



T.C.

SELÇUK ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ELEKTRİK ALAN ETKİSİ ALTINDA ÇOKLU KUANTUM KUYU YAPILARININ OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Mustafa Sena ÇAKICI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Fizik Anabilim Dalı

Haziran-2013
KONYA
Her Hakkı Saklıdır

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ELEKTRİK ALAN ETKİSİ ALTINDA ÇOKLU KUANTUM KUYU YAPILARININ OPTİKSEL ÖZELLİKLERİ

Mustafa Sena ÇAKICI

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç. Dr. İbrahim KARABULUT

2013, 54 Sayfa

Jüri
Prof. Dr. Haluk ŞAFAK
Doç. Dr. İbrahim KARABULUT
Doç. Dr. Ercan TÜRKKAN

Bu çalışmada, çoklu kuantum kuyu yapılarının elektronik ve optiksel özellikleri teorik olarak incelenmiştir. İlk olarak, elektrik alanın olduğu ve olmadığı durumdaki çoklu kuantum kuyularının elektronik özellikleri sonlu farklar yöntemi kullanılarak nümerik olarak çalışılmıştır. Bariyer genişliğinin enerji seviyeleri ile taban ve uyarılmış durum olasılık yoğunluklarına etkisi detaylı olarak incelenmiştir. Daha sonra, Bloch denklemlerinin kararlı durumda analitik çözümleri yapılarak şiddete bağlı soğurma katsaysı ve kırılma indisi için açık ifadeler elde edilmiştir. Ayrıca, lineer, üçüncü ve beşinci mertebe alınganlıklar için kapalı formda ifadeler de elde edilmiştir. Böylesi süreçlere bariyer genişliğinin etkisi detaylı olarak çalışılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Alt bantlar arası geçişler, Kuantum kuyusu, Lineer ve nonlineer optiksel alınganlıklar, Sonlu farklar metodu, Yoğunluk matris denklemleri.

ABSTRACT

MS THESIS

OPTICAL PROPERTIS OF MULTIPLE QUANTUM WELLS STRUCTURES UNDER THE INFLUENCE OF ELECTRIC FIELD

Mustafa Sena ÇAKICI

THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF SELÇUK UNIVERSITY
THE DEGREE OF MASTER OF SCIENCE DEPARTMENT OF PHYSICS

Advisor: Assoc. Prof. Dr. İbrahim KARABULUT
2013, 54 Pages

Jury
Prof. Dr. Haluk ŞAFAK
Assoc. Prof. Dr. İbrahim KARABULUT
Assoc. Prof. Dr. Ercan TÜRKKAN

In this study, the electronic and optical properties of the multiple quantum wells are investigated theoretically. Firstly, the electronic properties of the multiple quantum wells in the case with and without an applied electric field are studied numerically using the finite differences method. The effect of the barrier width on the energy levels and on the probability density of the ground and excited states is investigated in detail. Then, by making analytical solutions in steady state of Bloch equations, the explicit expressions for intensity-dependent absorption coefficient and intensity-dependent refractive index are obtained. Moreover, the closed-form expressions for the linear, third and five order susceptibilities are also obtained. The effect of barrier width on such processes is studied in detail.

Keywords: Intersubband transitions, Quantum well, Linear and nonlinear optical susceptibilities, Finite differences method, Density matrix equations.

ÖNSÖZ

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsüne Yüksek Lisans Tezi olarak sunulan bu çalışmada, çoklu kuantum kuyu yapılarının elektronik, lineer ve nonlineer optik özellikleri teorik olarak çalışılmıştır. Son dönemlerde yoğun olarak çalışılan nonlineer optiksel özellikler teknolojide birçok alanda ve sahada kendini göstermektedir.

Bu çalışmada simetrik bir yapıya sahip iki seviyeli çoklu kuantum kuyu modeli seçilmiş elektronik ve optiksel süreçleri hakkında bariyer ve kuyu genişliği etkisi detaylı olarak çalışılmıştır.

Bu çalışma esnasında desteklerini ve bilgilerini esirgemeyen değerli danışmanım Doç. Dr. İbrahim KARABULUT ‘a, Selçuk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü öğretim üyeleri ve elemanlarına teşekkür ederim. Takım ruhu içerisinde çalışmalar yaptığım kıymetli arkadaşım Hasan Cihat İSLAMOĞLU’ na ve destekleri ile beni yalnız bırakmayan, anneme ve kardeşlerime teşekkür eder ve şükranlarımı sunarım.

Mustafa Sena ÇAKICI
KONYA-2013

İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... **iv**

ABSTRACT ..... **v**

ÖNSÖZ ..... **vi**

İÇİNDEKİLER ..... **vii**

SİMGELER VE KISALTMALAR ..... **ix**

1. GİRİŞ **1**

2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR **4**

2.1. Kuantum Kuyu Yapıları 5
2.1.1. Heteroeklem (Sanki üçgen kuantum kuyusu) oluşumu 5
2.1.2. Kare kuantum kuyusu 6
2.1.3. Çoklu kuantum kuyusu 7
2.1.4. Süperörgüler 8
2.2. Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılarda Optik Geçişler 8
2.2.1. Doğrudan geçişler 9
2.2.2. Dolaylı geçişler 10
2.2.3. ISB geçişler 11

3. SONLU FARKLAR YÖNTEMİ **12**

3.1.Sonlu Farklar Yöntemi ile Çoklu Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısının Belirlenmesi 13

4. NONLİNEER OPTİK **16**

4.1. Nonlineer Yoğunluk Matris Denklemleri 17
4.1.1. Kararlı durum çözümleri 17
4.2. Soğurma Katsayısının Hesaplanması 20
4.3. Kırılma İndis Değişimin Hesaplanması 21
4.3. Lineer, Üçüncü ve Beşinci Mertebe Alınganlıkların Hesabı 22

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA **24**

5.1. Çift Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı 24
5.2. Elektrik Alan Etkisi Altında Çift Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı 26
5.3. Üçlü Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı 27
5.4. Elektrik Alan Etkisi Altında Üçlü Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı 29
5.5. Simetrik Çift Kuantum Kuyusunun Lineer, Üçüncü ve Beşinci Mertebe Nonlineer Optiksel Alınganlıklar 30
5.6. Simetrik Çift Kuantum Kuyusunda Şiddete Bağlı Soğurma Katsayısı ve Kırılma İndis Değişimleri 31

5.7. Üçlü Kuantum Kuyusunun Lineer, Üçüncü ve Beşinci Mertebe Nonlineer Optiksel Alınganlıklar 36
5.8. Üçlü Kuantum Kuyusunda Soğurma Katsayısı ve Kırılma İndisleri Değişimi ... 37

6. YORUM VE ÖNERİLER 39

KAYNAKLAR 41

ÖZGEÇMİŞ 44

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler

h_0 : Adım Uzunluğu

E_s : Doyum Şiddeti

Γ_n : Durulma Frekansı (ps^{-1})

T_n : Durulma Süresi (ps)

$\hat{\alpha}$: Elektron-elektron Etkileşmesi

m^* : Elektronun Etkin Kütlesi

Δ : Elektron Popülasyonu

N_v : Elektron Tabaka Yoğunluğu (cm^{-2})

e : Elektron Yükü ($1,6x10^{-19}$ C)

υ : Foton Frekansı (sn^{-1})

z_{10} : Geçiş Matris Elemanı

c : Işık Hızı (m/sn)

I : Işık Şiddeti

E_c : İletim Band

$\hbar$: İndirgenmiş Plank Sabiti

Δn : Kırılma İndisi

Ω_0 : Maksimum Rabi Frekansı

χ : Optiksel Alınganlık

P : Optiksel Kutuplanma

h : Plank Sabiti ($6,62x10^{-34}$ J.s)

α : Soğurma Katsayısı

ε_0 : Taban Durum Enerjisi

ε_1 : Uyarılmış Durum Enerjisi

E_v : Valans Band

E_g : Yasak Band Aralığı

ρ_{nm} :Yoğunluk Matris Elemanı

Kısaltmalar

CPT : Kontrollü popülasyon transferi (Controlled Population Transfer)

EIT : Elektromanyetik etkili saydamlık (Electromagnetically Induced Transparency)

HEMT : Yüksek elektron mobiliteli transistör (High Electron Mobility Transistor)

IB : Altband (Interband)

ISB : Altbandlar arası (Intersubband)

MBE : Moleküler ışın epitaksi (Moleculer Beam Epitaxy)

NLO : Doğrusal olmayan optik (Nonlinear Optics)

OR : Optiksel doğrultma (Optical Rectification)

RWA : Dönen dalga yaklaşımı (Rotating Wave Approximoation)

SHG : İkinci harmonik üretimi (Second Harmonic Generation)

THG : Üçüncü harmonik üretimi (Third Harmonic Generation)

TIT : Tünelleme etkili saydamlık (Tunneling Induced Transparency)

1. GİRİŞ

Band aralık mühendisliği ve moleküler ışın epitaksi (MBE) yöntemlerini kullanarak dalga fonksiyonları ve enerji seviyelerinin değiştirilmesi yarıiletken kuantum yapıların dizayn edilmesinde önemli rol oynamaktadır (Liu ve Cappaso, 2000). Yarıiletken kuantum yapılarda, yapıyı oluşturan malzemelerin band aralıklarındaki farklılıklardan kaynaklanan potansiyel tarafından taşıyıcıların hareketi belirli boyutlarda sınırlandırılır. Taşıyıcıların hareketinin tek boyutta sınırlandırıldığı yapılar kuantum kuyuları, iki ve üç boyutta sınırlandırıldığı yapılar ise sırasıyla, kuantum telleri ve kuantum noktaları olarak adlandırılır.

Kuantum kuyuları, büyük band aralıklı iki yarıiletken malzeme arasına yerleştirilmiş daha küçük band aralıklı ince bir yarıiletken tabakadan oluşur. Elektron ve deşikler sırasıyla, iletim ve valans bandı içerisinde sınırlandırılmıştır. Kuantum kuyuları büyütme doğrultusunda kesikli enerji seviyelerine sahip olup bu seviyeler arasında optiksel geçişler mümkündür. Eğer valans bandı içerisindeki enerji seviyelerinden iletim bandı içerisindeki seviyelere bir geçiş olursa bu, *bandlar arası* (Interband, IB) geçiş olarak adlandırılır. Eğer geçişler, iletim bandının veya valans bandının kendi içerisindeki alt-bandlar arasında olursa, bu geçişlere de *alt-bandlar arası* (Intersubband, ISB) geçişler denir. Son yıllarda, kuantum kuyularındaki ISB geçişler hem fiziksel hem de teknolojik açıdan önemli bir çalışma konusu haline gelmiştir. Bu durum, bu tür geçişlerin büyük dipol matris elemanlarına (1-3 nm) ve osilatör şiddetlerine (f ~ 15-20) sahip olmasından kaynaklanır (West ve Eglash, 1985). Kuantum kuyularındaki ISB geçişlerle ilgili araştırmalar kuantum kuyu kızılötesi fotodetektörü ve kuantum cascade lazeri gibi çeşitli cihazların gelişimine de neden olmuştur (Mosely ve ark., 2004). Bu tür cihazlar, yüksek hız ve verimliliğin yanı sıra boyutsal olarak da küçük olduğundan bulk yarıiletken aygıtlara kıyasla oldukça önemli avantajlara sahiptir.

Son yıllardaki malzeme büyütme tekniklerinde yaşanan önemli gelişmelerin sonucunda kuantum telleri ve kuantum noktaları gibi yapıların üretilmesi de günümüzde mümkün hale gelmiştir. Gerek üretim kolaylığı gerekse de potansiyel şeklinin ayarlanmasındaki kolaylıklar nedeniyle kuantum kuyuları diğer yapılarla kıyaslandığında ISB cihaz uygulamaları için oldukça caziptir.

MBE yöntemindeki gelişmelerin sonucunda kuantum heteroyapılarla ilgili araştırmalar yaklaşık 30 yıl önce başladı. Bu teknik kullanılarak GaAs ve $Al_xGa_{1-x}As$ heteroyapılarının çok ince tabakalarını (100 Å dan daha küçük) hazırlamak mümkün

hale gelmiştir. Bir yarıiletken kuntum kuyusundaki kesikli enerji seviyelerinin varlığı deneysel olarak 1974 yılında gösterildi (Dingle *v*e ark., 1974). Bu çalışmadan sonra, kuantum kuyularındaki aynı band içerisindeki kuantize seviyeler arasındaki geçişlere dayalı optiksel özellikler uzun soluklu bir araştırma konusu haline gelmiştir. İncelenen önemli optiksel özellikler arasında, harmonik üretimi (Zaluzny, 1995; Zaluzny ve Bondarenko, 1996; Yıldırım ve Tomak, 2006; Karabulut ve ark., 2008), elektromanyetik etkili saydamlık (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) (Serapiglia ve ark., 2000), tünelleme etkili saydamlık (Tunneling Induced Transparency, TIT) (Faist ve ark., 1997; Schmidt ve ark., 1997), terslenimsiz lazer elde edilmesi (Frogley ve ark., 2006; Zhu ve ark., 1996) ve kontrollü popülasyon transferi (Controlled Population Transfer, CPT) (Paspalakis ve ark., 2006; Paspalakis ve ark., 2006; Adriano ve Batista, 2006; Adriano ve ark., 2006) yer almaktadır. Bu alandaki önemli problemlerden biri de ISB soğurmanın optiksel doyumudur. Gerçekleştirilen teorik ve deneysel çalışmalar yeterince büyük ışık şiddetlerinde kuantum kuyularının ISB tepkisinin nonlineer (doyumlu) hale geldiğini göstermektedir. Şiddete bağlı soğurma ve kırılma indis değişimleriyle ilgili çeşitli deneysel ve teorik çalışmalarda son yıllarda gerçekleştirilmiş olup hala aktif bir araştırma konusu olarak varlığını sürdürmektedir. Düşük elektron yoğunluğuna sahip kuantum kuyularında elektron-elektron etkileşmeleri önemsiz olup tek elektron yaklaşımı güvenle kullanılabilir (Zaluzny, 1993, Spyridon ve ark., 2010).

Bu tez çalışmasında ilk olarak, düşük elektron yoğunluklu çift ve üçlü kuantum kuyu modelleri göz önüne alınmıştır. Bu kuantum kuyu yapılarının ilk iki seviyesinin dalga fonksiyonları ve enerji özdeğerleri matris köşegenleştirme tekniği ile elde edilmiştir. Elektronik yapıya bariyer genişliğinin etkileri detaylı olarak çalışılmıştır. Daha sonra, tek elektron yaklaşımı altında iki seviyeli bir simetrik kuantum kuyusunda şiddete bağlı soğurma ve kırılma indis değişimi için yoğunluk matris formalizmini kullanarak analitik ifadeler elde edilmiştir. Bu analitik ifadeler tüm şiddet değerlerinde geçerlidir. Bu amaç için Galdrikian ve Birnir tarafından ilk olarak türetilen yoğunluk matris denklemleri kullanılmıştır. İki seviye modeli gerçekçi yapılardaki pek çok önemli özellik için güvenilir olmamasına rağmen şiddete bağlı süreçler bu modelle başarılı biçimde tanımlanabilir (Boyd, 2003). Şiddete bağlı optiksel süreçler için elde edilen bu analitik ifadeler kullanılarak çift kuantum kuyusunun nonlineer optiksel tepkileri hesaplandı. Özellikle farklı bariyer genişlikleri için hesaplar yapıldı. Elde edilen sonuçlardan hem spektrumun maksimumunun hem de pozisyonunun bariyer

genişliği ile önemli ölçüde değiştiği görüldü. Elde edilen sonuçların hem bu alanda yapılan teorik çalışmalara hem de deneysel çalışmalara yol göstereceği düşünülmektedir.

Tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir: İkinci bölümde, düşük boyutlu yarıiletken yapılarla ilgili genel bir giriş yapılmıştır. Üçüncü bölümde, sonlu farklar yönteminden bahsedilmiştir. Dördüncü bölüm, nonlineer optik ve lineer ve nonlineer optiksel özellikleri ile ilgidir. Beşinci bölümde elde edilen nümerik sonuç ve tartışmalar verilmiştir.

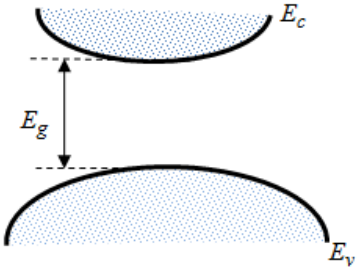
2. DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR

Günümüzdeki teknolojik gelişmelerin temelinde yer alan düşük boyutlu kuantum yapılar, yarıiletken malzemelerle üretilmektedir. Bu yapıların yarıiletken malzemeler kullanılarak üretilmesindeki en büyük etkenlerden birisi taşıyıcı olarak nitelendirilen "elektronlar veya deşikler" in kolaylıkla kontrol edilebilmesidir.

Ayrıca iletimi sağlayan taşıyıcı yoğunluklarının katkılama ile belirlenebilmesi, de yarıiletken malzemelerin kullanılmasındaki büyük etkenlerden biridir.

Silisyum (Si), Germanyum (Ge), v.b. gibi element halde bulunan yarıiletkenler yanında, bileşik halde bulunan GaAs, InAs, GaAlAs, v.b. gibi yarıiletkenler mevcuttur.

Düşük boyutlu kuantum yapılar farklı yarıiletken tabakaların bir araya getirilmesi sonucunda oluşturulur. Bu yarıiletken tabakaların E_g (yasak band aralığı) farkından dolayı bir potansiyel fark oluşur. Oluşan bu potansiyel fark taşıyıcıların sınırlandırılmasına neden olur. Bu sınırlandırılmış taşıyıcıların bulunduğu tabaka genişliği elektronun de Broglie dalga boyu (λ_e) mertebesinde olduğu için kuantum etkiler gözükür.



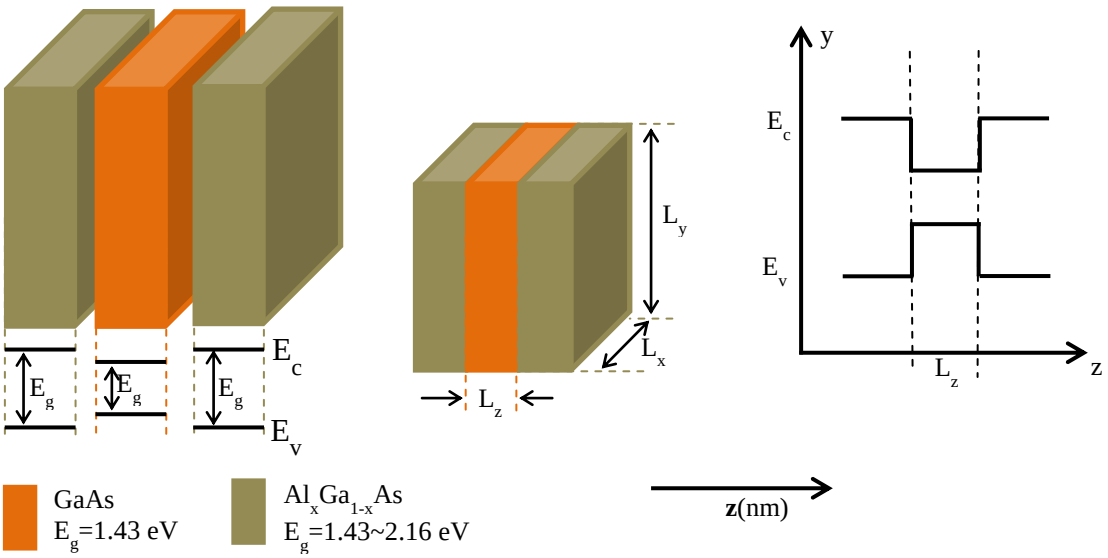
Şekil 2.1. Yarıiletken bir malzemenin band yapısı (Manasreh, 2005)

Eğer serbestlik derecesi sayısı D_f, sınırlama doğrultularının sayısı D_c ile gösterilirse, bu durumda tüm katıhal sistemleri için:

$$D_f + D_c = 3 \tag{2.1}$$

Çizelge 2.1. Düşük boyutlu yapıların serbestlik derecesi ve sınırlama doğrultularının sayıları

Yapılar	D_c	D_f
Hacimsel (Bulk)	0	3
Kuantum Kuyuları (Well)	1	2
Kuantum Telleri (Wire)	2	1
Kuantum Noktaları (Dot)	3	0



Şekil 2.2. z- yönünde büyütülmüş L_z genişlikli bir kuantum kuyusu

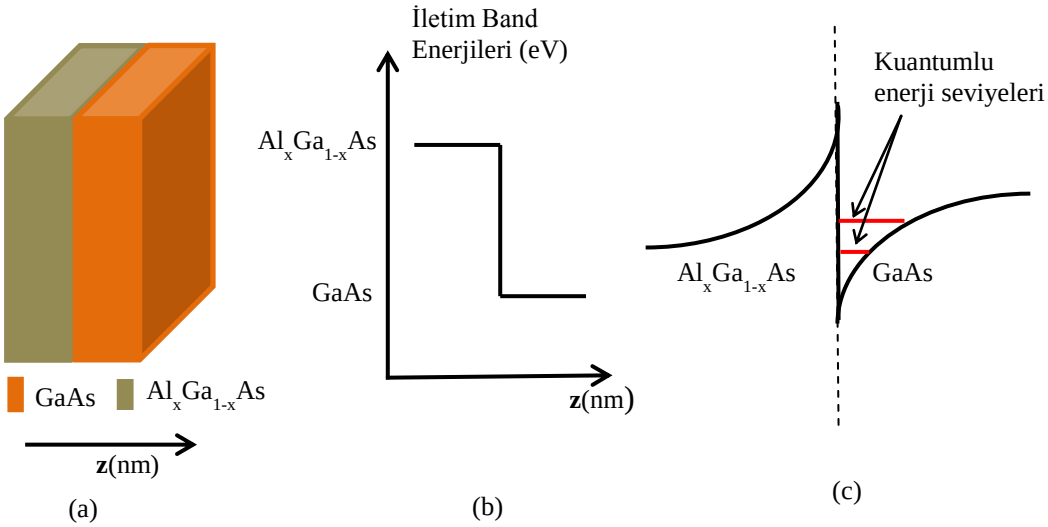
Denk.(2.1) olarak verilir (Harrison, 2005). Düşük boyutlu yarıiletken yapılar elektron hareketindeki serbestlik derecesi sayısına (D_f) göre isimlendirilir.

Bulk malzemelerde taşıyıcıların hareketi üç boyutta da serbest iken kuantum kuyuları içerisindeki taşıyıcıların hareketi tek boyutta sınırlandırılmış olup iki boyutta serbesttir. Düşük boyutlu kuantum yapılar taşıyıcı hareketindeki serbestlik derecesi sayısına göre isimlendirildiğinden kuantum kuyuları iki boyutlu (2D) yapı olarak da bilinir. Kuantum telleri ve noktalarında ise taşıyıcıların hareketi, sırasıyla, bir ve sıfır boyutta serbest olup bundan dolayı kuantum telleri bir boyutlu (1D) yapı kuantum noktaları ise sıfır boyutlu (0D) yapı olarak adlandırılır.

2.1. Kuantum Kuyu Yapıları

2.1.1. Heteroeklem (Sanki üçgen kuantum kuyusu) oluşumu

Heteroeklemler, iki farklı yarıiletken malzemenin bir araya getirilmesiyle elde edilir. Bu yarıiletkelerin E_g bant aralıklarındaki farklılıktan dolayı bir potansiyel engeli oluşur. E_g bant aralığı büyük olan yarıiletken bariyer olarak davranırken, diğeri ise kuyuyu oluşturacaktır. Heteroeklem yapılar elektronikte oldukça önemli olan diyot ve transistör temelini oluşturmaktadır. Özellikle, hızlı elektron hareketliliğin gözlemlendiği transistörler (HEMT) üçgen kuyu formundaki bu heteroeklem yapılardan oluşturulmaktadır (Manasreh, 2005).

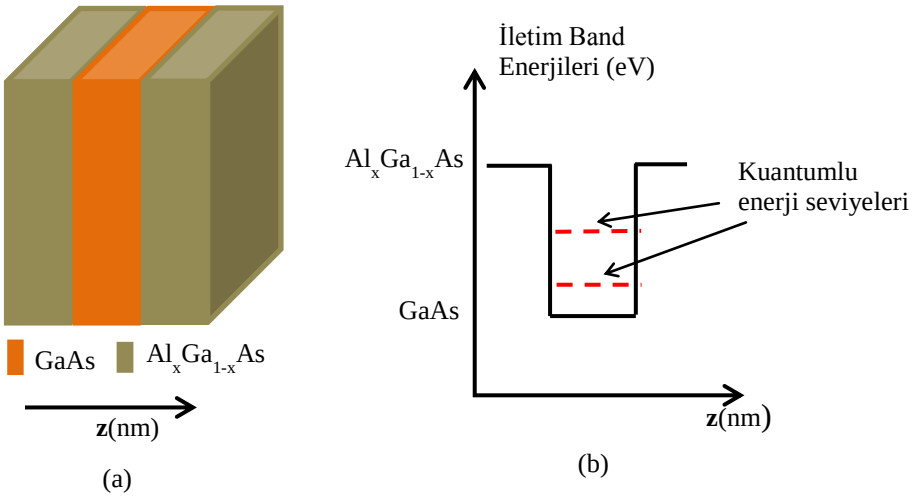


Şekil 2.3.(a) z-yönünde iki farklı yarıiletken malzemenin üstüste büyütülmesi. (b) İletim bandlarını temsil eden ideal enerji diyagramı. (c) İletim bandlarının gerçek durumları

Şekil 2.3' de gösterildiği gibi $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ heteroeklemi için ara bölgede yaklaşık bir üçgen kuantum kuyusu oluşmaktadır. Taşıyıcılar ise bu ara bölgede sınırlandırılmıştır (Manasreh, 2005).

2.1.2. Kare kuantum kuyusu

Farklı yarıiletken tabakaların üst üste büyütülmesi ile kare kuantum kuyusu elde etmek mümkündür. Genel olarak kare kuantum kuyularında bariyer malzemesi olan yarıiletken tabakalar aynı seçilebileceği gibi, farklı olarak da seçilebilmektedir.



Şekil 2.4. (a) Yarıiletkenlerin üst-üste büyütülmesini temsil etmektedir. (b) İdeal band diyagramını göstermektedir

Böylesi bir durumda kare kuantum kuyu yapısı asimetrik hale gelecektir. Potansiyel profilinin simetrisi, yapıya ait, nonlineer optiksel özellikleri önemli ölçüde değiştirecektir.

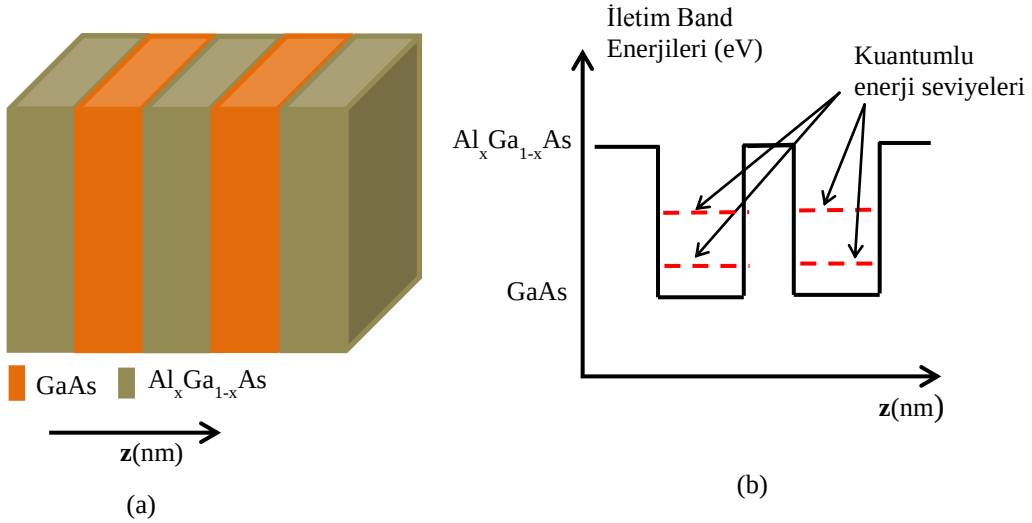
Kare kuantum kuyuları, kuantum fiziğinin en temel modellerden biri olup, bu tür bir yapı heteroekleme bir bariyerin daha eklenmesi ile elde edilebilir.

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ malzeme tabanlı bir kare kuantum kuyusunun gösterimi Şekil 2.4. de verilmiştir. Aynı zamanda kuyu içerisinde ki kesikli enerji seviyelerinin varlığı, kuantum etkilerinin varlığına işaret etmektedir.

Böyle bir kuantum kuyusuna sınırlandırılmış elektron, enerjisinin büyüklüğüne göre bir seviyeye yerleşmektedir. Bu seviyelerden birinde bulunan elektron, uyarılmak suretiyle daha üst enerji seviyelerine çıkabilirken, tersi bir durumda üst enerji seviyelerinde bulunan bir elektron ise, enerji vererek daha alt seviyelere inebilir.

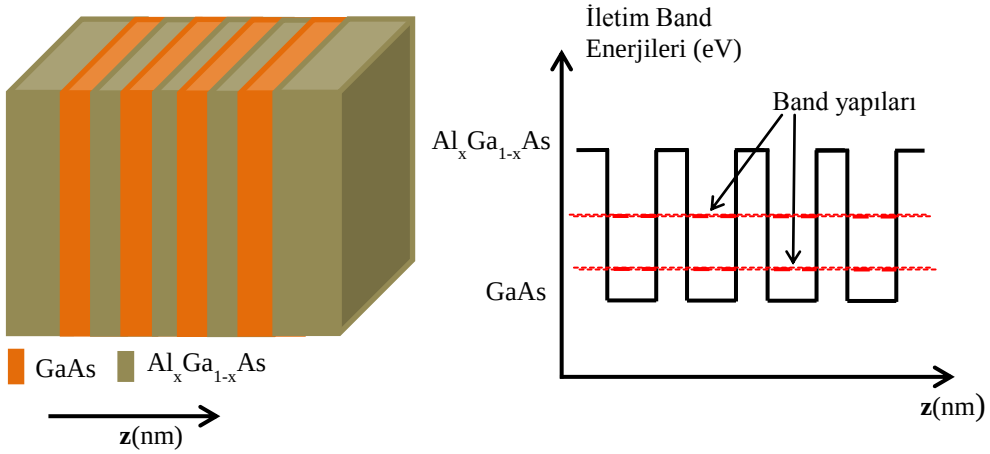
2.1.3. Çoklu kuantum kuyusu

Çoklu Kuantum kuyuları, birçok yarıiletkenin (aynı veya farklı yarıiletkenler) z-büyütme yönüne göre üst-üste büyütülmesi ile elde edilirken, genel olarak ardışık kuantum kuyularından oluşmaktadır. Çoklu kuantum kuyularının birçok uygulaması bulunmakla birlikte son zamanlardaki en yaygın kullanım alanlarından birisi " Kuantum Cascade Laser (QCL)" dir (Razeghi, 2010). Tekli kuantum kuyularına oranla daha yüksek kazançların elde edildiği (Schubert, 2003) lazerler genellikle çoklu kuantum kuyu yapılarından elde edilmektedir.



Şekil 2.5. (a) z-yönünde farklı tabakaların üst-üste büyütülmesi. (b) Bant diyagramı ve enerji seviyeleri.

2.1.4. Süperörgüler



(a) (b)

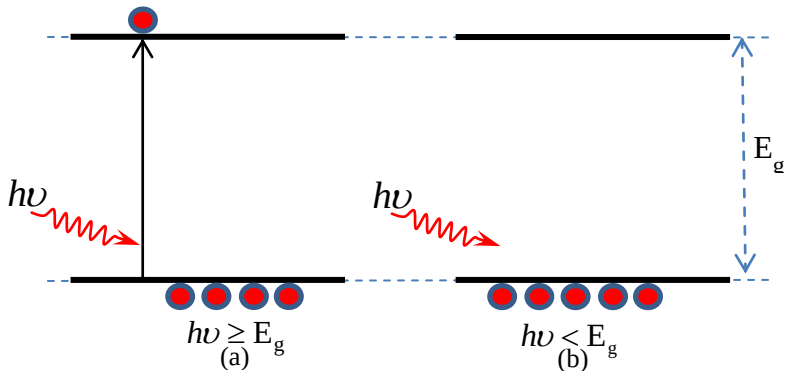
Şekil 2.6. (a) z-yönünde farklı yarıiletken tabakaların üst üste büyütülmesiyle oluşturulmuş süperörgü. (b) Süperörgü bant diyagramı

Süperörgü yapılar, çoklu kuantum kuyu yapılarına benzerlik göstermekle birlikte tek fark iki yapı arasındaki kuyular arasındaki etkileşmenin mertebesidir. Süperörgülerde, kuantum kuyuları bağımsız kuyular değil de artık birbirini etkileyen yapılar olarak davranmaktadır. Ayrıca, süperörgülerde kuantumlu enerji seviyeleri birbirine yaklaşarak enerji bantlarını oluşturacaktır (Lıu ve ark., 2000).

Şekil 2.6(b)' de gösterilen diyagram içerinde ki altbantlar kuantumlu enerji seviyelerinden farklı olarak, artık mini bir bant olarak davranmaktadır. Bu durum süperörgülerin en önemli özelliklerinden biridir.

2.2. Düşük Boyutlu Yarıiletken Yapılarda Optik Geçişler

Yarıiletken malzemeler hakkında bilgi edinmek için öncelikle o malzemenin band yapısının bilinmesi gerekir. Birçok yarıiletken malzeme için E_g yasak enerji aralık değeri 2eV'dan küçük olup uyarma elektriksel iletkenliğin sağlanması için gereken uyarma enerjisi termal, optik veya mekanik yoldan sağlanabilir. E_g mertebesinde enerjiye sahip bir uyarıcı (foton, fonon vb.) ile uyarılması sonucunda valans band da bulunan bir elektron iletim bandına geçmektedir. Fotonla uyarılan bir yarıiletken için; foton enerjisini "$h\upsilon$" ile gösterilirse, $h\upsilon \geq E_g$ durumunda geçiş olması beklenirken (Şekil 2.7(a)), tersi durumda $h\upsilon < E_g$ geçiş olması olasılığı düşüktür (Şekil 2.7(b)).



Şekil 2.7. Foton enerjisine bağlı geçiş durumları

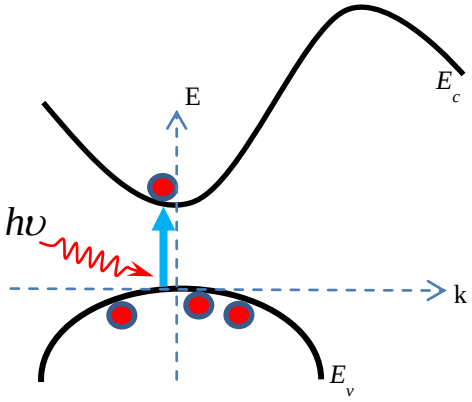
Geçişler de foton enerjisi valans band daki elektronlara aktarıldığında, enerjisi artan elektron, daha kararlı bir seviye zorlanarak iletim banda geçmek isteyecektir. Şayet fotonun enerjisi buna yeterli değilse, pompalanan fotonun enerjisi kristalin örgüsüne aktarılacaktır. Uyarılmış durumda olan elektron, dış etkiler ortadan kalktığı zaman tekrar ışımalı ya da ışımasız olarak eski durumuna dönecektir.

Işık spektroskopisi kullanılarak malzemeye pompalan ışık ve malzemenin buna karışı gösterdiği soğurma ölçülerek yarıiletkenin band aralığı hakkında bilgi elde edilmektedir. Soğurma, olarak nitelendirilen parametrenin elektronun bir üst seviyeye geçmesi için harcadığı enerjiye karşılık geldiğini söylenebilir.

Optik geçişler olarak karşılaştığımız bu süreçler kendi içerisinde farklılıklar göstermektedir. Eğer geçişler iletim bandının ya da valans bandının kendi içerisinde gerçekleşiyorsa **altbandlar arası (Intersubband-ISB)** geçişler olarak adlandırılır. Eğer geçişler valans bandından iletim bandına bir geçişse **bandlar arası (interband-IB)** geçiş olarak adlandırılır. Optik geçişlerde malzemenin band yapısı oldukça önemli olup IB geçişler doğrudan (**direkt**) geçişler ve dolaylı (**indirekt**) geçişler olmak üzere ikiye ayrılır.

2.2.1. Doğrudan geçişler

İletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu aynı k dalga vektörü değerinde ise böyle malzemeler doğrudan band aralıklı malzemelerdir (örneğin GaAs, InP) (Sarı, 2001). Doğrudan band geçişinde valans bandında bulunan bir elektron, yarıiletkenin yasak enerji aralığına eşit veya bu değerden daha büyük enerjili bir fotonu ($h\upsilon \geq E_g$) soğurarak iletim bandına geçer. Bu geçiş sonrasında valans bandında bir deşik meydana gelir. Geçiş sırasında elektronlar dalga vektörlerini değiştirmezler ve



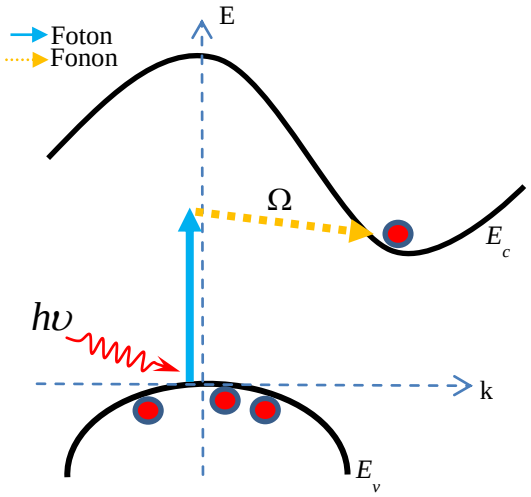
Şekil 2.8. Bir yarıiletkendeki doğrudan geçiş

k=0'da momentum korunur. Ayrıca geçişlerde momentumla birlikte enerjide korunmaktadır (Manasreh, 2005, Sarı, 2011,).

2.2.2. Dolaylı geçişler

İletim bandının minimumu ile valans bandının maksimumu farklı k dalga vektörü değerinde ise böyle malzemeler dolaylı band aralıklı malzemelerdir (Si, Ge gibi).

Optik geçişlerde enerji ve momentum aynı anda korunmalıdır. İndirekt bant aralığından dolayı iletim ve valans bandına geçiş yapan elektronlar geçiş sonrası farklı k değerine sahip olduklarından momentumun korunması için üçüncü parçacığa (fonon)



Şekil 2.9. Bir yarıiletkendeki dolaylı geçiş

ihtiyaç duyulur. Bu sebepten bu tür yarıiletkenlerde optik geçişler verimli olmayıp bu nedenle de bu malzemeler ışık üretiminde kullanılmazlar (Manasreh, 2005, Sarı, 2011).

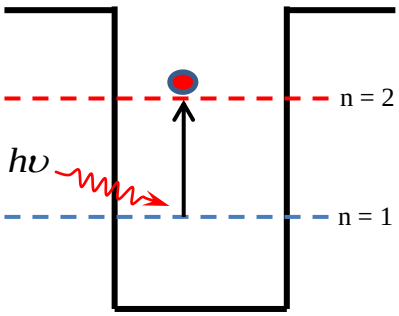
2.2.3. ISB geçişler

ISB geçişler, iletim veya valans bandlarının kendi içerisindeki altbandlar arasındaki geçişlerdir (Fox, 2001).

Son yıllarda, kuantum kuyularındaki ISB geçişler hem fiziksel hem de teknolojik açıdan önemli bir çalışma konusu haline gelmiştir. Bu durum, bu tür geçişlerin büyük dipol matris elemanlarına (1-3 nm) ve osilatör şiddetlerine (f ~ 15- 20) sahip olmasından kaynaklanır (West ve Eglash, 1985).

Bir yarıiletken kuantum kuyusundaki ISB geçişlerle ilgili dipol matris elemanlarının değerleri yaklaşık olarak kuyu genişliğiyle aynı mertebelerdedir. Yani, bu dipol matris elemanlarının büyüklükleri birkaç nm civarındadır (Karabulut, 2008).

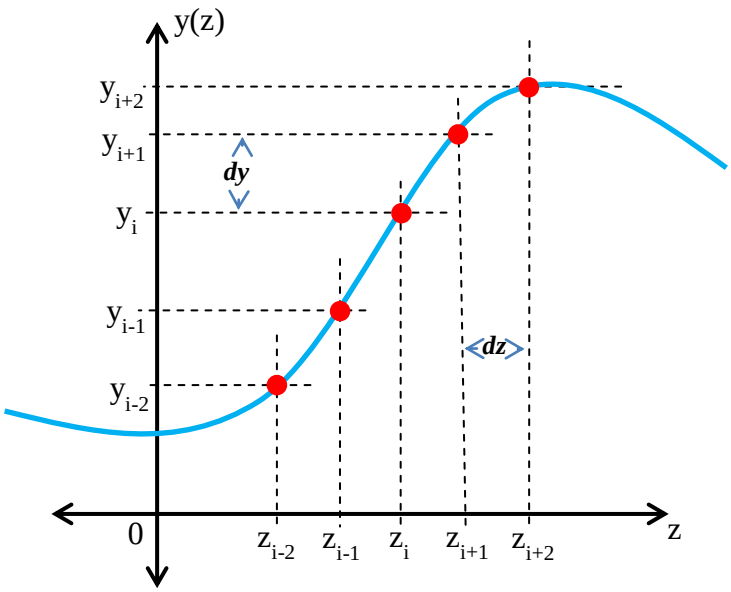
Kuantum kuyularında kesikli enerji seviyelerinin deneysel olarak gözlenmesi ile (Dingle ve ark., 1974) bu yapılarda, ISB geçişler ve bu geçişlere dayalı lineer ve lineer olmayan optik (NLO) özellikler yoğun biçimde çalışılmaya başlamıştır. Özelikle bu tür geçişlere dayalı nonlineer optiksel özellikler kızılötesi bölgede çalışan cihaz uygulamaları için son derece önemli olup günümüzde de yoğun bir ilgi çekmektedir.



Şekil 2.10. Bir kuantum kuyusunun iletim band içerisindeki iki altband arasındaki ISB geçişi

3. SONLU FARKLAR YÖNTEMİ

Fizikte karşılaşılan pek çok problem ikinci dereceden bir diferansiyel denklem olup bu denklemlerin analitik veya sayısal olarak çözülmesi gerekir. Kuantum mekaniksel problemlerin çoğu aynı zamanda bir özdeğer problemi olup pek çok durumda bu problemler için analitik çözüm bulunamaz. Bu zorluğun üstesinden gelebilmek için sayısal analiz yöntemleri kullanılmaktadır. Kuantum kuyu yapılarının elektronik özelliklerini belirlemede pek çok sayısal çözüm yöntemi kullanılmakla birlikte bu tez çalışmasında sonlu farklar yöntemi üzerinde durulacaktır. Bu amaç için Schrödinger denklemi fark denklemleri kullanılarak matris formuna dönüştürülecektir. Schrödinger denklemi ikinci derece türev içerdiğinden türevin tanımından yola çıkılacaktır. Şekil 3.1' de herhangi bir y(z) fonksiyonunun uzaysal değişimi gösterilmektedir. Farklı operatörler kullanılarak birinci ve ikinci türevler için ifadeler elde etmek mümkündür.



Şekil 3.1. Sonlu fark yönteminin bir y(z) fonksiyonu üzerinde gösterilmesi

İleri fark operatörünü kullanarak birinci ve ikinci türevler sırasıyla,

$$y_i' = \frac{y_{i+1} - y_i}{\Delta z}$$

$$y_i'' = \frac{y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2}}{\Delta z^2}$$

şeklinde yazılabilir. Geri fark operatörü kullanıldığında bu türev ifadeleri,

$$y_i' = \frac{y_i - y_{i-1}}{\Delta z}$$

$$y_i'' = \frac{y_i - 2y_{i-1} + y_{i-2}}{\Delta z^2}$$

şeklinde verilir. Son olarak, merkezi fark operatörü yardımıyla ilgili türevleri,

$$y_i' = \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{2\Delta z}$$

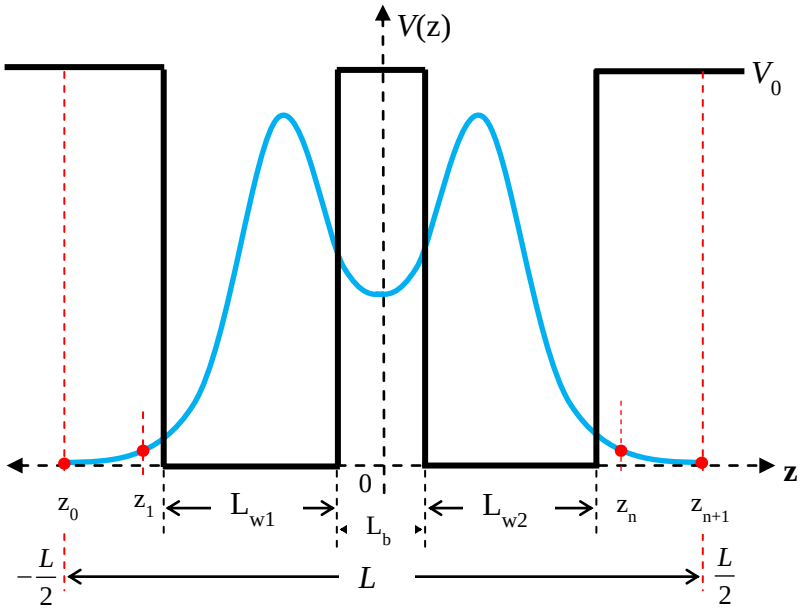
$$y_i'' = \frac{y_{i+1} - 2y_i + y_{i-1}}{\Delta z^2}$$

şeklinde yazmak mümkündür.

3.1.Sonlu Farklar Yöntemi ile Çoklu Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısının Belirlenmesi

Kuantum mekaniğine göre bir $V(z)$ potansiyeli içerisinde bir boyutlu uzayda hareket eden elektronun durumu zamandan bağımsız Schrödinger denklemiyle tanımlanabilir.

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2\Psi(z)}{\partial z^2} + \left[V(z) - E\right]\Psi(z) = E\Psi(z) \tag{3.1}$$



Şekil 3.2. Çift kuantum kuyusu için sonlu farklar yöntemi

Burada, z uzaysal konumu, $\Psi(z)$ elektronun dalga fonksiyonunu, E elektronun enerjisini göstermektedir. Burada göz önüne alınan $V(z)$ potansiyeli Şekil 3.2' de gösterilen bir çift kuantum kuyusudur ve

$$V(z)=\begin{cases} -\dfrac{L}{2} < z \le -\left(L_{w1}+\dfrac{L_b}{2}\right), & V(z)=V_0 \\ -\left(L_{w1}+\dfrac{L_b}{2}\right) < z < -\dfrac{L_b}{2}, & V(z)=0 \\ -\dfrac{L_b}{2} \le z \le \dfrac{L_b}{2}, & V(z)=V_0 \\ \dfrac{L_b}{2} < z < \left(L_{w2}+\dfrac{L_b}{2}\right), & V(z)=0 \\ \left(L_{w2}+\dfrac{L_b}{2}\right) \le z < \dfrac{L_b}{2}, & V(z)=V_0 \end{cases} \tag{3.2}$$

şeklinde tanımlanır. İlk olarak, z ekseni, $z_i = h_0 \times i$ $(i = 0,1,2,3...n+1)$ olacak şekilde kesikli hale getirilir. Burada, h_0 adım uzunluğu olarak tanımlanır. Bu durumda Schrödinger denklemi;

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\Psi(z_{i-1})-2\Psi(z_i)+\Psi(z_{i+1})}{{h_0}^2}+\left[V(z_i)-E\right]\Psi(z_i)=0 \tag{3.3}$$

haline gelir. Bu denklem yeniden düzenlenirse;

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*{h_0}^2}\right)\Psi(z_{i-1})+\left(\frac{\hbar^2}{m^*{h_0}^2}+V(z_i)-E\right)\Psi(z_i)-\left(\frac{\hbar^2}{2m^*{h_0}^2}\right)\Psi(z_{i+1})=0 \tag{3.4}$$

(3.4) denklemi elde edilir $\dfrac{\hbar^2}{2m^*{h_0}^2}=A$ ve $\dfrac{\hbar^2}{m^*{h_0}^2}+V(z_i)=B_i$ olarak alınıp $\Psi(z_0)=\Psi(z_{n+1})=0$ sınır şartı kullanıldığında, $i=1,2,3,...,n$ değerleri için;

$$
\begin{aligned}
&i=1 \rightarrow -A\Psi(z_0)+\left(B_1-E\right)\Psi(z_1)-A\Psi(z_2)=0 \\
&i=2 \rightarrow -A\Psi(z_1)+\left(B_2-E\right)\Psi(z_2)-A\Psi(z_3)=0 \\
&\vdots \\
&i=n \rightarrow -A\Psi(z_{n-1})+\left(B_n-E\right)\Psi(z_n)-A\Psi(z_{n+1})=0
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

denklem sistemi elde edilir. Yukarıdaki lineer denklemleri

$$
\begin{bmatrix}
\left(B_1-E\right) & -A & 0 & \cdots & 0 \\
-A & \left(B_2-E\right) & -A & 0 & \vdots \\
0 & -A & \left(B_3-E\right) & -A & 0 \\
\vdots & \vdots & \vdots & \ddots & -A \\
0 & 0 & 0 & -A & \left(B_n-E\right)
\end{bmatrix}
\begin{bmatrix}
\Psi(z_1) \\ \Psi(z_2) \\ \Psi(z_3) \\ \vdots \\ \Psi(z_n)
\end{bmatrix} = 0
\tag{3.6}
$$

(3.6) ile verilen matris denklemi şeklinde yazmak mümkündür. Burada katsayılar matrisi simetrik üç bant matrisi olup bu matrisin özdeğerleri enerjiler; $\Psi(z_i)$'lerde sistemin dalga fonksiyonlarını göstermektedir. Bu matris denkleminin çözümleri MATLAB programı kullanılarak hesaplanmıştır ve elde edilen sonuçlar bölüm 5.1' de verilecektir.

4. NONLİNEER OPTİK

Bu bölümde, genel olarak lineer olmayan (nonlineer) optiksel alınganlıkların kuantum mekaniksel teorisiyle ilgilenilecektir. Lineer olmayan optiksel alınganlıkların açık ifadelerini elde etmek için kuantum mekaniğinin temel prensiplerinden faydalanılacaktır. Alınganlık ifadelerinin elde edilmesi iki açıdan oldukça önemlidir. İlk olarak, bu ifadeler alınganlığın fonksiyonel biçimini gösterir ve bu fonksiyonel ifadelerden yararlanılarak alınganlıkların dipol matris elemanları ve atomik enerji seviyeleri gibi parametrelere bağlılığı kolaylıkla anlaşılabilir. İkinci olarak, bu ifadeler lineer olmayan alınganlıkların nümerik değerlerini elde etmek için de kullanılabilir. Bu bölümde, ikinci ve üçüncü mertebe alınganlıklar için açık ifadeler, genel *n* seviyeli kuantum mekaniksel bir sistem için elde edilecektir (Karabulut, 2008).

NLO araştırmaları için malzemeye gönderilen ışık ile bu ışığın kutuplanması arasında ilişkiden yararlanılır. Bu ilişki,

$$P(\mathrm{t}) = \chi^{(1)}E(\mathrm{t}) + \chi^{(2)}E^2(\mathrm{t}) + \chi^{(3)}E^3(\mathrm{t}) + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (4.1)$$
$$= P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

ile verilir.

$P(t)$ kutuplanma, $E(t)$ optiksel alan kuvveti olup $\chi^{(1)}$ lineer alınganlık, $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ ise sırası ile ikinci mertebe ve üçüncü mertebe alınganlıktır (Boyd, 2003; New, 2011). $E(t)$ ifadesi;

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) \quad (4.2)$$

Şeklinde tanımlanır. Denklem (4.1) ve (4.2) kullanılarak;

$$P(t) = \frac{1}{2}\chi^{(2)}E^2 + \left(\chi^{(1)}E + \frac{3}{4}\chi^{(3)}E^3\right)\cos\omega t + \frac{1}{2}\chi^{(2)}E^2\cos 2\omega t + \frac{1}{4}\chi^{(3)}E^3\cos 3\omega t \quad (4.3)$$

elde edilir. Denklem (4.3)'deki ilk terim frekanstan bağımsız olup malzeme içerisinde statik bir alan oluşturur. Bu süreç, *optiksel doğrultma* (Optical Rectification-OR) olarak adlandırılır (Karabulut, 2008). Burada parantez içindeki terim kırılma indisine nonlineer

bir katkı sağlar. Yine denklem (4.3)' deki üçüncü terim, ikinci harmonik üretimini (SHG) verirken; son terim ise üçüncü harmonik üretimini (THG) vermektedir.

4.1. Nonlineer Yoğunluk Matris Denklemleri

4.1.1. Kararlı durum çözümleri

Bu kesimde NLO süreçleri incelemek için, iki seviyeli bir sistemde, kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizmi kullanılacaktır. Daha önce yapılmış çalışmalardan (Spyridon ve ark., 2010; Paspalakis ve ark., 2008; Galdrikian ve Birnir, 1996), Galdrikian ve Birnir'in (1996) nonlineer yoğunluk matris denklemlerinin iki seviyeli bir kuantum kuyusundaki taşıyıcı dinamiği için oldukça iyi sonuçlar verdiği görülmüştür.

Kuantum kuyusunun $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$ şeklinde zamana bağlı bir elektromanyetik alanla etkileştiği bir durumu göz önüne alalım. Bir elektromanyetik alanla etkileşen kuantum kuyu sisteminin dinamiği Galdrikian ve Birnir tarafından verilen (1996) nonlineer yoğunluk matris denklemleriyle tanımlanır:

$$\dot{\Delta}(t) = -\frac{\Delta(t)-1}{T_1} + \frac{4ez_{10}E(t)}{\hbar}\,\mathrm{Im}\left[\rho_{10}(t)\right] + 4\hat{\alpha}\,\mathrm{Re}\left[\rho_{10}(t)\right]\mathrm{Im}\left[\rho_{10}(t)\right] \tag{4.4}$$

$$\dot{\rho}_{10}(t) = -\left(\frac{1}{T_2} + i\omega_{10}\right)\rho_{10}(t) - i\frac{ez_{10}E(t)}{\hbar}\Delta(t) - i\hat{\alpha}\,\mathrm{Re}\left[\rho_{10}(t)\right]\Delta(t) \tag{4.5}$$

Yukarıdaki denklemlerde, $\hat{\alpha}$ elektron-elektron etkileşimlerinden kaynaklanan depolarizasyon kayma terimi olup bundan sonraki hesaplamalarımızda sıfır olarak alınacaktır. Bu durumda yukarıdaki (4.4) ve (4.5) denklemleri;

$$\dot{\Delta}(t) = -\frac{\Delta(t)-1}{T_1} + \frac{4ez_{10}E(t)}{\hbar}\,\mathrm{Im}\left[\rho_{10}(t)\right] \tag{4.6}$$

$$\dot{\rho}_{10}(t) = -\left(\frac{1}{T_2} + i\omega_{10}\right)\rho_{10}(t) - i\frac{ez_{10}E(t)}{\hbar}\Delta(t) \tag{4.7}$$

haline gelir. $\rho_{nm}(t)$, yoğunluk matris elemanı; $\Delta(t)=\rho_{00}(t)-\rho_{11}(t)$, $\omega_{10}=\frac{(\varepsilon_1-\varepsilon_0)}{\hbar}$, burada ε_0 ve ε_1 sırasıyla taban ve uyarılmış durum enerjileridir. $\sigma_{10}(t)=\rho_{10}(t)e^{i\omega t}$ şeklinde bir değişken tanımlanarak, $\dot{\rho}_{10}(t)$ terimi için,

$$\dot{\rho}_{10}(t)=\dot{\sigma}_{10}(t)e^{-i\omega t}-i\omega e^{-i\omega t}\,\sigma_{10}(t) \tag{4.8}$$

elde edilir. (4.8) denklemi (4.7) denkleminde yerine konulup düzenlendiğinde ve maksimum Rabi frekansı için $\Omega_0=-\frac{ez_{10}E_0}{2\hbar}$ tanımı kullanıldığında;

$$\dot{\sigma}_{10}(t)=-\frac{\sigma_{10}(t)}{T_2}+i(\omega-\omega_{10})\sigma_{10}(t)+i\Omega_0\Delta(t) \tag{4.9}$$

elde edilir. Yine (4.9) denkleminde $\delta=\omega_{10}-\omega$ tanımı kullanılarak,

$$\dot{\sigma}_{10}(t)=-\frac{\sigma_{10}(t)}{T_2}-i\delta\sigma_{10}(t)+i\Omega_0\Delta(t) \tag{4.10}$$

elde edilir. $\rho_{nm}(t)$ nin reel ve imajiner kısımlardan oluşan kompleks bir sayı olduğu göz önüne alınarak:

$$\mathrm{Im}\left[\rho_{10}(t)\right]=\frac{1}{2i}\left(\rho_{10}(t)-\rho_{10}^{*}(t)\right) \tag{4.11}$$

şeklinde yazılabilir. (4.8) ve (4.11) denklemleri, (4.6) denkleminde yerine yazılarak;

$$\dot{\Delta}(t)=-\frac{\Delta(t)-1}{T_1}+2i\Omega_0\left(\sigma_{10}(t)+\sigma_{10}(t)e^{-2i\omega t}-\sigma_{10}^{*}(t)-\sigma_{10}^{*}(t)e^{-2i\omega t}\right) \tag{4.12}$$

elde edilir. Dönen dalga yaklaşımı altında (Rotating Wave Approximation-RWA) $e^{\pm 2i\omega t}$ içeren terimler ihmal edilerek;

$$\dot{\Delta}(t) = 2i\Omega_0\sigma_{10}(t) - 2i\Omega_0\sigma_{10}^*(t) - \frac{\Delta(t)-1}{T_1} \tag{4.13}$$

denklemi elde edilir.

Kararlı durumda (4.10) denklemi;

$$\sigma_{10} = \frac{\Omega_0\Delta}{\delta - \frac{i}{T_2}} \tag{4.14}$$

haline gelir.

Benzer biçimde kararlı durumda (4.13) denklemi (4.14) denkleminde kullanılarak;

$$\Delta = \frac{1}{\left[1 + \frac{4T_1T_2e^2z_{10}^2E_0^2}{4\hbar^2(\delta^2T_2^2+1)}\right]} \tag{4.15}$$

elde edilir. $E_s^2 = \frac{\hbar^2}{T_1T_2e^2z_{10}^2}$ tanımı kullanılarak; (4.15) denklemi

$$\Delta = \frac{1}{\left[1 + \frac{E_0^2/E_s^2}{(\delta^2T_2^2+1)}\right]} \tag{4.16}$$

haline gelir. Optiksel şiddetin $I = \frac{nc\varepsilon_0}{2}|E_0|^2$ ve doyum şiddetinin de $I_s = \frac{nc\varepsilon_0}{2}|E_s|^2$ olduğu göz önüne alınarak,

$$\Delta = \frac{1}{\left[1 + \frac{I/I_s}{(\delta^2T_2^2+1)}\right]} \tag{4.17}$$

ifadesi elde edilir.

4.2. Soğurma Katsayısının Hesaplanması

Alınganlık ile kutuplanma arasındaki ilişki,

$$\chi = \frac{2P}{E_0} = -\frac{2N_v e z_{10}\sigma_{10}}{E_0} = \frac{N_v e^2 z_{10}^2 T_2}{\varepsilon_0 \hbar}\Delta\frac{1}{\delta T_2 - i} \tag{4.18}$$

ile verilir.

Soğurma katsayısı, alınganlığa bağlı olarak,

$$\alpha(\omega, I) = \frac{\omega}{nc}\,\mathrm{Im}\,\chi(\omega, I) \tag{4.19}$$

şeklinde tanımlanır. Buradan yola çıkarak soğurma katsayısı için,

$$\alpha(\omega, I) = \frac{N_v e^2 z_{10}^2 T_2 \omega}{nc\varepsilon_0 \hbar}\cdot\frac{1}{\delta^2 T_2^2 + 1 + I/I_s} \tag{4.20}$$

sonuç ifadesi elde edilir. $\alpha_{\max} = \frac{N_v e^2 z_{10}^2 T_2 \omega}{nc\varepsilon_0 \hbar}$ tanımı kullanılarak,

$$\alpha(\omega, I) = \alpha_{\max}\cdot\frac{\hbar^2/T_2^2}{(E_{10} - \hbar\omega)^2 + \hbar^2/T_2^2\,(1 + I/I_s)} \tag{4.21}$$

elde edilir. $\tilde{\Gamma}_2^2 = \Gamma_2^2(1 + I/I_s)$ ve $\hat{\delta} = E_{10} - \hbar\omega$ tanımları kullanılarak,

$$\alpha(\omega, I) = \alpha_{\max}\cdot\frac{\tilde{\Gamma}_2^2}{\hat{\delta}^2 + \tilde{\Gamma}_2^2}\cdot\frac{1}{1 + I/I_s} = \alpha_{\max}\cdot G(\omega, I) \tag{4.22}$$

elde edilir.

Düşük satürasyon limitinde ($I \ll I_s$), (4.22) denklemi ilk üç terime kadar Taylor serisine açılırsa;

$$G(\omega,I)=\frac{\Gamma_2^2}{\hat{\delta}^2+\Gamma_2^2}.\left[1-\frac{\Gamma_2^2}{\hat{\delta}^2+\Gamma_2^2}\cdot(I/I_s)+\left(\frac{\Gamma_2^2}{\hat{\delta}^2+\Gamma_2^2}\right)^2\cdot(I/I_s)^2\right] \tag{4.23}$$

elde edilir. Bu limitte soğurma katsayısı için ise;

$$\alpha(\omega,I)=\alpha_{\max}\cdot\frac{\Gamma_2^2}{\hat{\delta}^2+\Gamma_2^2}.\left[1-\frac{\Gamma_2^2}{\hat{\delta}^2+\Gamma_2^2}\cdot(I/I_s)+\left(\frac{\Gamma_2^2}{\hat{\delta}^2+\Gamma_2^2}\right)^2\cdot(I/I_s)^2\right] \tag{4.24}$$

ifadesi elde edilir.

4.3. Kırılma İndis Değişimin Hesaplanması

Kırılma indis değişimi alınganlığa bağlı olarak;

$$\frac{\Delta n(\omega,I)}{n_r}=\frac{1}{2n_r^2}\,\mathrm{Re}[\chi(\omega,I)] \tag{4.25}$$

şeklinde tanımlanır. Buradan yola çıkarak kırılma indis değişimi için,

$$\frac{\Delta n(\omega,I)}{n_r}=\frac{N_v e^2 z_{10}^2 \delta T_2^2}{2n_r^2\varepsilon_0\hbar}\cdot\frac{1}{[\delta^2T_2^2+1+I/I_s]} \tag{4.26}$$

elde edilir. Bu denklem yeniden düzenlenerek;

$$\frac{\Delta n(\omega,I)}{n_r}=\frac{N_v e^2 z_{10}^2}{2n_r^2\varepsilon_0}\cdot\frac{(E_{10}-\hbar\omega)}{[(E_{10}-\hbar\omega)^2+\hbar^2/T_2^2(1+I/I_s)]} \tag{4.27}$$

elde edilir. Sonuç olarak ta kırılma indis değişimi için,

$$\frac{\Delta n(\omega,I)}{n_r}=\frac{N_v e^2 z_{10}^2}{2n_r^2\varepsilon_0\Gamma_2^2}\cdot\frac{\hat{\delta}\tilde{\Gamma}_2^2}{(\hat{\delta}^2+\tilde{\Gamma}_2^2)}\cdot\frac{1}{(1+I/I_s)} \tag{4.28}$$

elde edilir.

4.3. Lineer, Üçüncü ve Beşinci Mertebe Alınganlıkların Hesabı

$x = \dfrac{E_0^2}{E_s^2} = \dfrac{I}{I_s}$ olmak üzere (4.17) denklemi ile verilen Δ ifadesi Taylor serisine açılırsa;

$$\Delta(x) = \Delta(x_0) + \frac{\Delta'(x_0)}{1!}x + \frac{\Delta''(x_0)}{2!}x^2 + \cdots \tag{4.29a}$$

$$\Delta(x) = 1 - \frac{x}{\delta^2 T_2^2 + 1} + \frac{x^2}{(\delta^2 T_2^2 + 1)^2} + \cdots \tag{4.29b}$$

denklemi elde edilir. Yine benzer şekilde (4.18) denklemi ile verilen genel alınganlık ifadesi olan $\chi(x)$ 'nin Taylor serisine açılımından;

$$\chi(x) = \left(\frac{N_v e^2 z_{10}^2 T_2}{\varepsilon_0 \hbar}\right)\left(\frac{\delta T_2 + i}{\delta^2 T_2^2 + 1} - \frac{\delta T_2 + i}{\left(\delta^2 T_2^2 + 1\right)^2}x + \frac{\delta T_2 + i}{\left(\delta^2 T_2^2 + 1\right)^3}x^2 + \cdots\right) \tag{4.30}$$

şeklinde bulunabilir. Alınganlığın alan şiddetine bağlılığı;

$$\chi(x) = \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)}\left(\frac{E_0}{2}\right)^2 + 10\chi^{(5)}\left(\frac{E_0}{2}\right)^4 + \cdots \tag{4.31}$$

şeklinde verilir. (4.30) ve (4.31) denklemleri karşılaştırılarak ve doyum şiddeti için değeri yerine yazılarak lineer, üçüncü ve beşinci mertebe alınganlıklar için sırasıyla;

$$\chi^{(1)} = \frac{N_v e^2 z_{10}^2 T_2}{\varepsilon_0 \hbar} \cdot \left(\frac{\delta T_2 + i}{\delta^2 T_2^2 + 1}\right) \tag{4.32a}$$

$$\chi^{(3)} = -\frac{4}{3} \cdot \left(\frac{N_v e^4 z_{10}^4 T_1 T_2^2}{\varepsilon_0 \hbar^3}\right) \cdot \left(\frac{\delta T_2 + i}{(\delta^2 T_2^2 + 1)^2}\right) \tag{4.32b}$$

$$\chi^{(5)} = \frac{8}{5} \cdot \left(\frac{N_v e^6 z_{10}^6 T_1^2 T_2^3}{\varepsilon_0 \hbar^5}\right) \cdot \left(\frac{\delta T_2 + i}{(\delta^2 T_2^2 + 1)^3}\right) \tag{4.32c}$$

ifadeleri elde edilir.

Bu ifadeler yeniden düzenlenerek lineer alınganlığın reel ve imajiner kısımları için;

$$\mathrm{Re}[\chi^{(1)}] = \frac{N_v e^2 z_{10}^2}{\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{\hat{\delta}}{\hat{\delta}^2 + \Gamma_2^2} \right) \tag{4.33a}$$

$$\mathrm{Im}[\chi^{(1)}] = \frac{N_v e^2 z_{10}^2}{\varepsilon_0} \cdot \left(\frac{\Gamma_2}{\hat{\delta}^2 + \Gamma_2^2} \right) \tag{4.33b}$$

elde edilir. Benzer biçimde üçüncü mertebe alınganlığın reel ve imajiner kısımları için;

$$\mathrm{Re}[\chi^{(3)}] = -\frac{4}{3} \cdot \frac{N_v e^4 z_{10}^4 T_1}{\varepsilon_0 T_2} \cdot \left(\frac{\hat{\delta}}{\left[\hat{\delta}^2 + \Gamma_2^2 \right]^2} \right) \tag{4.34a}$$

$$\mathrm{Im}[\chi^{(3)}] = -\frac{4}{3} \cdot \frac{N_v e^4 z_{10}^4 T_1}{\varepsilon_0 T_2} \cdot \left(\frac{\Gamma_2}{\left[\hat{\delta}^2 + \Gamma_2^2 \right]^2} \right) \tag{4.34b}$$

Beşinci mertebe alınganlığın reel ve imajiner kısımları için de,

$$\mathrm{Re}[\chi^{(5)}] = \frac{8}{5} \cdot \frac{N_v e^6 z_{10}^6 T_1^2}{\varepsilon_0 T_2^2} \cdot \left(\frac{\hat{\delta}}{\left[\hat{\delta}^2 + \Gamma_2^2 \right]^3} \right) \tag{4.35a}$$

$$\mathrm{Im}[\chi^{(5)}] = \frac{8}{5} \cdot \frac{N_v e^6 z_{10}^6 T_1^2}{\varepsilon_0 T_2^2} \cdot \left(\frac{\Gamma_2}{\left[\hat{\delta}^2 + \Gamma_2^2 \right]^3} \right) \tag{4.35b}$$

elde edilir.

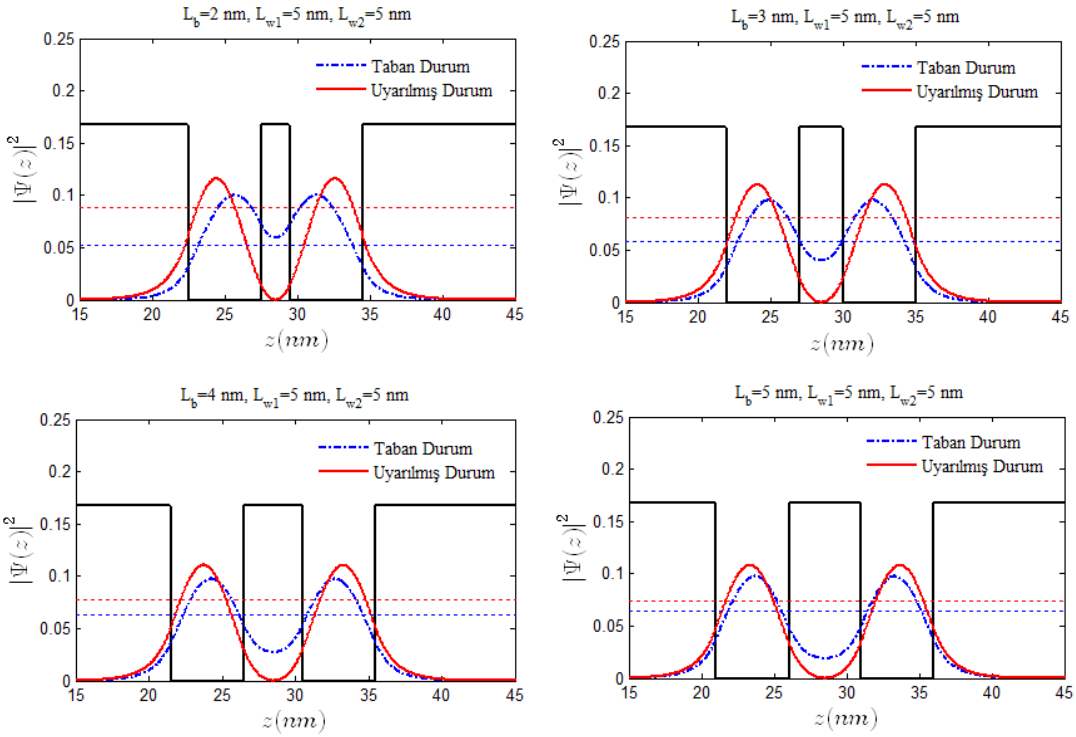
Bu denklemlerde, elektron yoğunluğu $N_v = 1\mathrm{x}10^{14}$ m^{-2} ve durulma süreleri T_1 ve T_2 sırasıyla $T_1 = 66$ ps , $T_2 = 6.6$ ps olarak kabul edilerek hesaplama yapılmıştır.

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

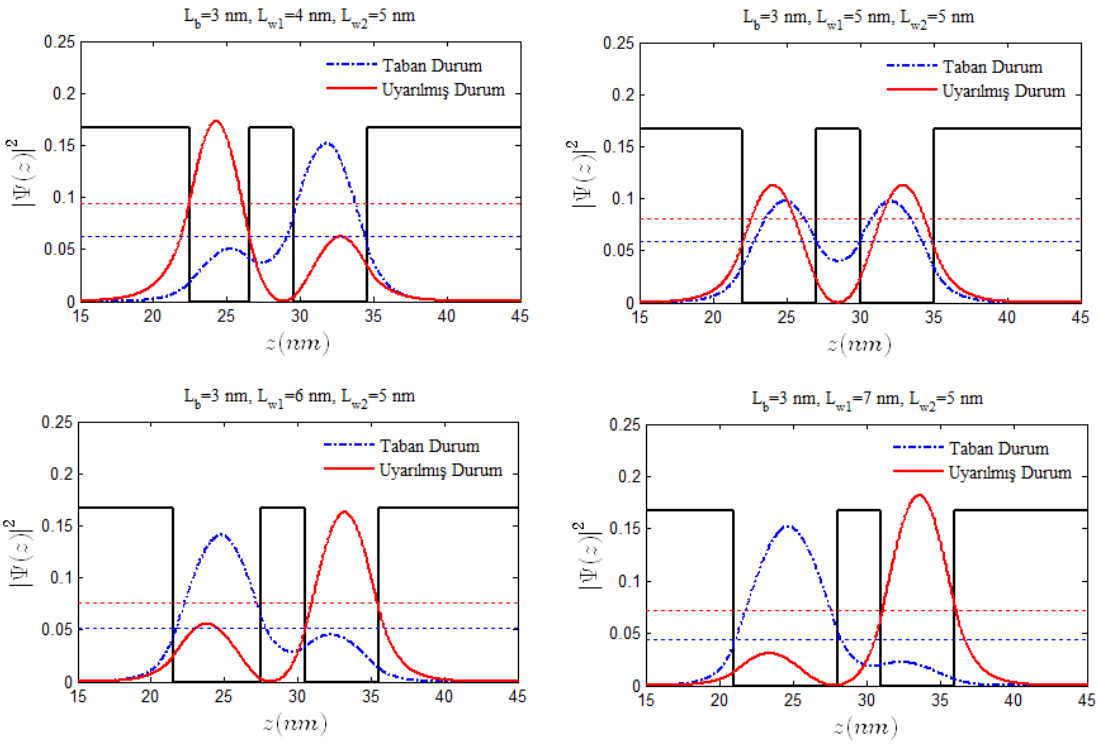
5.1. Çift Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı

Çoklu kuantum kuyularının elektronik yapısı daha önceden bahsedilen sonlu farklar tekniği kullanılarak detaylı olarak incelenmiştir. Şekil 5.1' de simetrik çift kuantum kuyusu için sonuçlar görülmektedir.

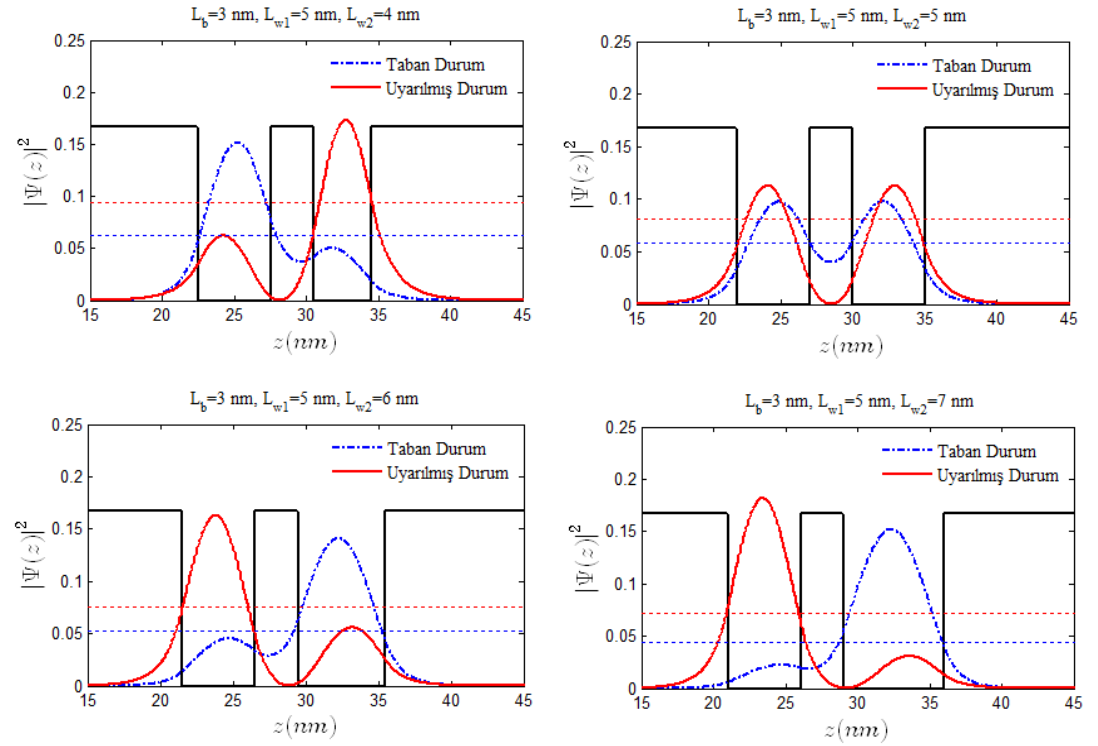
Şekil 5.1' den de görüleceği gibi bariyer genişliğinin artması ile enerji seviyeleri birbirine yaklaşır ve taban ve uyarılmış durum için olasılık yoğunlukları, beklenildiği gibi örtüşmeye başlar. Bu durum bariyer genişliği arttıkça kuyuların bağımsız kuyular gibi davranmasından kaynaklanır.



Şekil 5.1. Farklı L_b değerlerinde simetrik çift kuyunun taban ve uyarılmış durumları için enerji seviyeleri ve olasılık yoğunlukları



Şekil 5.2. Farklı L_{w1} değerlerinde çift kuyunun taban ve uyarılmış durumları için enerji seviyeleri ve olasılık yoğunlukları

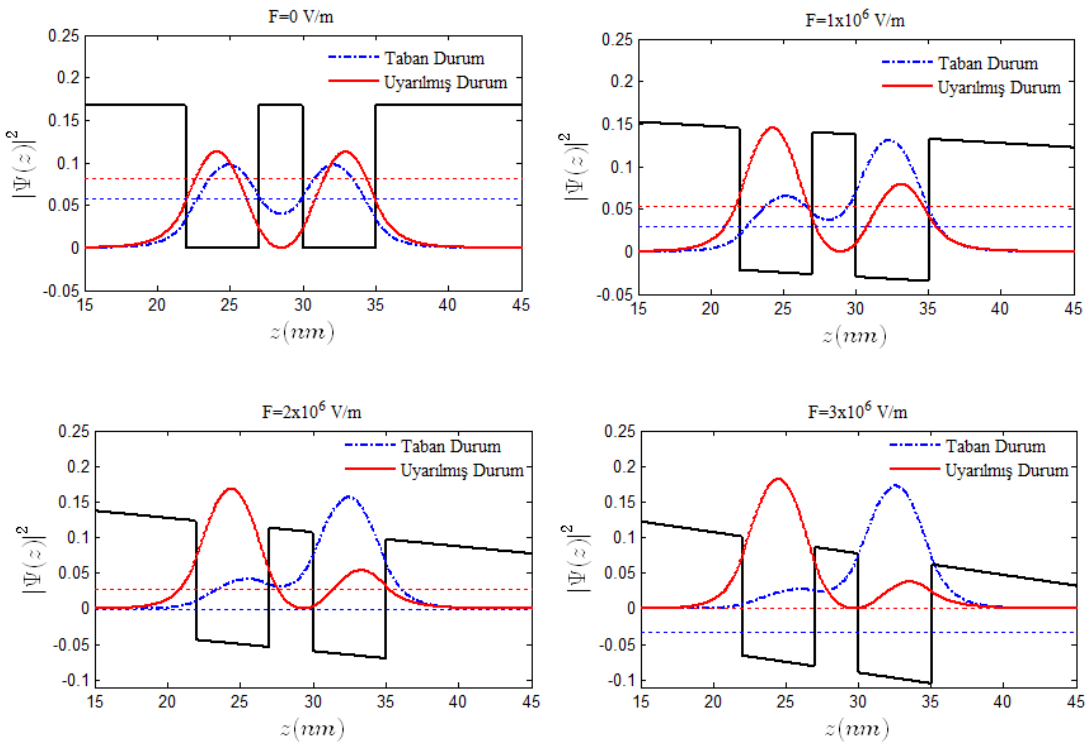


Şekil 5.3. Farklı L_{w2} değerlerinde çift kuyunun taban ve uyarılmış durumları için enerji seviyeleri ve olasılık yoğunlukları

L_{w1}=5 nm değerinde yapı simetrik iken L_{w1} in diğer değerleri için yapının simetrisi bozulmaktadır. Şekil 5.2 'den görüldüğü gibi $L_{w1} < L_{w2}$ olduğu durumda, taban durum olasılık yoğunluğu ikinci kuyu (L_{w2}) içerisinde daha büyük iken uyarılmış durum olasılık yoğunluğu birinci kuyuda (L_{w1}) daha büyüktür. $L_{w1} = L_{w2}$ olduğu durumda ise taban durum olasılık yoğunluğu, bariyer bölgesinde daha küçük değere sahip olup kuyu bölgelerinde ise daha büyük değerlere sahiptir. Simetrik kuyu için uyarılmış durum olasılık yoğunluğu ise beklenildiği gibi merkezde sıfır olmaktadır. $L_{w1} > L_{w2}$ durumda ise taban durum olasılık yoğunluğu birinci kuyuda, uyarılmış durum olasılık yoğunluğu ise ikinci kuyu bölgesinde daha büyük değere sahiptir. Artan L_{w1} değerleriyle bu durum daha da belirgin hale gelir ve iki seviye arasındaki örtüşme neredeyse ortadan kalkar.

Şekil 5.3' de, L_{w1}=5 nm de sabitlenerek L_{w2}' nin farklı değerleri için hesaplar yapılmıştır. Bu durumda bir önceki şekilde gerçekleşen senaryonun tam tersi gerçekleşmiştir.

5.2. Elektrik Alan Etkisi Altında Çift Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı



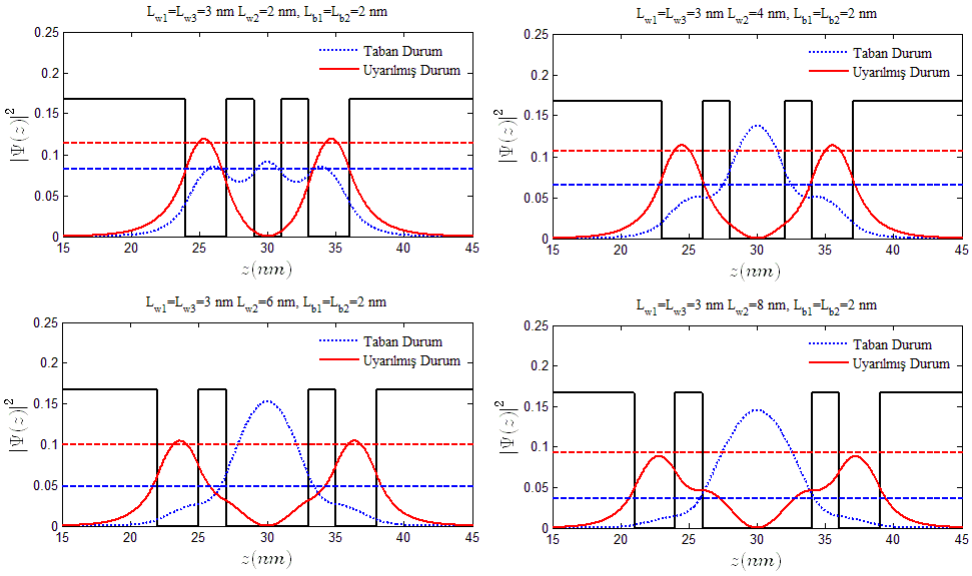
Şekil 5.4. Elektrik alan etkisi altında çift kuantum kuyusunun elektronik yapısı ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm, $L_b = 3$ nm)

Elektrik alanın artan değerleriyle, taban durum olasılık yoğunluğu piki sağa doğru kayarken uyarılmış durum olasılık yoğunluğu piki sola doğru kaymaktadır. İki seviye arasındaki enerji farkının elektrik alanla önemli ölçüde değişmediği bulunmuştur.

5.3. Üçlü Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı

Şekil 5.5' de, farklı L_{w2} değerleri için üçlü kuantum kuyusundaki taban ve uyarılmış durum olasılık yoğunlukları verilmiştir.

Şekilden de görüleceği gibi tüm L_{w2} değerleri için, yapı simetriktir. L_{w2} = 2 nm için, taban durum olasılık yoğunluğunun değeri üç kuyu bölgesinde de yüksektir. Uyarılmış durum olasılık yoğunluğunun değeri ise ikinci kuyu merkezinde sıfır iken birinci ve üçüncü kuyu merkezlerinde maksimumdur. Beklenildiği gibi artan L_{w2} değerleriyle taban durum olasılık yoğunluğunun değeri birinci ve üçüncü kuyu merkezlerinde azalırken ikinci kuyu merkezinde bu değer artmaktadır. Benzer biçimde uyarılmış durum olasılık yoğunluğunun birinci ve üçüncü kuyu merkezlerindeki pikleri artan L_{w2} ile birlikte ikinci kuyu bölgesine doğru kaymaktadır. Eğer L_{w2} artırılmaya devam edilseydi yapı beklenildiği gibi tek kuyu gibi davranacak ve birinci ve üçüncü kuyunun etkisi ortadan kalmış olacaktı. L_{w2} değerlerinin enerji seviyelerine etkisi de Şekil 5.5' den görülmektedir.

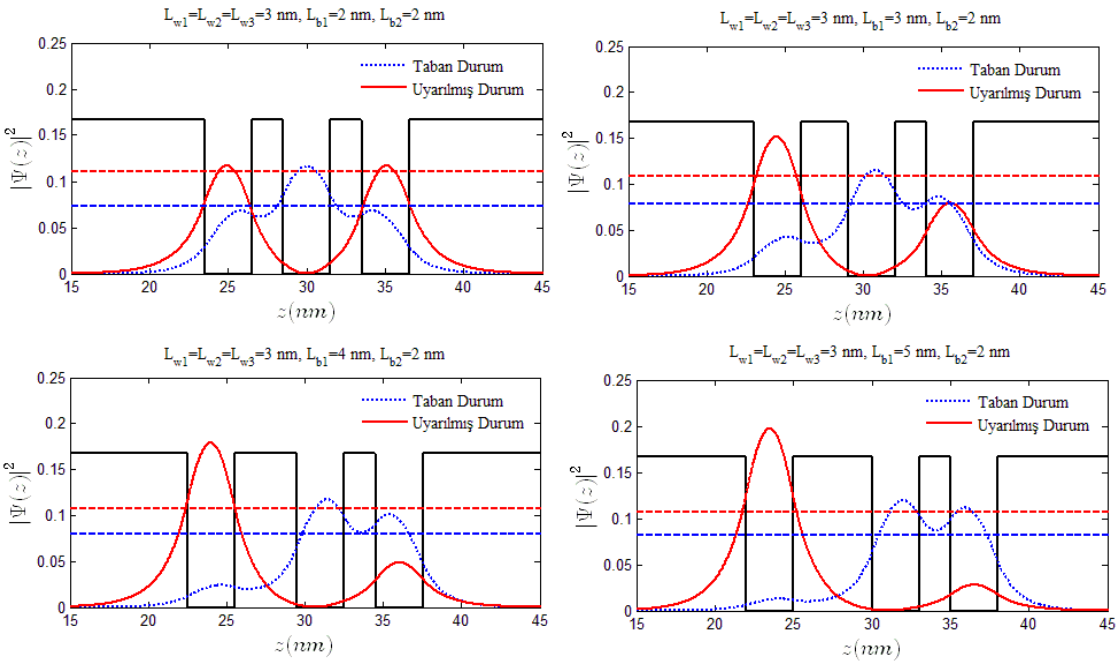


Şekil 5.5. Farklı L_{w2} değerlerinde üçlü kuyunun taban ve uyarılmış durumları için enerji seviyeleri ve olasılık yoğunlukları

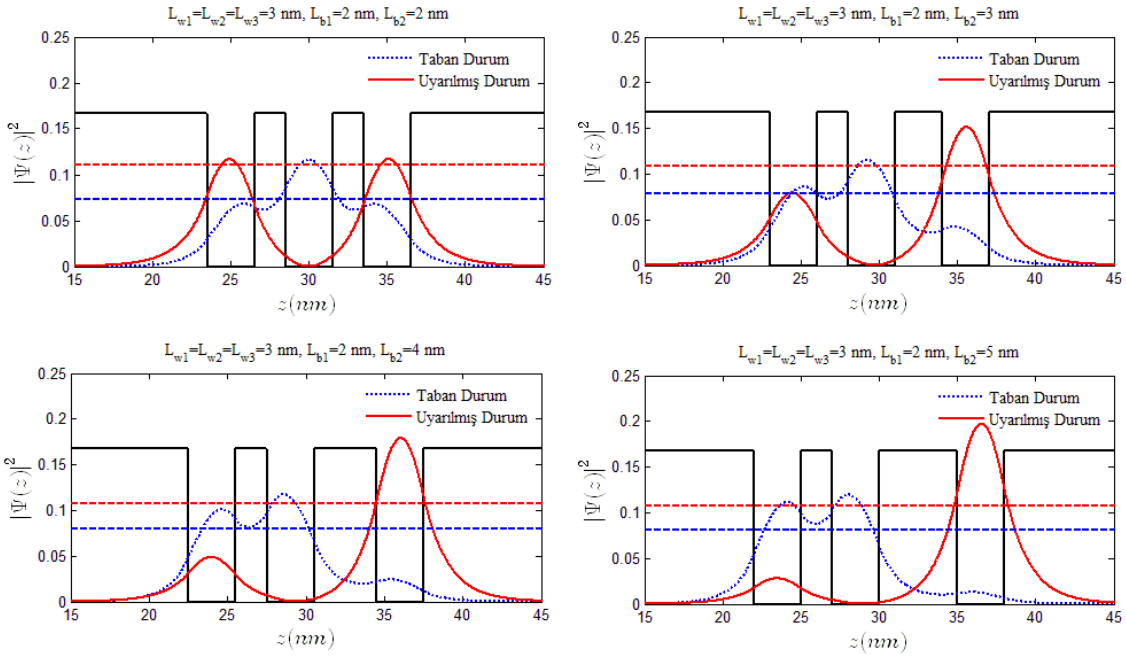
L_{w2}' nin artırılmasıyla birlikte her iki seviyenin enerjisinin azaldığı görülmektedir. Bu durum elektronun ikinci kuyu bölgesinde daha fazla lokalize olmasının bir sonucudur. Ancak taban durum enerjisindeki azalma uyarılmış durum enerjisindeki azalmadan daha büyük olduğundan iki seviye arasındaki enerji farkı da artmaktadır. Enerji seviyeleri arasındaki farkın L_{w2}' ye böylesi bir bağlılığı cihaz uygulamaları açısından da son derece önemlidir.

Şekil 5.6' da, farklı L_{b1} değerleri için üçlü kuantum kuyusundaki taban ve uyarılmış durum olasılık yoğunlukları verilmiştir.

L_{b1} = 2 nm için, yapı simetriktir ve beklenildiği gibi taban durum olasılık yoğunluğunun değeri ikinci kuyu merkezinde en yüksek değerine sahip iken bu noktada uyarılmış durum olasılık yoğunluğunun değeri sıfırdır. L_{b1}' in değeri artırılırsa yapı asimetrik hale gelir ve taban ve uyarılmış durum olasılık yoğunluklarının yapı merkezine göre simetrisi kırılır. Ayrıca, L_{b1} artırıldığında taban durum olasılık yoğunluğunun birinci kuyu bölgesindeki değeri azalırken ikinci ve üçüncü kuyu bölgelerindeki değerleri ise artmaktadır. Uyarılmış durum olasılık yoğunluğu için ise tam tersi bir davranış söz konusudur. Uyarılmış durum olasılık yoğunluğunun değeri birinci kuyu bölgesinde artarken aynı oranda üçüncü kuyu bölgesindeki değeri de azalmaktadır. Yapılan hesaplamalardan birinci bariyer genişliğinin enerji seviyelerini önemli ölçüde değiştirmediği görülmüştür.



Şekil 5.6. Farklı L_{b1} değerlerinde üçlü kuyunun taban ve uyarılmış durumları için enerji seviyeleri ve olasılık yoğunlukları

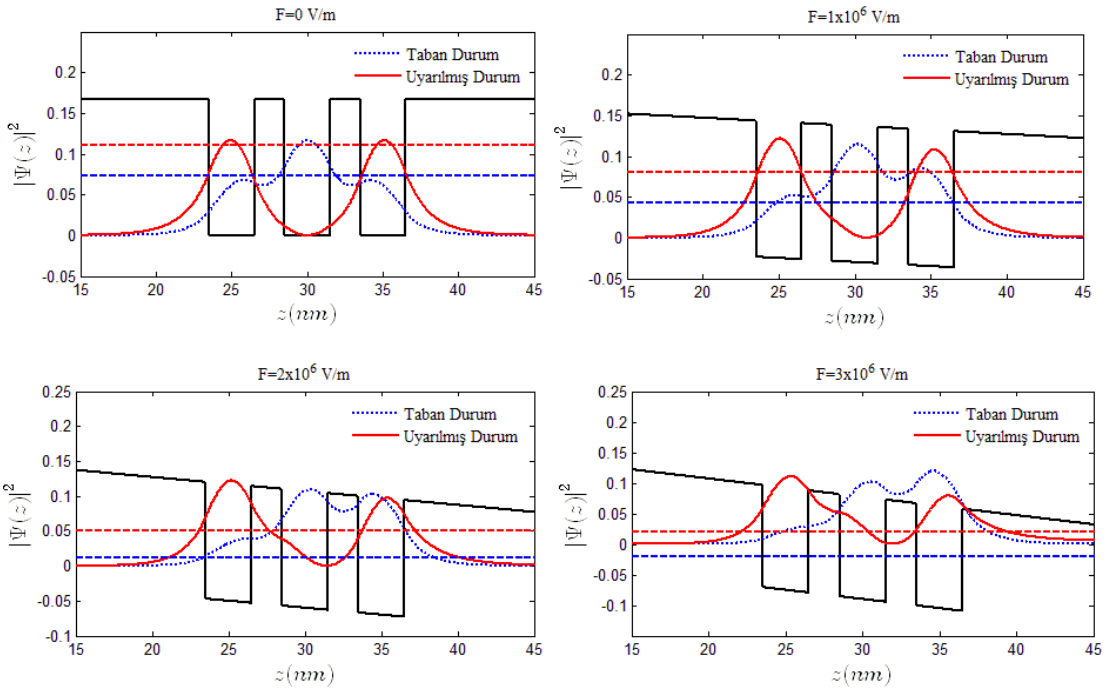


Şekil 5.7. Farklı L_{b2} değerlerinde üçlü kuyunun taban ve uyarılmış durumları için enerji seviyeleri ve olasılık yoğunlukları

Şekil 5.7' de, farklı L_{b2} değerleri için üçlü kuantum kuyusundaki taban ve uyarılmış durum olasılık yoğunlukları verilmiştir. Bu durumda, beklenildiği gibi bir önceki durumun tam tersi bir senaryo gerçekleşmektedir. L_{b2} değerleri artırıldığında taban durum olasılık yoğunluk pikleri birinci ve ikinci kuyu bölgesine kayarken uyarılmış durum olasılık yoğunluk piki ise üçüncü kuyu bölgesine kaymaktadır.

5.4. Elektrik Alan Etkisi Altında Üçlü Kuantum Kuyularının Elektronik Yapısı

Şekil 5.8' de farklı elektrik alan değerlerinde üçlü kuantum kuyusunun elektronik yapısı verilmiştir. Elektrik alanın uygulanmadığı durumda yapı simetrik iken alan uygulanması ile birlikte yapı asimetrik hale gelir. Bu durum olasılık yoğunluklarının yapı merkezine göre simetrisinin kırılmasından da kolaylıkla görülebilir. Hesaplamalarda üçlü kuantum kuyusuna sağdan bir elektrik alan uygulanmıştır. Alanla oluşan tünelleme neticesinde taban ve uyarılmış durum olasılık yoğunlukları sağa doğru kaymaktadır. Ayrıca, yapılan hesaplamalardan elektrik alanın enerji seviyelerini önemli ölçüde değiştirdiği de görülmüştür.

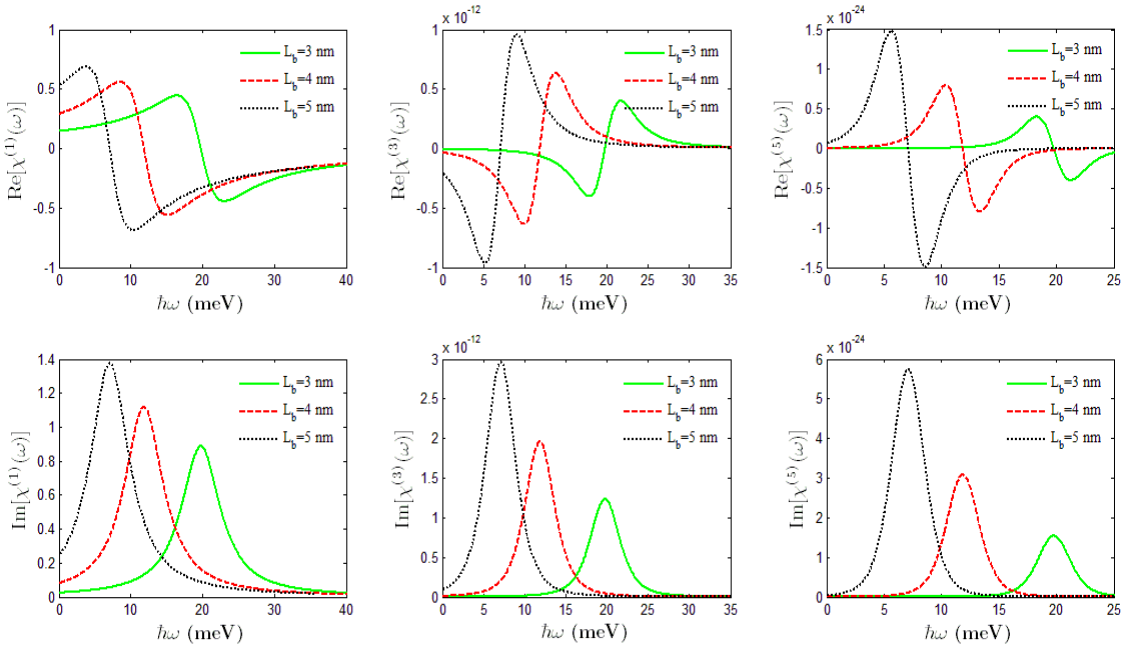


Şekil 5.8. Elektrik alan etkisi altında üçlü kuantum kuyusunun elektronik yapısı ($L_{w1} = L_{w2} = L_{w3}$ =3 nm, $L_{b1} = L_{b2}$ =2 nm)

5.5. Simetrik Çift Kuantum Kuyusunun Lineer, Üçüncü ve Beşinci Mertebe Nonlineer Optiksel Alınganlıklar

Şekil 5.9 farklı bariyer genişlikleri için lineer, üçüncü ve beşinci mertebe nonlineer alınganlıkların reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi bariyer genişliğinin artması ile daha küçük enerji seviyelerine doğru bir kayma gerçekleşmektedir. Bu kaymanın nedeni Şekil 5.1' den de görüleceği gibi bariyer genişliğinin artması ile enerji seviyelerinin birbirine yaklaşması ve enerji farkının azalmasıdır. Bu azalma ile birlikte ISB geçişler daha düşük enerjiler için gerçekleşecektir.

Ayrıca alınganlıkların pik değerlerinin artan bariyer genişliği ile artığı görülür. Bu durum, bariyer genişliğinin artması ile geçiş matris elemanının (z_{10}) artmasından kaynaklanır.

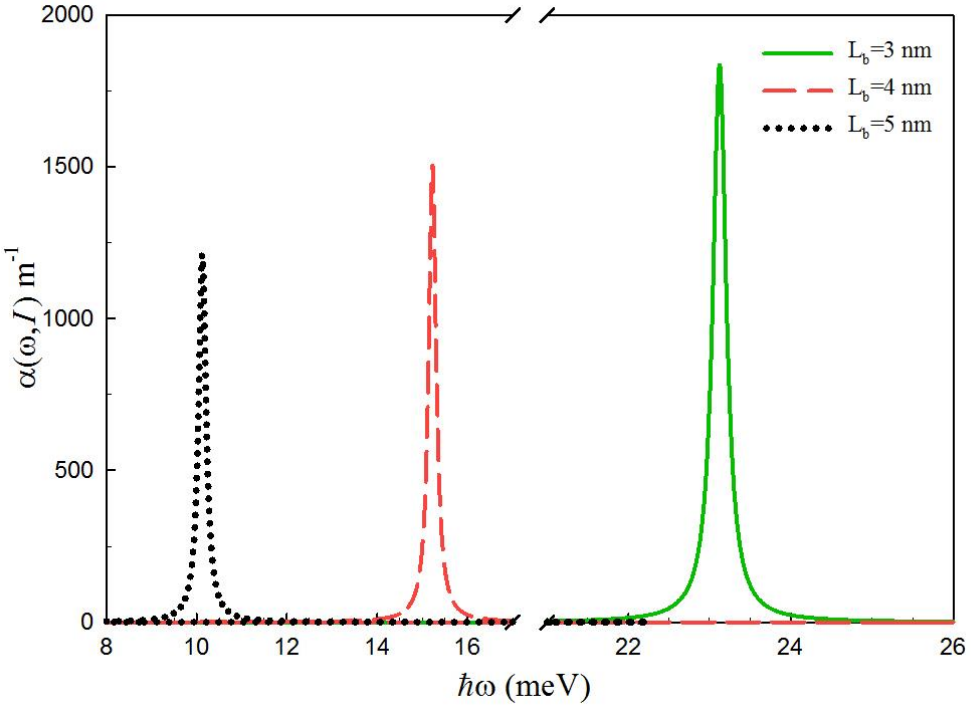


Şekil 5.9. Farklı bariyer genişlikleri (L_{w1} = L_{w2} = 5 nm) için hesaplanan alınganlık ifadelerinin reel ve imajiner kısımları

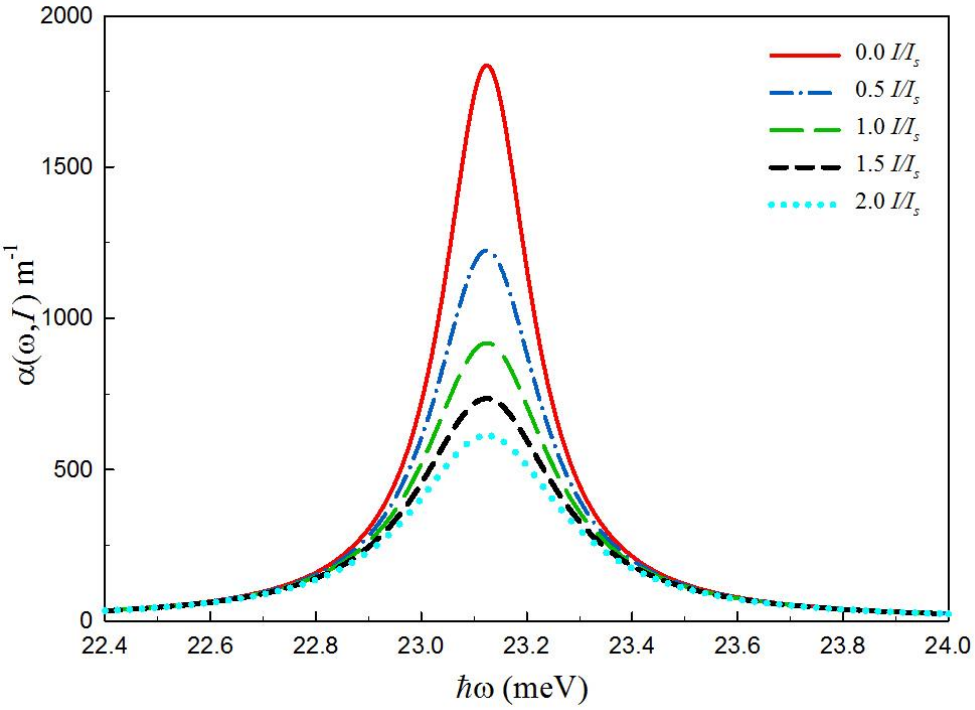
5.6. Simetrik Çift Kuantum Kuyusunda Şiddete Bağlı Soğurma Katsayısı ve Kırılma İndis Değişimleri

Şekil 5.10' da üç farklı bariyer genişliği için soğurma katsayıları görülmektedir. Bariyer genişliği arttıkça enerji seviyeleri arasındaki farkın azalmasından dolayı, soğurma piki düşük enerjilere doğru kayar. Ayrıca pik değeri de artan bariyer genişliğiyle birlikte azalır. Bariyer genişliği ile geçiş matris elemanının değerinin arttığı bir önceki şekilden de görülmüştü. Ancak burada ilginç bir durum söz konusudur. Bariyer genişliğindeki artış aynı zamanda enerji seviyelerinin birbirine yaklaşmasına ve E_{10} değerinin azalmasına neden olur. E_{10} daki bu azalış matris elemanındaki artıştan daha baskın olduğundan bu durum artan bariyer genişliğiyle soğurma pikinin azalmasına yol açar (Denk. (4.21)). Elde edilen soğurma katsayıları em spektrumun terahertz bölgesine düşmektedir. Bu nedenle simetrik çift kuantum kuyularının terahertz bölgede çalışan cihaz uygulamalarında önemli olacağı düşünülmektedir.

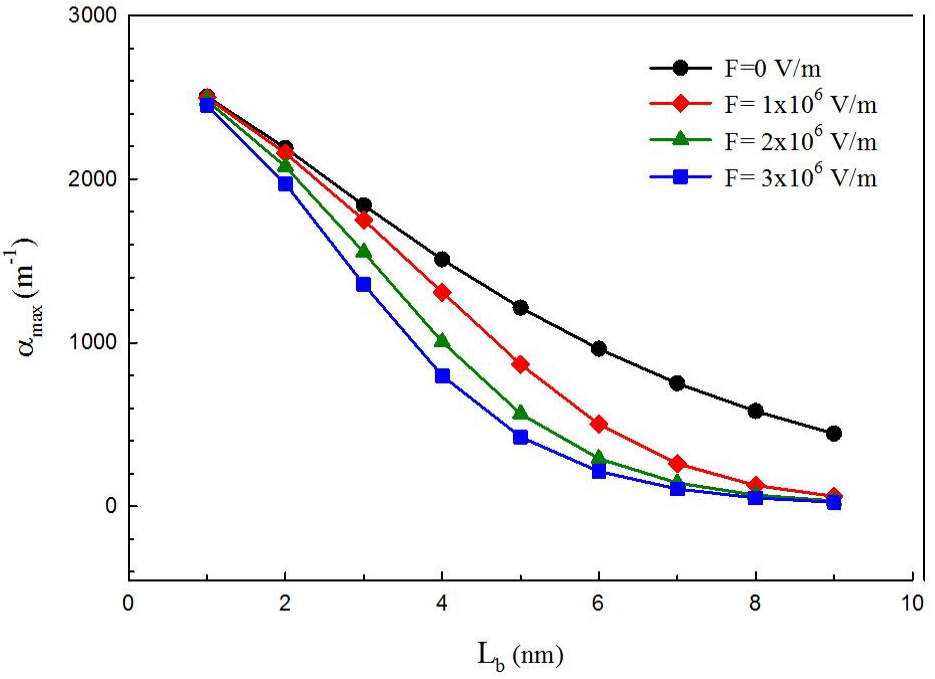
Şekil 5.11' de, beş farklı şiddet değeri için soğurma katsayısın foton enerjisi ile değişimi görülmektedir. Artan şiddet değerleriyle soğurma katsayısın pik değeri önemli ölçüde azalmaktadır. Bu sonuç yüksek şiddette çalışan cihazlar için nonlineer soğurma katsayısının önemli olduğunu göstermektedir.



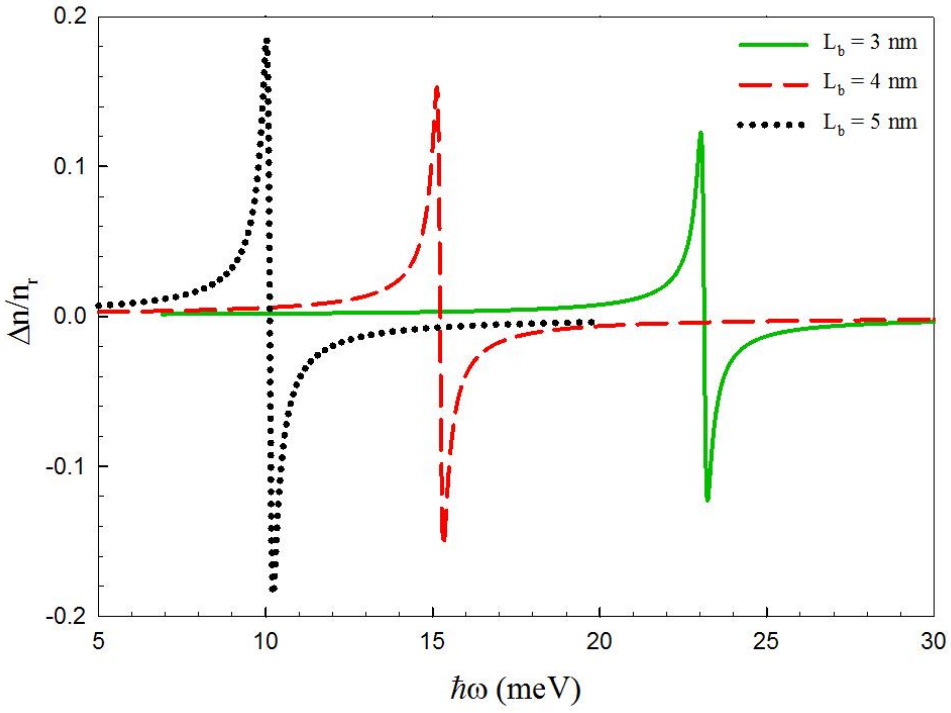
Şekil 5.10. Farklı bariyer genişlikleri için simetrik çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm ve $I = 0$) soğurma katsayısının foton enerjisi ile değişimi.



Şekil 5.11. Farklı şiddet değerleri için simetrik çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm, $L_b = 3$ nm) soğurma katsayısının foton enerjisi ile değişimi.



Şekil 5.12. Dört farklı elektrik alan değeri için çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm) α_{max} 'ın bariyer genişliği ile değişimi.

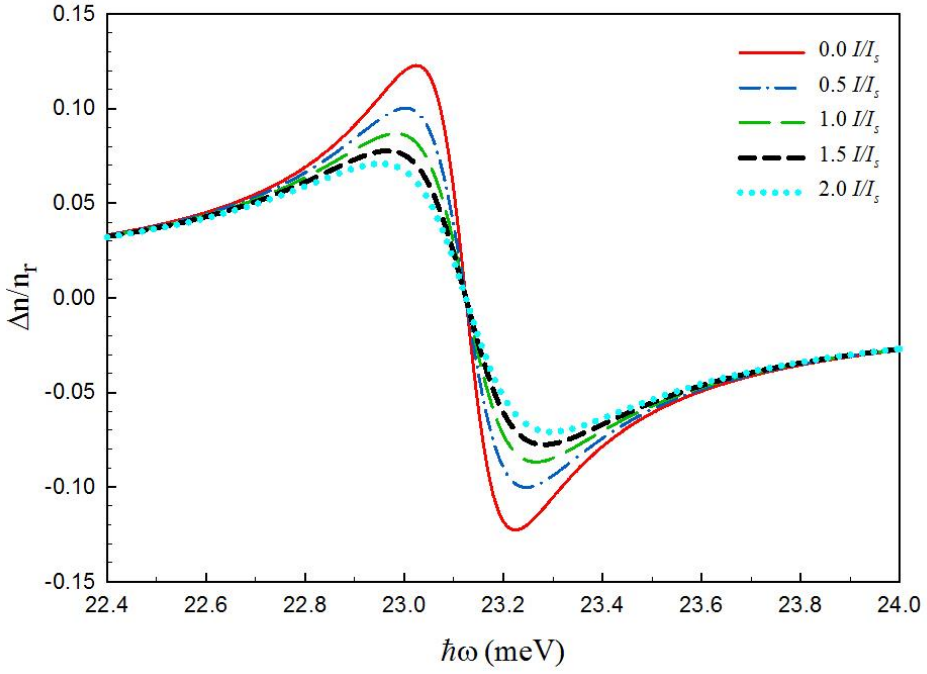


Şekil 5.13. Farklı bariyer genişlikleri için simetrik çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm) kırılma indis değişiminin foton enerjisi ile değişimi.

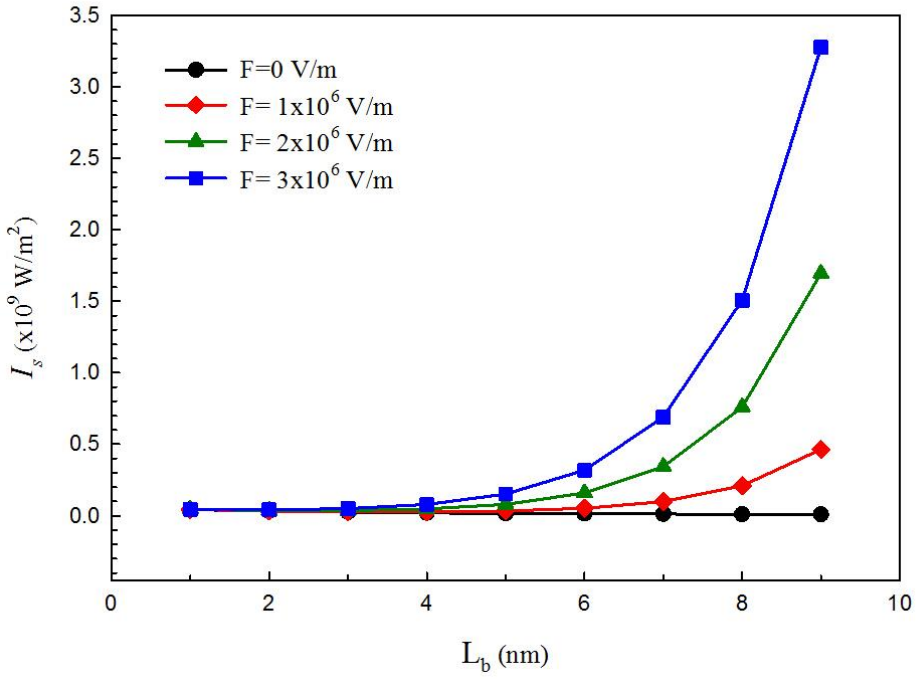
Şekil 5.12’ de, dört farklı elektrik alan değeri için çift kuantum kuyusunda soğurma katsayısın pik değerinin bariyer genişliği ile değişimi görülmektedir. Şekilden, tüm elektrik alan değerlerinde soğurma pikinin artan bariyer genişliğiyle azaldığı görülmüştür. Pik değerindeki bu azalış ilgili dipol matris elemanındaki azalmaya dayandırılabilir. Ayrıca artan elektrik alan değerleriyle soğurma piki azalmaktadır. Soğurma pikinin bariyer genişliğiyle ve elektrik alanla böylesi değişimi cihaz uygulamaları açısından son derece önemlidir.

Şekil 5.13’ da farklı bariyer genişlikleri için kırılma indis değişimleri verilmiştir. Kırılma indis değişimi alınganlığın reel kısmıyla orantılı olup bariyer genişliği artıkça kırılma indis değişiminin pik değeri artar ve pik pozisyonu da kırmızıya doğru kayar.

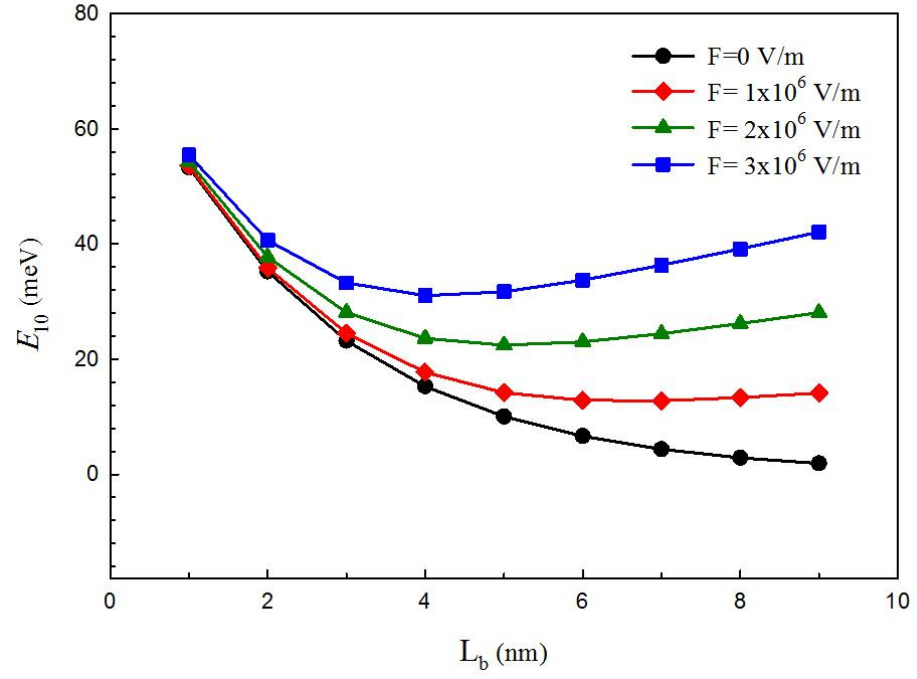
Şekil 5.14’ de farklı şiddet değerleri için kırılma indis değişimleri verilmiştir. Artan şiddet değerleriyle kırılma indisinin pik değeri önemli ölçüde azalmaktadır. Elde edilen bu sonuç literatürdeki birçok sonuçla da uyum içerisindedir (Kelin ve ark., 1991).



Şekil 5.14. Farklı şiddet değerleri için simetrik çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm, $L_b = 3$ nm) kırılma indis değişiminin foton enerjisi ile değişimi.



Şekil 5.15. Dört farklı elektrik alan değerleri için çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm) I_s değerlerinin bariyer ile değişimi.

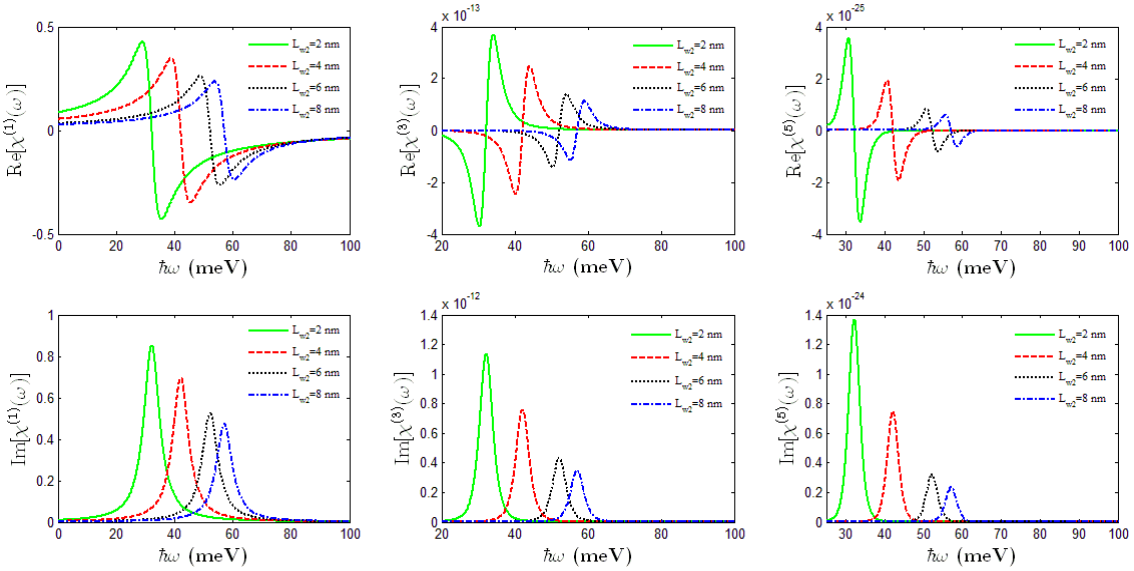


Şekil 5.16. Farklı elektrik alan değerlerinin simetrik çift kuyuda ($L_{w1} = L_{w2} = 5$ nm) E_{10} değerlerinin bariyer ile değişimi.

Satürasyon (Doyum) şiddeti yapıya bağlı karakteristik bir parametre olup yapı parametrelerine bağlı olarak incelenmesi son derece önemlidir. Bu amaç için Şekil 5.15' de dört farklı elektrik alan değeri için satürasyon şiddetinin bariyer genişliği ile değişimi verilmiştir. Bariyer genişliğinin büyük değerlerinde elektrik alan satürasyon şiddeti üzerinde daha etkin olmaktadır. Ayrıca, elektrik alan yok iken (yani yapı simetrik) bariyer genişliğinin artan değerleriyle satürasyon şiddeti hafifçe azalmaktadır. Ancak yapıya alan uygulanmasıyla birlikte (yapı asimetrik) bariyer genişliğindeki artış satürasyon şiddetini de artırmaktadır. Sonuç olarak, hem elektrik alanın hem de bariyer genişliğinin satürasyon şiddetini ayarlamak için kullanılabileceği söylenebilir.

Şekil 5.16' de dört farklı elektrik alan değeri için enerji farkının bariyer genişliği ile değişimi verilmiştir. Elektrik alanın uygulanmadığı durumda bariyer genişliğinin artmasıyla ilk iki seviyenin enerjileri birbirine yaklaşır ve bu durum da enerji farkının azalmasına neden olur. Bu durum artan L_b değerleriyle spektrumun niçin kırmızıya kaydığının da nedenidir. Elektrik alan uygulandığında ise kuyu asimetrik hale gelir ve bu yapı için enerji farkı belirli bir L_b değerinde bir dönüm noktasına sahiptir. Enerji farkının alana ve L_b ye bağlılığı spektrumun istenilen bölgesinde pik elde etmede faydalı olacaktır.

5.7. Üçlü Kuantum Kuyusunun Lineer, Üçüncü ve Beşinci Mertebe Nonlineer Optiksel Alınganlıklar



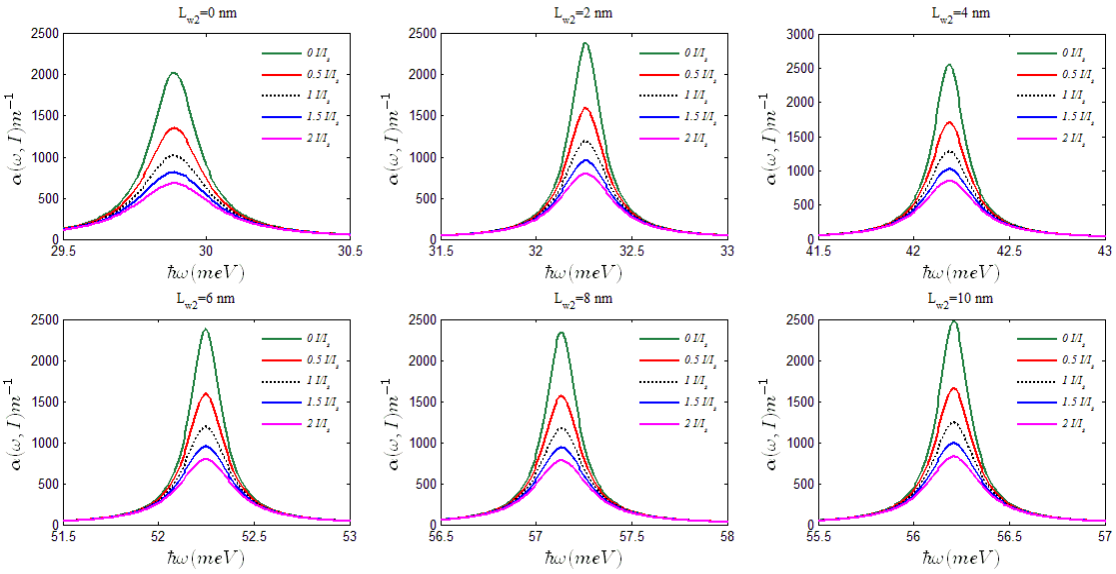
Şekil 5.17. Farklı L_{w2} genişlikleri ($L_{w1} = L_{w3} = 3$ nm, $L_{b1} = L_{b2} = 2$ nm) için hesaplanan alınganlık ifadelerinin reel ve imajiner kısımları

Şekil 5.17 farklı L_{w2} değerleri için lineer, üçüncü ve beşinci mertebe nonlineer alınganlıkların reel ve sanal kısımlarını göstermektedir. Şekilden, alınganlıkların sanal kısımlarının soğurma benzeri reel kısımlarının ise dispersiyon benzeri davranış gösterdiği görülmüştür.

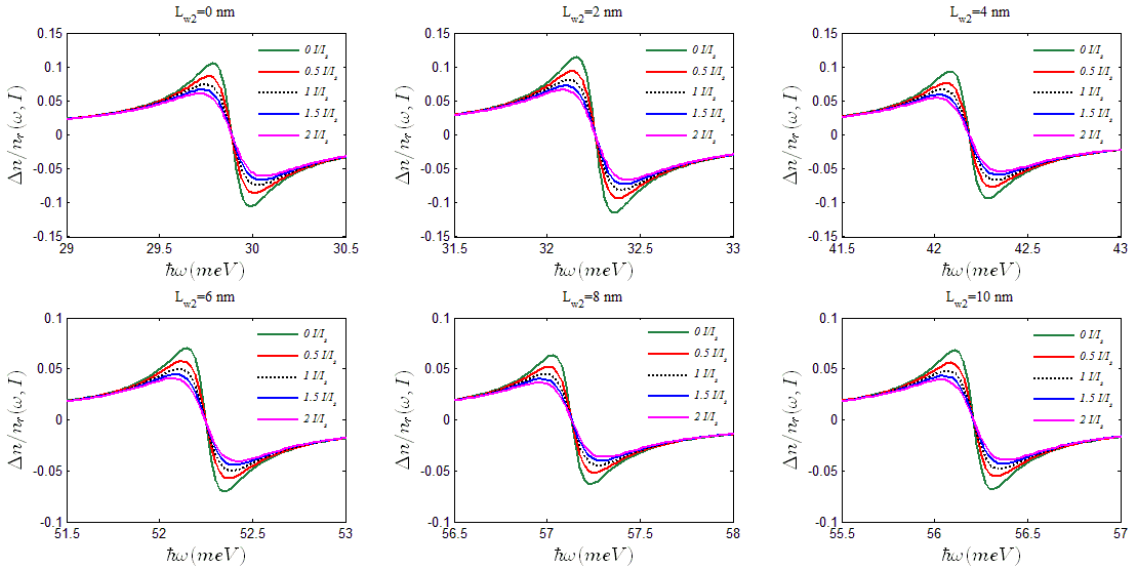
L_{w2}' nin artan değerleriyle spektrumda kırmızıya doğru bir kayma gerçekleşmektedir. Bu kaymanın nedeni Şekil 5.5' den de görüleceği gibi ikinci kuyu genişliğinin artması ile enerji seviyelerinin birbirine yaklaşması ve enerji farkının azalmasıdır. Bu azalma ile birlikte ISB geçişler daha düşük enerjiler için gerçekleşecektir.

Ayrıca alınganlıkların pik değerlerinin artan L_{w2} ile azaldığı görülür. Bu durum, ikinci kuyu genişliğinin artması ile geçiş matris elemanının (z_{10}) azalmasından kaynaklanır.

5.8. Üçlü Kuantum Kuyusunda Soğurma Katsayısı ve Kırılma İndisleri Değişimi



Şekil 5.18. Farklı L_{w2} genişlikleri ($L_{w1} = L_{w3} = 3$ nm, $L_{b1} = L_{b2} = 2$ nm) ve farklı şiddet değerleri için hesaplanan soğurma katsayısı



Şekil 5.19. Farklı L_{w2} genişlikleri ($L_{w1} = L_{w3} = 3$ nm, $L_{b1} = L_{b2} = 2$ nm) ve farklı şiddet değerleri için hesaplanan kırılma indis değişimleri

Şekil 5.18 ve 5.19' de, simetrik üçlü kuantum kuyusu için sırasıyla, şiddete bağlı soğurma katsayısı ve kırılma indisinin foton enerjisiyle değişimleri verilmiştir. Artan şiddet değerleriyle hem soğurma hem de kırılma indis değişim pikleri azalmaktadır. Bu sonuç, özellikle yüksek şiddet altında çalışan cihaz uygulamaları açısından şiddete bağlı hesaplamaların lineer (şiddetten bağımsız) hesaplamalardan daha tam ve güvenilir olacağına işaret etmektedir. Ayrıca elde edilen sayısal sonuçlardan, soğurma ve kırılma indis spektrumunun pik değerlerinin ikinci kuyu genişliğiyle monoton olmayan bir değişim gösterdiği bulunmuştur.

Sonuç olarak, yapı parametrelerindeki çeşitliliğinden dolayı, üçlü kuantum kuyusu, bu parametreleri ayarlayarak optiksel uygulamalar açısından optimum değerler belirme noktasında yararlı bir model olarak düşünülebilir.

6. YORUM VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, yarıiletken çoklu kuantum kuyularının elektronik yapısı ve ISB geçişlerle ilgili çeşitli lineer ve NL optiksel özellikleri teorik olarak incelenmiştir. Sayısal hesaplamalar için sonlu farklar metoduna dayalı matris köşegenleştirme tekniği kullanılmıştır. Çoklu kuantum kuyuları için oldukça kararlı ve hızlı olması bu tekniğin önemli avantajları olarak görülmüştür. Hesaplamalarda çift ve üçlü kuantum kuyu modelleri göz önüne alınmıştır. Yapılan hesaplamalardan çoklu kuantum kuyularının kuyu ve bariyer genişliği gibi yapısal parametrelerinin ve uygulanan elektrik alanın elektronik yapıyı önemli ölçüde değiştirdiği bulunmuştur. Bu durum optik uygulamaları açısından da bir avantaj olarak düşünülmektedir.

Bu düşünceden yola çıkarak tezin ikinci aşamasında ISB geçişlere dayalı optiksel özellikler incelenmiştir. Bu amaç için yoğunluk matris formalizmine ve RWA yaklaşımına dayalı bir yöntem takip edilmiştir. Hesaplamalarda yapı içerisinde sınırlandırılmış sadece ilk iki enerji seviye göz önüne alınmıştır. İki seviye yaklaşımı pek çok durumda geçerliliğini yitirmekle birlikte lineer ve NL optiksel özelliklerin incelenmesi açısından güvenilirliğini pek çok durumda ispatlamıştır (Boyd, 2003). Zamana bağlı yoğunluk matris denklemlerinin kararlı durum çözümlerini kullanarak şiddete bağlı soğurma katsayısı ve kırılma indisi için analitik ifadeler elde edilmiştir. Elde edilen ifadelerin tüm şiddet aralığında geçerli olması bu tez çalışmasının en önemli sonuçlarından biri olarak da düşünülmektedir. Daha sonra, düşük doyum limitinde, alınganlığın seri açılımından faydalanarak lineer, üçüncü ve beşinci mertebe alınganlıklar için analitik ifadeler de elde edilmiştir. Elde edilen bu ifadeler kullanılarak sayısal hesaplamalar gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlardan yapı parametrelerinin optiksel özellikleri de önemli ölçüde etkilediği görülmüştür. Çoklu kuantum kuyularının çok sayıda yapısal parametreye sahip olmasının özellikle optiksel özellikler ve bu özelliklere dayalı cihaz uygulamaları açısından önemli olması beklenmektedir.

Yapılan hesaplamaların tümünde etkin kütle farklılıklarının göz önüne alınmamış olması ve tek elektron Schrödinger denkleminin kullanılması ilk bakışta önemli bir dezavantajmış gibi görünmesine rağmen elde edilen sonuçların düşük elektron yoğunluklu GaAs/AlGaAs çoklu kuantum kuyuları için geçerli olduğu düşünülmektedir. Bu çalışmada vurgulanması gereken diğer bir önemli nokta optiksel süreçler için ifadeleri elde ederken kullanılan yoğunluk matris hareket denklemlerinin sadece simetrik potansiyeller için geçerli olmasıdır. Bu nedenle de yoğunluk matris

denklemleri diyagonal matris elemanlarıyla ilgili bir terim içermemektedir. Gelecek çalışmalar açısından hem bu tip matris elemanlarının etkisini hem de elektron–elektron etkileşme terimlerini içeren daha tam bir formülasyon geliştirilmesi son derece ucu açık bir problem olup böylelikle yüksek elektron yoğunluklu kuantum kuyularının optiksel özelliklerinin modellenmesi açısından da son derece önemli olacaktır.

KAYNAKLAR

Adriano, B., Batista, 2006, Pulse-driven interwell carrier transfer in *n*-type doped asymmetric double quantum wells, *Physical Review B*, 73, 075305.

Adriano, B., Batista, Citrin, D., S., 2006, Quantum control with linear chirp in two-subband *n*-type doped quantum wells, *Physical Review B*, 74, 195318.

Boyd, R., W., 2003, Nonlinear Optics, *Academic Press*, San Diego, 0-578.

Dingle, R., Wiegmann, W., 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.

Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., West, K., W., Pfeiffer, L., N., 1997, Controlling the sign of quantum interference by tunnelling from quantum wells, *Nature*, 390, 589.

Fox, M., 2001, Optical Properties of Solids, *Oxford University Pres*, New York, 135.

Frogley, M., D., Dynes, J., F., Beck, M., Faist, J., Phillips, C., C., 2006, Gain without inversion in semiconductor nanostructures, *Nature Materials*, 5, 175.

Galdrikan, B., Birnir, B., 1995, Period doubling and strange attractors in quantum wells, *Physical Reviev Letters*, 76(18), 3308-3311.

Harrison, P., 2005, Quantum Wells, Wires and Dots, *Wiley-İnterscience*, West Sussex-England, 243.

Kelin, J., Kuhn, Gita U., Iyengar, Sinclair, Y., 1991, Free carrier induced changes in the absorption and refractive index for intersubband optical transition in $Al_xGa_{1-x}As$ /GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ quantum wells, *Journal of Applied Physics*, 70, 5010.

Karabulut, İ., 2008, Asimetrik kuantum kuyu yapılarının lineer olmayan optik özelliklerinin incelenmesi, Doktor Tezi, *Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Konya.

Karabulut, İ., Şafak, H., Tomak, M., 2008, Intersubband resonant enhancement of the nonlinear optical properties in compositionally asymmetric and interdiffused quantum wells, *Journal of Applied Physics*, 103, 103116.

Lıu, H., C., Capasso, F., 2000, Intersubband Transitions in Quantum Wells, *Academic Press*, USA, 32-33.

Manasreh, O., 2005, Semiconductor Heterojunction and Nanostructures, *McGraw-Hill*, New York, 58-60.

New, G., 2011, Introduction to Nonlinear Optics, , *Cambridge University Press*, Cambridge,. 0-257,

Paspalakis, E., Simserides, C., Baskoutas, S., Terzis, A., F., 2008, Electromagnetically induced population transfer between two quantum well subbands, *Elsevier Physica E*, 40, 1301-1034.

Paspalakis. E., Tsaousidou, M., Terzis, A., F., 2006, Coherent manipulation of a strongly driven semiconductor quantum well, *Physical Review B*, 73(125344).

Paspalakis. E., Tsaousidou, M., Terzis, A., F., 2006, Rabi oscillations in a strongly driven semiconductor quantum well, *Journal of Applied Physics*, 100, 044312.

Razeghi, M., 2010, Technology of Quantum Devices, *Springer*, Evanston- USA, 271-321.

Sarı, H., 2011, Yarıiletkenlerin optik özellikleri [online], Türkiye Bilimler Akademisi, http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1074/mod_resource/content/2/Bolum-13.pdf ,[Ziyaret tarihi: 10 Eylül 2011]

Schmidt, H., Campman, K., L., Gossard, A., C., Imamoglu, A., 1997, Tunneling induced transparency: Fano interference in intersubband transitions, *Applied Physics Letters*, 70, 3455.

Schubert, E., F., 2003, Quantum Wells, *Rensselaer Polytechnic İnstitute,* USA, 15.

Serapiglia, G., B., Paspalakis, E., Sirtori, C., Vodopyanov, K., L., Philips, C., C., 2000 Laser-Induced Quantum Coherence in a Semiconductor Quantum Well, *Physical Review Letters*, 84, 1019.

Spyridon, G., Kosionis, Andreas F., Terezis, C., Simserides, Emmanuel Paspalakis, 2010, Linear and nonlinear optical properties of two-subband system in a symmetric semiconductor quantum well, *Journal of Applied Physics*, 108, 034316.

Tsu, R., 2005, Superlattice to Nanoelectronics, *Elsevier*, North Carolina-USA, 1-325.

Türkoğlu, A., 2007, GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ Heteroyapı ve çoklu kuantum kuyu IR fotodedektörün elektro-optik özelliklerinin incelenmesi, Doktora Tezi, *Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Sivas, 95.

West, L.C., Eglash, S.J. 1985, First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well, *Applied Physics Letters* 46, 1156.

Yıldırım, H., Tomak, M., 2006, Nonlinear intersubband optical absorption of Si δ-doped GaAs under an electric field, *Physica Status Solidi B*, 243, 2874.

Zaluzny, M., 1993, Saturation of intersubband absorption and optical reftication in asymmetric quantum wells, *J. Appl. Phys.* 74, 4716.

Zaluzny, M., 1995, Influence of the depolarization effect on second-harmonic generation in asymmetric quantum wells, *Physical Review B*, 51, 9757.

Zaluzny, M., Bondarenko, V., 1996, Influence of the depolarization effect on third-harmonic generation in quantum wells, *Journal of Applied Physics*, 79, 6750.

Zhu, Y., F., Rubiera, A., I., Xiao, M., 1996, Inversionless lasing and photon statistics in a V-type atomic system, *Physical Review A*, 53,1065.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı	**:**	Mustafa Sena ÇAKICI
Uyruğu	**:**	T.C.
Doğum Yeri ve Tarihi	**:**	Sarayönü / 10.03.1985
Telefon	**:**	0 332 617 20 26, 0 505 375 37 55
Faks	**:**	---
e-mail	**:**	mscxxx@gmail.com, mscakici@yahoo.com.tr

EĞİTİM

Derece		**Adı, İlçe, İl**	**Bitirme Yılı**
Lise	:	**Sarayönü Anadolu Lisesi, Sarayönü, Konya**	**2003**
Üniversite	:	**Selçuk Üniversitesi Ahmet Keleşoğlu Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği, Meram, Konya**	**2009**
Yüksek Lisans	:	**Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Selçuklu, Konya**	**Devam ediyor**
Doktora	:	---	---

İŞ DENEYİMLERİ

Yıl	**Kurum**	**Görevi**
2010	**Sarayönü Halk Eğitim Merkezi**	**Matematik öğretmeni**
2011	**Sarayönü Halk Eğitim Merkezi**	**Fizik öğretmeni**
2013	**Sarayönü İmamhatip Lisesi ve Anadolu İmamhatip Lisesi**	**Matematik öğretmeni**

YABANCI DİLLER

İnglizce, Almanca

YAYINLAR

Çakıcı. M.S., Karabulut, İ., 25 Kasım 2011, Simetrik çift kuantum kuyusunun optiksel özellikleri, (Yüksek Lisans Tezi), 18. Yoğun Madde Fiziği Toplantısı, P109, Ortadoğu Teknik Üniversitesi, Ankara