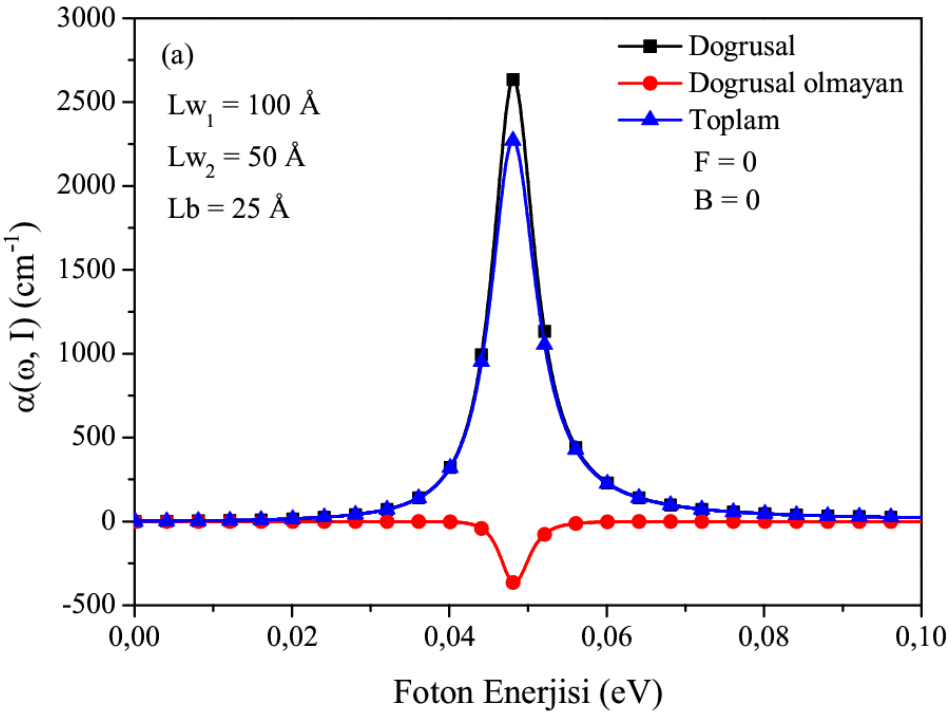

(a)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
Δn(ω, Γ)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,10
0,05
0,00
-0,05
-0,10
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

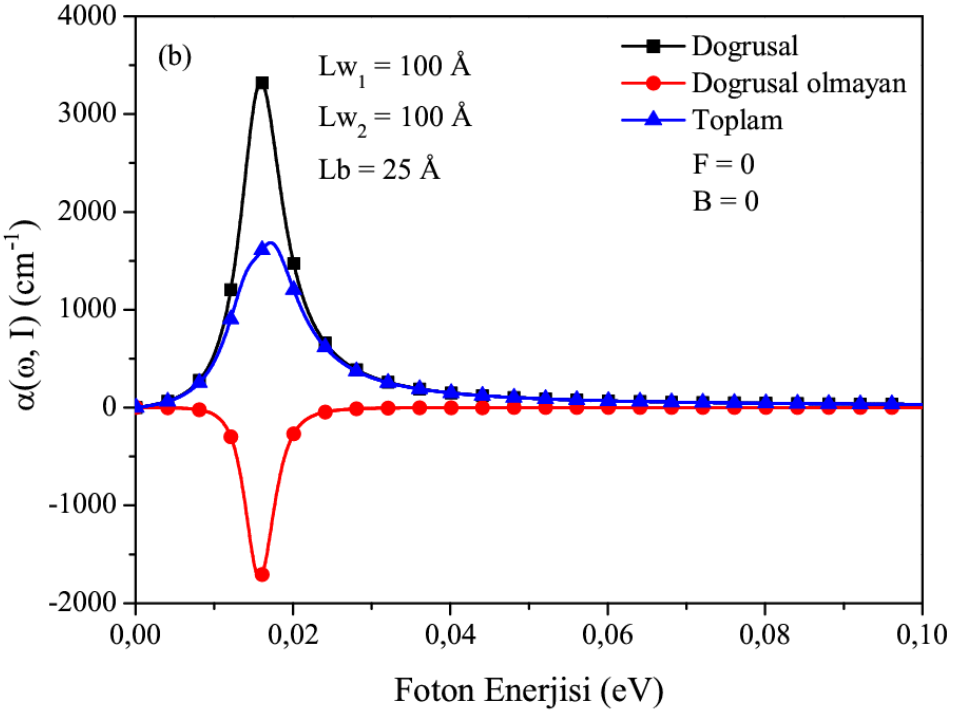

(b)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 100 Å
Lb = 25 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
Δn(ω, Γ)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,4
0,2
0,0
-0,2
-0,4
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

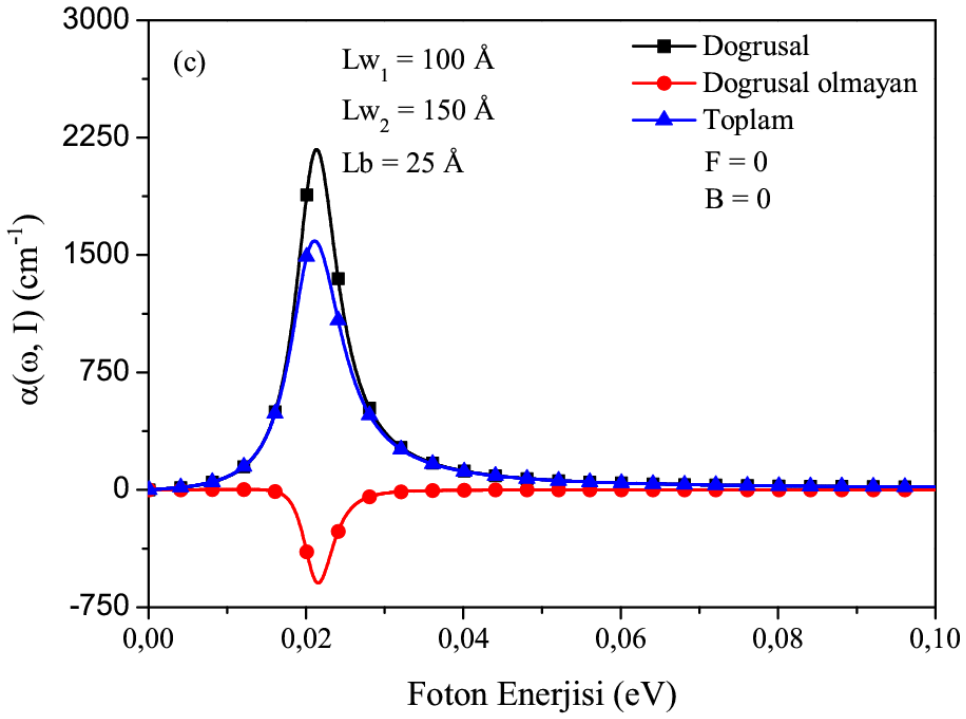


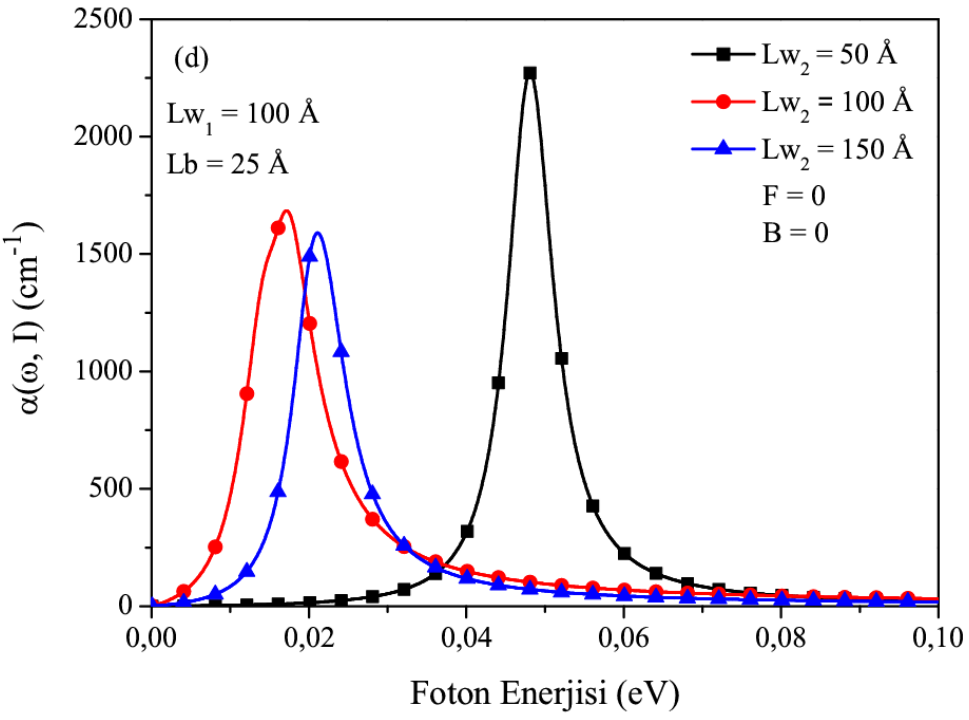
Şekil 6.3 Asimetrik *GaAs/Ga*$_{0.7}$*Al*$_{0.3}$*As* çift eğimli kuantum kuyusunun farklı sağ kuantum kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.3(a,b,c)'de bir dış elektromanyetik alan olmaksızın asimetrik *GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$* çift eğimli kuantum kuyusunun sol kuantum kuyusu (Lw_1 = 100 Å) ve merkez bariyer genişliği (Lb = 25 Å) sabit tutularak üç farklı sağ kuantum kuyusu genişlikleri (Lw_2 = 50 Å, 100 Å ve 150 Å) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisinin değişimleri, şekil 6.3(d)'de ise bu üç farklı sağ kuantum kuyu genişliklerinin toplam kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisi gösterilmiştir. Şekil 6.3'e baktığımızda Lw_2 =50 Å iken doğrusal olmayan kırılma indisinin değerinin oldukça küçük olduğu görülmektedir. Sistem asimetrik olduğu sürece sağ kuantum kuyu genişliği arttıkça (Lw_2 = 150 Å) doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişiminin büyüdüğü görülmüştür. Bu elde edilen sonuç bize yapının sağ kuantum kuyu genişliğinin artırılması ile doğrusal olmayan etkinin büyüdüğü ve bunun sonucu olarak da toplam kırılma indisi ile doğrusal kırılma indisi arasındaki farkın arttığını göstermiştir. Simetrik yapıda ise (Bkz. Şekil 6.3(b)) doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişimin çok daha büyük değer aldığı görülüyor. Bu davranışın fiziksel nedenini açıklayacak olursak; Lw_2 = 50 Å ve Lw_2 = 150 Å iken yapımız asimetriktir ve asimetrik yapılarda elde edilen enerji özfonksiyonları dipol matris elemanlarının (M_{11}, M_{22}) sıfırdan farklı sayısal değer almasına neden olur. Simetrik durumda ise (Lw_2 = 100 Å) M_{11} ve M_{22} dipol matris elemanları sıfır sayısal değerini verir. Bu dipol matris elemanlarının sayısal değerleri doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişmenin küçülmesine neden olduğu görülür (Bkz. Denklem 4.37). Fakat baskın olan terim ise M_{12} dipol matris elemanıdır. Genel davranış M_{12} dipol matris elemanın büyüklüğüne bağlıdır. Şekil 6.3(d)' ye baktığımızda sağ kuantum kuyu genişliğinin 50 Å'dan 100 Å'a çıktığı zaman toplam kırılma indisinin genliğinin arttığı görülür. Bunun nedeni şekil 6.3(d)' deki ekli grafikten görüldüğü gibi M_{12} dipol matris elemanının büyümesidir. Yapımız simetriğe döndüğü için de altbantlar arasındaki enerji farkı çok küçük olduğundan dolayı toplam kırılma indisi piki düşük enerji değerlerine yani kırmızıya doğru kayar (Bkz. Şekil 5.7). Sağ kuantum kuyu genişliği 100 Å'dan 150 Å'a çıkarıldığı zaman ise yapımız tekrar asimetrik olur ve toplam kırılma indisi değişimi piki altbantlar arası enerji farkı arttığı için büyük enerji seviyelerine yani maviye doğru kayar. Toplam kırılma indisi pikinin büyüklüğü ise M_{12} dipol matris elemanının büyüklüğünün azalması nedeni ile küçülür.


(a)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)
3000
2500
2000
1500
1000
500
0
-500
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

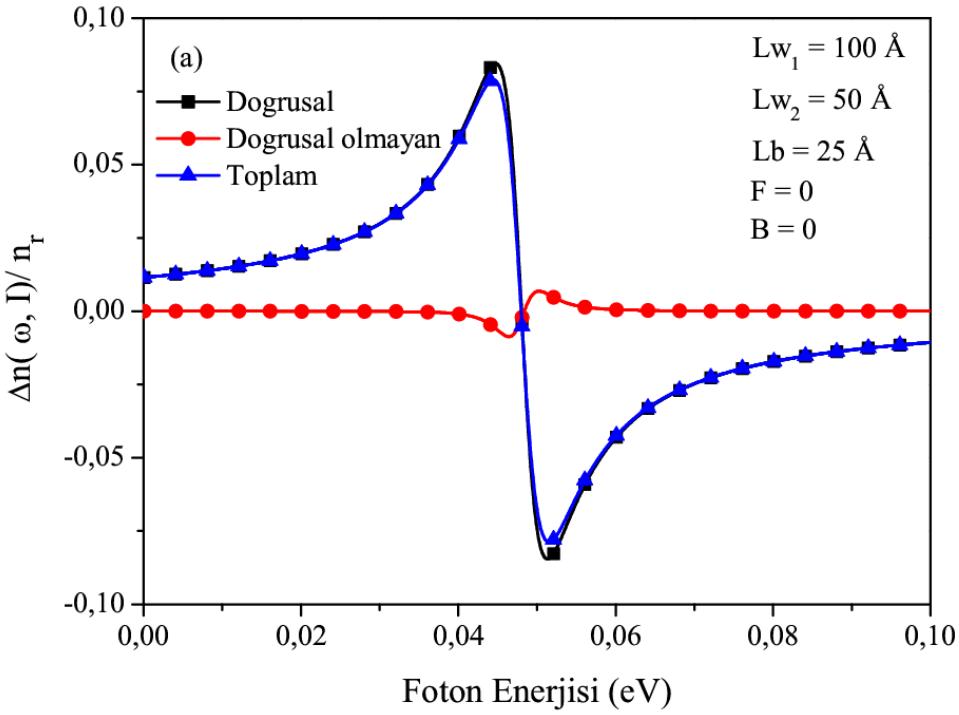

(b)
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 100 Å
Lb = 25 Å
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
F = 0
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)
4000
3000
2000
1000
0
-1000
-2000
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

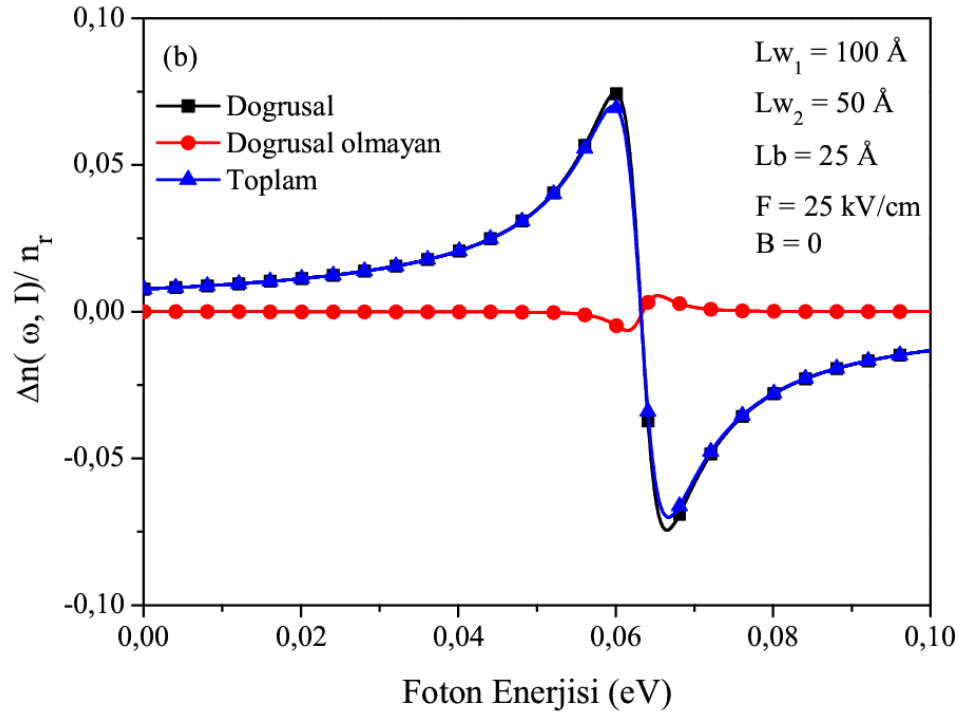


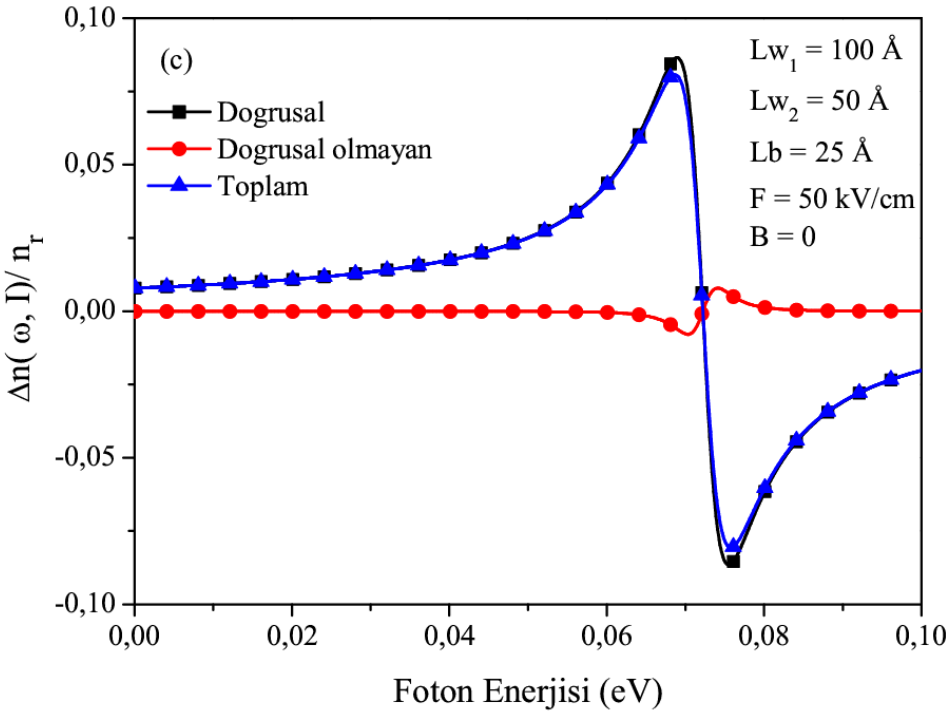


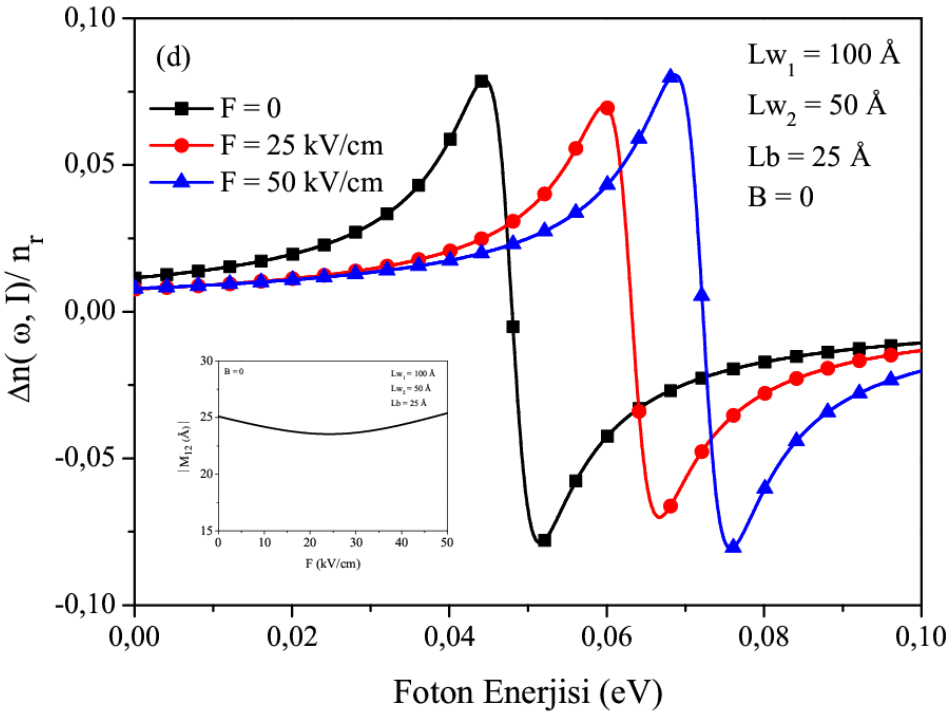
Şekil 6.4 Asimetrik *GaAs/Ga*$_{0.7}$*Al*$_{0.3}$*As* çift eğimli kuantum kuyusunun farklı sağ kuantum kuyu genişlikleri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.4(a,b,c)'de dış bir elektromanyetik alan olmaksızın asimetrik *GaAs/$Ga_{0.7}Al_{0.3}As$* çift eğimli kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine sağ kuantum kuyu genişliğinin etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.4(d)'de ise farklı sağ kuantum kuyu genişliklerinin toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi gösterilmiştir. Asimetrik etkiye baktığımızda Şekil 6.4(a,c)'den görüldüğü gibi sağ kuantum genişliği 50 Å olduğunda doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayısı 150 Å'dakinden daha küçüktür. Bu demektir ki asimetrik yapıda sağ kuantum kuyu genişliği büyütüldüğünde doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayısının büyüdüğü görülmektedir. Bu sonuç bize toplam optiksel soğurma katsayısı ile doğrusal optiksel soğurma katsayısı büyüklüğü arasındaki farkında gittikçe büyüyeceğini göstermektedir. Simetrik etkiye baktığımızda bir önceki grafikte de açıkladığımız gibi M_{11} ve M_{22} dipol matris elemanları sıfıra gittiği için doğrusal olmayan soğurma katsayısı daha büyük bir değer alır (Bkz. Denklem 4.33). Şekil 6.4(d)'ü incelediğimizde, sağ kuantum kuyu genişliğinin büyütülmesi ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin azaldığı ve tepe pozisyonlarının da önce düşük enerjiye (simetrik etki) yani kırmızıya daha sonra ise yüksek enerjiye yani maviye kaydığı görülmektedir. Toplam optiksel soğurma katsayısının tepe pozisyonundaki bu kayma, (Bkz. Şekil 5.7) optiksel bir geçişin gerçekleştiği en düşük iki altbant enerji seviyeleri (E_{21}) arasındaki enerji farkındaki değişimlerden kaynaklanmaktadır.


(a)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 0
B = 0
Δn(ω, I)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,10
0,05
0,00
-0,05
-0,10
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

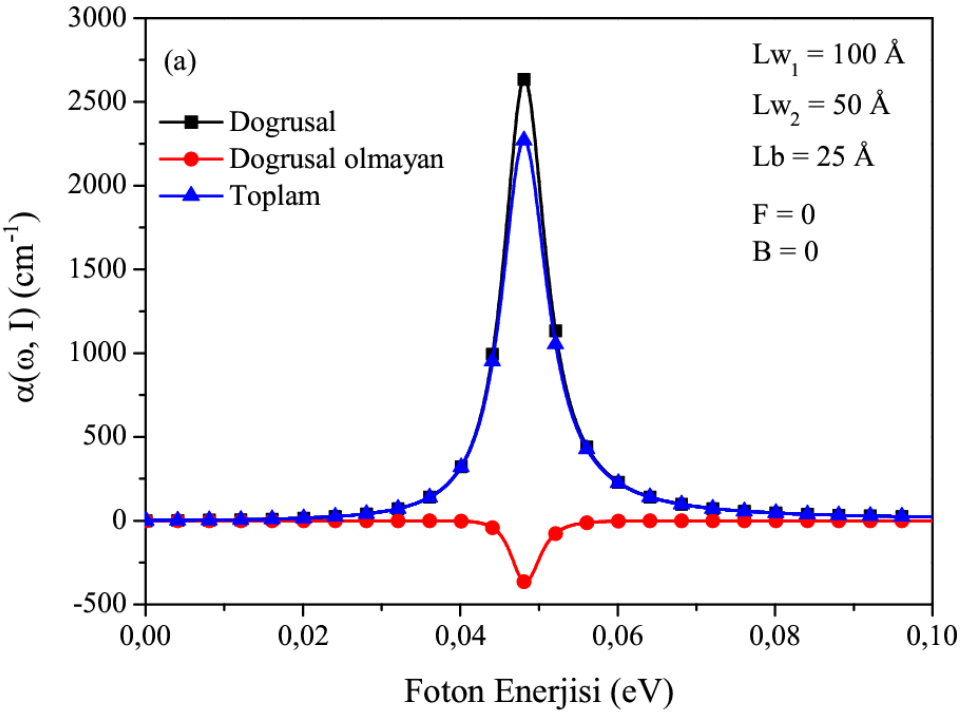

(b)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 25 kV/cm
B = 0
Δn(ω, I)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,10
0,05
0,00
-0,05
-0,10
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

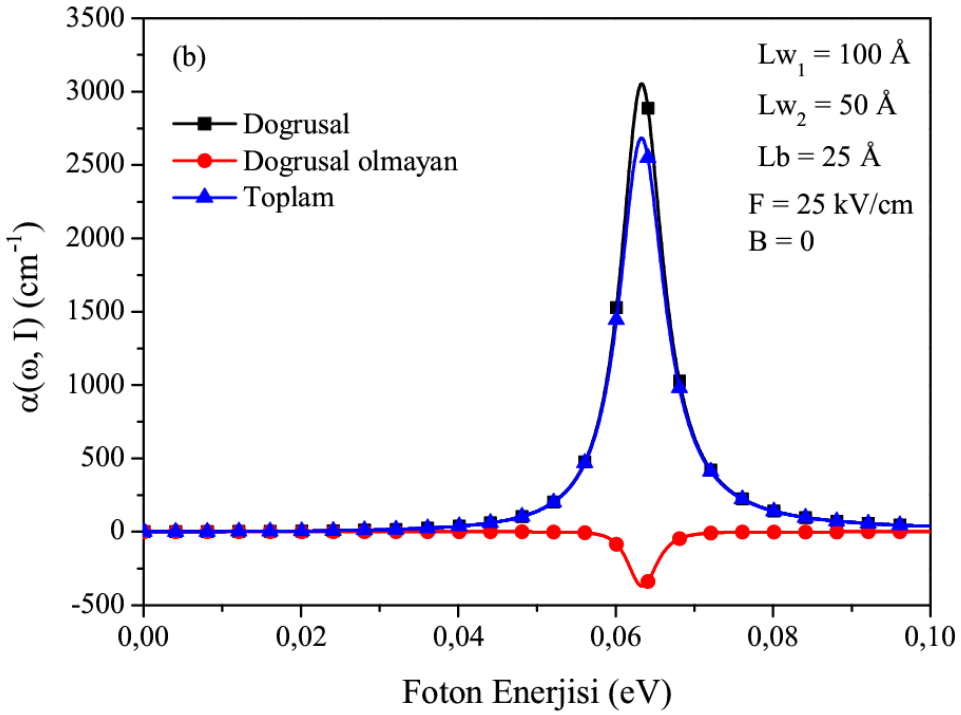


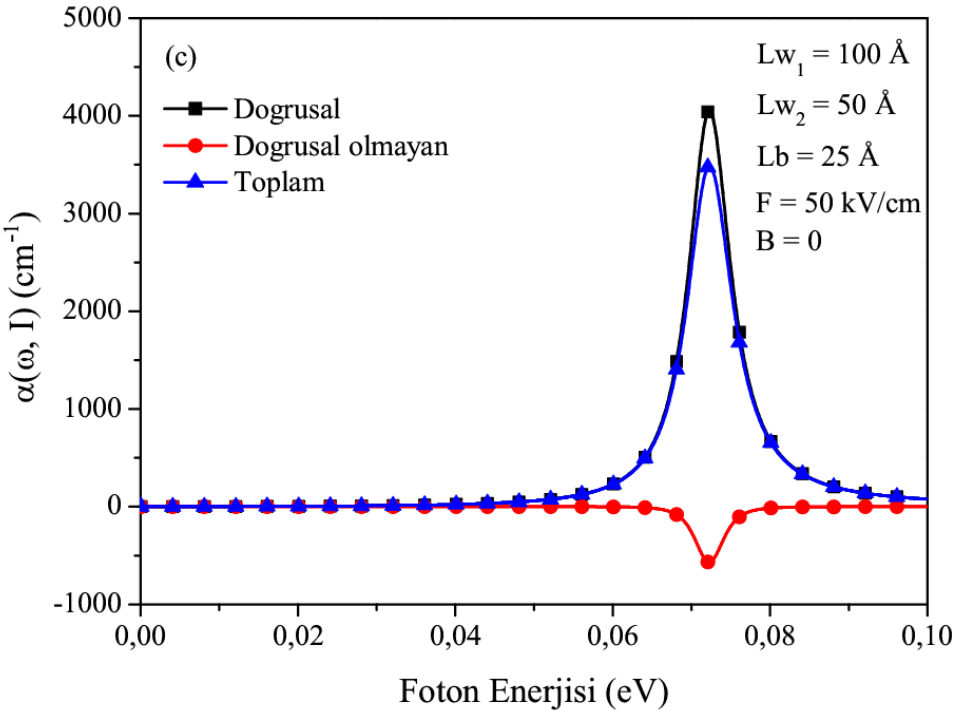


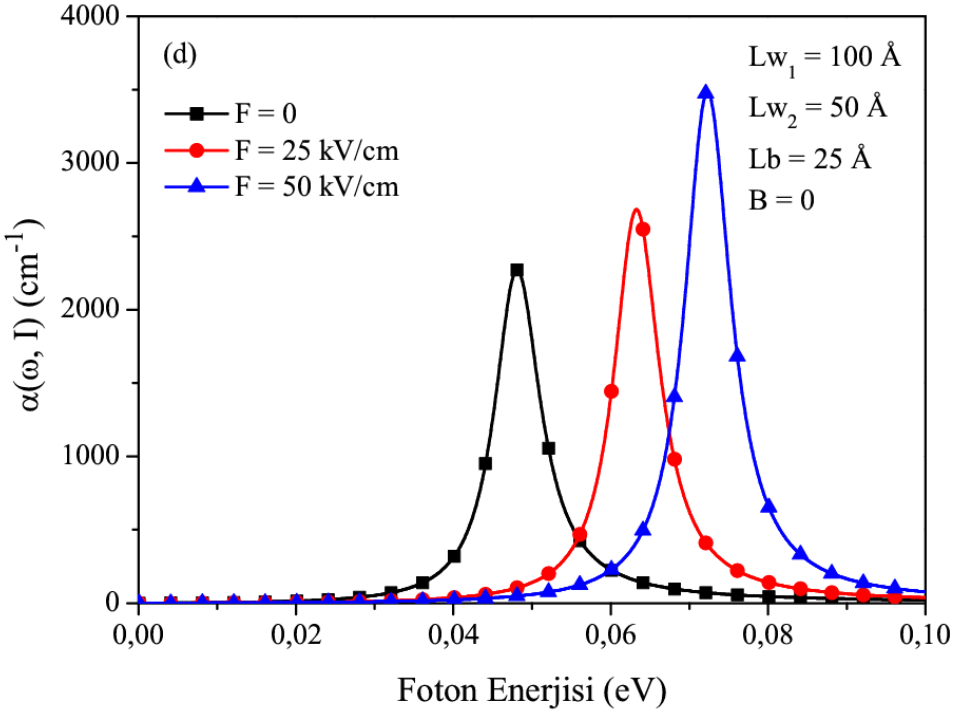
Şekil 6.5 Asimetrik *GaAs/Ga*$_{0.7}$*Al*$_{0.3}$*As* çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.5(a,b,c)'de dış bir manyetik alan olmaksızın asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değeri (F = 0, 25kV/cm ve 50kV/cm) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisinin değişimleri, şekil 6.5(d)'de ise büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değerinin toplam kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisi gösterilmiştir. Şekil 6.5(a,b,c)' ye baktığımızda yapımıza uyguladığımız statik elektrik alan büyüklüğünün artması ile yapının kuşatma potansiyelinde oluşan asimetri nedeniyle, statik elektrik alan F = 0'dan F = 25 kV/cm'ye çıkarıldığında doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişimin küçüldüğü F = 50 kV/cm'ye çıkarıldığında ise büyüdüğü görülmektedir. Şekil 6.5(d)'de ise, statik elektrik alan büyüklüğünü artırdığımızda toplam kırılma indisi büyüklüğünün değişiminin önce azaldığı sonra ise arttığı ve pik pozisyonunun yüksek enerji değerlerine doğru yani maviye doğru kaydığı görülmektedir. Toplam kırılma indisinin büyüklüğündeki bu değişim, M_{21} dipol moment matris elemanının statik elektrik alan değişimiyle açıklanabilir (Bkz. Şekil 6.5 içindeki dipol moment matris elamanının statik elektrik alan ile değişim grafiği). Şekil 6.5(d)'deki ekli grafikte M_{21} dipol moment matris elemanının statik elektrik alanın F = 0 değerinden F = 25 kV/cm değerine çıktığında azaldığı, F = 25 kV/cm değerinden F = 50 kV/cm değerine çıktığında ise arttığı görülmektedir. Bu davranışın fiziksel nedeni olarak, optik geçişlerin gerçekleştiği en düşük iki altbant enerji seviyesinin özfonksiyonları arasındaki dalga fonksiyonlarının çakışmasının büyüklüğünün statik elektrik alan ile değişimine sıkı sıkıya bağlı olduğu söylenebilir. Pik pozisyonunun yüksek enerji değerlerine kaymasının fiziksel nedeni ise, (Bkz. Şekil 5.9), statik elektrik alan değerinin artması ile taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) artması ile açıklanır.


(a)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 0
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)


(b)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 25 kV/cm
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)

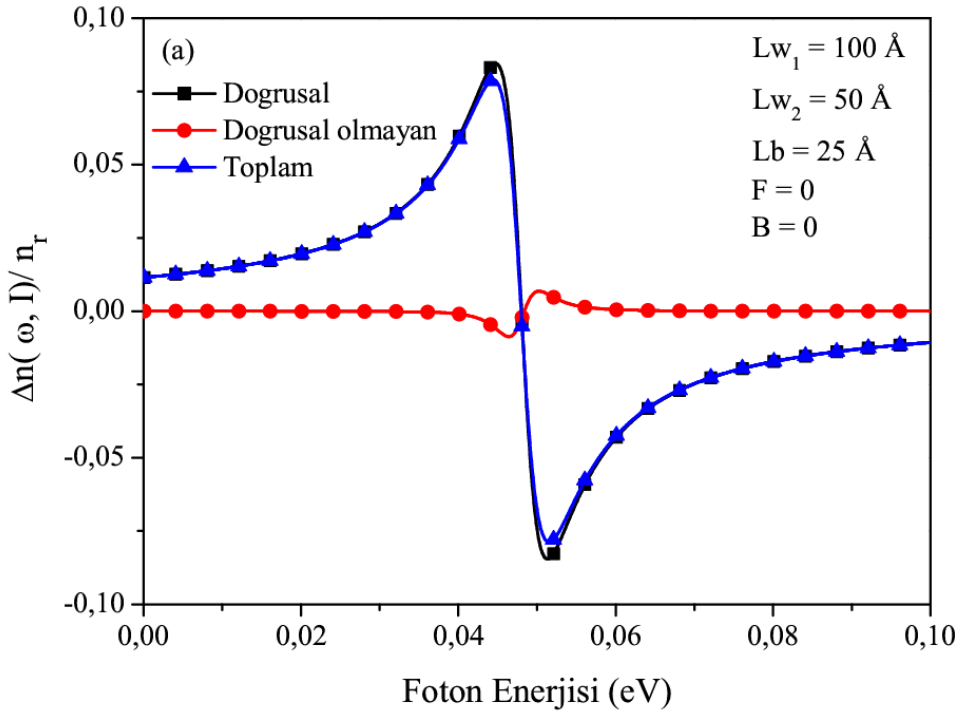


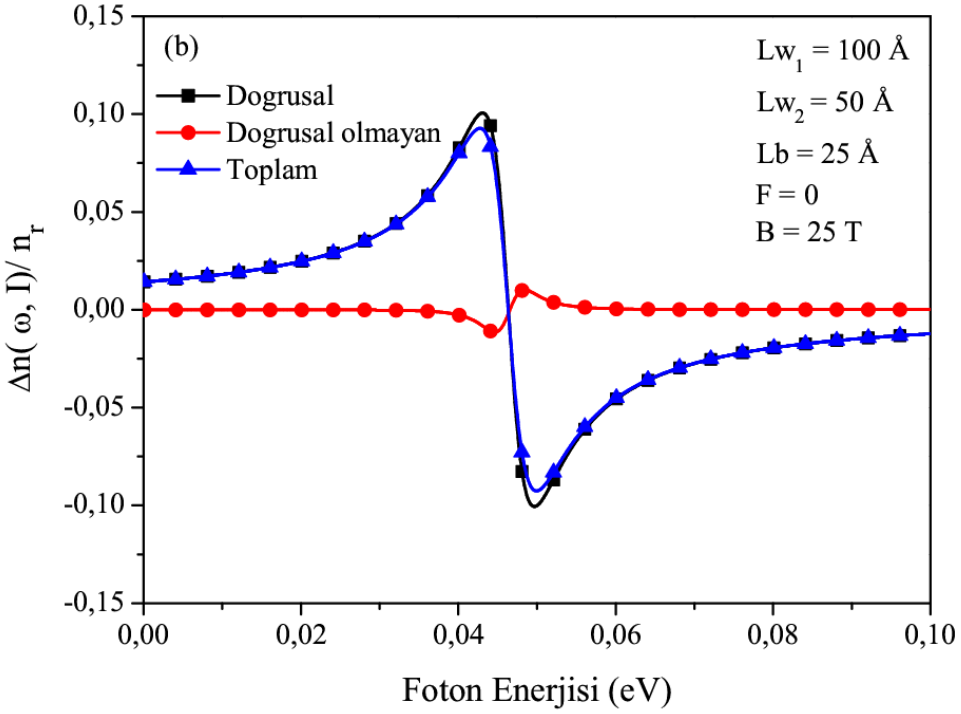


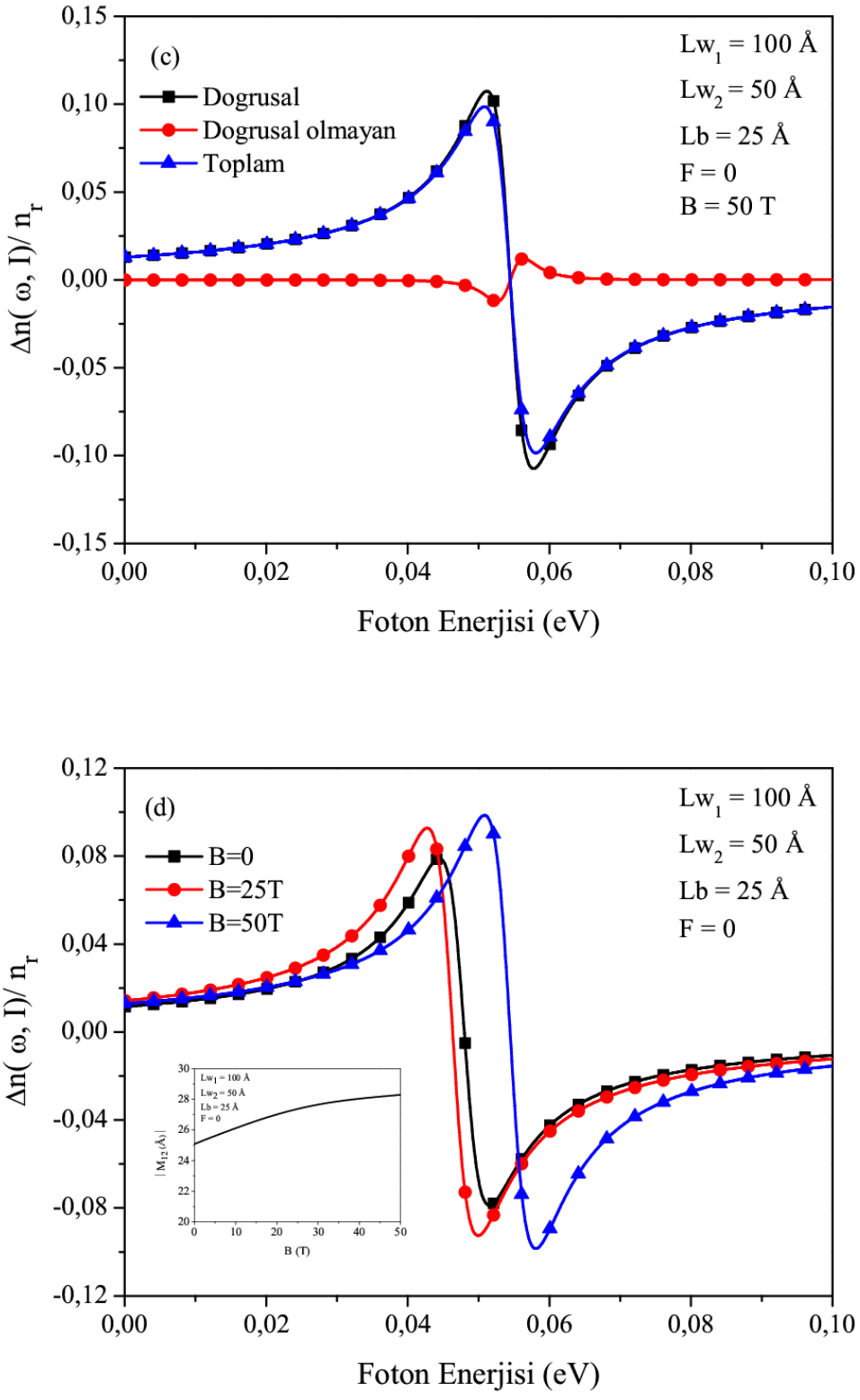
Şekil 6.6 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.6(a,b,c)'de dış bir manyetik alan olmaksızın asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli 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 6.6(d)'de ise üç farklı statik elektrik alan değerlerinin toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi gösterilmiştir.

Şekil 6.6(a,b,c)'den görüldüğü gibi yapı üzerine uygulanan statik elektrik alan değeri büyütüldüğünde, doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayısının önce küçüldüğü (F = 25 kV/cm) sonra büyüdüğü (F = 50 kV/cm) görülmektedir. Doğrusal optiksel soğurma katsayısının genliklerine baktığımızda ise statik elektrik alan değerinin artması ile arttığı görülüyor. Buna bağlı olarak da toplam optiksel soğurma katsayısı ile doğrusal optiksel soğurma katsayısı arasındaki farkın da en çok, uyguladığımız elektrik alanın F = 50 kV/cm değerinde olduğu görülmektedir. Şekil 6.6(d)'ye baktığımızda, yapının büyütme doğrultusu boyunca uygulanan statik elektrik alan değerinin büyütülmesi ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin arttığı ve tepe pozisyonlarının daha yüksek enerjilere doğru yani maviye kaydığı görülmektedir. Statik elektrik alanın artması yapı içinde kuşatılmış yük taşıyıcılarına ek bir kuantum kuşatma getirir. Bu ek kuşatma sistemin taban ve birinci uyarılmış seviyeleri arasındaki enerji farkının (E_{21}) artmasına ve dolayısı ile soğurma pikinin tepe değerinin büyük enerjilere doğru kaymasına neden olur. Toplam soğurma katsayısının genliği artan statik elektrik alan değeri ile artar. Bu artışın fiziksel nedeni Bölüm 4'te elde edilen doğrusal ve doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayı denklemlerindeki altbant enerji farkı ile dipol moment matris elemanının değişim çarpımıdır.

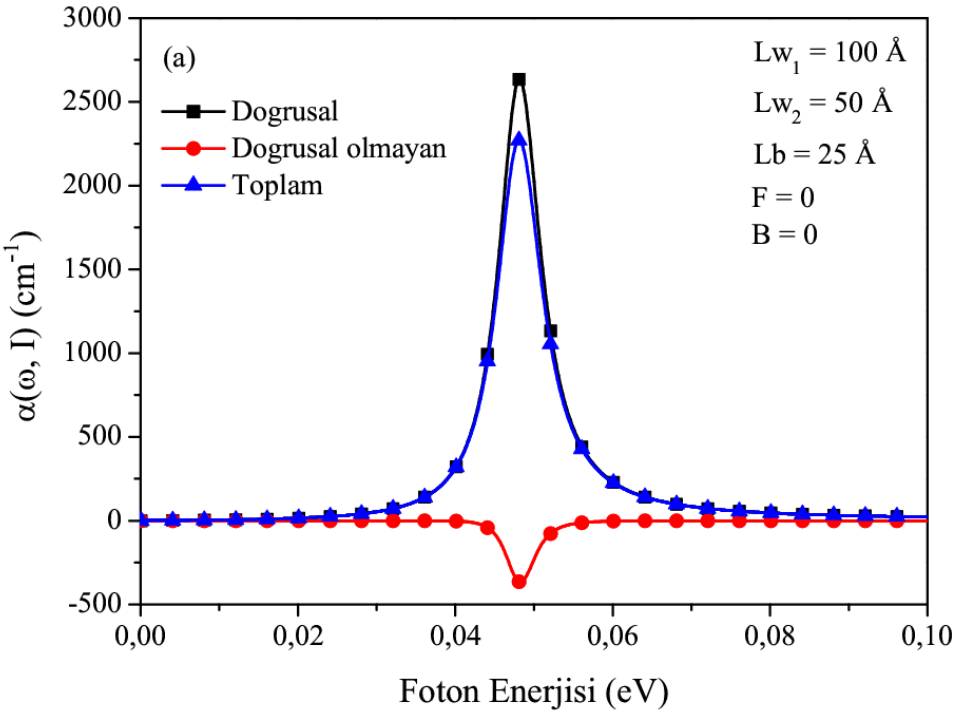

(a)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 0
B = 0
Δn(ω, Γ)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,10
0,05
0,00
-0,05
-0,10
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

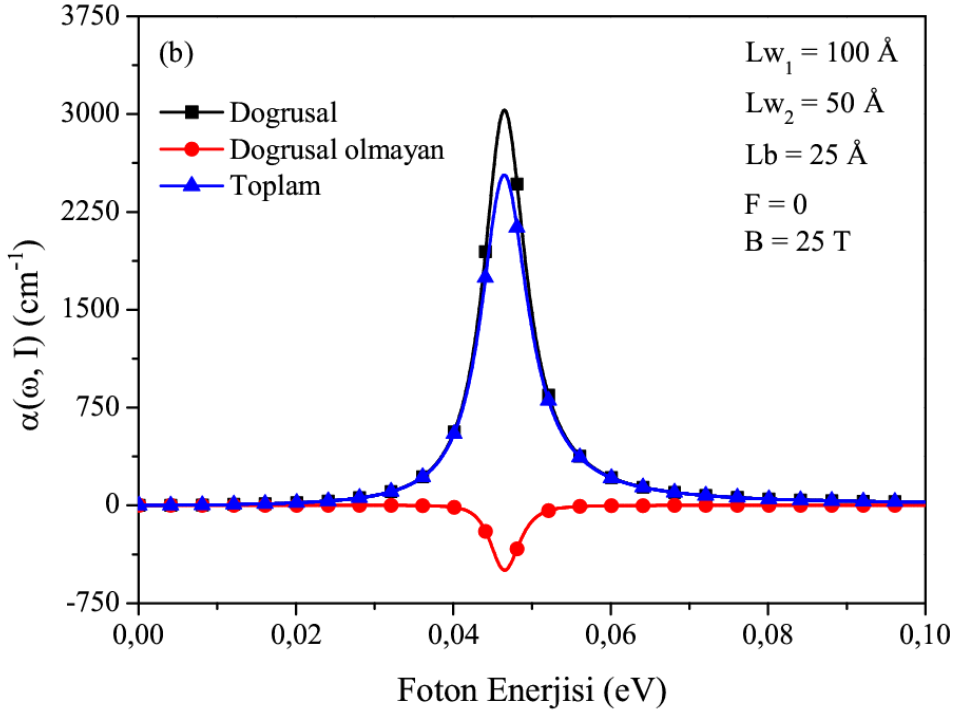

(b)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 0
B = 25 T
Δn(ω, Γ)/ nr
Foton Enerjisi (eV)
0,15
0,10
0,05
0,00
-0,05
-0,10
-0,15
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10

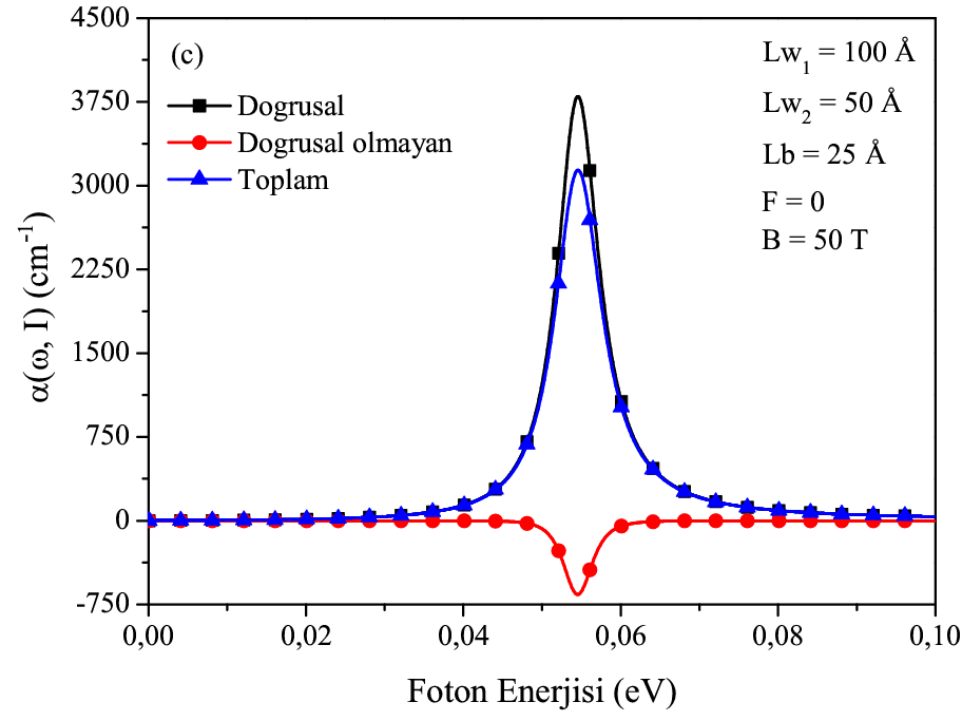


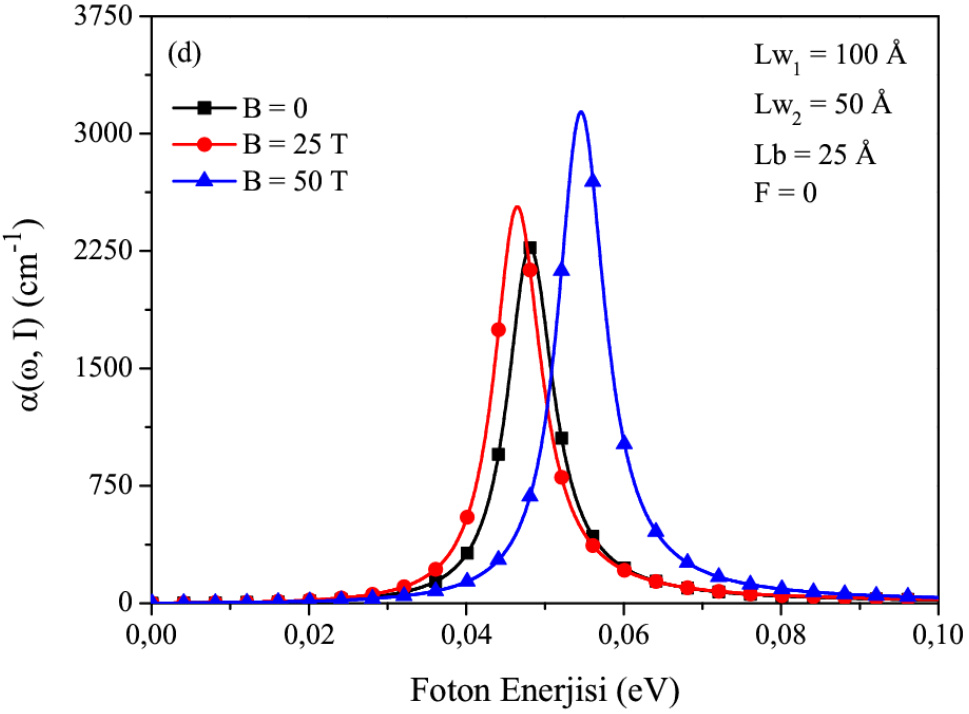
Şekil 6.7 Asimetrik *GaAs/Ga*$_{0.7}$*Al*$_{0.3}$*As* çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.7(a,b,c)'de dış bir elektrik alan olmaksızın asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan büyüklüğü (B = 0, 25 T ve 50 T) için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisinin değişimleri, şekil 6.7(d)'de ise yapının büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için toplam kırılma indisi değişimi gösterilmiştir. Şekil 6.7(a,b,c)'ye baktığımızda uyguladığımız statik manyetik alan değeri büyüdükçe doğrusal olmayan kırılma indisindeki değişimin de büyüdüğü görülmektedir. Buna bağlı olarak da doğrusal kırılma indisindeki değişim ile toplam kırılma indisindeki değişim arasındaki farkında en çok B = 50 T değerinde olduğunu görülmektedir. Şekil 6.7(d)'ye baktığımızda, statik manyetik alan değerini artırdığımızda toplam kırılma indisi değişiminin önce düşük enerji değerlerine doğru yani kırmızıya kaydığı sonra yüksek enerji değerlerine doğru yani maviye kaydığı görülmüştür. Bu durumun fiziksel nedenini, şekil 5.11'de görüldüğü gibi, taban ve birinci uyarılmış elektron enerji seviyesi arasındaki enerji farkı (E_{21}) ile açıklanabilir. Kırılma indisi genliğinin büyüklüğüne baktığımızda ise manyetik alan değerinin artırılması ile arttığı görülmektedir (şekil 6.7(d)). Bunun fiziksel nedeni için şekil 6.7(d)'deki ekli grafiğe bakıldığında; statik manyetik alan değerinin artması sistemin kuşatma potansiyeline ek bir geometrik kuşatma getirerek kuşatılmış taşıyıcıların kuantum kuyusu içine baskılar. Bu etki taban ve birinci uyarılmış enerji seviyelerinin zarf dalga fonksiyonlarının örtüşmesini artırır. Buna bağlı olarak da, M_{21} dipol moment matris elemanı büyüklüğü statik manyetik alan değeri ile artar.


(a)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 0
B = 0
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)
3000
2500
2000
1500
1000
500
0
-500
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10


(b)
Dogrusal
Dogrusal olmayan
Toplam
Lw1 = 100 Å
Lw2 = 50 Å
Lb = 25 Å
F = 0
B = 25 T
α(ω, I) (cm-1)
Foton Enerjisi (eV)
3750
3000
2250
1500
750
0
-750
0,00
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10





Şekil 6.8 Asimetrik *GaAs/Ga$_{0.7}$Al$_{0.3}$As* çift eğimli kuantum kuyusunun büyütme doğrultusuna dik uygulanan üç farklı statik manyetik alan değeri için gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak optiksel soğurma katsayısının değişimi.

Şekil 6.8(a,b,c)'de dış bir elektrik alan olmaksızın asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine yapının büyütme doğrultusuna dik olarak uygulanmış üç farklı statik manyetik alan etkisi gelen foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak gösterilmiştir. Şekil 6.8(d)'de ise yapının büyütme doğrultusuna dik olarak uygulanmış üç farklı statik manyetik alan büyüklüğünün toplam optiksel soğurma katsayısı üzerine olan etkisi gösterilmiştir. Şekil 6.8(a,b,c)'den görüldüğü gibi statik manyetik alan değeri büyütüldüğünde doğrusal olmayan optiksel soğurma katsayısının gittikçe büyüdüğü görülmektedir. Buna bağlı olarak da toplam optiksel soğurma katsayısıyla doğrusal optiksel soğurma katsayısı arasındaki büyüklük farkı artar. Şekil 6.8(d)'ye baktığımızda ise, statik manyetik alan büyüklüğünün artırılması ile toplam optiksel soğurma katsayısının genliğinin arttığı ve tepe pozisyonlarının önce daha düşük enerjiye doğru (kırmızıya kayma) sonra daha yüksek enerjiye doğru (maviye kayma) kaydığı görülmektedir. Bu kaymanın nedeni, manyetik alan değerinin artması ile taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) önce azalması ve sonra artması ile açıklanır (Bkz. Şekil 5.11). Soğurma katsayısının genliğinin artması ise, M_{21} dipol moment matris elemanının büyüklüğünün artmasından kaynaklanmaktadır.

7. SONUÇ

Bu tez çalışmasının ilk aşamasında ilk olarak herhangi bir dış alan uygulanmadan asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun yapı parametrelerini (merkez bariyer genişliği ve sağ kuantum kuyusu) değiştirerek kuşatma potansiyelleri, alt-bant enerji değerleri ve bu değerlere karşılık gelen dalga fonksiyonlarının karesi incelendi. Daha sonra büyütme doğrultusuna (z-doğrultusu) paralel uygulanan statik elektrik alan ve büyütme doğrultusuna dik doğrultuda (x-doğrultusu) uygulanan statik manyetik alanın sistemin elektronik özellikleri üzerine etkisi incelendi. Bununla birlikte asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun taban durum (E_1), birinci uyarılmış enerji seviyesi (E_2) ve bu iki enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (ΔE) yine yapı parametrelerine, büyütme yönünde uygulanan statik elektrik alan değerlerine ve büyütme yönüne dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alan değerlerine göre değişimi incelendi ve yorumlandı. Bu doğrultuda şu sonuçlar elde edildi:

Dış statik elektrik ve manyetik alanın etkisi olmaksızın yapıda merkez bariyer genişliği arttırıldığında, sağ ve sol kuantum kuyusunda kuşatılmış taşıyıcıların birbirleri ile etkileşmediği artık iki kuantum sisteminin de izole tek kuantum kuyu sistemi gibi davrandığı görüldü. Enerji farklarına baktığımızda ise enerji farkının önce azalıp sonra sabit kalmasıyla bu durumu destekleyecek şekilde davrandığı görüldü. Enerji farkının sabit kalması demek her iki kuantum kuyusundaki kuşatılmış parçacıkların artık birbiri ile etkileşmeyen izole iki tek kuantum kuyu sistemi oluşturması anlamına gelmektedir.

Dış statik elektrik ve manyetik alanın etkisi olmaksızın yapımızda sağ kuantum kuyu genişliğini artırdığımızda, taşıyıcıların izinli enerji seviyeleri kuantum kuyusunun tabanına doğru yaklaşacağından kuantum kuyusu içinde daha fazla girilebilir izinli durumun oluşmasına neden olduğu görüldü. Bu sonuç bize; kuantum kuyu genişlikleri ile oynayarak, taşıyıcıların izinli durum sayısı ve istenilen alt bant enerji seviyesini amaca uygun olarak değiştirebileceğimizi göstermektedir.

Dış bir statik manyetik alanın etkisi olmaksızın büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alan değerinin artmasıyla potansiyel profilinin giderek daha çok büküldüğü ve taban durumdaki taşıyıcıların sol kuantum kuyusunda kuşatıldıkları ve birinci uyarılmış durumdaki taşıyıcının ise büyük oranda sol kuantum kuyusuna

sürüklendiği görüldü. Bunun nedeninin; yapının büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alanı, kuantum kuyularındaki kuşatılmış negatif yüklü elektronlar üzerine alana zıt yönde bir kuvvet etkisine maruz kaldığından ve bu kuvvetin etkisi ile elektronlar alana zıt yönde (sola doğru) sürüklenerek kuşatma potansiyelinde bir bant bükülmesine neden olduğundan bahsedildi. Bununla birlikte büyütme doğrultusunda uygulanan elektrik alan değerinin artmasıyla yapıdaki kuşatılmış taşıyıcılar üzerine etkiyen kuvvet daha da büyüyeceğinden, bant bükülmesinin daha çok arttığı görüldü. Büyütme doğrultusunda uygulanan statik elektrik alan değerlerinin enerji farklarına baktığımızda ise altbantlar arasındaki enerji farkının arttığı görüldü. Bu enerji artışının nedeni de, yapıya büyütme doğrultusunda statik elektrik alan uyguladığımız zaman kuşatma potansiyelimizin alana zıt yönde bükülmesidir. Bundan dolayı indüklenen kuşatma potansiyelinin profil geometrisinin bozulmasıyla enerji seviyeleri arasındaki enerji farkının artacağı belirtildi.

Dış bir statik elektrik alanın etkisi olmaksızın büyütme doğrultusuna dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alan değerinin artmasıyla alt bant enerji seviyelerinin daha üst enerji seviyelerine doğru kaydığı görüldü. Bu enerji seviyelerindeki kaymanın ana nedeninin de; kuşatma potansiyeline ek bir geometrik kuşatmadan kaynaklandığı belirtildi. Yapıya dik doğrultuda uygulanan statik manyetik alan yapı üzerine ek bir geometrik kuşatma sağladığından bu ek geometrik kuşatma potansiyelinin artan manyetik alan değeri ile arttığından bahsedildi ve son olarak yine bu ek geometrik kuşatma sayesinde enerji farkının da manyetik alan değerinin artmasıyla önce azaldığı ve sonra arttığı görüldü.

Tezimizin ikinci aşamasında ise, asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun enerji özdeğer ve özfonsiyonlarından yararlanarak ve dördüncü bölümdeki elde etmiş olduğumuz denklemleri kullanarak, farklı merkez bariyer genişliği, sağ kuantum kuyu genişliği ve uygulanan farklı statik elektrik ve manyetik alan değerlerinin yapının doğrusal, doğrusal olmayan ve toplam kırılma indisi ve soğurma katsayısı üzerine etkisi incelendi ve şu sonuçlara ulaşıldı:

Dış bir elektromanyetik alan olmaksızın asimetrik $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ çift eğimli kuantum kuyusunun farklı merkezi bariyer genişliklerinin toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi üzerine etkisine baktığımızda, merkezi bariyer genişliğini artırdığımızda toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi genliğinin büyüklüğünün

azaldığı görüldü. Bu davranışın nedeni M_{21} dipol matris elemanı büyüklüğünün azalması ile açıklandı. Bununla birlikte toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminin pik değerinin düşük enerji değerlerine doğru kaydığı (kırmızıya kayma) görüldü ve bu da merkez bariyer genişliğinin artması ile kuantum kuyuları arasındaki etkileşimin azalması ve taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) azalması ile açıklandı. Daha sonra dış bir elektromanyetik alan olmaksızın farklı sağ kuantum kuyu genişliklerinin toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminin etkisine baktığımızda, simetri durum işin içine girdiğinden toplam kırılma indisi genliğinin büyüklüğünde simetri olunca aşırı bir büyüme olduğu tekrar asimetri durumu olunca da biraz küçüldüğü görüldü. Bunun nedeninin de M_{12} dipol matris elemanının davranışından kaynaklandığı açıklandı. Aynı zamanda soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminin pik değerine baktığımızda da, yapımız asimetrik değerden simetriğe döndüğü zaman altbantlar arasındaki enerji farkı çok küçük olduğundan dolayı toplam kırılma indisi piki düşük enerji değerlerine yani kırmızıya doğru, yapımız tekrar asimetrik olduğunda toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi piki altbantlar arası enerji farkı arttığı için büyük enerji seviyelerine yani maviye doğru kaydığından bahsedildi.

Dış bir statik manyetik alan olmaksızın büyütme doğrultusunda uygulanan üç farklı statik elektrik alan değerinin toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisine baktığımızda, statik elektrik alan değerini artırdığımızda toplam kırılma indisi genliğinin büyüklüğünün önce azaldığı sonra arttığı görüldü ve bununda nedeninin M_{12} dipol matris elemanından kaynaklandığı, M_{12} dipol matris elemanının grafiği de çizilerek gösterildi. Toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminin pik pozisyonunun ise yüksek enerji değerlerine doğru yani maviye kaydığı ve bunun nedeni de statik elektrik alan değerinin artması ile taban ve birinci uyarılmış enerji seviyesi arasındaki enerji farkının (E_{21}) artması ile açıklandı.

Son olarak dış bir statik elektrik alan olmaksızın büyütme doğrultusuna dik yönde uygulanan üç farklı statik manyetik alan değerinin toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi üzerine olan etkisine bakıldığında, manyetik alan değeri arttığı zaman toplam kırılma indisi genliğinin büyüklüğünün gittikçe arttığı ve bununda yine M_{12} dipol matris elemanının davranışından kaynaklandığı belirtildi. Toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişiminin pik pozisyonunun ise önce düşük enerji değerlerine doğru yani kırmızıya kaydığı sonra yüksek enerji

değerlerine doğru yani maviye kaydığı görüldü. Bu durumun fiziksel nedeninin de, taban ve birinci uyarılmış elektron enerji seviyesi arasındaki enerji farkından (E_{21}) kaynaklandığı belirtildi.

Sonuç olarak, yapı parametrelerinin ve dış alanların ilgili optiksel süreçleri önemli ölçüde etkilediği görülmüştür. Yaptığımız bu çalışmada dalga fonksiyonlarının enerji farkları arasındaki yayılmış olan fotonun sahip olduğu dalga fonksiyonunun (dalga boyu) ya da frekansın Terahertz rejimine doğru kaydığı görülüyor. Terahertz rejimi de savunma sanayinin yanında tıpta da kullanılan ışınımlar olduğu için önem teşkil etmektedir. Elde etmiş olduğumuz sonuçların teknolojiye, elektronik ve optoelektronik aygıt tasarımına yeni katkılar sağlayacağı beklenmektedir.

KAYNAKLAR

[1] **Anonim** (15.01.2017). http://tr.wikipedia.org/wiki/Yar%C4%B1_iletken

[2] **Erol, A.** (Editör), (2008). Dilute III-V nitride semiconductor and material systems", Springer, Berlin, 978-3-540-74528-0.

[3] **Henini, M.** (Editör), (2005) Dilute nitride semiconductor, Elsevier, Amsterdam, Netherlands. 0-08-044502-0.

[4] **Heimbrodt, W., Goede, O., Köpp, Th., 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.

[5] **Nohavica, D. ve Oswald, J.** (1995). Preparation of periodic structures by meander type liquid phase epitaxy. Journal of Crystal Growth, 146, 287-292.

[6] **Schmidt, G., Langheinrich, W. ve Heime, K.** (1994). Selective growth of SiGe nanostructures by low pressure VPE. Solid-State Electronics, 37, 587-589.

[7] **Tamir, S. ve Berger, S.** (1996). Correlation between microstructure an photoluminescence of nanocrystalline silicon powder prepared by laser-induced CV1. Thin Soli1 Films, 276,108-111.

[8] **Dingle, R., Wiegmann, W. ve Henry, C.** (1974). Quantum states of confined carriers in very thin $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures. Physical Review Letters, 33, 827-830.

[9] **Tchernycheva, M., Lavenus, P., Zhang, H., Babichev, A. V., Jacopin, G., Shahmohammali, M., Julien, F. H., Ciechonski, R., Vescovi, G. ve Kryliouk, O.** (2014). InGaN/GaN core-shell single nanowire light emitting 1ioes with graphene-base P-contact. Nano Letters, 14, 2456-2465.

[10] **Yokoyama, N., Imamura, K., Muto, S., Hiyamizu, S. ve Nishi, H.** (1985). A new functional, resonant-tunneling hot electron transistor (RHET). Jpn J Appl Phys, L853-L854.

[11] **Bai, X., Eckhause, T. A., Chakrabarti, S., Bhattacharya, P., Merlin, R. ve Kur1ak, C.** (2006). Phonon 1etection using quasi one-1imensional quantum wires. Physica E: Low-1imensional Systems an1 Nanostructures, 34, 592-595.

[12] **Alferov, Z. I.** (2001). Nobel Lecture: The 1ouble heterostructure concept an1 its applications in physics, electronics an1 technology. Reviews of Mo1ern Physics, 73, 767-782.

[13] **Anonim** (06.02.2017). http://w3.balikesir.edu.tr/~kahveci/dersler/te-04.pdf.

[14] **Köksal, F., Altunbaş, M., Başaran, E**., Katıhal Fiziği, Literatür Yayıncılık, İstanbul, ISBN 975-7860-93.

[15] **Karaoğlu, Bekir.** (1996). Katıhal Fiziğine Giriş, Bilgi Tek Yayıncılık, İstanbul.

[16] **Aydın, F.** (2012). Yarı-Parabolik Kuantum Kuyusunda Safsızlık Düzeyleri ve Özkutuplanma. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.

[17] **John, W.,ve oğl**. (1976). Introduction to solid state physics. 5th ed., New York

[18] **Al, E. B.** (2014). GaInNas/GaAs Kuantum Kuyularında Hidrojenik Düzeyler Arasında Kızılötesi Geçişler. Cumhuriyet üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.

[19] **Anonim** (27.02.2017) http://www.afguven.com/depo/dersnot/bahar22/TemelElektronik/TelektronikDersnotu/02-yariiletkenler.pdf

[20] **Özmen, S.** (2009). Kuantum Kuyularında Dielektrik Perdelemenin Donor Diamanyetik Alınganlığı Üzerindeki Etkisi. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.

[21] **Adıbelli, Y.** (2007). Üçlü Kuantum Kuyularındaki Hidrojenik Sistemlerin Elektronik ve Optik Özelliklerinin Dış Alanlar Altındaki Değişimi. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.

[22] **Anonim** (12.03.2017). http://eng.harran.edu.tr/~nbesli/SEG/02.YariIletkenler.pdf

[23] **Çoban, C.** (2015). Bir kuantum kuyusuna Hirojenik Düzeyler Üzerine Manyetik Alan Etkisi. Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.

[24] **Yıldız, Y. E.** (2015). Safsızlık Düzeyleri Arasındaki Kızılötesi Geçişler üzerine Elektrik Alan Etkisi. Cumhuriyet üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas.

[25] **Anonim** (16.02.2017). http://fizikmakaleleri.blogspot.com.tr/2013/01/yari-iletken.html

[26] **Ungan, F., Yesilgul, Ü., Sakiroglu, S., Kasapoglu, E., Sari, H., Sökmen, I.** (2013). Nonlinear optical absorption and refractive index in GaInNAs/GaAs double quantum wells under intense laser field and applied electric field. Journal of Luminescence 143 (2013) 75–80.

[27] **Üstün, T.** (2011). Kuantum Nokta Temelli Bellek Yapılara Kuantum Noktalarının Elektronik Yapısının Derin Seviye Geçiş Spektroskopisi İle Belirlenmesi. Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Ankara.

[28] **Akçay, N.** (2008). Kuantum nokta temelli bellek aygıtlar. İstanbul Üniversitesi, (Doktora tezi). İstanbul.

[29] **Jaros, M.** (1989). Physics and Applications of Semiconductor Heterostructures Oxford University Press. New York.

[30] **Casey, H. C., Panish, M. B.** (1978). Heterostructure Lasers", Academic, New York,193.

[31] **Picciotto, R.de, Stormer, H.L., Yacoby, A., Pfeiffer, L.N., Baldwin, K.W., West, K.W.** (2001). Transport in Cleaved-Edge Overgrowth Wires. Physica E, 9, (1) : 17-21

[32] **Grayson, M., Roth, S.F., Xiang, Y., Fischer, F, Schuh, D., Bichler, M.** (2005). Four-Point Measurements of n- and p-type Two-Dimensional Systems Fabricated with CleavedEdge Overgrowth. Appl. Phys. Lett., 87, (21) : 1-2

[33] **Cicek, E., Mese, A.I, Ulas, M., Siddiki, A.** (2010). Spatial Distribution of the Incompressible Strips at AB Interferometer. Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures 42, (4) : 1066-1068

[34] **Kızılet, A.** (2012). Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılara Manyetik Alanın Etkisi. Trakya Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Edirne.

[35] **Atasever, K.** (2007). Silindirik Kuantum Kuyusunda Dielektrik Sabiti Uyuşmazlığının Hidrojenik Safsızlık Bağlanma Enerjisine Etkileri. C.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Sivas .

[36] **Kılıçoğlu, Ö.** (2008). Kuantum Noktalarının Elektrik ve Manyetik Alan Altında Elektronik Özellikleri. Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Edirne.
[37] **Doğan, E. Ş.** (2016). Kuantum Nokta Yapılarda Elektrik Alan Etkisinin Pertürbasyon Yöntemiyle İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). Konya.
[38] **Çakıcı, M. S.** (2013). Elektrik Alan Etkisi Altında Çoklu Kuantum Kuyu Yapılarının Optiksel Özellikleri. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). 28s, Konya.
[39] **Küçük, S.** (2013). Yarı Parabolik Kuantum Kuyusunda Lineer ve Lineer Olmayan Optik Özelliklerin İncelenmesi. Harran Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Yüksek Lisans Tezi). 20s, Şanlıurfa.
[40] **Karabulut, İ.** (2008). Asimetrik Kuantum Kuyu Yapılarının Lineer Olmayan Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, (Doktora Tezi).17s, Konya.
[41] **Ungan, F.** (2011). Intensity-dependent nonlinear optical properties in a modulation-doped single quantum well. Journal of Luminescence 131 (2011) 2237-2243
[42] **Boyd, R. W.** (2003). Nonlinear Optics. Academic Press, San Diego.



ÖZGEÇMİŞ

Kişisel bilgiler

Adı Soyadı	Hafize Seda AYDINOĞLU
Doğum Yeri ve Tarihi	Yozgat, 23.10.1984
Medeni Hali	Evli
Yabancı Dil	İngilizce
İletişim Adresi	Atalar mah. Nar sok. No:5A D:5 Körfez/KOCAELİ
E-posta Adresi	sedaucar@gmail.com

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise	Kırıkkale Lisesi, 2001
Lisans	Akdeniz Üniversitesi, 2007
Yüksek Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi, 2018

Yayınlar

Uluslararası

Aydınoğlu H.S., Sakiroglu S., Sarı H., F. Ungan ve Sökmen I. 2017. Nonlinear Optical Properties of Asymmetric Double Granded Quantum Wells. Philosophical Magazine & Philosophical Magazine Letters (**Hakem sürecinde)**

Kongreler ve Bildiriler

Uluslararası

Aydınoğlu H.S., Ungan F., Yeşilgül U., Kasapoğlu E., Sarı H. ve Sökmen I. 2017. Nonlinear Optical Properties of Asymmetric Double Granded Quantum Well (Poster Sunum). 4th International Conference on Materials Science and Nanotechnology For Next Generation MSNG