T.C.

TRAKYA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

LAZER ALAN ETKİSİNDE FARKLI GEOMETRİLERE SAHİP GAAS/AL(GAAS) VE GAN/AL(GAN) KUANTUM YAPILARININ ELEKTRONİK VE OPTİK ÖZELLİKLERİ

BAHADIR BEKÂR

DOKTORA TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Figen KARACA BOZ

EDİRNE-2018

Bahadır BEKÂR'ın hazırladığı "Lazer Alan Etkisinde Farklı Geometrilere Sahip GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) Kuantum Yapılarının Elektronik ve Optik Özellikleri" başlıklı bu tez, tarafımızca okunmuş, kapsam ve niteliği açısından Fizik Anabilim Dalında bir Doktora tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri (Ünvan, Ad, Soyad):	İmza
Prof. Dr. Şaban AKTAŞ	.....
Prof. Dr. Figen KARACA BOZ	.....
Doç. Dr. Mehmet SEZGİN	.....
Yrd. Doç. Dr. Mustafa ULAŞ	.....
Yrd. Doç. Dr. Mehmet YILMAZ	.....

Tez Savunma Tarihi: 08/03/2018

Bu tezin Doktora tezi olarak gerekli şartları sağladığını onaylarım.

İmza

Prof. Dr. Figen KARACA BOZ
Tez Danışmanı

Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü onayı

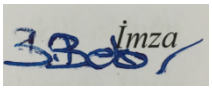
.....
Prof. Dr. Murat YURTCAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdür

T.Ü.FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI DOKTORA PROGRAMI
DOĞRULUK BEYANI

Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmasında, tüm verilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edildiğini, kullanılan verilerde tahrifat yapılmadığını, tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını, kullanılan tüm literatür bilgilerinin bilimsel normlara uygun bir şekilde kaynak gösterilerek ilgili tezde yer aldığını ve bu tezin tamamı ya da herhangi bir bölümünün daha önceden Trakya Üniversitesi ya da farklı bir üniversitede tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

08 /03/2018

Bahadır BEKÂR



Doktora Tezi

Lazer Alan Etkisinde Farklı Geometrilere Sahip GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) Kuantum Yapılarının Elektronik ve Optik Özellikleri

T.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü

Fizik Anabilim Dalı

ÖZET

Bu tez çalışmasında, düşük boyutlu yapılardan farklı geometrilere sahip GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kuantum kuyularının ve kuantum tellerinin lazer alan altında elektronik ve optik özellikleri araştırılmıştır.

İlk olarak lazer alan etkisinde sonlu kare, parabol, üçgen kuantum kuyularında ve kare, deltoid, dairesel kesitli kuantum tellerindeki elektronun dalga fonksiyonları ve enerji seviyeleri ayrıntılı olarak incelendi. Bu düşük boyutlu yapıların elektronik özelliklerini açıklamak için efektif kütle yaklaşımında Hamiltonyen sonlu farklar yöntemiyle çözüldü. Bulunan dalga fonksiyonları ve enerjiler kullanılarak bu düşük boyutlu yapıların farklı optik yoğunluklarda foton enerjisine bağlı olarak 1.derece lineer ve 3.derece lineer olmayan soğurma katsayısı ve kırılma indis değişimleri hesaplandı.

Çalışılan düşük boyutlu yapılarda elektronik ve optik özeliklerde, yapıların oluştuğu malzemenin, geometrisinin ve dışarıdan uygulanan lazer alanın etkili olduğu görülmüştür. Özelikle toplam soğurma katsayısı ve kırılma indis değişimlerinde lazer alan şiddetiyle birlikte, yapıların geometrisinden dolayı foton enerjilerinde kaymalar gözlenmiştir.

Yıl : 2018

Sayfa Sayısı : 113

Anahtar Kelimeler : Kuantum kuyuları, kuantum telleri, optik soğurma

Doctoral Thesis

Electronic and Optical Properties of GaAs/Al(GaAs) and GaN/Al(GaN) Quantum Structures with Different Geometries in Laser Field Effect

Trakya University Institute of Natural Sciences

Department of Physics

ABSTRACT

In this thesis, the electronic and the optical properties of GaAs / Al (GaAs) and GaN/ Al (GaN) quantum wells and quantum wires with different geometries from low dimensional structures were investigated under the laser field.

Firstly, the wave functions and energy levels of the electron in the finite square, parabola, triangular quantum wells and square, deltoid, circular cross section quantum wires under the laser field effect were examined in detail. To explain the electronic properties of these low-dimensional structures, in the effective mass approach the Hamiltonian was solved by the finite difference method. Using the wave functions and the energies, the first order linear and third order nonlinear absorption coefficients and refractive index changes were calculated depending on the photon energy for the different optical densities in these low dimensional structures.

In the working low dimensional structures, it has been found that the material and geometry of the structures and the external applied laser field are effective in electronic and optical properties. Especially in total absorption coefficient and refractive indices changes, due to the geometry of the structures together with the intensity of the laser field, shifts in photon energies have been observed.

Year : 2018

Number of Pages : 113

Keywords : Quantum wells, quantum wires, optical absorption

TEŞEKKÜR

Danışmanlığımı üstlenerek bu zaman zarfı boyunca bana her konuda yardımlarını esirgemeyen hocam Prof. Dr. Figen KARACA BOZ'a teşekkürlerimi bir borç bilirim. Ayrıca programlarımı yazar iken yazılım konusunda ki bilgilerini paylaşmaktan biran olsun çekinmeyen ve her zaman beni destekleyen Prof. Dr. Şaban AKTAŞ 'a çok teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET i

ABSTRACT ii

TEŞEKKÜR iii

İÇİNDEKİLER iv

SİMGELER VE KISALTMALAR v

ŞEKİLLER LİSTESİ vi

TABLO LİSTESİ xi

BÖLÜM 1

Giriş 1

BÖLÜM 2

Düşük Boyutlu Yapılar ve Özellikleri 5

2.1 Malzemenin Elektriksel Özellikleri 5

2.2 Düşük Boyutlu Yapıların Elde Edilmesi 9

2.3 Düşük Boyutlu Yapıların Üretim Teknikleri 10

2.4 Düşük Boyutlu Yapılarda Kullanılan Malzemelerin Genel Özellikleri 11

BÖLÜM 3

Hesaplama Teknikleri ve Dış Alanların Etkileri 15

3.1 Sonlu Farklar Yöntemi 15

3.2 Düşük Boyutlu Yapılara Sonlu Farklar Yönteminin Uygulanması 18

3.3 Düşük Boyutlu Yapılara Lazer Alanın Etkisi 24

3.4 Düşük Boyutlu Yapılarının Optik Özellikleri 28

BÖLÜM 4

Sonuç ve Tartışma 34

4.1 Kuantum Kuyularında Lazerin Etkisi 34

4.2 Kuantum Tellerinde Lazerin Etkisi 40

4.3 Kuantum Kuyularında Optik Özellikler 56

4.4 Kuantum Tellerinde Optik Özellikler 67

4.5 Sonuçlar ve Tartışma 102

ÖZGEÇMİŞ 104

KAYNAKLAR 106

SİMGELER VE KISALTMALAR

E_g	Yasak enerji aralığı
ΔEc	İletkenlik bandı potansiyel farkı
ΔE_v	Valans bandı potansiyel farkı
$\hbar$	Planck's sabiti
m^*	Etkin kütle
ψ	Dalga fonksiyonu
E	Dalga fonksiyonunun enerjisi
V	Potansiyel engeli
$\vec{p}$	Kuantum momentum operatörü
e	Elektron yükü
$\vec{A}$	Vektör Potansiyeli
V_{DC}	Lazer giydirilmiş potansiyel
α	Lazer genliği
w	Açısal frekans
B	Manyetik alan
μ	Ortamın manyetik alan geçirgenliği
I	Akım
v_m	Madde içindeki hız
n	Ortamın kırılma indisi
n_r	Yarı iletken malzemenin kırılma indisi
$\vec{J}$	Akım yoğunluğu
σ	Taşıyıcı yoğunluğu
E_f	Son durum enerjisi
E_i	İlk durum enerjisi
τ_{in}	Gevşeme süresi
c	Işık hızı
M_{if}^s	Dipol Matrisi

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 2.1. Metal, yalıtkan ve yarı iletken malzemelerin bant yapısı diyagramı 6

Şekil 2.2. Yarı iletken malzemelerde kovalent bağ 7

Şekil 2.3. N-Tipi yarı iletken malzemenin elde edilişi 8

Şekil 2.4. Kuantum kuyusunun elde edilişi 9

Şekil 2.5. GaAs Zincblend Kristali 11

Şekil 2.6. GaN Wurtzite Kristali 12

Şekil 2.7. GaN Zincblend Kristali 14

Şekil3.1. *f(x)* fonksiyonunu temsil eden gelişigüzel bir eğri 16

Şekil 3.2. Sonlu farklar metodunda dalga fonksiyonu 19

Şekil 3.3. Kare kesitli sonlu kuantum teli 22

Şekil 4.1. Farklı lazer giydirme parametreleri için GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyusunun potansiyel profili 35

Şekil 4.2. Farklı lazer giydirme parametreleri için GaN/(AlGa)N A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyusunun potansiyel profili 36

Şekil 4.3. GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularında lazer giydirme parametresine göre enerji seviye değişimleri 38

Şekil 4.4. GaN/(AlGa)N A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularında lazer giydirme parametresine göre enerji seviye değişimleri 39

Şekil 4.5. A) Kare kesitli, B) deltoid kesitli ve C) dairesel kesitli kuantum tellerinin x-y düzlemindeki potansiyelerinin izdüşümü 40

Şekil 4.6. Lazer alanı kuantum teline uygulanması 41

Şekil 4.7. GaAs/Al(GaAs) A)kare, B) deltoid ve C)dairesel kesitli kuantum tellerinin lazer alan altında potansiyel profili 43

Şekil 4.8. GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) deltoid ve C) dairesel kesitli kuantum telleri için lazer giydirme parametresinin fonksiyonu olarak elektronun ilk üç enerji seviyeleri 45

Şekil4.9. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları 46

Şekil4.10. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$Å ve $\alpha_0 = 80$Å değerleri için GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları 48

Şekil4.11. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları 49

Şekil4.12. GaN/Al(GaN) A) kare, B) deltoid ve C)dairesel kesitli kuantum tellerinin lazer alan altında potansiyel profili 51

Şekil4.13. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları 52

Şekil4.14. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları 53

Şekil4.15. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları 54

Şekil4.16. GaN/Al(GaN) A) kare, B) deltoid ve C) dairesel kesitli kuantum telleri için lazer giydirme parametresinin fonksiyonu olarak elektronun ilk üç enerji seviyeleri 55

Şekil4.17. Lazer alanı altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi 57

Şekil4.18. Lazer alanı altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi 58

Şekil4.19. Lazer alan altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi 60

Şekil4.20. Lazer alan altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi 61

Şekil4.21. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi 62

Şekil4.22. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi 64

Şekil4.23. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi 65

Şekil4.24. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi 66

Şekil4.25. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-2 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam soğurma katsayısı değişimi 68

Şekil4.26. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-2 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam kırılma indisi değişimi 69

Şekil4.27. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-3 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam soğurma katsayısı değişimi 70

Şekil4.28. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-3 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam kırılma indisi değişimi 71

Şekil4.29. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi 72

Şekil4.30. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi 73

Şekil4.31. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=0.3MW/cm^2, B) I=0.6MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3MW/cm^2, D) I=0.6MW/cm^2 değerleri için toplam soğurma katsayısı değişimi 75

Şekil4.32. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=0.3MW/cm^2, B) I=0.6MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3MW/cm^2, D) I=0.6MW/cm^2 değerleri için toplam kırılma indisi değişimleri 76

Şekil4.33. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi 77

Şekil4.34. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi 77

Şekil4.35. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi 79

Şekil4.36. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi 79

Şekil4.37. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerleri için toplam soğurma katsayısı değişimleri 80

Şekil4.38. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerleri için toplam kırılma indisi değişimleri 81

Şekil4.39. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri 83

Şekil4.40. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi 83

Şekil 4.41. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 84

Şekil4.42. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.5 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.5 MW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri 86

Şekil 4.43. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.5 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.5 MW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 87

Şekil4.44. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri 88

Şekil 4.45. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi 89

Şekil 4.46. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 89

Şekil 4.47. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri 90

Şekil4.48. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 92

Şekil 4.49. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri 93

Şekil 4.50. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-3 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri 94

Şekil 4.51. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 94

Şekil 4.52. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.6 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.6 MW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri 96

Şekil 4.53. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.6 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.6 MW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 97

Şekil 4. 54. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri 98

Şekil 4.55. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi 98

Şekil 4.56. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum tellerinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi 99

Şekil 4.57. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=8 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=8 kW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri 100

Şekil 4. 58. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=8 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=8 kW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri 101

TABLO LİSTESİ

Tablo 3.1 Farklar Tablosu 20

Tablo 3.2 Dalga fonksiyonlarının farklar tablosu üzerinde gösterimi 23

BÖLÜM 1

GİRİŞ

Teknolojinin ilerlemesi ile birçok yarı iletken madde yüksek saflıkta üretilebilmektedir. Bu yarı iletken maddeler kullanılarak elektronun hareketini sınırlayabilen düşük boyutlu yapılar yapılabilmektedir. Ayrıca düşük boyutlu nano yapıları oluşturmada kullanılan kristal yapıları büyütme tekniklerinin geliştirilmesi ile birçok bilim insanının ilgilerini bu yöne çevirmesine neden olmuştur. Farklı bant yapısına sahip birden fazla yarı iletken malzemenin yan yana getirilmesi ile gelişmiş elektronik devre elemanları elde edilebilmektedir (Aharonov & Bohm 1959; Klitzing, Dorda, & Pepper, 1980; Sakaki 1980; Vieu, Carcenac, Launois, Fontaine & Yague 1994; Baumgartner, Ihn, Ensslin, Maranowski & Gossard 2007). Foto dedektörleri, elektro-optik modülatörler ve uzak kızılötesi lazer amplifikatörleri gibi düşük boyutlu elektronik cihazlar ileri yarı iletken teknolojisinin öncü ürünleridir. Bu cihazlar üretilebilmesi için birçok fizik probleminin de çözülmesi gerekmektedir.

Bu fiziksel problemleri çözmek için birçok çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalardan Kazarinov ve arkadaşları, yarı iletken malzemeler kullanarak oluşturulmuş periyodik bir potansiyel profiline sahip bir yapıda oluşan mini bantlar arasında, dışarıdan uygulanan elektrik alan yardımıyla, elektromanyetik dalgaların üretilebileceğini negatif direnç mekanizmasından bağımsız olarak mümkün olduğunu teorik olarak gösterdiler (Kazarinov & Suris 1971). Yuen ve arkadaşları periyodik bir potansiyel yapısına sahip düşük boyutlu bir yapıda doğrusal olmayan optik özelikleri incelemiştir. Yapıya dışarıdan uygulanan optik alanın, yapıda oluşan alt-bantlar arasındaki elektron dağılımını modüle ederek doğrusal

olmayan kırılmaya neden olduğunu ve gevşeme zamanının piko saniye mertebesinde olduğunu gözlemlediler (Yuen 1983). Miller düşük boyutlu yapılardan oluşmuş optik aygıtların çalışma prensiplerini açıklamıştır (Miller 1980). Imamura ve arkadaşları optik hafıza üzerine çalışmalar yapmışlardır. Fotoakım ile 300 K InAs yarı iletken malzemeden yapılmış kuantum noktası için yazma işlemini gerçekleştirmişlerdir. Kuantum noktalarının optik hafıza olarak kullanabileceğini göstermişlerdir (Imamura, Sugiyama, Nakata, Muto & Yokoyama 1995). Leobandung ve arkadaşları tek elektronlu sistemler üzerine çalışmalar yapmıştır. Silikon yarı iletken malzemesinden yapılmış kuantum noktasının giriş ve çıkışında bulunan delikler arasında oluşan akımın güçlü salınımlar yaptığını ve ortalama enerji seviyesi aralığı değerinin delikler arası Coulomb etkileşmesinden gelen enerji aralığına oranı olduğunu gösterdiler (Leobandung, Guo & Chou 1995). Kirstaedter ve arkadaşları InAs/GaAs kuantum noktası için elektron mikroskobu ile ölçümler gerçekleştirdiler. Bu ölçümler ile kuantum noktası enerji seviyeleri, nokta büyüklüğü dalgalanmalarını ve kuantum kazanç spektrumunun genişliğinin uyarılmış kuantum nokta durumlarının katılarak hesaplanabileceğini gösterdiler (Kirstaedter vd.1996).

Açılı manyetik alan ve elektrik alan varlığında yarı parabolik kuantum kuyularında lineer ve nonlineer kırılma indisleri üzerine Zhang tarafından çalışmalar yapılmıştır. Çalışmalar yarı parabolik kuantum kuyusunun simetrik kuantum kuyusuna nazaran daha ideal olduğunu göstermiştir (Zhang 2005). Karabulut ve arkadaşları asimetrik kuantum kuyuları için inter subband optik geçişleri üzerine çalışmışlar ve soğurmanın yapı parametresi ile kontrol edilebileceğini göstermişlerdir (Karabulut, Atav, Şafak, Tomak 2007). Sonrasında Jinga, Karabulut, Liu ve arkadaşları foto elektrik aygıtlar, yarı iletken lazerler, optik anahtarlama, infrared foto dedektörler üzerine çalışmalar yapmaktadır (Jianga, Sia & Tidrow 1999; Karabulut & Baskoutas 2008; Liu & Xu 2008; Chen vd. 2008). Karabulut elektrik alan varlığında yoğun lazer alanını kare kuyu üzerine uygulayarak nonlineer optik özelliklerini de inceledi. Uygulanan lazer alanın potansiyele, nonlineer optiksel özellikleri etkilediğini gösterdi (Karabulut 2010). Ungan ve arkadaşları elektromanyetik alan altında ters parabolik kuantum kuyusunda lineer ve nonlineer optik özellikleri üzerine araştırmada bulunmuşlardır. Al konsantrasyonunun, elektrik ve manyetik alanın optik geçişler üzerinde önemini vurgulamışlardır (Ungan, Yeşilgül, Kasapoğlu, Sarı

& Sökmen 2012). Yeşilgül ve arkadaşları elektrik alan ve yoğun yüksek frekanslı lazer alanı altında parabolik kuantum kuyusunda lineer ve nonlineer inter subband optik soğurma katsayısı ve kırılma indisi üzerindeki değişikleri araştırmışlardır (Yeşilgül vd. 2014). Vahdani ve Rezaei optik geçişleri lens biçimli kuantum noktası için hesapladılar. Soğurma katsayısının ve kırılma indeksinin optik ışık yoğunluğu ile ilişkili olduğunu göstermişlerdir (Vahdani & Rezaei 2009). M. Kouhi küresel GaN/AlGaN kuantum noktası üzerine elektrik alan varlığında optik ve elektro soğurma özelliklerini araştırmıştır (Kouhi, 2016). Küresel kuantum noktasında 1s-1p, 1p-1d ve 1d-1f geçişleri için absorpsiyon katsayılarını ve optik kırılma indisi değişimlerinin nokta yarıçapına, yabancı atoma, optik yoğunluğa ve taşıyıcı yoğunluğuna bağlı olduğu kanıtlandı (Cakir, Yakar & Özmen, 2011; Çakır, Yakar & Özmen,2012).

Elektronların iki boyutlu kuantum kısıtlaması olarak tanımlanan kuantum tellerinin elektronik ve optik özellikleri üzerine yapılan çalışmalar aşağıdaki gibi özetlenir. Bilekkaya ve arkadaşları farklı kuantum telleri için elektrik ve manyetik alan varlığında sonlu farklar metodunu kullanarak, elektronun taban durum enerjisini hesaplamışlardır. Ayrıca varyasyon yöntemini kullanarak kuantum telinin bağlanma enerjisini hesaplamışlardır (Bilekkaya, Aktaş, Okan & Boz 2008). Kare, dairesel ve altıgen kesitli kuantum tellerinin elektronik özellikleri Arnoldi algoritması ve sonlu farklar yöntemi kullanılarak hesaplandı. Enerji seviyelerinin kesit alanı tarafından belirlendiği gösterildi (Khordad, Bahramiyan, 2015; Avazzadeh, Khordad, Bahramiyan & Mohammadi 2016). Barseghyan ve arkadaşları silindir tel ekseni boyunca uygulanan manyetik alan varlığında kuantum kuyusu için elektron durumlarını araştırdılar ve tek renkli lineer polarize ışık için bantlar arası soğurma katsayısını hesapladılar (Barseghyan, Manaselyan & Kirakosyan 2006). Yu ve arkadaşları, sonlu potansiyele sahip kuantum teli için yoğunluk matrisi yaklaşıklığı ve iterasyon metodu kullanılarak 3. harmonik jeneratörü üzerine paloron etkisini araştırdılar. Elektron fonon etkileşmesi göz önünde bulundurulduğunda tepe noktasının yüksek enerjiye doğru kaydığını gösterdiler (Yua 2004, 2005). Khordad ve arkadaşları hidrostatik basıncın inter subband optik soğurma ve kırılma indisine etkisini araştırmışlardır ve hidrostatik basıncın optik geçişlerdeki önemini göstermişlerdir (Khordad, Khaneghah & Masoumi, 2010). Silindirik kuantum telinde THz lazer alanının optik özelliklere olan etkisi Burileanu ve arkadaşları

tarafından gözlemlenmiştir. Işığın ve gevşeme zamanının kırılma indisinin üzerine etkisini göstermişlerdir (Burileanu & Radu 2011). Niculescu ve arkadaşları yoğun lazer alanı altında birçok çalışma yapmışlardır. Farklı geometrik yapılara yoğun lazer ışığı uygulamışlardır. Bunun yanında lazer ışığın diğer harici alanlarla kullanarak sonuçları paylaşmışlardır (Barseghyan, Duque, Niculescu & Radu 2014; Bejan & Niculescu 2016; Radu & Niculescu 2010; Niculescu 2010a, 2010b, 2011, 2014a, 2014b).

Bu çalışmalardan görüldüğü gibi yarı iletken malzemelerin üzerine ışık yollayarak ışık spektrometresi ile malzemenin soğurma katsayısı ölçülerek bant yapısını öğrenebiliriz. Ayrıca bu yöntemle ışığın malzeme içinde kutuplaşmasından yola çıkarak nonlineer optik araştırmalarda kullanılabilir. Burada unutulmaması gereken tek şey, sadece lazer ışığı malzemenin optiksel özelliklerini değiştirebilir. Şiddete bağlı olarak kırılma indislerinin değişimleri ile nonlineer optiksel olarak; ışığın kendi kendine odaklanması, anahtarlama, optiksel çift kararlılık gibi süreçler ortaya çıkmaktadır. Optik soğurma sayesinde; lazer yükselteçler, yüksek hızlı optiksel modülatörler, foto detektörler vb. aygıtlar yapılabilir. Bu yüzden günümüzde optik, bu yapıların karakteristik özelliklerini anlamamızda önemli bir yer tutmaktadır. Literatürdeki incelemelerden görüldüğü gibi silindirik ve üçgen kesit kuantum tellerinin üzerine optik çalışmalar yapılmış fakat kare kesitli kuantum tellerinde ise sadece taban durum için dış alanların etkisi altında elektronik özellikleri çalışılmıştır(Kasapoglu, Sarı, Güneş & Sokmen 2004; Bilekkaya 2008; Aktas, Boz, Bilekkaya & Okan 2009; Koksal, Kilicarslan, Sari & Sokmen 2009; Rezaei, Mousavi & Sadeghi 2012; Duque, Mora-Ramos, Yesilgul, Ungan, Sakiroglu, Kasapoglu, Sari & Sökmen 2014; Sonawane, Samuel, Kasar & Patil 2017)

Biz bu tezde daha önce çalışılmayan kare ve deltoid kesitli kuantum tellerinin lazer alan etkisinde elektronik ve optik özelliklerini açıklamayı amaçladık. Hesaplamalarda analitik çözümlerin yanı sıra, sistemi nümerik olarak çözmemizi sağlayacak sonlu farklar yöntemi kullanılmıştır. Çalışmada öncelikle farklı geometrilere sahip GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kuantum kuyularının elektronik ve optik özellikleri incelendi ve literatürle uyumlu olduğu gösterildi. Daha sonra kare, deltoid ve dairesel kesitli kuantum tellerinin elektronik ve optik özellikleri lazer alan etkisi altında ayrıntılı olarak araştırıldı.

BÖLÜM 2

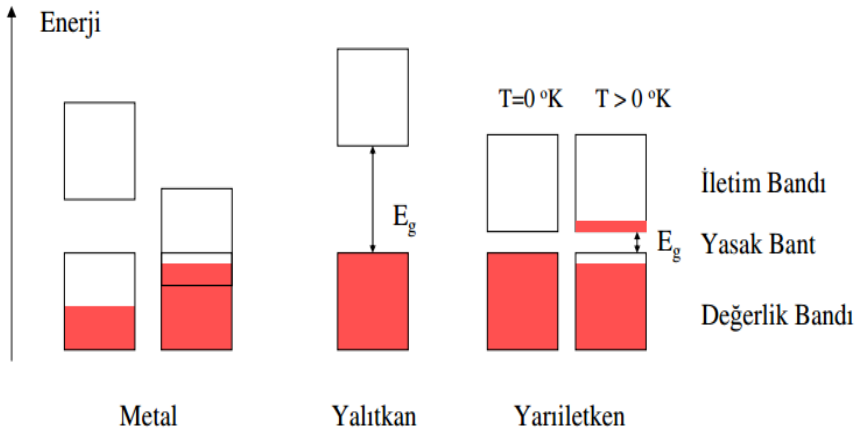
DÜŞÜK BOYUTLU YAPILAR VE ÖZELLİKLERİ

Bu bölümde; metal, yalıtkan ve yarı iletken malzemelerin genel özellikleri verilir. Yarı iletkenlerin elektrik iletkenliklerinin nasıl kontrol edilebileceği anlatılır. Kuantum yapılarının tanımı yapılarak, üretim teknikleri üzerinde kısaca bilgiler verilir. Son olarak tezde kullanılan yarı iletken malzemelerin genel özelliklerinden bahsedilir.

2.1 Malzemenin Elektriksel Özellikleri

Doğada ki malzemeler elektrik akımını iletmesine göre metaller, yalıtkanlar ve yarı iletkenler olarak tanımlanır. Şekil 2.1'de metal, yalıtkan ve yarı iletken malzemelerin bant yapısı diyagramı gösterilmektedir. Bu bant diyagramında taralı bölgeler dolu elektron durumlarını gösterir. Elektronların olduğu temel seviye bandı değerlik (valans) bandı olarak adlandırılır. Değerlik bandının hemen üzerindeki izinli enerji bandı iletim (iletkenlik) bandı olarak tanımlanır. İletim bandının tabanı ile değerlik bandının tepesi arasındaki fark yasak bant aralığı olarak adlandırılır ve E_g ile gösterilir. Metaller için iki bant diyagram yapısı vardır. Birincisinde T=0 K'de bile değerlik bandı elektronlarla kısmen doludur. İkincisinde T=0 K'de değerlik bandı elektronlarla tamamen doludur ve iletim bandı ile üst üste gelir. Bu durumlarda en yüksek enerjiye sahip elektronlar sonsuz küçük enerji kazanabilir ve çok az yüksekte olan izinli bir enerji seviyesine atlarlar ve kristal içinde hareket ederler. Diğer bir ifadeyle elektronlar herhangi bir enerji almadan atomdan kopar ve kristal içerisinde hareket eder. Bu özellikten dolayı iletkenlik bakımından iyi iletkenlerdir. Yalıtkanlar ise T=0 K'de

değerlik bandı tamamen elektronlarla doludur ve tamamen boş olan iletim bandıyla üst üste gelmezler. Değerlik bantı ile iletim bantı arasındaki yasak enerji aralığı bu malzemelerde oldukça büyüktür(Sarı 2016; Tüzemen & Tekmen 2011)

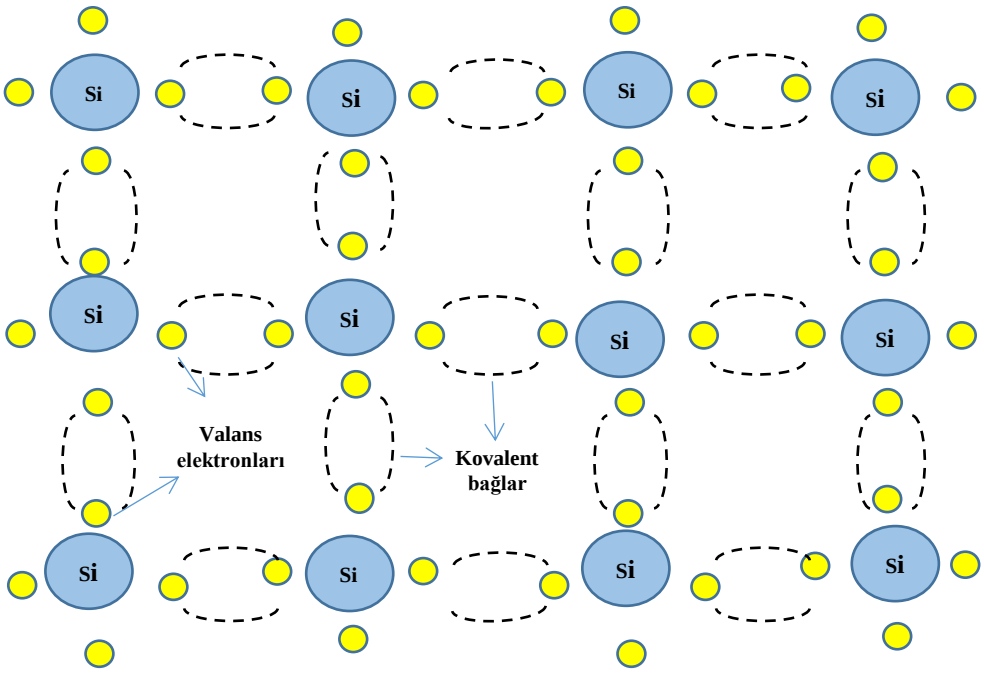


Şekil 2.1. Metal, yalıtkan ve yarı iletken malzemelerin bant yapısı diyagramı (Sarı, 2016).

Elektrik iletkenliği bakımından yarı iletken maddeler, hem iletken hem yalıtkan gibi davranış sergileyen maddelerdir. Bir yarı iletken 0 K'de iken tamamen dolu bir değerlik bandına ve yasak enerji aralığı ile ayrılmış tamamen boş bir iletim bandına sahip olan kristal yapılardır. Bu yapıların sıcaklıkları arttırıldığında değerlik bandındaki elektronların bazıları yasak enerji aralığını aşabilecek enerjiye sahip olurlar ve iletim bandına çıkarlar. Böylelikle artık iletken malzeme özellikleri gösterirler. Yarı iletkenlerin yasak enerji aralığı yalıtkanlar ile kıyaslandığında daha küçüktür (Aydın 2013). En çok bilinen yarı iletkenler Si, Ge ve GaAs 'tır. Si ve Ge gibi elementel yarı iletkenlerin yanı sıra periyodik tablonun IV. grup elementlerinin bir araya getirilmesiyle SiC, SiGe ya da III ve V grupların bir araya getirilmesiyle GaAs, GaN, InP, AlGaAs, AlSb, GaP, AlP ve AlAs bileşik yarı iletkenler sentezlenebilir (Tüzemen & Tekmen 2011). Yarı iletkenlerin iletkenlikleri sıcaklık veya ışık

ile kontrol edilebilir. Örneğin elmas yüksek sıcaklıklarda yarı iletken özellik gösterirken kalay düşük sıcaklıklarda yarı iletken hale gelir.

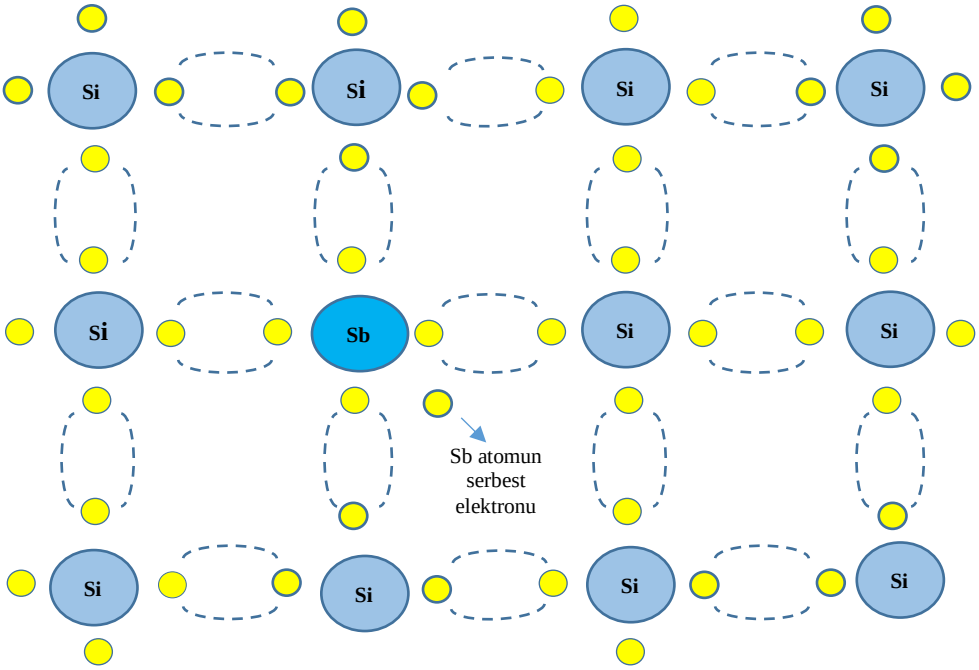
Doğal yarı iletken malzemelerin iletkenliğini kontrollü olarak değiştirmekte mümkündür. İletkenliği arttırmak için malzemeye katkı maddesi eklenir. Bu işleme de katkılama ya da uyarıcı denir. Bu tür yarı iletkenlere de katkılı yarı iletkenler denmektedir. Bir yarı iletken malzemede elektron ya da boşluk sayısı değiştirilerek malzemenin iletkenliğini ve direnci ayarlanabilir. Şekil 2.2'de gösterilen Si gibi saf (doğal) yarı iletken malzemelerin içine 5 değerlikli Arsenik (As), Fosfor (P), Antimon (Sb) veya Bizmut (Bi) gibi atomlar eklenir. Eklenen yeni atomun 1 valans elektronu açıkta kalır ve ayrılır. Bu açıkta kalan elektron iletkenliği artırır. Kristal yapıya eklenen atomların sayısı arttıkça iletkenlikte artacaktır. Şekil 2.3'te Si yarı iletken malzemesine Sb atomunun katılması gösterilmiştir. Sb atomunun bir elektronu açıkta kalır. Oda sıcaklığında elektron kristal içinde serbest bir şekilde hareket eder ve Si'da ki Sb atomları donor olarak adlandırılır. Serbest elektron iletkenliğe katkıda bulunur.



Şekil 2.2. Yarı iletken malzemelerde kovalent bağ.

Böyle donor safsızlıkları içeren yarı iletkenlerden N-tipi yarı iletken malzeme elde edilmiş olur. N-tipi malzemede akım taşıyıcısı elektronlardır. Fakat dışarıdan etki ile oluşmuş birkaç tane elektron boşluk çiftleri de olabilir. Bu durum da N-tipi malzemede boşluklar azınlık taşıyıcıları olarak görev yaparlar.

Saf yarı iletken malzeme, 3 değerlik elektronlu Alüminyum (Al), Bor (B) ve Galyum (Ga) gibi atomla katkılandırılmasıyla kristal yapıda bir elektron kaybına sebep olur. Katkı atomları bir elektronla doldurulabilen bir boşluk oluşturduğu için bu atomlar akseptör atomları olarak ifade edilir. Katkı atomundan salınan boşluk kristal içinde serbest hareket ettiğinden yarı iletkenin elektriksel özelliğinde etkilidir. Eklenen atom sayısı miktarına bağlı olarak boşlukların sayısı kontrol edilebilir. Bu tip malzemelere de P tipi malzeme denir.

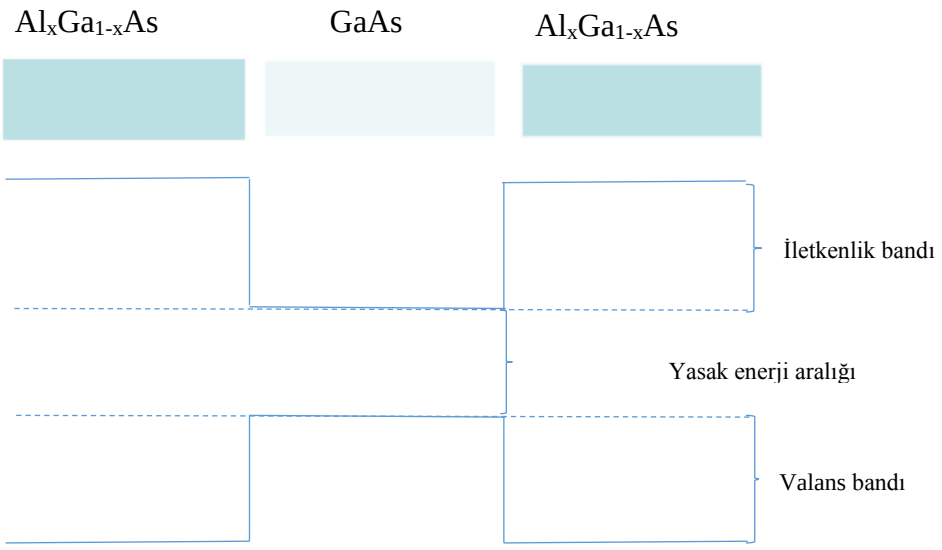


Şekil 2.3. N-Tipi yarı iletken malzemenin elde edilişi.

2.2 Düşük Boyutlu Yapıların Elde Edilmesi

Düşük boyutlu yapılar literatürde parçacığın hareketinin üç boyutta sınırlandırılmasına göre tanımlanır. Parçacığın hareketi tek boyutta sınırlandırılıp diğer boyutlarda serbest hareket ediyorsa iki boyutlu yapı, kuantum kuyusu şeklinde ifade edilir. Parçacık iki boyutta sınırlandırılıp sadece tek boyutta hareketi serbestse bir boyutlu yapı kuantum teli olarak adlandırılır. Parçacığın hareketi üç boyutta da sınırlandırılırsa bu yapı kuantum noktası olarak tanımlanır. Bu yapılar ki farklı yarı iletken malzemenin bir araya getirilmesiyle oluşturulan heteroeklem yapıların birden fazlasının bir araya gelmesinden oluşur. Bu yapıların elde ediliş yöntemi yasak enerji aralığı büyük olan bir malzemenin arasına, yasak enerji aralığı küçük olan bir malzemenin ince bir tabaka halinde yerleştirilmesi ile olur(Altuntaş 2009; Doğan 2014).

Şekil 2.4'te yasak enerji aralığı daha küçük olan GaAs malzemesi, yasak enerji aralığı büyük olan $Al_xGa_{1-x}As$ malzemesi arasına yerleştirilerek $Al_xGa_{1-x}As$ /GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ kuyusu elde edilir.



Şekil 2.4. Kuantum kuyusunun elde edilişi.

2.3 Düşük Boyutlu Yapıların Üretim Teknikleri

Günümüzde teknolojinin gelişmesiyle düşük boyutlu yapıların üretimi mümkün olmaktadır. Bu üretim tekniklerinden bazıları genel olarak aşağıdaki şekilde ifade edilir.

Kimyasalla Eritme Tekniği üretim tekniklerinin ilkidir. Kuantum kuyusu oluşturulacak yapının yüzeyi polimer bir maske ile kaplanır ve arkasından bu yüzey iyon ışınlarına maruz bırakılır. İyon demeti ayrıca bu yapının şeklinin belirlenmesine de yardım eder. Yüzey temizlendikten sonra altın ya da başka bir metal ile kaplanır, arkasından özel bir çözücü yardımı ile metal yüzeyin dışında kalan alanlar eritilerek polimer yüzey ve koruyucu metalden ayrılmış sütun şeklinde temiz bir yüzey elde edilmiş olur. Bu yöntemle 10-100 nanometre arası üretim yapılabilir ve üretilen malzemenin bazen kenarlarında üretim kusurları da olabilir (Reed 1993; Jacak 2000).

Kendiliğinden Büyüme Yönteminde elde edilen yapılar çok düzgün, homojen ve kenar kusurlarını içinde barındırmazlar. Mikro elektronik ve optoelektronik alanı için gelecek vaat eden bir yöntem olup, malzeme yüzeyine herhangi bir maske ile kaplamaya gerek yoktur. Alt tabaka ile üst tarafta kristalleşecek olan malzemenin örgü sabitlerinin arasındaki fark eğer çok fazla ise kristalleşecek olan ilk tabaka alttaki tabakanın örgü sabitine eşit boyutta oluncaya kadar eşit katmanlar şeklinde kristalleşir. Boyut aşıldığı anda tabaka içerisinde gerilmeler düzenli yapının bozularak aynı boyutlarda rast gele dağılmış kuantum yapılarının oluşmasına olanak sağlar (Petroff &Baars 1994; Barnham & Vvendensky 2001).

Kuantum yapıları cam gibi dielektrik malzeme içerisine yarı iletken mikro kristaller konularak elde edilir. Silikat cama yaklaşık olarak %1 oranında CdS, CuCl, CdSe ve CuBr gibi bileşikler eklenip yüksek sıcaklığa maruz bırakılır. Sıcaklığa ve ısıtma süresine bağlı olarak 1,2-38 nanometre aralığında kuantum yapıları elde edilebilir (Ekimov, Efros & Onushchenko 1993).

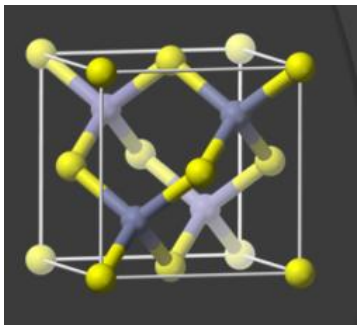
Elektrik Alan Modülasyonunda kuantum yapısının üzerine küçük elektrotlar yerleştirilir ve bu elektrotlara uygun bir gerilim verilerek kontrol edilebilir bir elektrik alan elde edilir. Elektronların bu elektrik alanı ile sınırlandırılmış bölgede hapis edilmeleri sağlanır. Böylelikle kuantum yapıları elde edilmiş olur (Jacak 2000).

Seçici Büyütme Yönteminde yasak enerji aralığı küçük olan yarı iletken malzemenin (GaAs gibi) yüzeyi, yasak enerji aralığı daha yüksek olan (AlGaAs gibi) yarı iletken bir malzeme ile kaplanır. Bu yapının üzeri SiO_2 ile koruyucu bir tabaka oluşturulur. Tabakanın üzerine küçük üçgenler oluşturulup MOCVD tekniği uygulanarak sıcaklık 800 ^oC ye kadar çıkartılır. Termal genleşmeden dolayı üçgenler tetrahedral piramitler haline gelir ve böylelikle kuantum yapısı oluşmuş olur (Doğan 2014).

2. 4. Düşük Boyutlu Yapılarda Kullanılan Malzemelerin Genel Özellikleri

Bu tezde GaAs(Galyum arsenit), (AlGa)As (Alüminyum galyum arsenit), GaN (Galyum nitrat) ve (AlGa)N (Alüminyum galyum nitrat) malzemelerinden oluşturulan düşük boyutlu yapılar çalışılır.

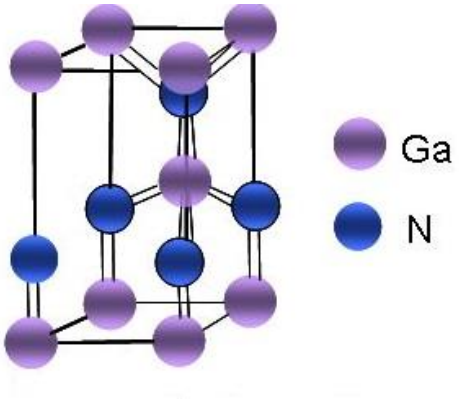
Bu malzemelerin genel özellikleri olarak incelendiğinde, GaAs yapısı periyodik tablonun III. ve V. grup elemanlarından Galyum (Ga) ve Arsenit (As)'tan oluşur. Şekil 2.5'de gösterilen Zincblend Kristal yapısına sahiptir. Silisyumun yerine alternatif olarak ortaya çıkmıştır. Böylelikle kuantum yapılarının ve optoelektronik yapıların geliştirilmesinde önemli bir rol oynamıştır (mikrodalgamuhendisi.com). Bu yarı iletken malzeme epitaksiyel büyütmeye elverişli olmasından dolayı kuantum yapılarında kullanılır. Enerji bant aralığı 1.4 eV civarındadır. Bunun yanı sıra etkin kütlesi 0.0665 m_o dır.



Şekil 2.5. GaAs Zincblend Kristali (https://ocw.mit.edu, 2017).

Dielektrik geçirgenliği, statik ve yüksek frekansa bağlı olarak 13.18 ve 10.9 değerlerini alır (Niculescu, Burileanu, Radu & Lupaşcu 2012).

GaAs'i malzemenin önemli olmasının sebebi dijital optoelektronik cihazlarda kullanılmasıdır. Bu malzeme ile oluşturulan cihazlar, dijital işaret işleme ve anahtarlama sistemlerinin performansını arttırmaktadır. Cep telefonu, tablet ve WiFi cihazlar gibi taşınabilir cihazların yapımında GaAs MMIC(monolithic microwave integrated circuit) kullanılır (Temiz, 1995). GaAs malzemesine üçüncü bir elementin eklenmesiyle $Al_xGa_{1-x}As$ (Alüminyum galyum arsenit) malzemesi elde edilir. Buradaki x Alüminyum konsantrasyonunu göstermektedir. Bu malzemenin enerji bant aralığı ve iletkenlik bant oranı bu konsantrasyona bağlı olarak $Eg(x)=1.424+1.247x$ eV ($x<0.45$) ve $\Delta Ec=0.609*[Eg(x)-Eg(0)]$ şeklinde tanımlanır (Semiconductors, 2016).



Şekil 2.6. GaN Wurtzite Kristali (https://www.intechopen.com, 2017).

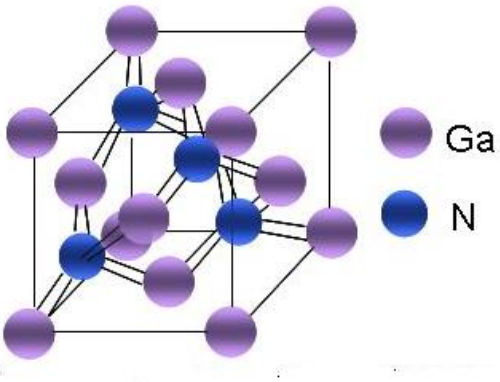
III-Nitrür grupları periyodik tablonun III. ve V. grup elemanlarından oluşmaktadır. III-Nitrür grup olarak AlN, GaN, InN, AlGaN ve InGaAlN malzemeleri tanımlanır. III- Nitrür gruplarının en ilgi çekici özelliği ise [0 0 0 1] c- doğrultusunda yüksek bir polarizasyona sahip oluşudur. Bu polarizasyonun iki kaynağı vardır. Bunlardan biri kendiliğinden polarizasyon diğeri ise gerilme kaynaklı piezoelektrik polarizasyondur. [0 0 0 1]

doğrultusunda büyütülen III-Nitrür tabanlı hetero eklem ara yüzeylerde polarizasyonun süreksizliğinden dolayı güçlü bir elektrik alan yaratır. Bundan dolayı bant yapılarında bükülmeler görülür (Andersson vd. 2009; Can 2011).

GaN kuantum yapılarında Wurtzite Kristali ve Zincblend Kristali olarak tanımlanır. Wurtzite yapı Şekil 2.6'da gösterildiği gibi hekzagonal olup doğada genel olarak bu halde bulunur ve termodinamik bakımından en kararlı durumdur. Kendiliğinden polarizasyona (P_{sp}) ve piezoelektrik (P_{pe}) polarizasyona sahiptir. Kendiliğinden polarizasyon; atomların farklı elektronegatifliğe ve bağ uzunluklarının farklı olmasından yük dağılımları denk olmaz ve bu yükler kendi aralarında bir elektrik alan yaratır. Diğeri ise piezoelektrik polarizasyon; yapının gerilme ve gevşemesinden dolayı kaynaklanan polarizasyondur (Cardona & Harbeke 1965; Can 2011). Termal genleşme ile bağ uzunlukları değişmesi alt taş ile kristal arasında bir gerginlik oluşur ya da basıncın etkisi ile bağ uzunluklarının değişimi gözlenebilir. Bu durum kuantum kuyularında istenmeyen bükülmelere yol açarken, bu kristal yapısı 2DEG için daha uygundur.

GaN Zincblend Kristal yapı ise ancak MgO, GaAs, Si ve SiC gibi kübik yapılar üzerine hetero epitaksi büyütme ile kararlı hale getirilebilir. Şekil 2. 7'de gösterildiği gibi yapı olarak elmasa benzer, tek farkı Ga ve N atomları bulunur. Katkılanmaya ve lazer ile işlenmeye uygundur. Bu durumdan dolayı kuantum kuyusu çalışmalarında rahatlıkla kullanılabilir (Arriaga, Cocoletzi & Solorio 2003; Güneri 2013).

Lazerin kuantum kuyularının üzerine etkilerinin araştırılması depolama ve yeni elektronik aygıtların tasarlanmasını mümkün kılmıştır. III- Nitrür gruplarının özellikle geniş bant 1.9 eV (InN)-6.2 eV (AlN) aralığına sahip olmaları dolayısıyla elektromanyetik spektrumun yakın kızılötesinden mor ötesine kadar geniş enerji aralığını kapsarlar, bu da foto detektör yapımında uygun kılmaktadır (Beşikçi, 2012). Yüksek sıcaklıklara ve kimyasal aşınmalara karşı dayanıklı olduklarından dolayı uzay araştırmalarında ve bu sektörde kullanılmaktadırlar. Bunlarla yapılan transistörler yüksek güçte olduklarından power amfi yapımında özellikle kullanılır. Günümüzde Blue-Ray disk olarak adlandırılan veri depolama



Şekil 2.7. GaN Zincblend Kristali (https://www.intechopen.com, 2017).

aygıtlarında dalga boyunun küçülmesi sebebiyle 4 GB bir disk kapasitesi 25 GB'a kadar çıkarmak mümkün olmuştur. Ayrıca bunlarla yapılan LED'ler yüksek derece parlaklığa sahip olduğundan aydınlatma sistemlerinde, yeni nesil televizyonlarda ve morötesi yakın olanlar sterilizasyonda kullanılmaktadır (Singh & Arbor (2003); mikrodalgamuhendisi.com 2016). Bunun yanında GaN etkin kütlesi $0.13m_0$ ile GaAs etkin kütlesinden büyüktür. Dielektrik sabiti statik ve yüksek frekansa göre 9.7 ve 5.3 değerlerini alır (Semiconductors, 2016). III-nitrür gruplarından $Al_xGa_{1-x}N$ malzemeleri için enerji bant aralığı ve iletkenlik bandı Alüminyum konsantrasyonuna bağlı olarak $Eg(x)=3,4(1-x)+6,2x+1,3x(1-x)$ (Koide, Itoh, Khan, Hiramatu, Sawaki & Akasaki 1987;) ve $\Delta Ec=0.609*[Eg(x)-Eg(0)]$ olarak tanımlanır (Semiconductors, 2016).

BÖLÜM 3

HESAPLAMA TEKNİKLERİ VE DIŞ ALANLARIN ETKİLERİ

Tezde düşük boyutlu yapılardan kuantum kuyu ve tellerinin farklı geometrilerde elektronik ve optik özellikleri incelenir. Bundan dolayı bu bölümde elektronik özelliklerini incelemek için sonlu farklar yöntemi açıklanır. Bu yöntemin kuantum kuyu ve tellerine nasıl uygulandığı gösterilir. Düşük boyutlu yapılara lazer alan uygulandığında hesaplamaların nasıl yapıldığı ve bu yapıların optik özelliklerini ifade eden denklemler açıklanır.

3.1 Sonlu Farklar Yöntemi

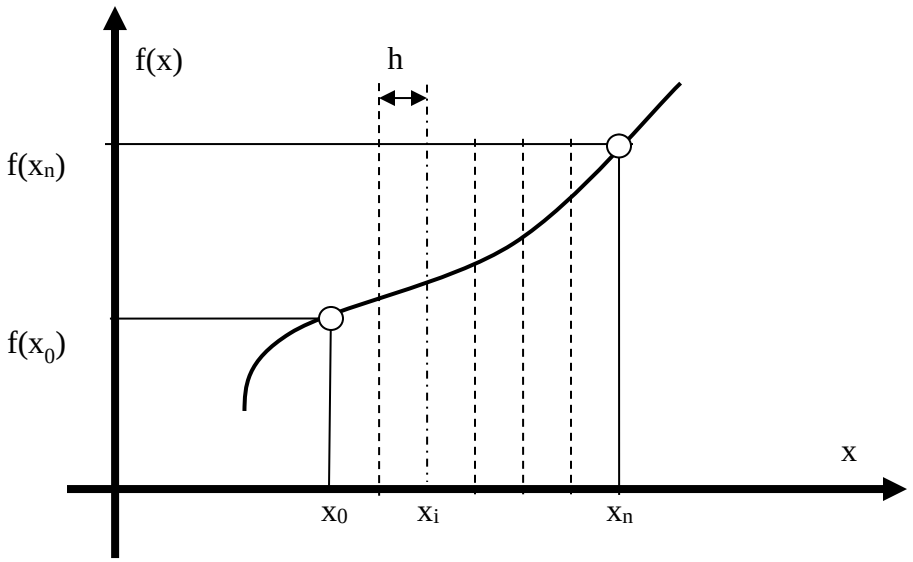
İnsanlar doğayı anlamaya çalıştıkça karşılarına farklı tarzlarda birçok diferansiyel denklemlerin çıkmaya başladıklarını gördüler. Bazılarını çözmek kolay olsa da bazıları fazla karmaşıktır ve çok fazla zamana ihtiyaç duyulmaktadır. Bu diferansiyel denklemleri çözmek için alternatif olarak nümerik yöntemlere başvurulmuştur. Bu nümerik yöntemlerden sonlu farklar yöntemi diferansiyel denklem çözüm tekniklerinden birisidir.

Diferansiyel denklemlerin çözümünde sonlu farklar yönteminin uygulanması için öncelikle bilinmeyen büyüklüğü temsil eden $f(x)$ fonksiyonun Şekil 3.1'de gösterildiği gibi h aralıklarla ayrılır (Arı, Özen, Çolak& Tenşeli, 2008; Dalgıç 2013). Bu şekilde x_i noktasında fonksiyonun birinci ve ikinci türevini bulmak için, fonksiyonun x_i noktasından bir önceki ve bir sonraki noktada fonksiyonun Taylor seri açılımı

$$f(x_i + h) = f(x_i) + h.f'(x_i) + \frac{1}{2}h^2.f''(x_i) + \ldots \quad (3.1)$$

$$f(x_i - h) = f(x_i) - h.f'(x_i) + \frac{1}{2}h^2.f''(x_i) + \ldots \quad (3.2)$$

olarak ifade edilir (Peremeci, 2006). (3.1) denkleminden (3.2) denklemi çıkarıldığında ve 2. mertebeden büyük türevler ihmal edildiğinde x_i noktasındaki fonksiyonun birinci türevi



Şekil 3.1. *f(x)* fonksiyonunu temsil eden gelişigüzel bir eğri.

$$f'(x_i) = \left(\frac{df}{dx}\right)_{x_i} \approx \frac{1}{2h}.\left(f(x_i + h) - f(x_i - h)\right) \quad (3.3)$$

olarak bulunur. Denklem (3.1) ve (3.2) toplandığında

$$f''(x_i) = \left(\frac{d^2f}{dx^2}\right)_{x_i} \approx \frac{1}{h^2}.\left(f(x_i + h) - 2.f(x_i) + f(x_i - h)\right) \quad (3.4)$$

x_i noktasındaki fonksiyonun ikinci türevi olur. Sonlu farklar yöntemini kullanılarak çözülen adi diferansiyel denklemler, başlangıç şartlarına bağlı olarak fark operatörleri uygun olan seçilerek çözülebilir (Peremeci 2006; Girgin 2016). Bu sonuçları göz önünde bulundurarak örnek olarak ikinci mertebeden bir adi diferansiyel denklem

$$f''(x)\text{-}2 = 0 \quad (3.5)$$

$f(0) = f'(0) = 0$ şartları altında verilsin (Arı vd. 2008). Verilen fonksiyonun $x_0 \leq x \leq x_n$ aralığının h adım uzunluklu x_i aralıklarına bölündüğü varsayılır. Öyle ki $n = 1+(x_n - x_0)/h$ ve i =1, 2,...,n olsun. Verilen denklem $x_0 \leq x \leq x_n$ aralığının her noktasında sağlanacağına göre herhangi bir $x=x_i$ noktasında da sağlanmalıdır. Buna göre $x=x_i$ noktasında denklem (3.4) genel olarak

$$f_i''(x) = \left(\frac{d^2f}{dx^2}\right)_x \approx \frac{1}{h^2}.(f_{i+1} - 2.f_i + f_{i-1}) \quad (3.6)$$

ifade edilir (Dalgıç, 2013). Bu ifade denklem (3.5)'te yazılırsa her i=1'den n'e kadar diferansiyel denklem n+1 adet cebirsel denklem sistemine dönüşecektir. Elde edilen denklemler matris formunda yazılarak denklem (3.5)'in çözümleri elde edilir (Girgin, 2016).

Bundan sonraki bölümde kuantum kuyu ve tellerdeki bir elektronun dalga fonksiyonlarını ve enerji öz değerlerini hesaplamak için sonlu farkların uygulanması anlatılır (Harrison & Valavenis, 1996).

3.2 Düşük Boyutlu Yapılara Sonlu Farklar Yönteminin Uygulanması

Düşük boyutlu yapılardan öncelikle Şekil 3.2'de gösterilen sonlu kuantum kuyusundaki elektronun dalga fonksiyonu ve enerjileri sonlu farklar yöntemiyle hesaplanıyor. Bir boyutlu yapıdaki elektronun Schrödinger denklemi

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+V(x)\psi(x)=E\psi(x) \tag{3.7}$$

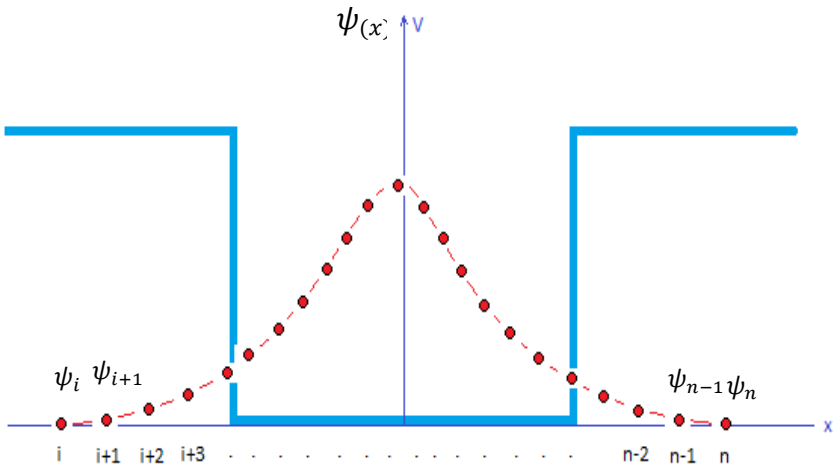
olarak ifade edilir. Bu denklemdeki potansiyel enerji

$$V(x)=\begin{cases}0, & -\frac{L}{2}<x<\frac{L}{2}\\ V_0, & |x|\geq\frac{L}{2}\end{cases} \tag{3.8}$$

olarak tanımlanır. Rydberg birim sisteminde uzunluk birimi olarak etkin Bohr yarıçapı $a^*=\frac{\hbar^2\varepsilon}{m^*e^2}$ ve enerji birimi olarak etkin Rydberg enerjisi $R^*=\frac{\hbar^2}{m^*a^{*2}}$ tanımlanır. Burada ε ve m^*, sırasıyla kristalin dielektrik sabiti ve elektronun etkin kütlesidir. Bu birim sisteminde denklem (3.7)

$$-\frac{d^2\psi(x)}{dx^2}+V(x)\psi(x)=E\psi(x) \tag{3.9}$$

olur. Denklem (3.9)'a sonlu farklar yöntemini uygulamak için şekil 3.2'de gösterilen dalga fonksiyonu n eşit parçaya bölünür. Her bir bölünmüş parçaya karşılık bir ψ dalga fonksiyonu karşılık gelir.



Şekil 3.2. Sonlu farklar metodunda dalga fonksiyonu.

Bu diferansiyel denkleme sonlu farklar yöntemini uygulamak için dalga fonksiyonunun birinci ve ikinci türevi tablo 3.1'deki farklar tablosundaki fark operatörlerini kullanarak

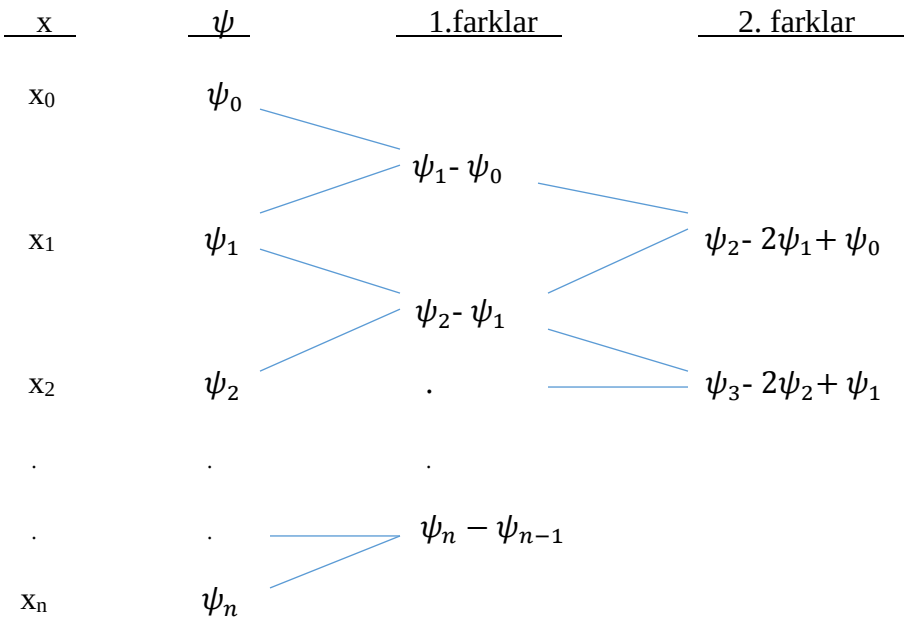
$$\frac{d\psi}{dx} \approx \frac{\Delta\psi}{\Delta x} = \frac{\psi_{i+2}-\psi_{i+1}}{x_{i+2}-x_{i+1}} \tag{3.10}$$

ve

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} \approx \frac{d}{dx}\left(\frac{\Delta\psi}{\Delta x}\right) \approx \frac{\psi_{i-1}-2\psi_i+\psi_{i+1}}{dx^2} \tag{3.11}$$

şeklinde elde edilir. Bu tanımlar denklem (3.9)'da yerine yazıldığında i. noktadaki durum için

Tablo 3.1. Farklar Tablosu.



$$-\frac{\psi_{i-1}-2\psi_i+\psi_{i+1}}{dx^2}+(V(x_i)-E_i)\psi_i(x_i)=0 \qquad (3.12)$$

olur. Bu denklem $\psi_0 = 0$ başlangıç şartı altında i=1 den başlayarak her bir nokta için yazılırsa;

i=1 için,

$$-\frac{(\psi_0-2\psi_1+\psi_2)}{dx^2}+(V(x_1)-E)\psi_1=0 \qquad (3.13)$$

$$-\frac{[(-2-V(x_1)\mathrm{dx}^2)\psi_1+\psi_2]}{dx^2}=E\psi_1 \qquad (3.14)$$

i=2 için,

$$-\frac{[(\psi_1+(-2-V(x_2)\mathrm{dx}^2)\,\psi_2+\psi_3]}{dx^2}=E\psi_2 \tag{3.15}$$

i=3 için,

$$-\frac{[(\psi_2+(-2-V(x_3)\mathrm{dx}^2)\,\psi_3+\psi_4]}{dx^2}=E\psi_3 \tag{3.16}$$

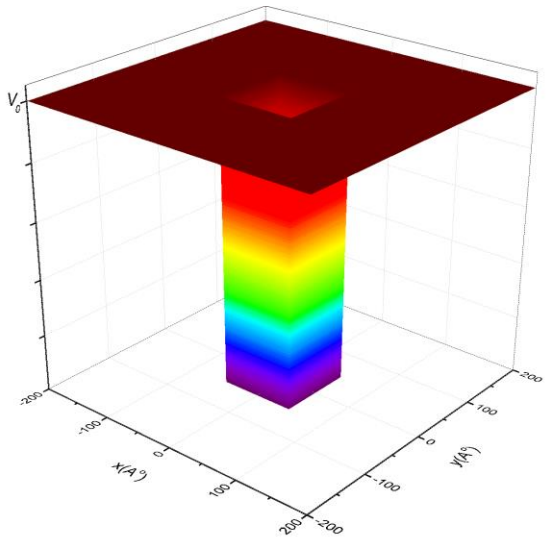
Böylelikle n tane noktaya karşılık n tane denklem elde edilmiş olur. Bu denklemleri matris formu

$$-\begin{bmatrix} -2-V(x_1)dx^2 & 1 & 0 & 0 & . & . & . \\ 1 & -2-V(x_2)dx^2 & 1 & 0 & . & . & . \\ 0 & 1 & -2-V(x_3)dx^2 & 1 & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & . \\ . & . & . & . & . & . & \end{bmatrix}\begin{bmatrix}\psi_1\\ \psi_2\\ .\\ .\\ .\\ \psi_n\end{bmatrix}=E\begin{bmatrix}\psi_1\\ \psi_2\\ .\\ .\\ .\\ \psi_n\end{bmatrix} \tag{3.17}$$

olur. Bu matris Fortran programlama dilinde yazılan kodla nümerik olarak çözülür. Dalga fonksiyonunun başlangıç şartına bağlı olarak kuantum kuyusundaki bir elektronun tüm enerji seviyeleri hesaplanır (Saften, 2007).

Düşük boyutlu yapılarda elektronun hareketini iki boyutta sınırlayıp, tek bir boyutta hareketi serbest bırakıldığında oluşan yapı kuantum teli Şekil 3.3'te gösterilir. Bu kuantum tellinin potansiyel enerji

$$V(x,y)=\begin{cases} V_0\,, & |x|\geq\frac{L}{2} \quad ve \quad |y|\geq\frac{L}{2} \\ 0\,, & |x|<\frac{L}{2} \quad ve \quad |y|<\frac{L}{2} \end{cases} \tag{3.18}$$



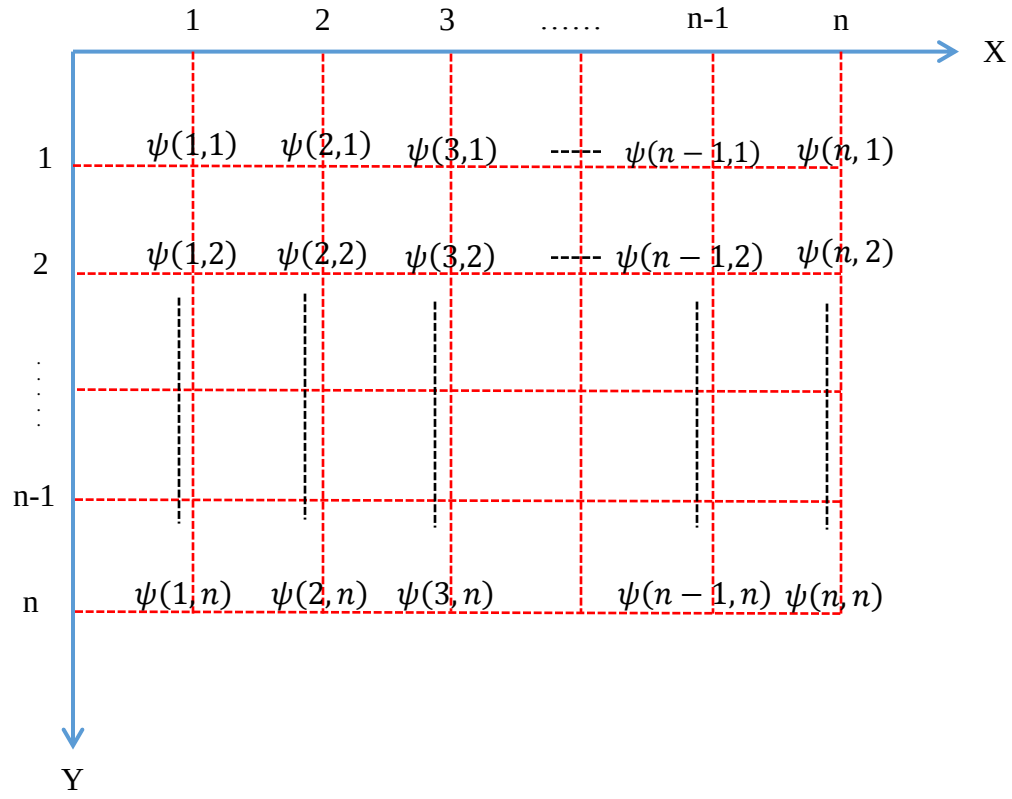
Şekil 3.3. Kare kesitli sonlu kuantum teli.

olarak tanımlanır. Bu kuantum teli için zamandan bağımsız Shrödinger denklemi

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{d^2}{dx^2}+\frac{d^2}{dy^2}\right)+V(x,y)\right)\psi(x,y)=E\psi(x,y) \tag{3.19}$$

şeklinde olur. Dalga fonksiyonu x'in ve y'nin bir fonksiyonu olduğu için $\psi(x,y)=\psi(x).\psi(y)$'e ve $E=E_x+E_y$ şeklinde yazılır. Bu durumda x–ekseni ve y–ekseni için ayrı ayrı çözümler yapılır. Bu iki eksende eşit adımlardaki dalga fonksiyonlarının çarpımlarından tablo 3.2'deki sonlu farklar tablosu hazırlanır (Tsetseri & Triberis 2002; Moghraby, Johnson & Harrison 2003; Bilekkaya 2008).

Tablo 3.2. Dalga fonksiyonlarının farklar tablosu üzerinde gösterimi.



Rydberg birim sisteminde tablo 3.2'deki $\psi(1,1)$ için sonlu farklar yöntemindeki ikinci türev tanımını kullanarak kuantum tellinde Schrödinger denklemi

$$\frac{1}{dx^2}\left(\psi(1,0)-2\psi(1,1)+\psi(1,2)\right)-\frac{1}{dy^2}\left(\psi(0,1)-2\psi(1,1)+\psi(2,1)\right)+V(1,1)\psi(1,1)=\left(E_x+E_y\right)\psi(1,1) \quad (3.20)$$

olarak bulunur. Benzer şekilde sırasıyla $\psi(1,2)$, $\psi(1,3)$....., için denklemi (3.20) tekrar yazılırsa

$$\frac{1}{dx^2}\left(\psi(1,1)-2\psi(1,2)+\psi(1,3)\right)-\frac{1}{dy^2}\left(\psi(1,1)-2\psi(2,1)+\psi(3,1)\right)+$$

$$V(1,2)\psi(1,2)=\left(E_x+E_y\right)\psi(1,2) \tag{3.21}$$

ve

$$\frac{1}{dx^2}\left(\psi(1,2)-2\psi(1,3)+\psi(1,4)\right)-\frac{1}{dy^2}\left(\psi(2,1)-2\psi(3,1)+\psi(4,1)\right)+V(1,3)\psi(1,3)=$$

$$\left(E_x+E_y\right)\psi(1,3) \tag{3.22}$$

olur. Bu denklemlerin matris formu

$$\begin{bmatrix} \frac{4}{dx^2}+V(1,1) & -\frac{1}{dx^2} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{dy^2} & 0 & . & . \\ -\frac{1}{dx^2} & \frac{4}{dx^2}+V(1,2) & -\frac{1}{dx^2} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{dy^2} & 0 & . \\ 0 & -\frac{1}{dx^2} & \frac{4}{dx^2}+V(1,3) & -\frac{1}{dx^2} & 0 & 0 & 0. & . & . & \\ . & . & . & . & . & . & . & . & . & \\ . & . & . & . & . & . & . & . & . & \\ . & \ldots\ldots. & 0 & 0 & -\frac{1}{dy^2} & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{dx^2} & \frac{4}{dx^2}+V(n,n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi(1,1) \\ \psi(1,2) \\ \psi(1,3) \\ . \\ . \\ \psi(n,n) \end{bmatrix} = E \begin{bmatrix} \psi(1,1) \\ \psi(1,2) \\ \psi(1,3) \\ . \\ . \\ \psi(n,n) \end{bmatrix} \tag{3.23}$$

yazılır. Bu matris, Fortran programlama dilinde, hazır kütüphaneler kullanılarak yazılan bir kodla çözülerek, elektronun ψ (x, y) dalga fonksiyonları ve enerji özdeğerleri hesaplanır.

3.3 Düşük Boyutlu Yapılara Lazer Alanın Etkisi

Şekil 3.2'de gösterilen kuantum kuyusunda x- ekseni boyunca, potansiyel duvarla karşılaşan elektronun, x yönünde polarize olan lazer alanın etkisindeki Hamiltonyen'i

$$\left[\frac{(\vec{p}+e\vec{A})^2}{2m^*}+V(x)\right]\psi(\vec{x},t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{x},t) \tag{3.24}$$

ile verilir. *V(x),* denklem (3.8)'de tanımlanan yapının potansiyel enerjisi, uygulanan lazer alandan dolayı, x yönünde polarize olan $\vec{A}$(t)=$A_0\cos(\omega_D t)\,\overrightarrow{u_x}$, zamana bağlı vektör potansiyeli olarak tanımlanır (Niculescu 2009, 2010a, 2010b, 2012; Radu & Niculescu 2010, Ungan vd. 2012, Barseghyan vd. 2014). Lazer alan tarafından Hamiltonyen'in kinetik enerjisine gelen zamana bağlı katkıyı, potansiyel enerjiye aktarmak için (Şakiroğlu vd. 2012).

$$\tilde{\psi}(x,t)=S\psi(x,t) \tag{3.25}$$

ve

$$H'=S^{\dagger}HS \tag{3.26}$$

Kramer Henneberger dönüşümü yapılır (Henneberger 1968; Bhatt, Piraux & Burnett 1988; Reed & Burnett 1990; Valaderes 1990; Volkova, Popov & Smirnova 1990; Popov, Tikhonova, Volkova 1999). Buradaki S Kramer Henneberger operatörü olup,

$$S=\exp\left(\frac{e}{m}\int_{-\infty}^{t}dt'A(t').\frac{\partial}{\partial x}-i\frac{e^2}{2\hbar m}\int_{-\infty}^{t}dt'A^2(t')\right) \tag{3.27}$$

olarak tanımlanır (Bhatt, Piraux & Burnett 1988). Bu dönüşüm altında denklem (3.24)

$$\left[\frac{p^2}{2m^*}+V(x+\alpha(t))\right]\tilde{\psi}(x,t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\tilde{\psi}(x,t) \tag{3.28}$$

olur. Burada $\overrightarrow{\alpha}\ (t) = \int_{-\infty}^{t} A(t')dt'$ polarizasyon yönü boyunca, salınım merkezinden, parçacığın klasik yer değiştirmesini karşılayan bir vektör olarak ifade edilebilir. Monokromatik elektromanyetik alan vektörünü zamana periyodik bağlı olarak $\vec{A}$(t)=A_0 cos(ω_Dt) $\overrightarrow{u_x}$ şeklinde tanımlandığında

$$\overrightarrow{\alpha}\ (t) = \alpha_0\ \sin(\omega_D t)\overrightarrow{u_x} \tag{3.29}$$

olur. Bu denklemde $\alpha_0 = \frac{eA_0}{m^*\omega_D}$ lazer genliği olarak tanımlanır. Denklem (3.28)'deki $V(x+\alpha(t))$ periyodik bir potansiyel olur. Yüksek frekans değerleri için $\tilde{\psi}(x,t) = \sum_n \tilde{\psi}_n(x)e^{-in\omega_D t}$ Fourier-Floquet serilerinde, periyodik potansiyelin açılımında zaman ortalamasını karşılayan sıfırıncı mertebe terimi daha baskın olur(Yeşilgül 2014; Gül 2014). Lazer giydirilmiş potansiyel

$$V_{DC}(x) = \langle V(x,\alpha_0)\rangle = V\big(x+\alpha(t)\big) = \frac{w}{2\pi}\int_0^{2\pi/w} V\big(x+\alpha(t)\big)dt \tag{3.30}$$

konuma bağlı olarak bulunur. Bu tanım kullanılarak kuantum kuyusundaki elektronun zamandan bağımsız Schrödinger denklemi

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2\tilde{\psi}(x) + V_{DC}(x)\tilde{\psi}(x) = E\tilde{\psi}(x) \tag{3.31}$$

olur. Bu denkleme bölüm 3.2'de anlatılan, sonlu farklar metodu uygulanarak, lazer alan altında; elektronun dalga fonksiyonları ve enerjileri hesaplanır.

Kare kesitli kuantum teline, x- yönünde polarize olan bir lazer alan uygulandığında, Schrödinger denklemi aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\left[\frac{(\vec{p}+e\vec{A})^2}{2m^*}+V(x,y)\right]\psi(x,y,t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,y,t) \tag{3.32}$$

$V(x,y)$ denklem (3.18)'de tanımlanan yapının potansiyel enerji, x yönünde polarize olan lazer alandan dolayı oluşan, $\vec{A}$(t)=A_0cos(ω_Dt) $\overrightarrow{u_x}$, zamana bağlı vektör potansiyeli olarak tanımlanır. Bu denkleme de Kramer Henneberger dönüşümü uygulandığında

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla^2+\tilde{V}(x,y,t)\right\}\tilde{\psi}(x,y,t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\tilde{\psi}(x,y,t) \tag{3.33}$$

Hamiltonyen'deki kinetik enerjideki zamana bağlılık, potansiyel enerjiye geçer. Burada $\tilde{V}(x,y,t)$ lazer giydirilmiş sınırlı potansiyeldir. Yüksek frekans limitinde, zamandan bağımsız Schrödinger denklemi

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\widetilde{V_{DC}}(x,y)\right]\tilde{\psi}(x,y)=E\tilde{\psi}(x,y) \tag{3.34}$$

olur(Gavrila ve Kamiński 1988). Bu denklemdeki ortalama giydirilmiş potansiyel enerji $\widetilde{V_{DC}}(x,y)$

$$\widetilde{V_{DC}}(x,y)=\frac{\omega_D}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega_D}\tilde{V}(x,y,t)dt=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}V(x+\alpha_0 sin\varphi,y)d\varphi. \tag{3.35}$$

dir. Burada $2\pi/\omega_D$, laser alanın periyodudur. $\alpha_0=eA_0/m^*\omega_D$ lazer giydirme parametresidir (Gavrila vd. 1988; Volkova vd. 1994; Marinescu & Gavrila 1996; Zhang

2001; Gavrila 2002; Niculescu 2008). Lazer alan yokken ve varken denklem (3.33) sonlu farklar metoduyla çözülür.

3.4 Düşük Boyutlu Yapılarının Optik Özellikleri

Bu bölümde ışığın madde ile etkileşmesi incelenecektir. Işığın madde ile etkileşmesi için 10^8 V/m değerinde ışık kaynağı gerekmektedir. Lazer keşfine kadar böyle bir ışık kaynağı olmadığından bilim adamları ışığın madde ile etkileşmesini düşünseler bile uygulayamıyorlardı. Ancak lazerin keşfinden sonra bu araştırmalar mümkün olmuştur. Ayrıca bu olay ışığın madde ile etkileşmesinin kuantum mekaniksel olarak da incelenmesinin önünü açmıştır. Işığın madde ile etkileşmesi ilk olarak 1961 yılında Frenklen ve arkadaşları tarafından incelenmiştir (Franken, Hill, Peters, Weinreich, 1961). Çok güçlü elektrik alanın oluşturduğu polarizasyon vektöründen 1. ve 2. harmoniklerin elde edilebileceğini gösterdiler. 1962 yılında 3. harmoniklerin üretimi de mümkün olmuştur. Bilim adamları polarizasyon vektörünün lineer kısmı olan 1. harmoniklerden daha çok lineer olmayan 2.ve 3. harmonikler kısmı ile ilgilenmişlerdir.

Bunun nedeni ise lineer olmayan kısımda;

- Kırılma indisi ve soğurma katsayının ışığın şiddetine (I) bağlı olması,
- Frekans, kaynağa bağlı olmaktan çıkıp, farklı frekanslar elde edilebilmesini mümkün kılması (w →2w; w→3w),
- Üst üste binme ilkesi geçerli olmadığında, artık ışık ile ışığı kontrol etmek (foton – foton etkileşmeleri) olarak sıralanabilir(Yıldırım 2006; Karabulut 2008; Küçük 2013; Sırlı 2015).

Bir malzemeye dış alan uygulandığında polarizasyon vektörü $\vec{P}(\vec{E})$ en genel olarak(Yıldırım 2006; Altıok 2013;. Saleh & Teich, 2013; Sırlı 2015)

$$\vec{P}(t) = \chi^{(1)}\vec{E}(t) \; + \; \chi^{(2)}\left(\vec{E}(t)\right)^2 + \chi^{(3)}\left(\vec{E}(t)\right)^3 + \ldots \tag{3.36}$$

tanımlanır. Bu denklemdeki ilk terim doğrusal kısım olarak, sonraki terimler ise doğrusal olamayan kısım olarak ifade edilir. $\chi^{(1)}$ ise elektrik duygunluğu ifade etmektedir. Maddenin optiksel özelliklerinin araştırılmasında kullanılır. $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ sırasıyla ikinci ve üçüncü dereceden optiksel alınganlık olarak ifade edilir. Uygulanan dış alanın $\vec{E}(t)$ değeri yeterince büyükse kutuplanma vektörü doğrusal olmayan etkileri de içinde barındıracaktır. Denklem (3.36) daki $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ sırasıyla malzemeye göre 10^{-24}-10^{-21} A.s/V^{2}ve 10^{-34}-10^{-29} A.s / V^2 arasında değerler alır (Acikders.org, 2016).

Denklem (3.36)'yı daha iyi açıklamak için aşağıda tanımlanan tek boyutta monokromatik alan

$$E(t) = E_0 cos wt \tag{3.37}$$

uygulandığında polarizasyon

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 cos wt + \chi^{(2)}{E_0}^2 cos^2 wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 cos^3 wt \tag{3.38}$$

olur. Trigonometrik fonksiyonlar uygulandığında

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 cos wt + \chi^{(2)}{E_0}^2[1 - sin^2 wt] + \chi^{(3)}{E_0}^3[cos^2 wt \; cos wt] \tag{3.39}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 cos wt + \chi^{(2)}{E_0}^2 - \chi^{(2)}{E_0}^2 sin^2 wt + \chi^{(3)}{E_0}^3[cos^2 wt \; cos wt] \tag{3.40}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \chi^{(2)}{E_0}^2 - \chi^{(2)}{E_0}^2\left[\frac{1-cos2wt}{2}\right] + \chi^{(3)}{E_0}^3[(1 - sin^2wt)\ coswt] \tag{3.41}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \chi^{(2)}{E_0}^2 - \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \chi^{(3)}{E_0}^3 sin^2wt\ coswt \tag{3.42}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \chi^{(3)}{E_0}^3 sin^2wt\ coswt \tag{3.43}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \chi^{(3)}{E_0}^3 sinwt\ (sinwt\ coswt) \tag{3.44}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \chi^{(3)}{E_0}^3 sinwt\ \left(\frac{1}{2}sin2wt\right) \tag{3.45}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \frac{\chi^{(3)}{E_0}^3}{2}sinwt\ (sin2wt) \tag{3.46}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \frac{\chi^{(3)}{E_0}^3}{2}\left[\frac{1}{2}(\cos wt - cos3wt)\right] \tag{3.47}$$

$$P(t) = \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \chi^{(3)}{E_0}^3 coswt - \frac{\chi^{(3)}{E_0}^3}{4}[\cos wt - cos3wt] \tag{3.48}$$

$$P(t) = \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2} + \frac{3\chi^{(3)}{E_0}^3}{4}coswt + \chi^{(1)}E_0 coswt + \frac{\chi^{(2)}{E_0}^2}{2}cos2wt + \frac{\chi^{(3)}{E_0}^3}{4}cos3wt \tag{3.49}$$

$$P(t) = \frac{1}{2}\chi^{(2)}{E_0}^2 + \left[\chi^{(1)}E_0 + \frac{3}{4}\chi^{(3)}{E_0}^3\right]coswt + \frac{1}{2}\chi^{(2)}{E_0}^2 cos2wt + \frac{1}{4}\chi^{(3)}{E_0}^3 cos3wt \tag{3.50}$$

sonucu elde edilir (Yıldırım 2006; Altınok 2013; Küçük 2013). Bu denklemdeki ilk terim görüldüğü gibi frekanstan bağımsızdır ve malzeme içinde statik bir oluşuma katkı sağlar. İkinci ifade uygulanan alanın frekansına eşittir. Üçüncü terim ikinci harmonik üretiminde uygulanan alanın iki katı büyüklüğünde enerjiye sahip bir radyasyon üretiminde kullanılır. Sağ taraftaki en son terim ise üçüncü harmonik üretiminde ve uygulanan alanın üç katı büyüklüğünde bir enerjiye sahip bir radyasyon üretiminde kullanılır.

Denklem (3.50)'deki optiksel alınganlık ifadeleri, kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizmi uygulanarak, 1. dereceden alınganlık ifadesi

$$\varepsilon_0\chi^{(1)}(\hbar\omega) = \sigma\frac{|M^s{}_{if}|^2}{(E_{if}-\hbar\omega-i\hbar\Gamma_{if})} \tag{3.51}$$

olur. 3. dereceden alınganlık ifadesi

$$\varepsilon_0\chi^{(3)}(\hbar\omega) = -\frac{\sigma}{2c\varepsilon_0 n_r}\frac{I\,|M^s{}_{if}|^2}{(E_{if}-\hbar\omega-i\hbar\Gamma_{if})}\left[\frac{4|M^s{}_{if}|^2}{(E_{if}-\hbar\omega)^2+(\hbar\Gamma_{if})^2}-\frac{|M^s{}_{ff}-M^s{}_{ii}|^2}{(E_{if}-i\hbar\Gamma_{ij})(E_{if}-\hbar\omega-i\hbar\Gamma_{if})}\right] \tag{3.52}$$

olarak bulunur (Yıldırım 2006; Karabulut 2008; Kırak 2011; Altınok 2013; Küçük 2013; Gül 2014). Bu denklemdeki ε_0 elektrik sabiti, c boşluktaki ışık hızı, σ elektron yoğunluğu, n_r yarı iletken malzemenin kırılma indisi, I optik yoğunluk, $\hbar\omega$ foton enerjisi, $E_{if} = E_f - E_i$ son enerji ile ilk enerji arasındaki fark, Γ_{ij} =1/τ_{in} de τ_{in} bantlar arası gevşeme süresi ve $M^s{}_{if}$ son ve ilk durumlar arasında dipol geçiş matris elemanları olarak tanımlanır. Bu alınganlıklara bağlı olarak 1. derece lineer ve 3. derece lineer olmayan soğurma katsayıları

$$\beta(\hbar\omega) = \frac{\omega}{cn_r}Im(\chi(\hbar\omega)) \tag{3.53}$$

ifadesinden

$$\beta^{(1)}(\hbar\omega) = \frac{\sigma}{2c\varepsilon_0 n_r}\frac{\hbar w\left|M^s{}_{if}\right|^2\hbar\Gamma_{if}}{\left(E_{if-}\hbar w\right)^2+\left(\hbar\Gamma_{if}\right)^2} \tag{3.54}$$

ve

$$\beta^{(3)}(\hbar\omega, I) = -\frac{2\sigma}{(c\varepsilon_0 n_r)^2}\frac{\hbar\omega I\left|M_{if}^s\right|^4\Gamma_{if}}{[(E_{if}-\hbar\omega)^2+\left(\hbar\Gamma_{if}\right)^2]^2}$$

$$x\left[1-\left|\frac{M_{ff}^s-M_{ii}^s}{2M_{if}^s}\right|^2\frac{(E_{if}-\hbar\omega)^2-\left(\hbar\Gamma_{if}\right)^2+2E_{if}(E_{if}-\hbar\omega)}{E_{if}^2+(\hbar\Gamma_{if})^2}\right] \tag{3.55}$$

olur (Yıldırım 2006; Karabulut 2008; Kırak 2011; Altınok 2013; Küçük 2013; Gül 2014). Simetrik geometrili kuantum yapılarında yüksek harmonik terimler ihmal edilerek toplam soğurma katsayısı $\beta(\hbar\omega, I)$

$$\beta(\hbar\omega, I) = \beta^{(1)}(\hbar\omega) + \beta^{(3)}(\hbar\omega, I) \tag{3.56}$$

bulunur.

Kırılma indisi

$$\frac{\Delta n(\hbar\omega)}{n_r} = Re\left[\frac{\chi(\hbar\omega)}{2n_r^2}\right] \tag{3.57}$$

olarak tanımlanır ve 1.derece lineer $\Delta n^{(1)}(\hbar\omega)$ ve 3 derece lineer olmayan kırılma indisi $\Delta n^{(3)}(\hbar\omega, I)$

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\hbar\omega)}{n_r} = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0 n_r^2} \frac{\left|M_{if}^s\right|^2 (E_{if}-\hbar\omega)}{(E_{if}-\hbar\omega)^2+\left(\hbar\Gamma_{if}\right)^2} \tag{3.58}$$

$$\frac{\Delta n^{(3)}(\hbar\omega,I)}{n_r} = -\frac{\sigma}{c\varepsilon_0^2 n_r^3} \frac{I\left|M_{if}^s\right|^4 (E_{if}-\hbar\omega)}{[(E_{if}-\hbar\omega)^2+\left(\hbar\,\Gamma_{if}\right)^2]^2}$$
$$x\left\{1-\left|\frac{M_{ff}^s-M_{ii}^s}{2M_{if}^s}\right|^2 \frac{E_{if}(E_{if}-\hbar\omega)^2-\left(\hbar\Gamma_{if}\right)^2(3E_{if}-2\hbar\omega)}{\left[E_{if}^2+(\hbar\Gamma_{if})^2\right](E_{if}-\hbar\omega)}\right\} \tag{3.59}$$

olur. Toplam kırılma indisi

$$\frac{\Delta n(\hbar\omega,I)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\hbar\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\hbar\omega,I)}{n_r} \tag{3.60}$$

olarak verilir(Yıldırım 2006; Arriaga, Cocoletzi, & Solorio 2003; Karabulut 2008; Kırak 2011; Altınok 2013; Küçük 2013; Gül 2014).

Dipol geçiş matris elemanı $M^s{}_{if}$ çalıştığımız kuantum yapılarında kuantum kuyuları için

$$M_{if}^x = \langle\tilde{\psi}_i|e.x|\tilde{\psi}_f\rangle = e\int_{-\infty}^{+\infty}\tilde{\psi}_i^*(x)x\tilde{\psi}_f(x)dx \tag{3.61}$$

ile hesaplanırken kuantum kuyu telleri için ışığın polarizasyon yönüne bağlı olarak

$$M_{if}^{s=x,y} = \langle\tilde{\psi}_i|e.s|\tilde{\psi}_f\rangle = e\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\tilde{\psi}_i^*(x,y)s\tilde{\psi}_f(x,y)dxdy \tag{3.62}$$

ile hesaplanmıştır.

BÖLÜM 4

4.Sonuç ve Tartışma

Bu bölümde GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) malzemelerinden oluşturulan kuantum kuyu ve tellerinin lazer altında enerjileri ve soğurma katsayıları hesaplanır. Hesaplamalarda kullanılan fiziksel parametreler; GaAs/Al(GaAs) düşük boyutlu yapılarda potansiyel yüksekliği 228meV ve GaN/Al(GaN) düşük boyutlu yapılarda 345meV olur. GaAs/Al(GaAs) yapısında m^*=0,0665m_0 ve GaN/Al(GaN) yapısı boyunca m^*=0,13m_0'dır. Taşıyıcı yoğunluğu Al(GaAs) ve Al(GaN) için $\boldsymbol{\sigma}$ = 3x10^{22} m^{-3} alınır. Gevşeme süresi $\boldsymbol{\tau}$ sırası ile $\boldsymbol{\tau_{Al(GaAs)}}$=0,2 psn ve $\boldsymbol{\tau_{Al(GaN)}}$=1,5 psn olarak alınır (Yua vd. 2005; Vahdani vd. 2009; Zhang, Yu, Yao, Liu ve Ye 2010). $n_r = \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon}}$ şeklinde olup, statik ve yüksek frekanslarda dielektrik geçirgenlikleri Al(GaAs) için $\boldsymbol{\varepsilon_{statik} = 13,18}$ ve $\boldsymbol{\varepsilon_{yük\,fre} = 10,9}$ ve Al(GaN) için sırasıyla; $\boldsymbol{\varepsilon_{statik} = 9.7}$ ve $\boldsymbol{\varepsilon_{yük\,fre} = 5.3}$ olarak alınır (Niculescu vd. 2011; Semiconductors 2016).

4.1 Kuantum Kuyularında Lazerin Etkisi

Bu bölümde lazer alanın etkisi ilk olarak kuantum kuyularında araştırıldı. Lazer alan etkisi altında bir boyutlu kuantum kuyusunun Schrödinger denklemi

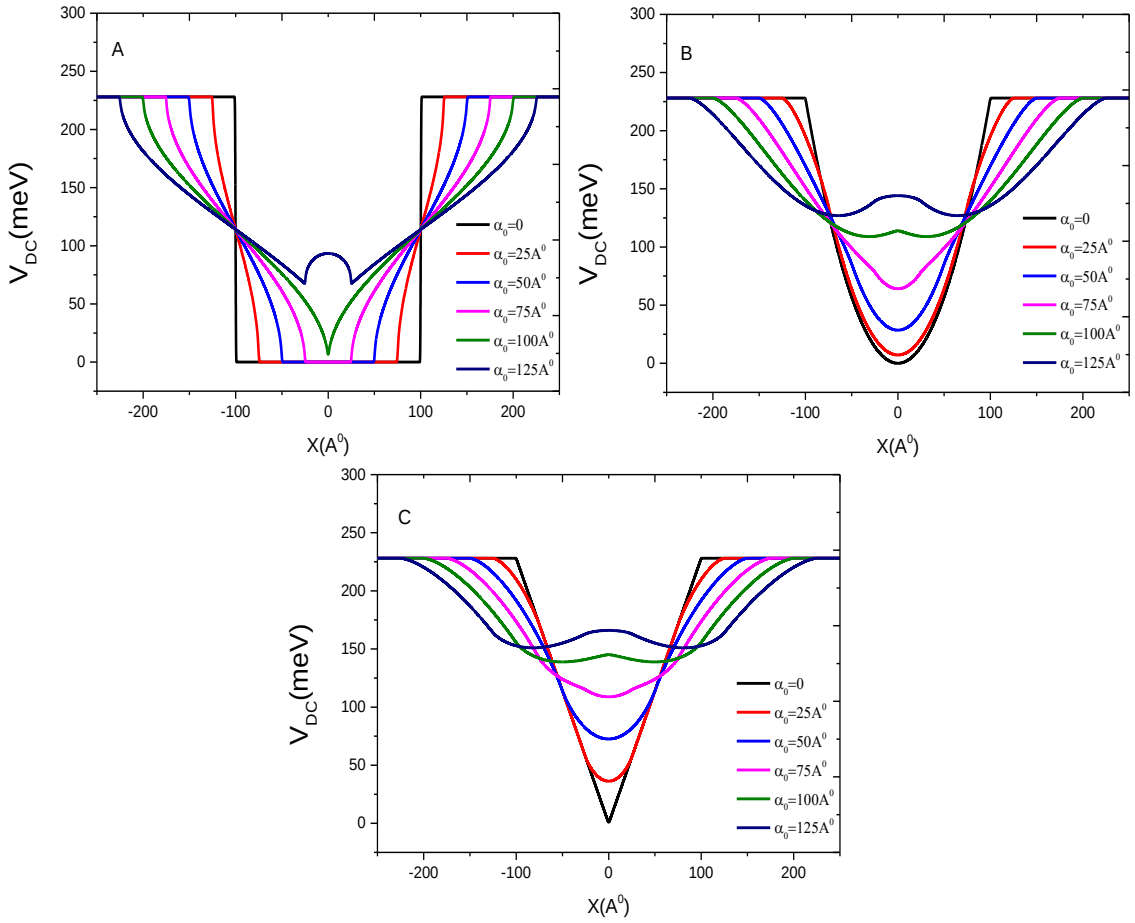
$$\left[\frac{(\vec{p}+e\vec{A})^2}{2m^*} + V(x)\right]\psi(\vec{x},t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t) \qquad (4.1)$$

ile verilir. m^* efektif kütle, e elektronun yüküdür. Denklem (4.1)'de $\vec{A}$, x yönünde polarize olan lazer alandan dolayı $\vec{A}$(t)=$A_0\cos(\omega_D t)\,\overrightarrow{u_x}$ zamana bağlı vektör potansiyeli olarak

tanımlanır (Niculescu vd. 2009, 2010a, 2010b, 2011a, 2011b; Radu & Niculescu 2010, Ungan vd. 2012; Barseghyan vd. 2014). Bu denklemdeki potansiyel enerji $V(x)$

$$V(x) = \begin{cases} 0, & |x| < {}^{L}/_{2}, \quad \text{Kare kuyu için} \\ \frac{4V_0}{L^2}x^2, & |x| < {}^{L}/_{2}, \quad \text{Parabol kuyu için} \\ \frac{2V_0}{L}|x|, & |x| < {}^{L}/_{2}, \quad \text{Üçgen kuyu için} \\ V_0, & |x| \geq {}^{L}/_{2} \quad \text{diğer yerler} \end{cases}, \tag{4.2}$$

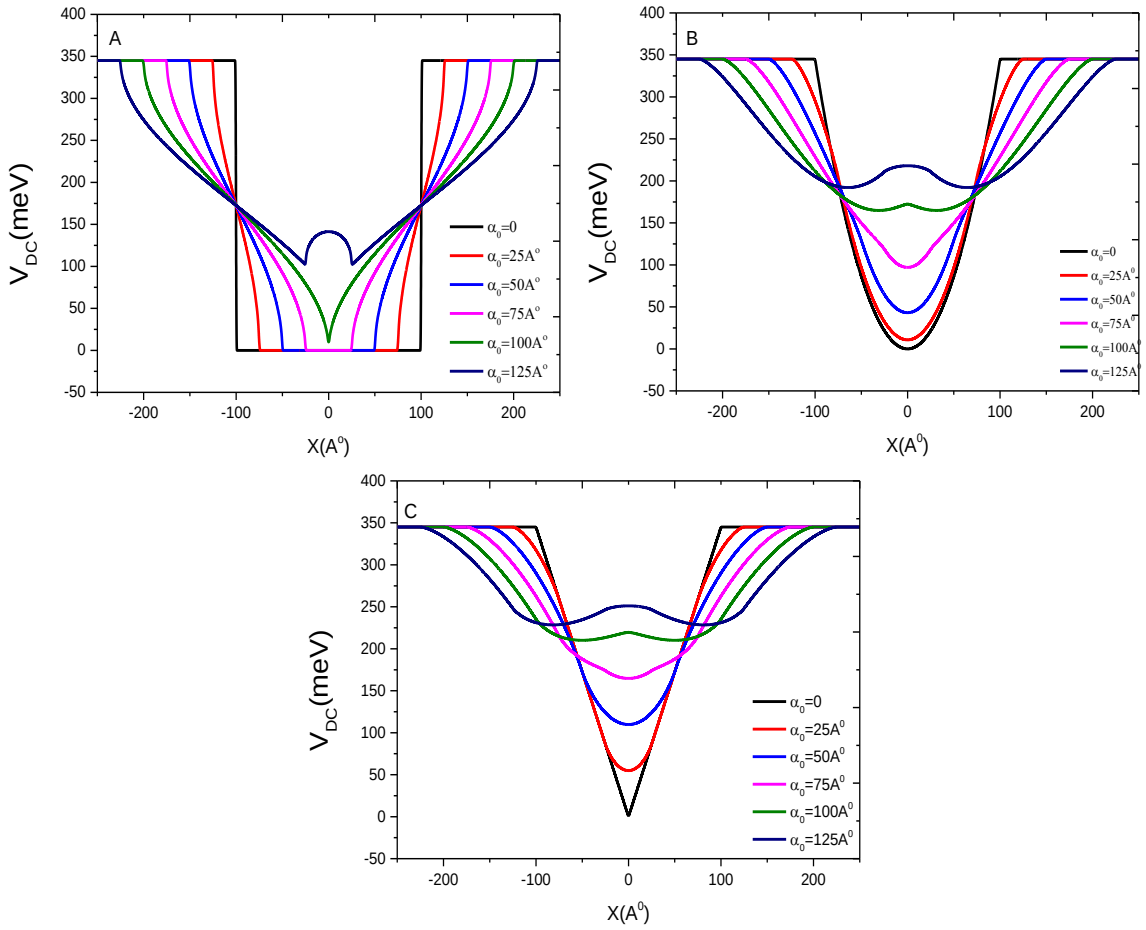
olarak tanımlanır. Burada V_0 bariyer yüksekliği ve L kuantum kuyu genişliğidir.



Şekil 4.1. Farklı lazer giydirme parametreleri için GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyusunun potansiyel profili.

Yüksek frekanslı lazer alan etkisindeki kuantum kuyusu içindeki bir elektronun dalga fonksiyonları ve enerjileri bölüm 3.3.ile verilen çözümden hesaplanır. Burada malzemeleri farklı GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kuantum kuyuları için hesaplamalar yapılmıştır.

Şekil 4.1 A-C'de altı farklı lazer giydirme parametresi için bariyer yüksekliği V_0 =228 meV ve kuyu genişliği L= 200Å olan üç farklı geometrili GaAs/ Al(GaAs) kuantum kuyularının potansiyel profili gösterilmiştir. Kare kuyu sınırları tam dik olduğu için lazerin etkisini bu kuyuda daha iyi görülebilmektedir. Lazerin genliği arttıkça kuyunun sınırları lazerin genliğine göre üst kısımlardan genişlediği, alt kısımlarda ise daralma olduğu gözlemlenmiştir.



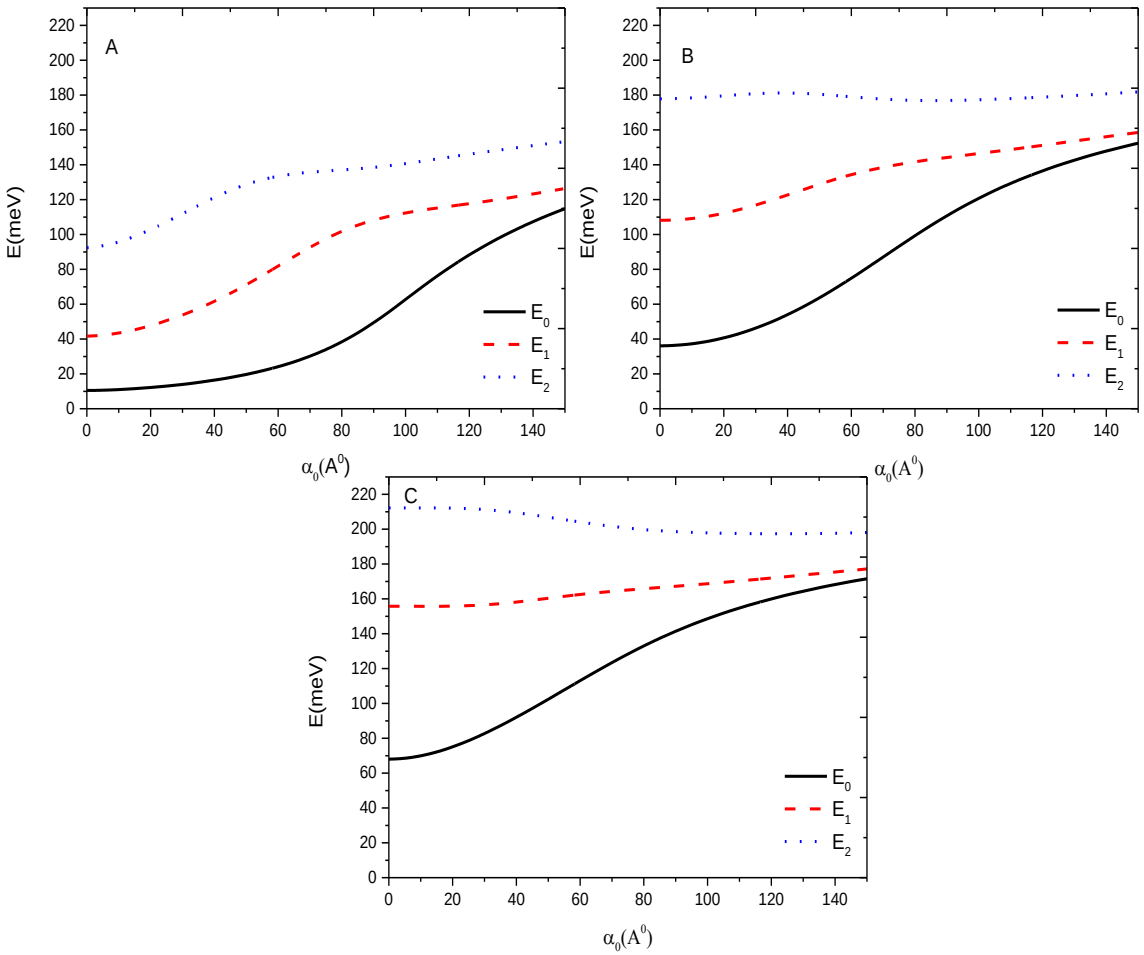
Şekil 4.2. Farklı lazer giydirme parametreleri için GaN/ Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyusunun potansiyel profili.

Üçgen ve parabol kuantum kuyularında ise kare kuantum kuyusunda olduğu gibi bir genişleme söz konusu iken, kuyunun alt kısımlarında bir daralma yerine, kuyunun potansiyel yüksekliğinin değişmesi gözlenmiştir. Etki eden lazer alan şiddetinin artmasıyla tek kuantum kuyusunun çift kuantum kuyu yapısına benzemeye başladığı gözlenir.

Bariyer yüksekliği $V_0 = 345$ meV ve kuyu genişliği L= 200 Å olan üç farklı geometrili GaN/Al(GaN) kuantum kuyularının lazer alan altında potansiyel profilleri Şekil 4.2'de gösterilir Bu şekilde malzemeden dolayı bariyer yüksekliği büyüktür. Lazer alanın etkisinde GaN/Al(GaN) kuantum kuyularının potansiyel profili davranışı, GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyularındaki davranışa benzerdir.

Kuyu genişliklerinin L= 200Å olan kare, üçgen ve parabol kuantum kuyuları için lazer giydirme parametresine bağlı olarak ilk üç durumun enerji değişimi GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyuları için Şekil 4.3 ve GaN/Al(GaN) kuantum kuyuları için Şekil 4.4'de gösterilmiştir.

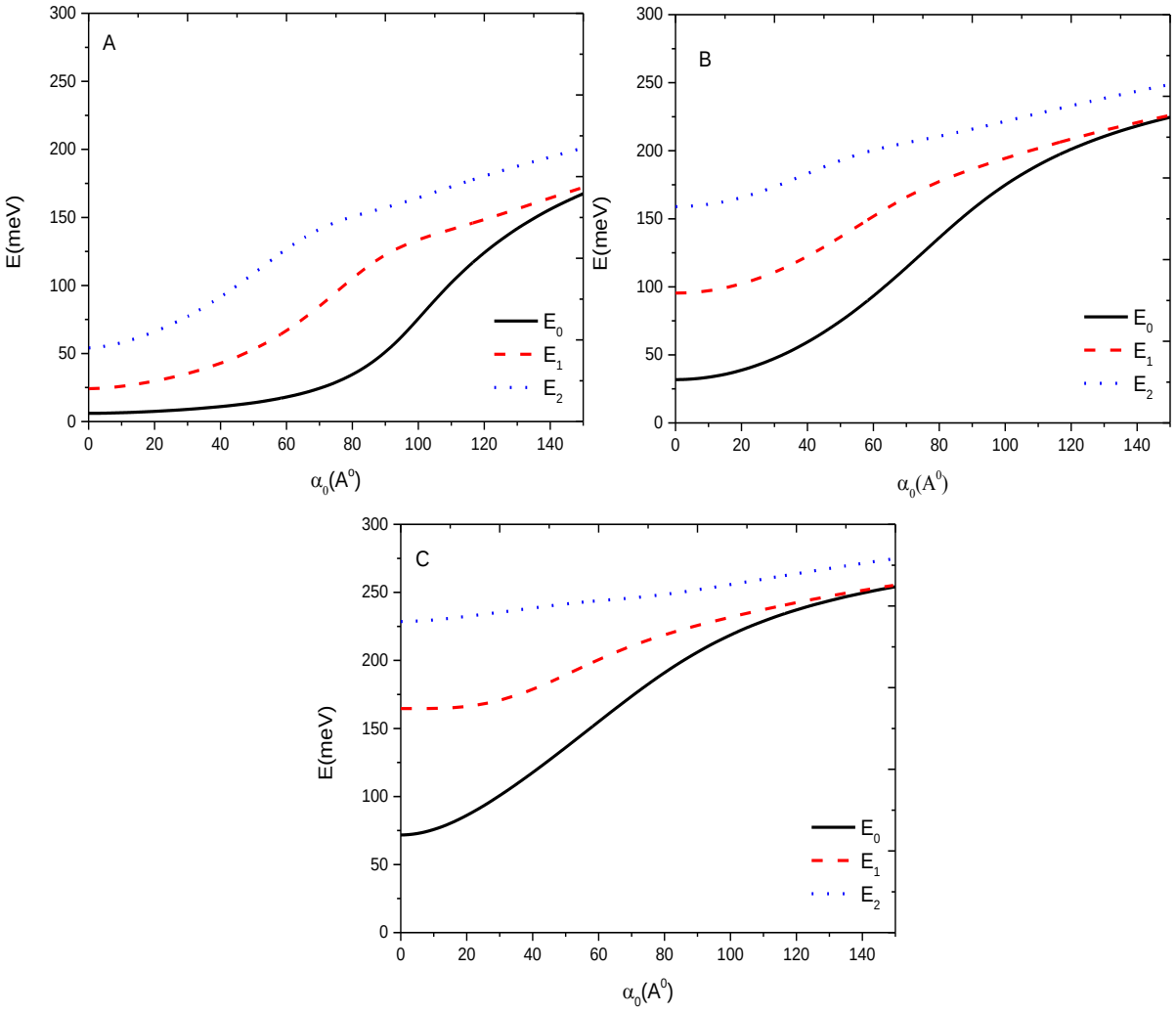
Şekil 4.3'deki üç farklı geometriye sahip olan kuantum kuyularında lazer alan yok iken kare kuyunun enerji değerlerinin diğer geometrideki kuyulara göre daha düşük olduğu gözlenmiştir. En yüksek enerji değerleri ise üçgen kuyuda gözlenmiştir. Parabolik kuantum kuyusunda ise ortada olduğu gözlenir. Bu şekillerden kuantum kuyu yapısının önemli olduğu görülür. GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyularına lazer alan uygulandığında kare kuantum kuyusunda taban durum enerjisinde lazer alanının artması ile parabolik bir artım gözlenirken, diğer uyarılmış iki durum için ise lazer alanın belirli bir yerine kadar lineer artım daha sonra sabit bir değere giden davranış gösterir. Bu davranışı lazer alanın potansiyel profildeki yaptığı değişimden kaynaklanır. Parabolik ve üçgen kuantum kuyularında ise enerjinin davranışı başkadır. Taban durum enerjilerinde lineer bir atış görülürken, parabol kuantum kuyusunda birinci uyarılmış durum için lazer alanın belirli bir değerine kadar artış gösterir ve sonra sabit olur. Üçgen kuantum kuyusunda ise birinci uyarılmış durum neredeyse sabit değerlerdedir. Parabol kuantum kuyusunun ikinci uyarılmış durumunda ise enerji neredeyse sabittir, ama üçgen kuantum kuyusunda ise bu enerji lazer alanın belirli bir değerine kadar azalır ve sonra sabit olur.



Şekil 4.3. GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularında lazer giydirme parametresine göre enerji seviye değişimleri.

Şekil 4.4'te kuyulardaki malzemeyi değiştirip kuyu genişliği *L*= 200Å olan GaN/ Al(GaN) kuantum kuyusu çalışıldı. GaN/Al(GaN) kare kuantum kuyusunda taban durum enerjisi lazer alan giydirme parametresinin belirli bir değerine kadar çok az bir artış göstermiş ve bu değerden sonra keskin bir artış göstermiştir. Bu keskin artış kuantum kuyusunun birinci ve ikinci uyarılmış durum enerjilerinde ise bu davranış daha düşük lazer alan şiddetinde gözlenmiştir. GaN/Al(GaN) parabolik ve üçgen kuantum kuyularında taban durumlarda lazer giydirme parametresiyle lineer artış gözlenmiştir. Uyarılmış durumlarda ise lazer giydirme parametresinin belirli bir değerine kadar arttığı ve sonra sabit değerde kaldığı görülür. Çok

yüksek lazer giydirme parametre değerlerinde enerji değerlerinin birbirine yaklaştığı gözlenmiştir.

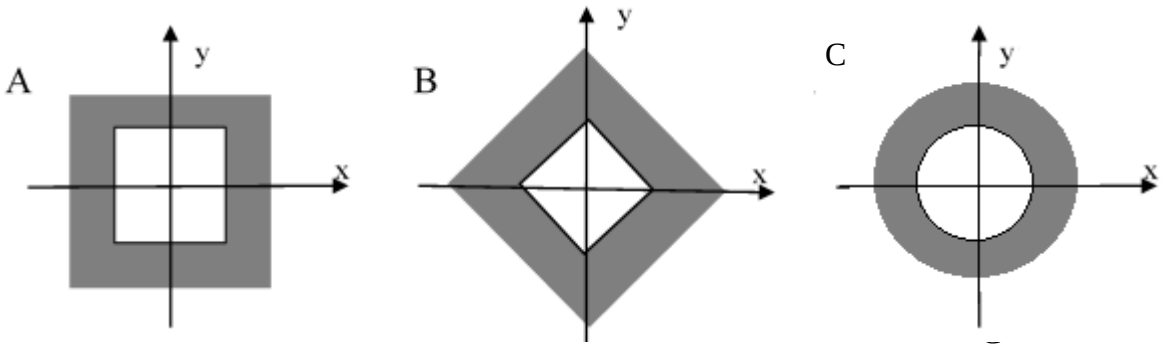


Şekil 4.4. GaN/Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularında lazer giydirme parametresine göre enerji seviye değişimleri.

GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyusu ile GaN/Al(GaN) karşılaştırıldıklarında malzemeden dolayı enerji değişimlerinin farklı olduğu görülür. Bu grafiklerden kuantum kuyularının şeklinin, yapıldığı malzemenin ve uygulanan lazer alanın enerji seviyelerinde etkili olduğu gözlendi.

4.2 Kuantum Tellerinde Lazerin Etkisi

Bu bölümde Şekil 4.5'te (x, y) düzlemindeki kesit görüntüsü verilen kare, deltoid ve dairesel kuantum tellerinin lazer alan altında elektronik özellikleri çalışıldı. Bu kuantum telleri GaAs[GaN] malzemesinin Al(GaAs)[Al(GaN)] malzemesiyle sarılarak oluşturulur.

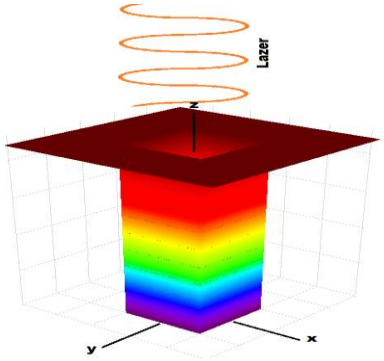


Şekil 4.5. A) Kare kesitli, B) deltoid kesitli ve C) dairesel kesitli kuantum tellerinin x-y düzlemindeki potansiyelerinin izdüşümü.

Bu yapılara Şekil 4.6'da kare kuantum telinde gösterildiği gibi bir lazer alan uygulandığında, zamana bağlı Schrödinger denklemi(Karabulut 2008),

$$\left\{\frac{1}{2m^*}[\boldsymbol{p}_\perp + e\boldsymbol{A}(t)]^2 + V(x,y)\right\}\psi(x,y,t) = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,y,t) \qquad (4.3)$$

olarak yazılabilir. Burada $\boldsymbol{p}_\perp$ (x,y) düzleminde momentumdur. Lazer alan yokken potansiyel yükseklik V*(x, y)* kare kesitli tel için,



Şekil 4.6. Lazer alanın kare kuantum teline uygulanması.

$$V(x,y) = V_K(x,y) = \begin{cases} 0, & \text{eğer } (x,y) \in \left\{(x,y) \in \mathbb{R}^2 \middle| |x| < \frac{L}{2}, |y| < \frac{L}{2}\right\} \\ V_{0,} & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (4.4)$$

deltoid kesitli tel için,

$$V(x,y) = V_D(x,y) = \begin{cases} 0, & \text{eğer } (x,y) \in \left\{(x,y) \in \mathbb{R}^2 \middle| |x| + |y| < \frac{L}{\sqrt{2}}\right\} \\ V_{0,} & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (4.5)$$

ve dairesel kesitli tel için,

$$V(x,y) = V_S(x,y) = \begin{cases} 0, & \text{eğer } (x,y) \in \left\{(x,y) \in \mathbb{R}^2 \middle| x^2 + y^2 < \frac{L^2}{4}\right\} \\ V_{0,} & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (4.6)$$

olarak tanımlanır. Burada L kare ve deltoid kesitli teller için GaAs malzemesinin yer aldığı kenar uzunluğu ve dairesel kesitli tel için GaAs malzemesinin olduğu bölgenin çapı olarak tanımlanır. Bu denklemlerdeki V_0 iki malzeme arasındaki potansiyel yükseklik olarak ifade edilir. x-ekseni yönündeki $A(t) = A_0\, cos(wt)\overrightarrow{u_x}$ lazer vektör potansiyeli olarak tanımlanır. Denklem (4.3) $x \to x + \alpha_0 \sin(wt)$ dönüşümü yapılarak üniter Kramers-Henneberger metodundan tekrar yazılırsa (Chen vd. 2008; Karabulut 2008,2010; Vahdani 2009; Khordad

vd. 2010; Burilcanu & Radu 2011; Ungan vd. 2012; Niculescu vd. 2014a, 2014b; Bejan & Niculescu 2016)

$$\left\{\frac{\boldsymbol{p}_{\perp}}{2m^*}+\tilde{V}(x,y,t)\right\}\tilde{\psi}(x,y,t)=i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\tilde{\psi}(x,y,t) \tag{4.7}$$

olur ve bu denklemdeki $\tilde{V}(x,y,t)$ lazer giydirilmiş potansiyelidir. Yüksek frekans limitinde (Karabulut 2010), bu denklem zamandan bağımsız Schrödinger denklemine dönüştüğünde burada $\widetilde{V_{DC}}(x,y)$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m*}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)+\widetilde{V_{DC}}(x,y)\right]\tilde{\psi}(x,y)=E\tilde{\psi}(x,y) \tag{4.8}$$

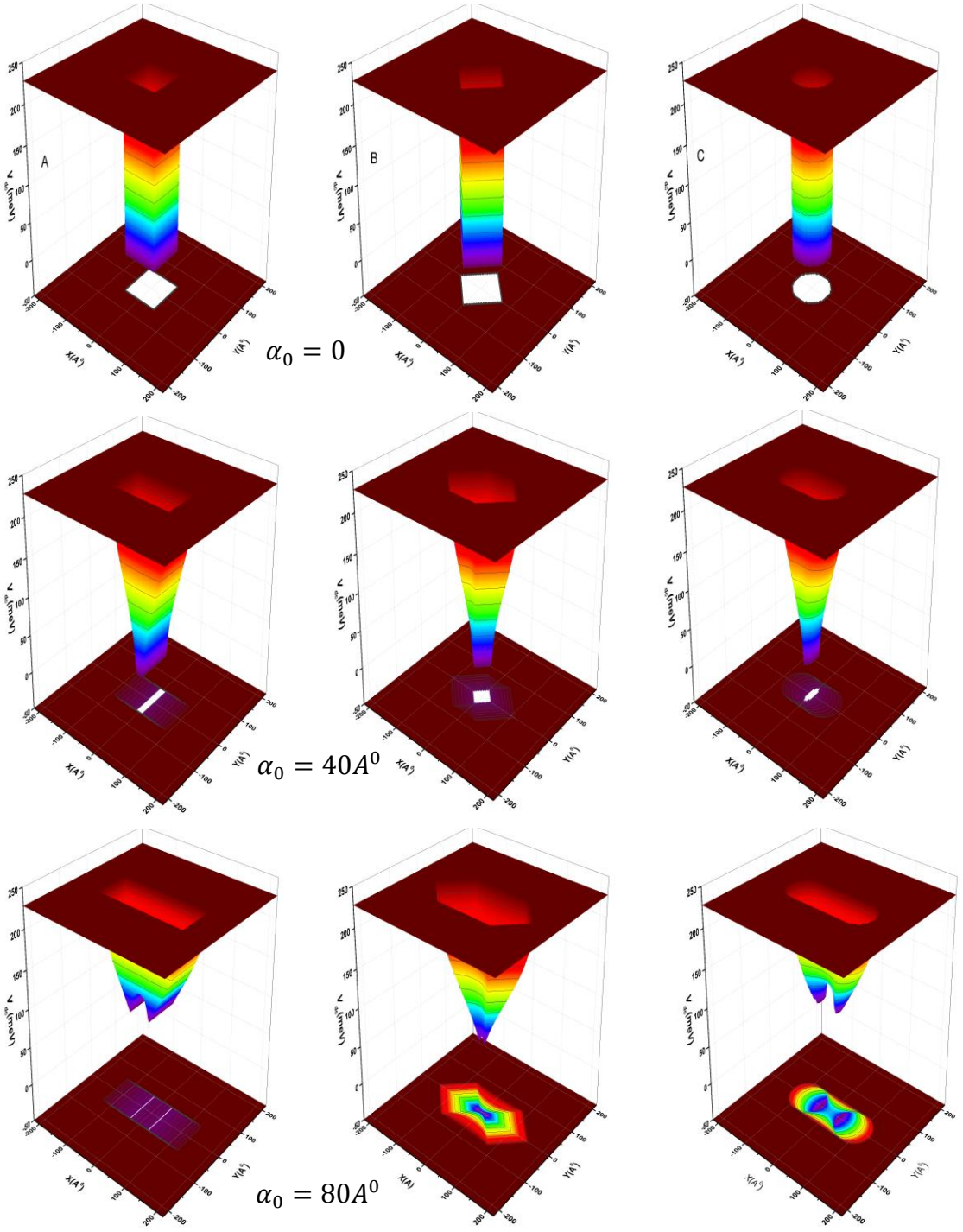
lazer giydirilmiş potansiyel enerjinin ortalamasıdır ve

$$\widetilde{V_{DC}}(x,y)=\frac{\omega_D}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega_D}\tilde{V}(x,y,t)dt=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}V(x+\alpha_0 sin\varphi,y)d\varphi \tag{4.9}$$

olarak ifade edilir. $2\pi/\omega_D$ lazer ışığının periyodu ve $\alpha_0=eA_0/m^*\omega_D$ lazer giydirme parametresidir (Vahdani vd. 2009; Karabulut 2010; Khordad vd. 2010; Burileanu & Radu. 2011; Ungan vd. 2012; Niculescu 2014; Bejan & Niculescu 2016;). Lazer alanlı ve alansız kuantum teli içindeki bir elektronun ilk üç enerjisi ve dalga fonksiyonları Bölüm 3.3'de anlatılan sonlu farklar metoduyla hesaplanır.

Bu bölümde GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kuantum tellerinin üç farklı geometrisi üzerine lazer alan etkisi çalışıldı. Öncelikle lazer alanın yapının potansiyel profilinde değişiklik yapmasından dolayı lazer alan varken ve yokken kuantum tellerinin potansiyel profilleri çizildi.

Şekil 4.7'de L= 105Å ve V_0=228meV değerlerine sahip üç farklı geometrili GaAs/Al(GaAs) kuantum telinde lazer giydirme parametresinin 0, 40 Å, ve 80 Å değerleri için potansiyel profilleri gösterilmiştir.



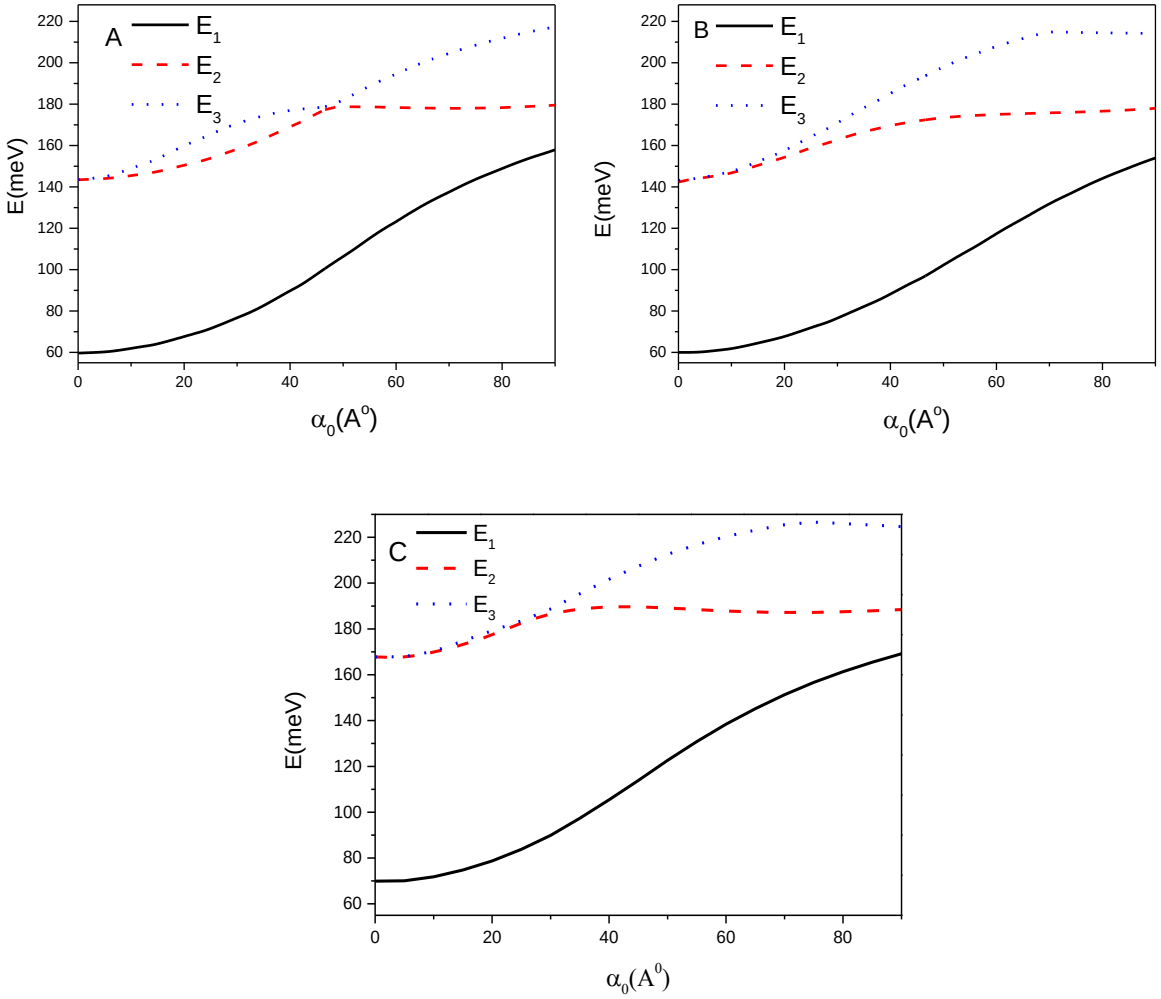
Şekil4.7. GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) deltoid ve C) dairesel kesitli kuantum tellerinin lazer alan altında potansiyel profili.

Kuantum tellerinde sadece lazer etki etme yönü (x- ekseni) boyunca telin üst kısmında bir genişleme, aksine alt kısımlarda ise her iki eksende de merkeze doğru bir küçülme görülmektedir. Lazer giydirme parametresi kuantum telinin kenar uzunluğunun yarısına ve yarıçap uzunluğunun değerine kadar olduğunda potansiyel yüksekliğini koruduğunu daha sonra ise x-y düzlemindeki alanın genişlemesiyle potansiyel yüksekliğinin azaldığı gözlenmiştir. Lazer alan artımıyla kuantum tellerinin potansiyel yüksekliğinin en büyükten küçüğe doğru sıralandığında deltoid, kare ve dairesel kesitli tel olduğu gözlenir. Kare ve dairesel kesitli kuantum tellerinde $\alpha_0 = 80\text{Å}$ değerinde çift kuantum tel şekli aldığı gözlenir. Şekillere bakıldığında tellerin üst yüzeylerinin kare kesitli tel bir dikdörtgen kesitli, dairesel kesitli tel yaklaşık olarak elips kesitli ve deltoid kesitli tel ise de altıgen kesitli yüzeylere dönüştüğü görülür.

GaAs/Al(GaAs) kuantum tellerinde enerji üzerine lazer alanın etkisini göstermek için Şekil 4. 8'de lazer alan şiddetinin fonksiyonu olarak elektronun ilk üç enerji seviyeleri gösterilir. Lazer alan yokken E_1, E_2 ve E_3 enerjilerinin kare ve deltoid kesitli kuantum tellerinde aynı değerlerde olduğu görüldü. Bunun nedeni kare kesitli kuantum tel 45 º x-y düzleminde döndürülerek deltoid kesitli kuantum teli oluşturulmuştur ve aynı kesit alanına sahip olmalarıdır. Beklenildiği gibi lazer alan yokken kare kuantum telinin x-y düzlemindeki konumunun etkili olmadığı görülmüştür. Dairesel kesitli kuantum telinde lazer alan yokken tüm enerji değerleri kare ve deltoid kesitli kuantum tellerine göre daha yüksek değerler almışlardır. Çünkü dairesel kesitli telde GaAs bölgesi daha küçük bir alan kapsamaktadır ve kuantum tel kesitinin önemli olduğu görülmektedir. Fakat dışarıdan uygulanan alanlar enerjide önemli değişimler oluşturur. Bu üç kuantum teli için lazer alan uygulandığında enerji durumlarının karakteristiklerinin değiştiği gözlenir. Her üç telde de birinci enerji seviyesi lazer alanın artımıyla artar. Lazer alanın büyük değerlerinde birinci enerji seviyesindeki artış en fazla dairesel kesitli telde gözlenir ve kare kesitli telde deltoid kesitli tele göre daha fazladır. İkinci ve üçüncü enerji seviyelerinde lazer alan yokken aynı değerdeyken lazer alan uygulanarak bu enerjilerin ayrıldığı görülür.

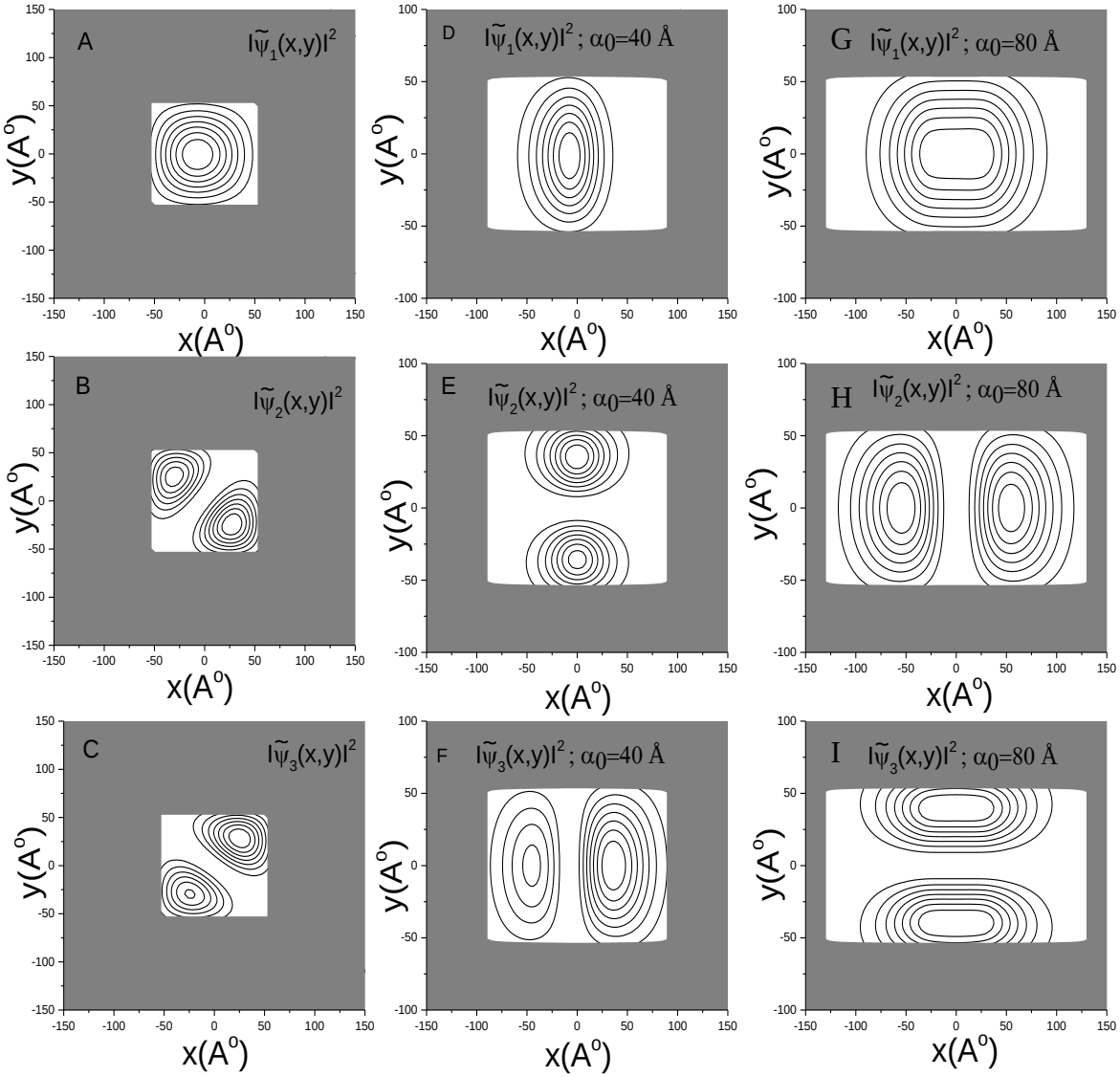
Deltoid kesitli kuantum telinde küçük lazer alan değerlerinde E_2 ve E_3 enerjileri eşit olur. Lazer alan parametresinin $\alpha_0 \cong 20$ Å 'den büyük değerleri için ayrılmalar görülür ve

iki enerji arasındaki fark artar. Bu iki enerji arasındaki fark $\alpha_0 \cong 60\text{Å}$ değerine kadar sürer ve sonra sabit olur. Deltoid kesitli kuantum telinde E_2 enerjisi $\alpha_0 \cong 40\text{Å}$ değerinde daha büyük alan şiddetleri için sabitken E_3 enerjisi $\alpha_0 \cong 60\text{Å}$ değerinde daha büyük alan şiddetleri için sabit olur.



Şekil 4.8. GaAs/Al(GaAs) A) kare kesitli, B) deltoid kesitli ve C) dairesel kesitli kuantum telleri için lazer giydirme parametresinin fonksiyonu olarak elektronun ilk üç enerji seviyeleri.

Kare kesitli kuantum telinde ise E_2 ve E_3 enerjilerinin davranışı deltoid kesitli telden farklılık gösterir. Şekil 4.8 A'da gösterildiği gibi $\alpha_0 = 48$ Å değerinde lazer E_2 ve E_3



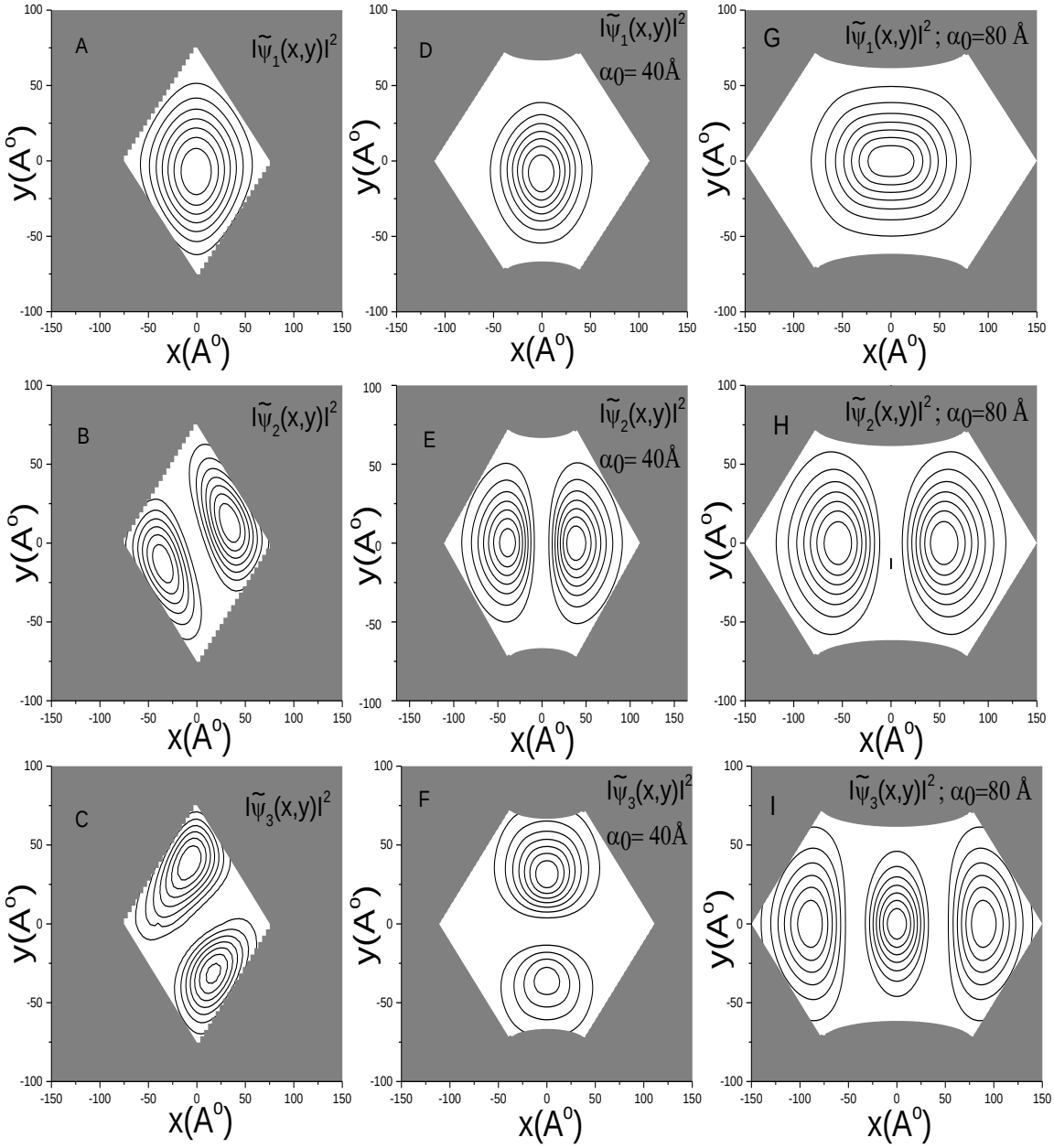
Şekil 4.9. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları.

enerjilerinin çok yakın değere sahip olduğu görülür. Bu nokta anticrossing noktası olarak ifade edilir. Bu değerden daha büyük lazer alanlarda E_2 sabit olurken, E_3 artımına devam eder.

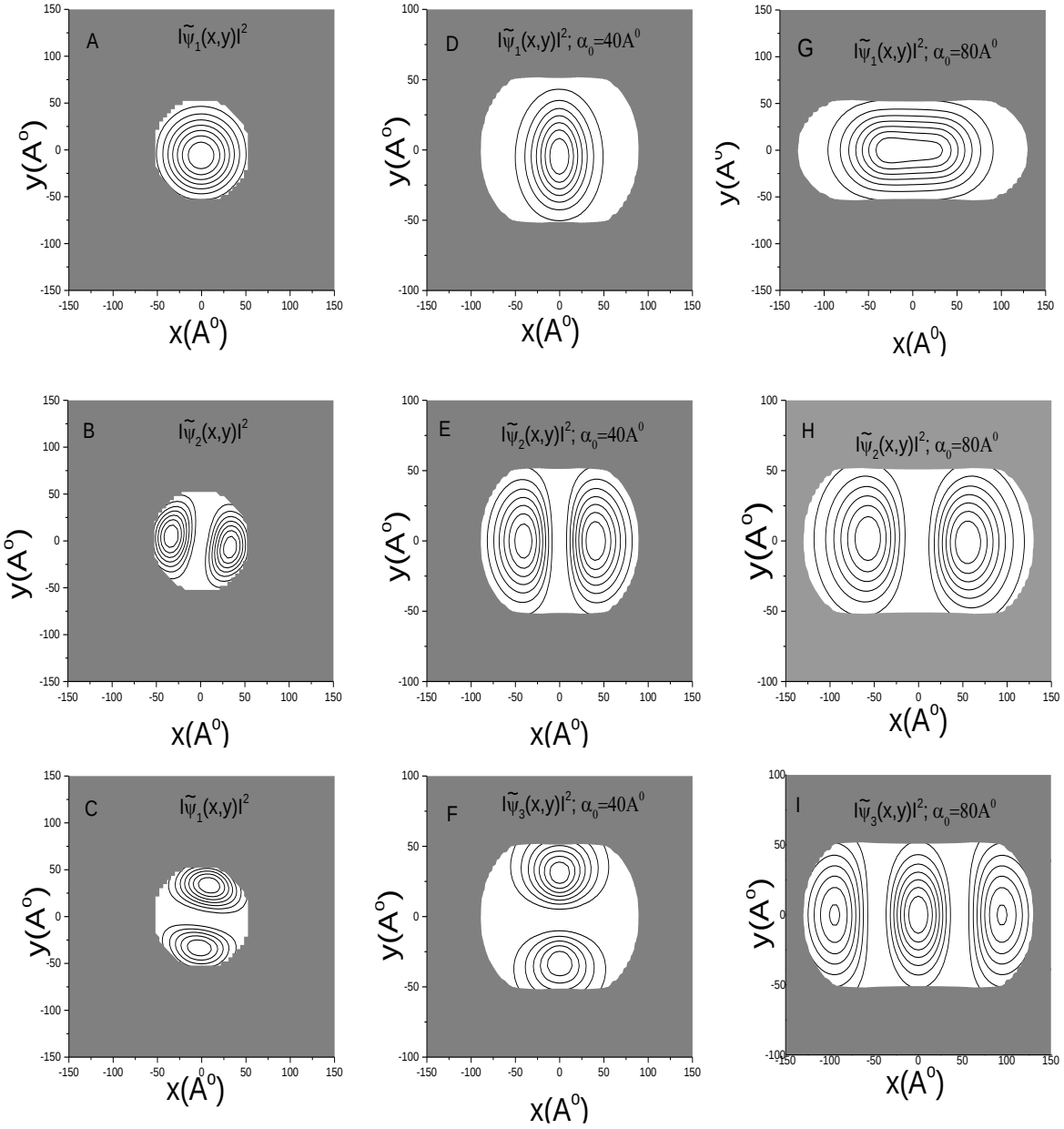
Dairesel kesitli kuantum telinde lazer alan altındaki enerjilerin davranışı, deltoid kesitli kuantum telindekiler ile benzerdir. Dairesel kesitli kuantum telinde lazer giydirme parametresinin $\alpha_0 \cong 30$ Å değerine kadar E_2 ve E_3 enerjileri eşittir. Bu lazer alan şiddetinden sonra bu enerjiler arasında fark oluşur ve bu fark $\alpha_0 \cong 70$ Å değerine kadar sürer. Bu lazer alan şiddetinden sonra bu fark sabit kalır. Dairesel kesitli tel için bulmuş olduğumuz sonuçların Niculescu ve arkadaşlarının yaptığı sonuçlarla uyumlu olduğu görüldü (Niculescu vd.2011). Sonuç olarak, dışarıdan uygulanan lazer alan etkisindeki, kuantum telinin kesitinin x-y düzlemindeki konumu elektronik özelliklerde önemli olduğu görüldü.

Elektronun GaAs/Al(GaAs) kuantum teli içindeki ilk üç durum için potansiyel profilin üst yüzey kontürlerinin içinde iki boyutta olasılık dağılımları sırasıyla kare, deltoid ve dairesel kesitli tel için Şekil 4. 9, Şekil 4.10 ve Şekil 4.11'de gösterilmiştir. Bu olasılık dağılımları lazer giydirme parametresinin α_0=0, 40 Å ve 80 Å üç değeri için hesaplanmıştır. Bu üç farklı geometriye sahip kuantum tellerinde lazer alan uygulanmadığında dalga fonksiyonlarının GaAs bölgesinde çoğunlukla yer aldığı gözlenir. İlk durum için olasılık dağılımı kuantum telinin merkezinde yer alır, fakat diğer iki durumda olasılık iki noktada maksimum olur. İkinci durumdaki olasılık dağılımının 90^o çevrilmiş hali üçüncü durum olasılık dağılımını verdiği gözlenmiştir. Bu beklenen davranıştır. Lazer alan yokken bu enerjiler eşittir ve bu dejenere duruma karşılık gelir.

Lazer alan uygulandığında ilk durumun dalga fonksiyonları lazer alanın polarizasyon yönüne bağlı olarak x yönünde genişleyerek dağılım gösterir. Kare tel için ikinci ve üçüncü durum için dağılımlara bakıldığında x ve y koordinatlarının 90 ^{o} dönüşünü yansıtmaktadır. Bu olay lazer alan şiddetine bağlıdır. Deltoid ve dairesel kesitli telde α_0= 40 Å değerine kadar ikinci ve üçüncü durum için dağılımlara bakıldığında x ve y koordinatlarının 90 ^{o} dönüşünü yansıtmaktadır. Fakat α_0= 80 Å değerinde ikinci ve üçüncü durum olasılık dağılımları bu davranışı göstermez. Deltoid ve dairesel kesitli teller kuvvetli lazer alan şiddetinden dolayı iki boyutta da potansiyel profili değişir. Bundan dolayı dalga fonksiyonu bu kuantum tellerinde üç noktada maksimum verir.



Şekil 4.10. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaAs/Al(GaAs) deltoid kesiti kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları.

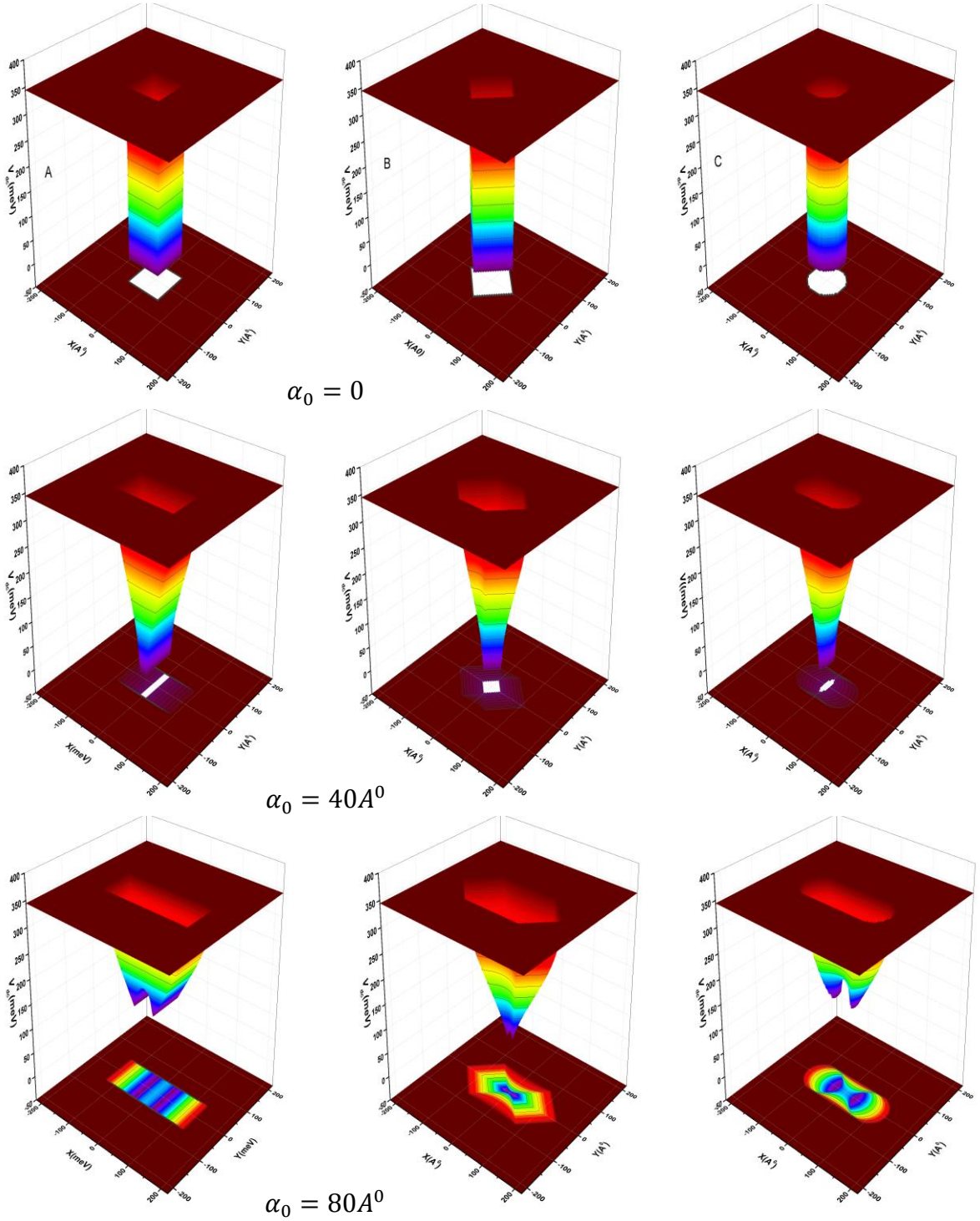


Şekil 4.11. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları.

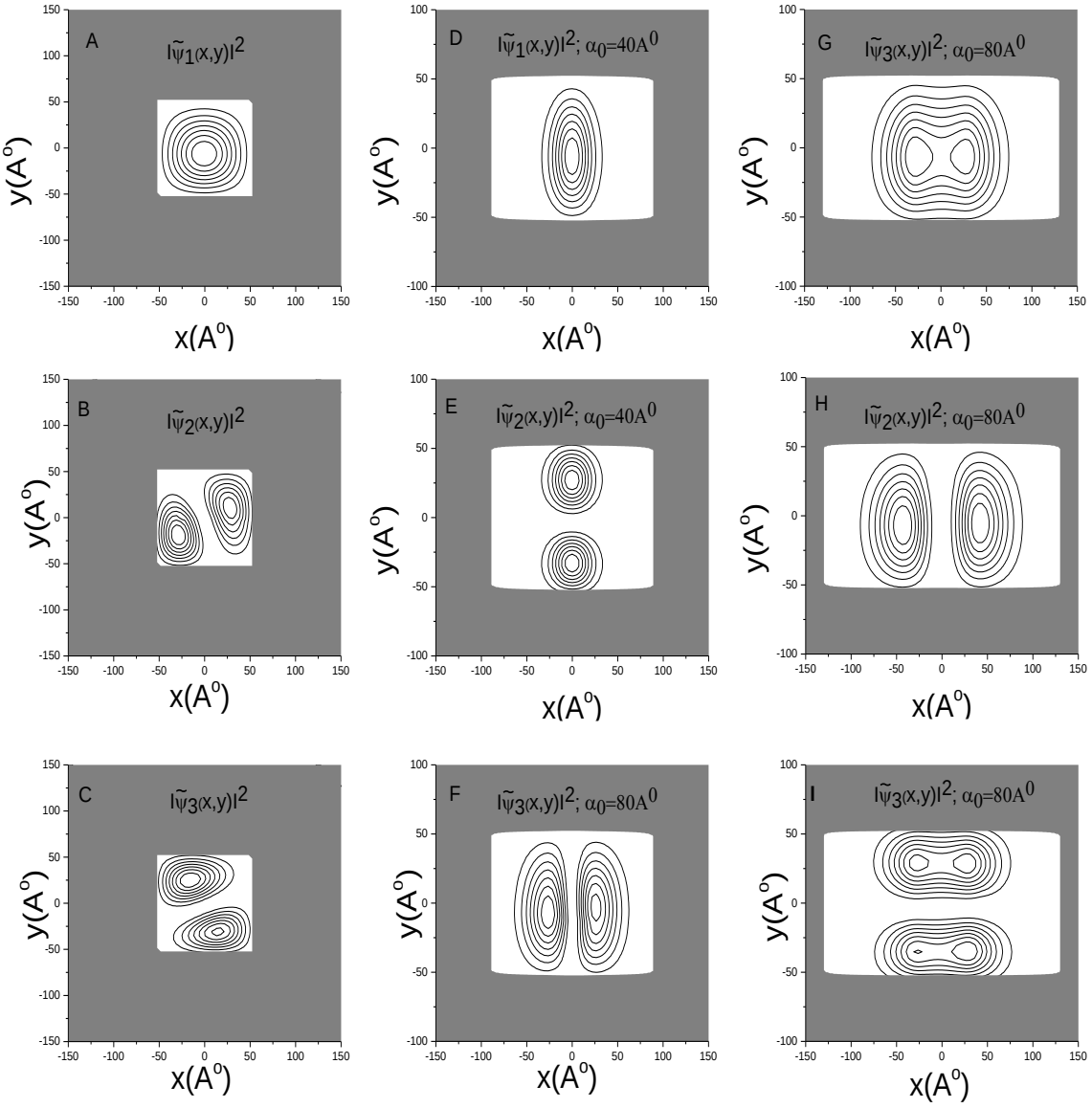
GaAs/Al(GaAs) kuantum telleri için yapılan incelemenin aynısı L=105 Å ve V_0=345meV değerlerine sahip üç farklı geometrili GaN/Al(GaN) kuantum telleri için de yapılır. Şekil 4.12 lazer alanın üç farklı şiddeti için kuantum telleri için potansiyel profilleri gösterilmiştir. GaN/Al(GaN) kuantum tellerinde GaAs/Al(GaAs) kuantum tel profilleri ve benzer davranışı gösterir. Tel kesit alanlarının aynı olmasından dolayı sadece potansiyel yükseklikten dolayı farklılıklar gözlenmiştir. Dikkat çeken bir başka nokta ise, kuantum tellerinin kesit alanlarının aynı olması malzeme değiştirilse de lazer alanın potansiyel profile olan etkisinin değişmediğidir.

Şekil 4.13'ten 4.15'e kadar elektronun GaN/Al(GaN) kuantum teli içindeki ilk üç durum için potansiyel profilinin üst yüzey kontur içindeki iki boyutta olasılık dağılımları sırasıyla kare, deltoid ve dairesel kesitli teller için gösterilmiştir. Bu olasılık dağılımları lazer giydirme parametresinin 0, 40Å ve 80Å değerleri için hesaplanmıştır. Olasılık dağılımlarında lazer alan yok iken birinci durumda dalga fonksiyonunun tüm kuantum telleri için GaN bölgesinde yer aldığı görülür. İkinci ve üçüncü durumlardaki olasılık dağılımları, büyük çoğunlukla GaN bölgesinde yer alır ve bu iki durum olasılık dağılımları birbirinin 90^0 derece dönmüş hali ve tellerin köşegenleri üzerinde iki maksimum oluştuğu gözlenir. Lazer alan uygulandığında taban durum olasılık dağılımlarının tüm teller için lazer alanın polarize olduğu yönde lazer alan şiddetiyle genişlediği görülür. Kare kesitli tel için lazer alan altında ikinci ve üçüncü durum olasılık dağılımları bir birinin 90^0 döndürülmüş hali gözlenirken deltoid ve dairesel kesitli tellerde farklı bir davranış gözlenmektedir. Büyük lazer alan şiddetlerinde üçüncü durum olasılık yoğunluklarında x-ekseni yönünde üç maksimum nokta gözlenmiştir.

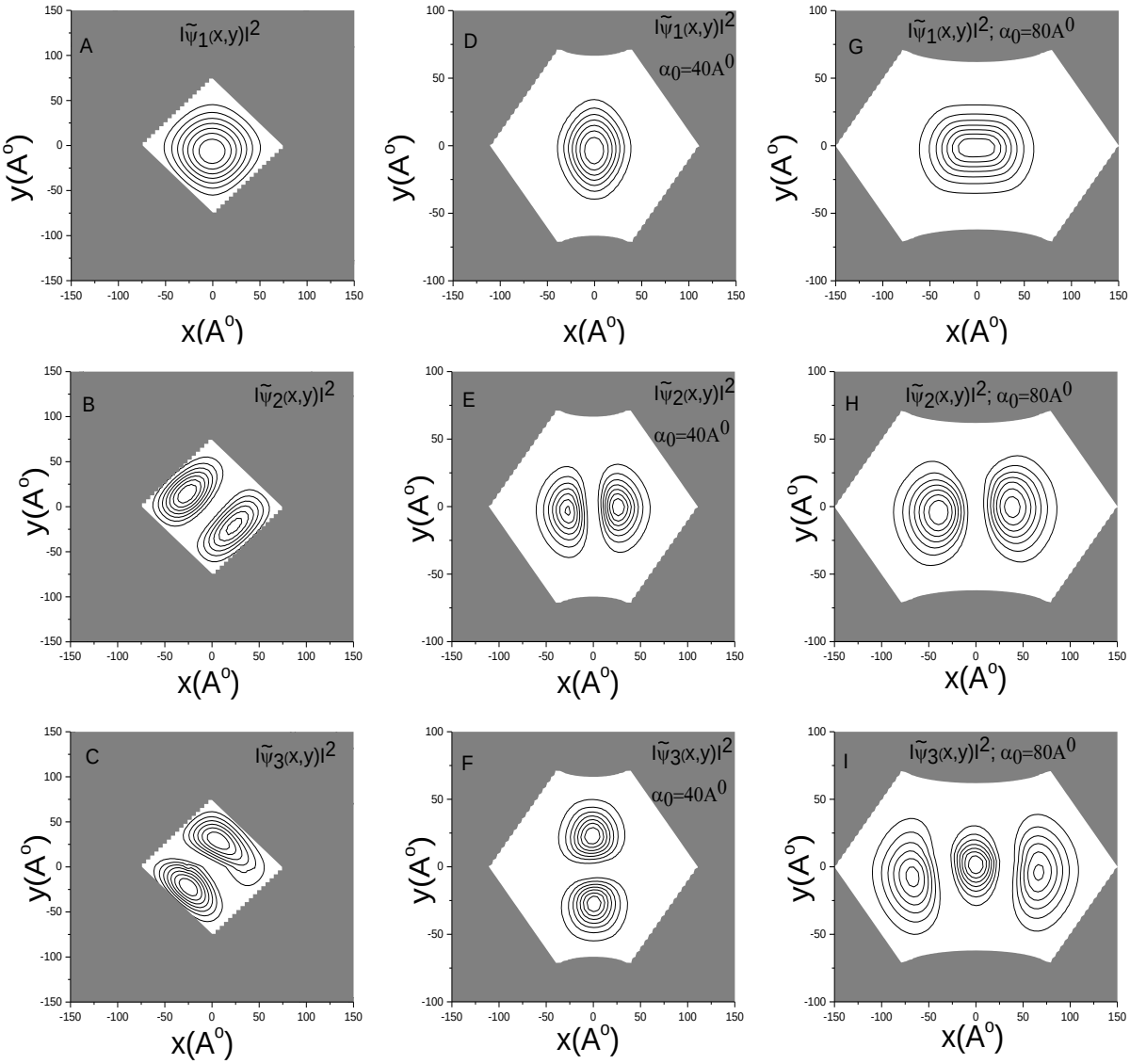
Şekil 4.16'da sırasıyla kare, deltoid ve dairesel kesitli kuantum telleri için lazer giydirme parametresinin fonksiyonu olarak elektronun ilk üç enerji seviyesinin değişimi gösterilir. Birinci durum enerjisi lazer giydirme parametresinin küçük değerleri için yavaş bir artım gösterir ve $\alpha_0 = 30$Å değerinden sonra tüm tellerde hızla enerji değişimi olur. İkinci ve üçüncü durum enerjileri lazer alan yok iken eşittirler. Olasılık dağılımlarından da görüldüğü gibi bu dejenere durumdur. GaN/Al(GaN) kare ve dairesel kesitli tellerin lazer



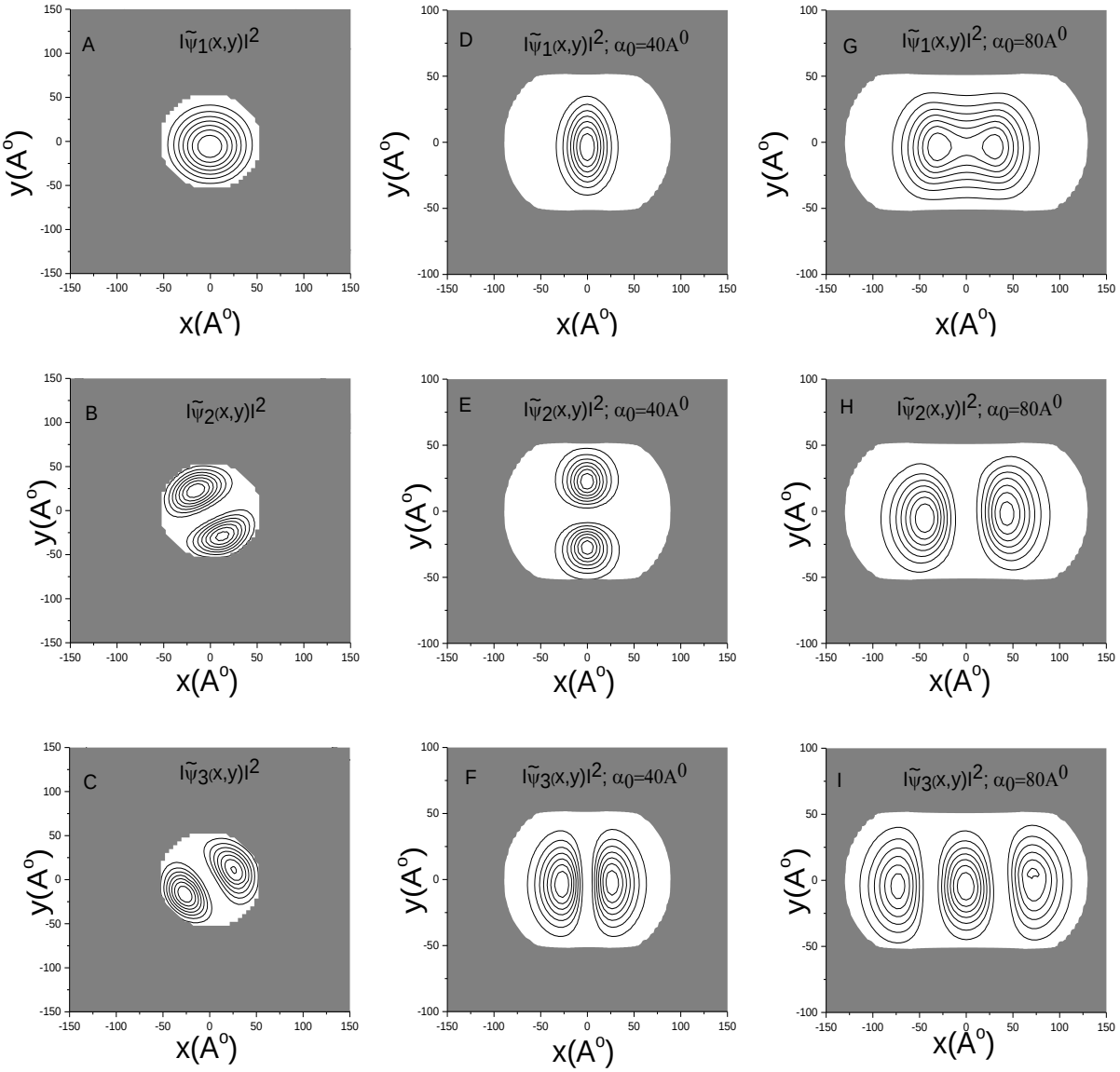
Şekil 4.12. GaN/Al(GaN) A) kare, B) deltoid ve C) dairesel kesitli kuantum tellerinin lazer alan altında potansiyel profili.



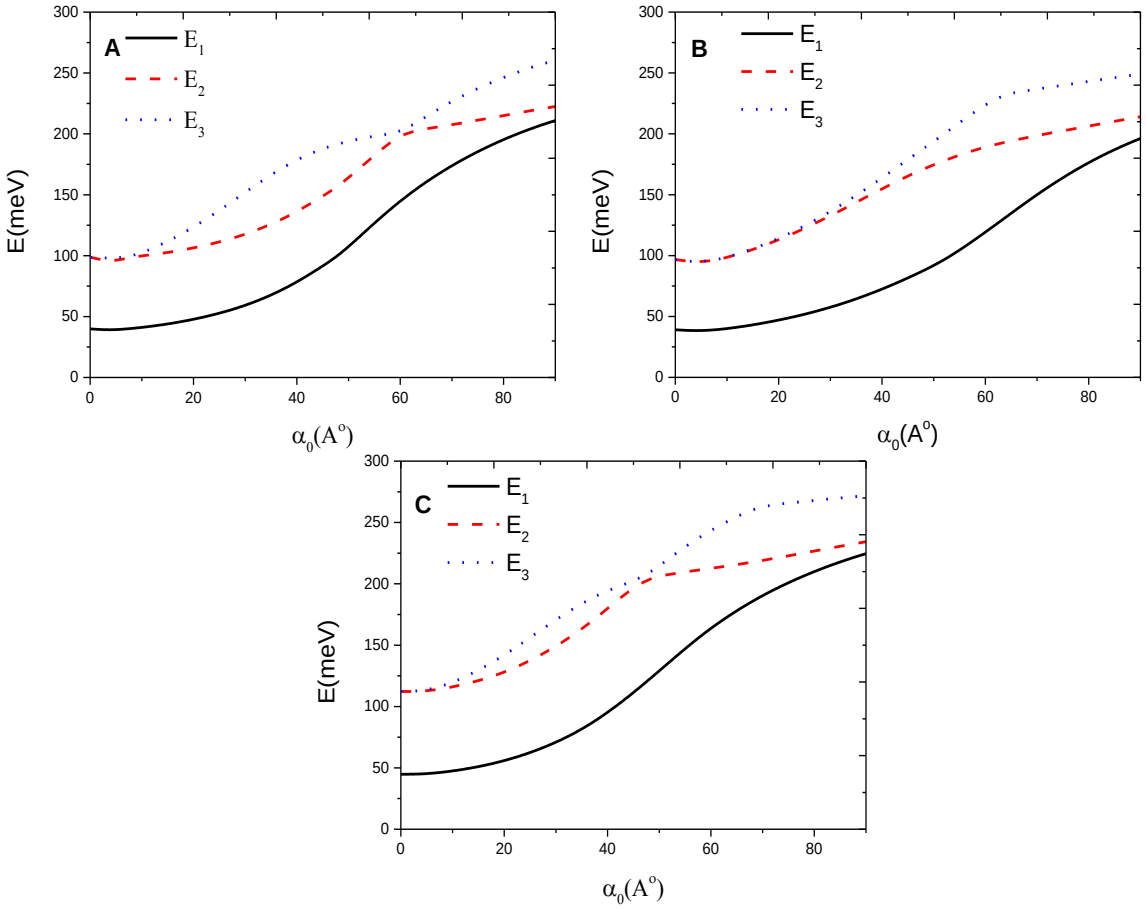
Şekil 4.13. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telindeki elektronun potansiyel yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları.



Şekil 4.14. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telindeki elektronun yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları.



Şekil 4.15. Soldan sağa $\alpha_0 = 0$, $\alpha_0 = 40$ Å ve $\alpha_0 = 80$ Å değerleri için GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telindeki elektronun yüzey konturu içindeki ilk üç durum için x-y düzlemindeki olasılık dağılımları.



Şekil 4.16. GaN/Al(GaN) A) kare, B) deltoid ve C) dairesel kesitli kuantum telleri için lazer giydirme parametresinin fonksiyonu olarak elektronun ilk üç enerji seviyeleri.

alan altında enerji davranışları birbirine benzemektedir. Fakat deltoid kesitli tel farklı bir davranış gösterir.

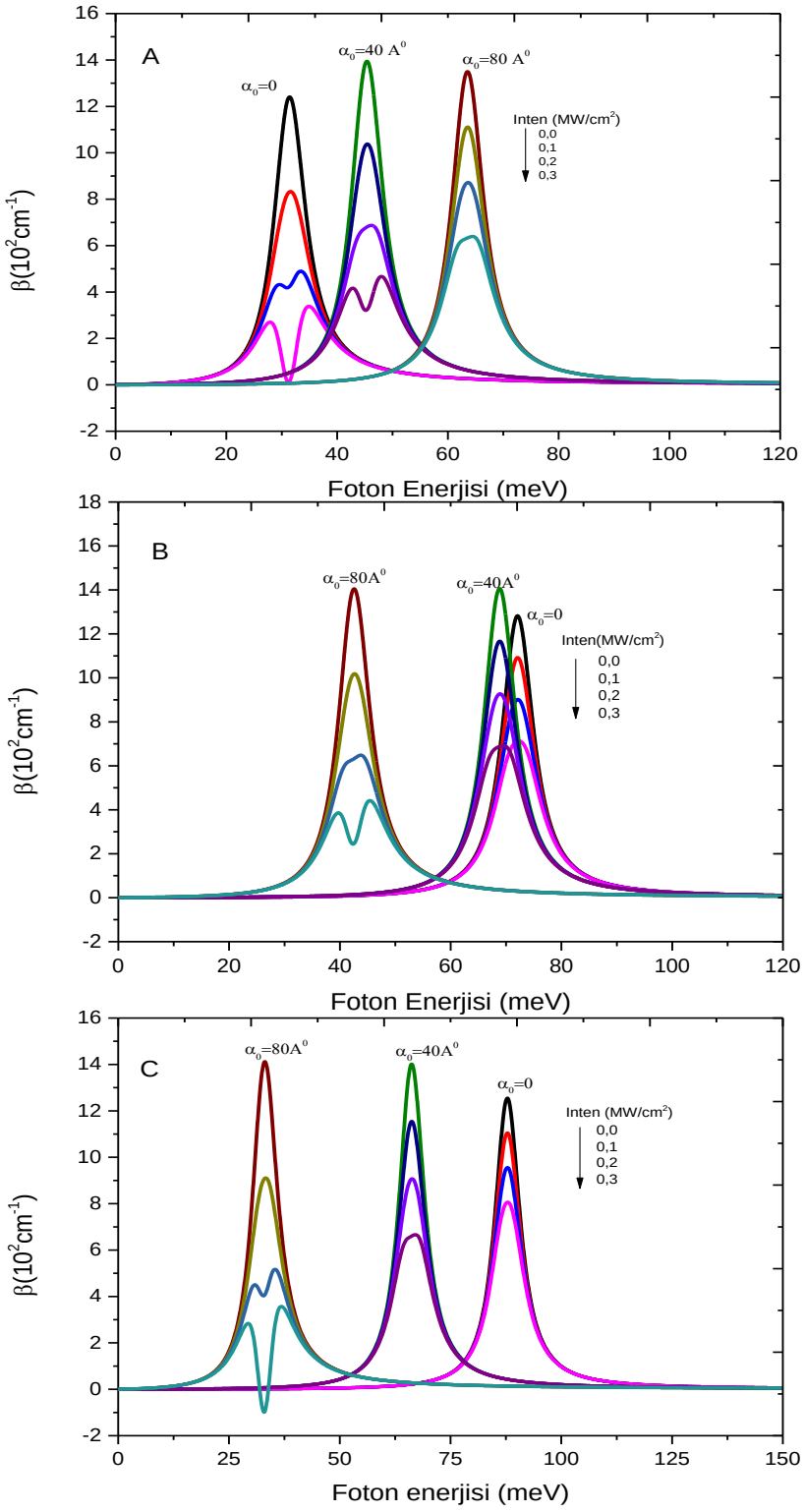
Lazer alan uygulandığında kare ve dairesel kesitli kuantum telinde ikinci ve üçüncü enerjileri $\alpha_0 = 10\text{Å}$ değerinden sonra ayrıldığı görülmektedir. Kare kesitli telde bu ayrılma $\alpha_0 \approx 60\text{Å}$ değerine doğru tekrardan birleşir. Bu değerden sonra E_2 enerji değeri çok az bir artım gözlenirken E_3 durumu α_0 ′in artımıyla artmaya devam eder. Dairesel kesitli telde kare kesitli teldeki davranışı sergiler. Fakat E_2 ve E_3 enerjileri $\alpha_0 \approx 50\text{Å}$ civarında yakın değerler alır. Bu değerden sonra E_2 enerjisi çok az artım gösterirken E_3 enerjisi$\alpha_0 \approx 70\text{Å}$ değerine kadar artar ve sonra sabit olacak bir davranış sergiler.

Deltoid kesitli kuantum telinde ise E_2 ve E_3 enerjileri yaklaşık $\alpha_0 \approx 40Å$ değerine kadar aynı değerde olurlar ve bu değerden daha büyük lazer giydirme parametrelerinde her iki enerji $\alpha_0 \approx 60Å$ değerine kadar artar. Bu değerden sonra yavaş bir artış gösterir. Büyük lazer alan şiddetleri için E_2 ile E_3 enerjileri arasındaki fark aynı olur.

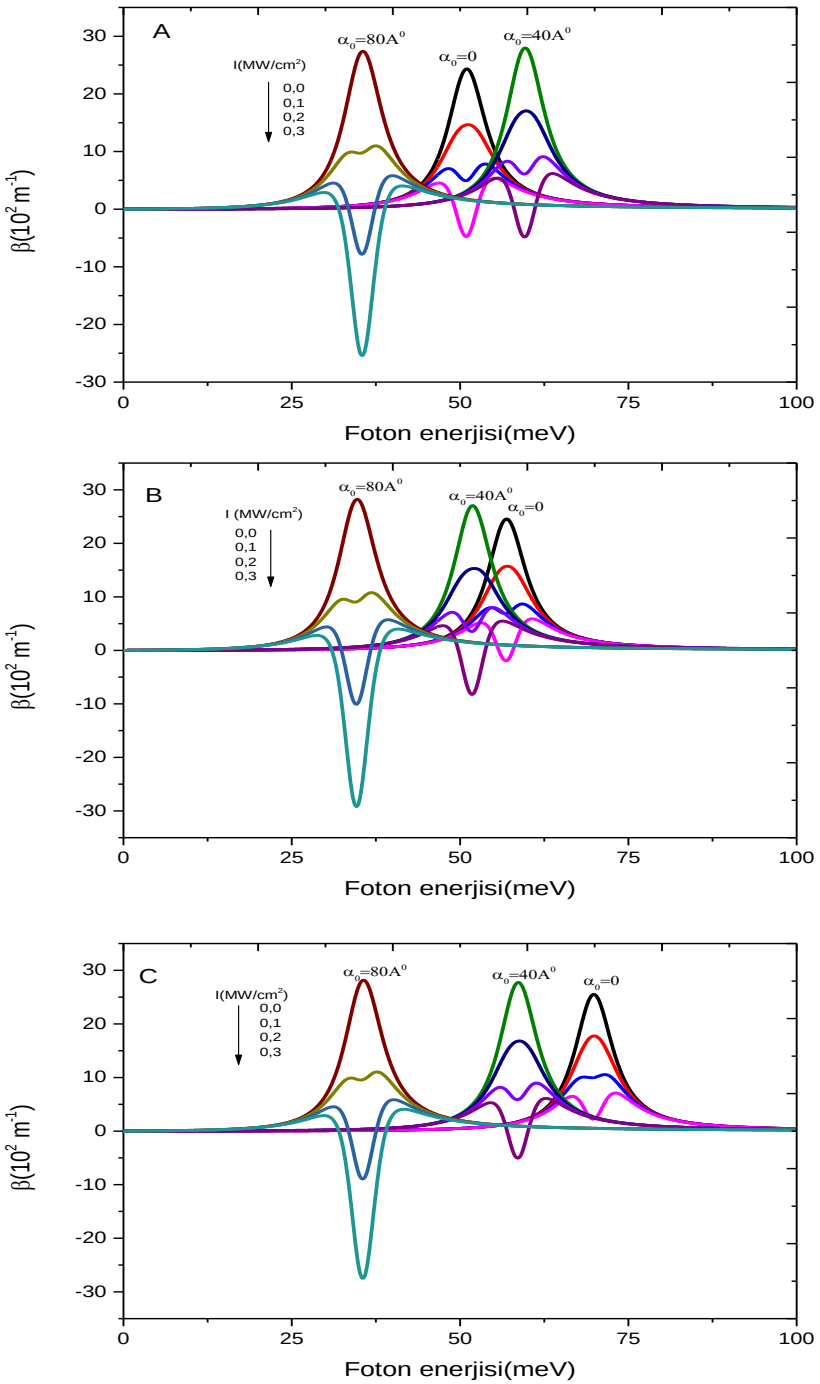
4.3 Kuantum Kuyularında Optik Özellikler

Soğurma elektronun bir üst yörüngeye geçer iken gerekli enerji miktarı olarak ifade edilir. Elektronun bu geçişleri dolaylı ve dolaysız geçişler olmak üzere ikiye ayrılır. Enerji ve momentumun aynı anda korunduğu dolaysız geçişlerin aksine dolaylıda, momentumun korunabilmesi için fononlara ihtiyaç duyulmaktadır. Bunun yanında bu geçişleri bantlar arası (subband) ve alt bantlar arası (inter-subband) olmak üzere ikiye ayırabiliriz. Biz bu tezde alt bantlar arası geçişleri inceledik. Üst seviyeye geçişlerde yüksek hertzli lazer ışıkları kullanılmaktadır. Bu bölümde farklı geometrilere sahip kuantum kuyularında lazer alanı altında soğurma katsayıları ve kırılma indisi foton enerjisine bağlı olarak incelenir. Öncelikle L=200Å ve V_o=228meV olan GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyularının farklı geometrileri için hesaplamalar yapılmıştır. Şekil 4.17'de GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyusunda iletkenlik bandındaki taban durumdan 1. uyarılmış duruma geçişe karşılık gelen 1-2 geçişleri üç farklı kuantum kuyusu için gösterilmektedir. Kare kuantum kuyusuna dışarıdan uygulanan lazer alan şiddeti arttıkça foton enerjisinin de arttığı görülmektedir. Optik yoğunluğa bağlı olarak toplam soğurma katsayısının azaldığı görülmektedir. Üçgen kuyuda ise lazer genliği arttıkça kare kuantum kuyusundaki durumun aksine gerekli olan foton enerjisi düşmüştür. Parabol kuantum kuyusunda ise üçgen kuantum kuyusundaki duruma benzer bir durum vardır. Sadece lazer genliği $\alpha_0 = 0$ ve 40 Å için gerekli olan foton enerjileri birbirine yakın çıkmıştır.

Şekil 4.18'de 2. ve 3. enerji seviyeleri (1. ve 2. uyarılmış) arasındaki 2-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısının foton enerjisine bağlı değişimleri kare, üçgen ve parabol kuyu için tekrarlanmıştır. 1-2 geçişlerinde kare kuantum kuyusunda lazer genliği artırıldıkça foton enerjisinde artma gözlemlenmişti. Fakat 2-3 geçişleri sırasında $\alpha_0 = 0$ dan sonra $\alpha_0 = 40Å$ foton enerjisinde artma olur. $\alpha_0 = 80Å$ için de foton enerjisinde artış bekler iken, tam



Şekil 4.17. Lazer alanı altında GaAs/Al(GaAs) A) kare B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi.



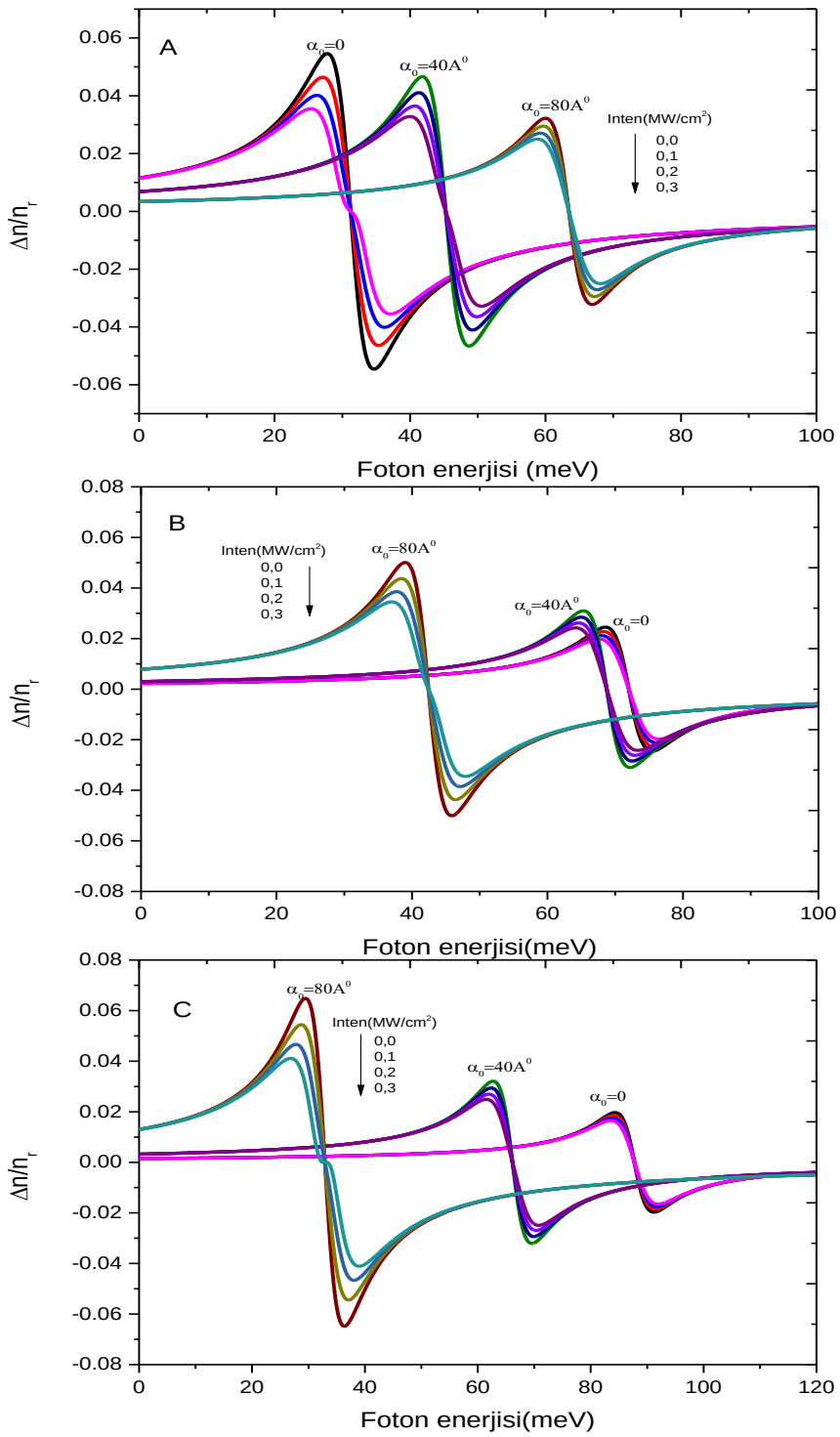
Şekil4.18. Lazer alanı altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi.

tersi $\alpha_0 = 0$ durumundan da az bir foton enerjisine gerek duymuştur. GaAs/Al(GaAs) kare kuantum kuyusunda 2-3 geçişleri durumda $\alpha_0 = 0$ ve $\alpha_0 = 40\text{Å}$ da optik yoğunluk I=0.2 MW/cm^2 daha fazla, $\alpha_0 = 80\text{Å}$ I=0.1MW/cm^2 den daha fazla verildiğinde artık 3. derece lineer olmayan soğurma daha baskın gelmeye başladığı ve toplam soğurma aşağıya çektiği görülmektedir. Aynı etkiyi GaAs/Al(GaAs) üçgen ve parabol kuantum kuyularında da görmekteyiz. Fakat bu iki kuyu da lazer genliği arttıkça foton enerjisinin azaldığı görülmektedir. 1-3 geçişleri dipol matris elemanı(M_{ij}) sıfır olmasından (simetriden dolayı) dolayı yoktur.

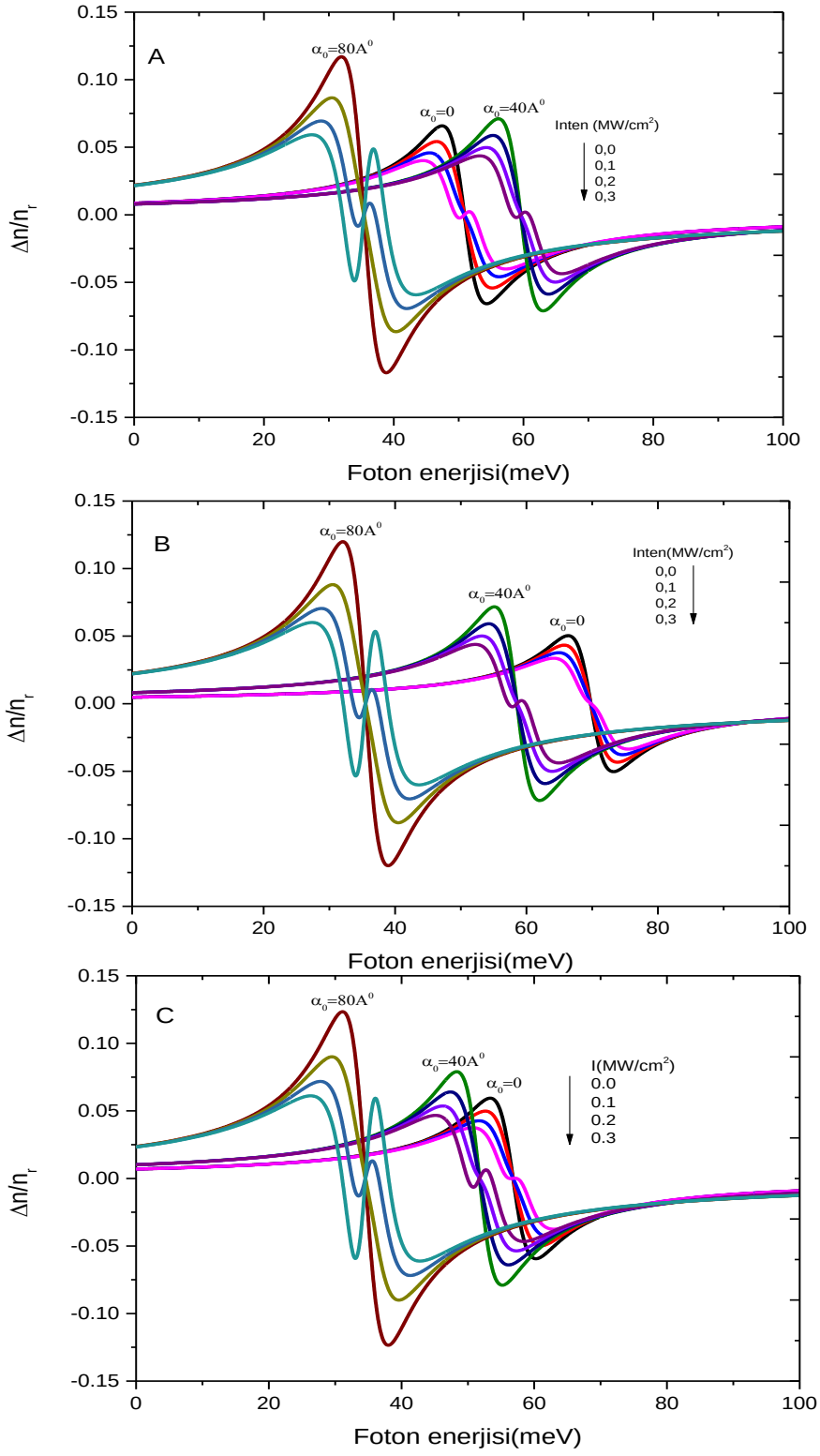
Şekil 4.19'da GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyuları farklı lazer alan şiddetlerinde kırılma indislerinin foton enerjisine bağlı olarak 1-2 geçişinde incelenmektedir. Kırılma indisleri foton enerjisine bağlı olarak üç farklı geometrik yapı için -0,06 ile 0,06 aralığında değerler alır. Lazer genliği arttıkça kare kuyu dışındaki kuyular da foton enerjisi azalmış iken, GaAs/Al(GaAs) kare kuantum kuyusunda artmıştır. Parabol ve üçgen kuyularda lazer giydirme parametresi arttıkça salınım genliği artarken, kare kuyuda ise azalma göstermiştir. Bunun sebebi de kare kuyunun lazer alandan etkilenmesinin farklı olmasıdır.

Şekil 4.20'de 2-3 geçişlerinde kırılma indisinin foton enerjisine bağlı değişimleri gösterilir. GaAs/Al(GaAs) kare kuantum kuyusunda $\alpha_0 = 40\text{Å}$ değeri için lazer alan yokken ki durumdan daha büyük foton enerjisinde salınım yaptığı görülür. Lazer giydirme parametresinin $\alpha_0 = 80\text{Å}$ değerinde ise lazer alan yokken ki durumdan daha küçük foton enerjisinde salınım yapar. Diğer kuantum kuyularında ise lazer alan giydirme parametresinin artmasıyla lazer alansız kırılma indisi salınımlarının daha küçük foton enerjilerinde gözlenir. Ayrıca 1-2 geçişlerine göre 2-3 geçişlerinde toplam kırılma indislerinin şiddetinin arttığı görülmektedir. $\alpha_0 = 80\text{Å}$ durumunda I=0.2MW/cm^2 değerinde ve sonraki değerler için artık toplam kırılma indislerinde 3. derece lineer olmayan kırılma indisinin etkili olduğu görülür.

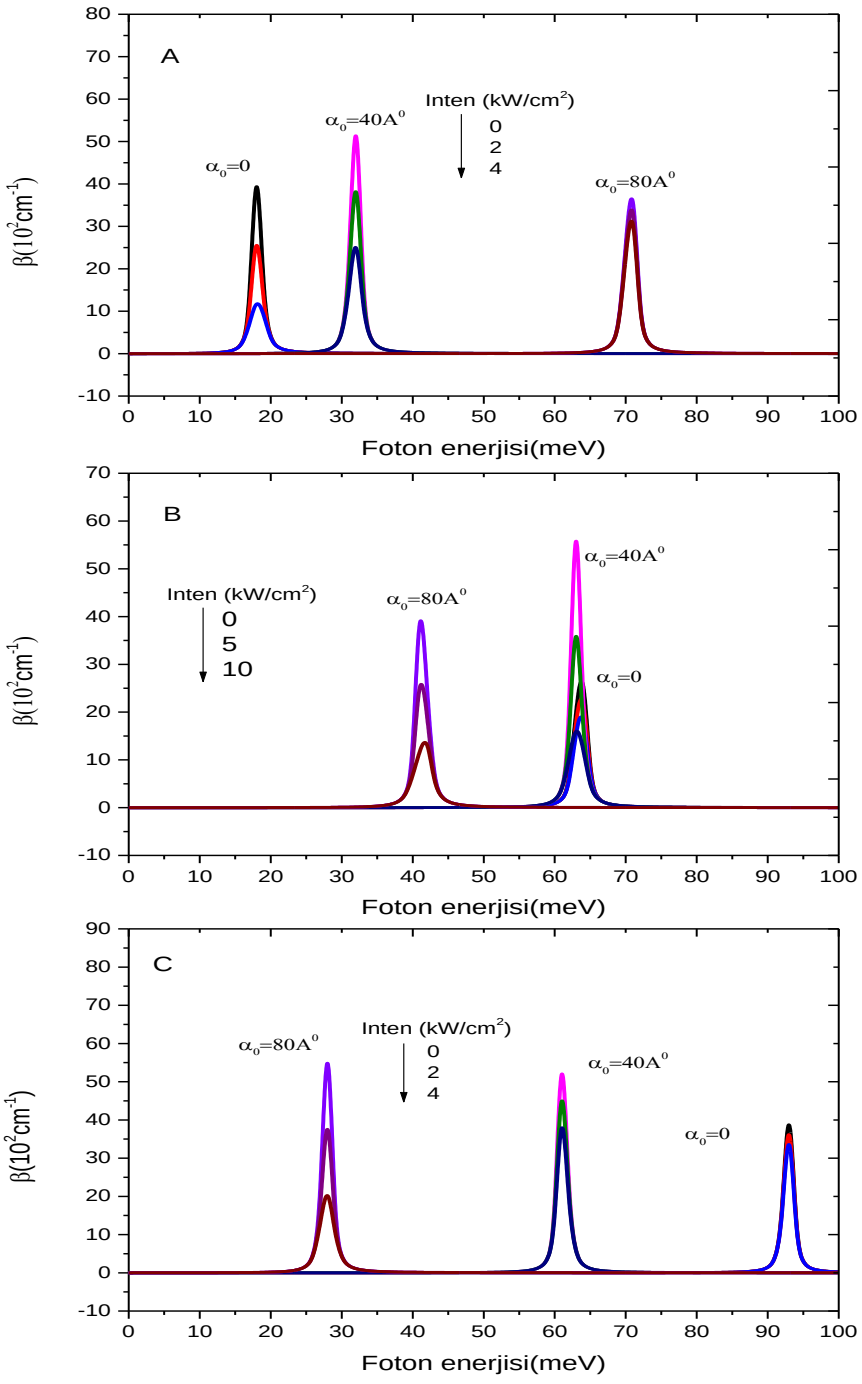
Şekil 4.21.A'da foton enerjisine bağlı GaN/Al(GaN) kare kuantum kuyularında1-2 geçişlerinin soğurma katsayısının değişimi gösterilir. GaN/Al(GaN) kare kuantum kuyusunda lazer genliği arttıkça foton enerjisinin arttığı görülmektedir. $\alpha_0 = 0$ ile $\alpha_0 = 40\text{Å}$ arasındaki foton enerji farkı ile $\alpha_0 = 40\text{Å}$ ile $\alpha_0 = 80\text{Å}$ arasını kıyaslandığında arasındaki



Şekil 4.19. Lazer alan altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi.



Şekil 4.20. Lazer alan altında GaAs/Al(GaAs) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi.



Şekil 4.21. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A) kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi.

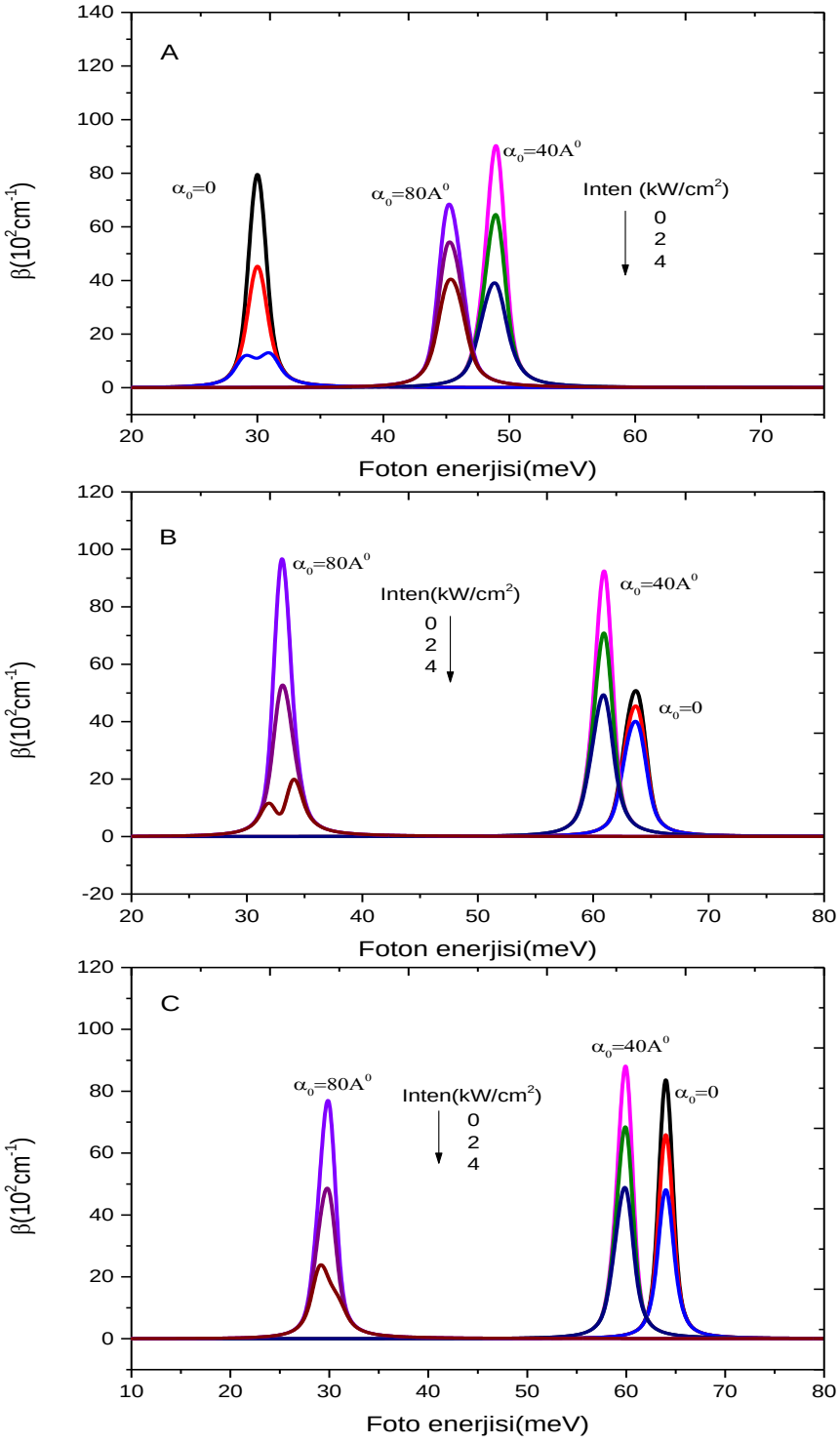
foton enerji farkının arttığı görülmektedir. Ayrıca $\alpha_0 = 80\text{Å}$ değeri için optik yoğunluğa bağlı toplam soğurma katsayılarının maksimum şiddetleri arasındaki fark da az olur.

Şekil 4.21.B'de ise GaN/Al(GaN) parabol kuantum kuyusunda lazer genliği arttırıldıkça gerekli foton enerjisinin azaldığı görülmektedir. $\alpha_0 = 0$ ve $\alpha_0 = 40\text{Å}$ durumları arasında kuyu profillerinde fazla değişiklik olmayışı foton enerjisine yansımış olup, foton enerjileri aynı kalıp, sadece soğurma katsayısı maksimum şiddeteleri $\alpha_0 = 0$ 'dakinden daha büyüktür. Lazer genliği arttıkça, toplam soğurma katsayısı maksimum şiddeti $\alpha_0 = 40\text{Å}$ 'daki değerine göre azalma gösterirken daha küçük foton enerjilerine sahiptir.

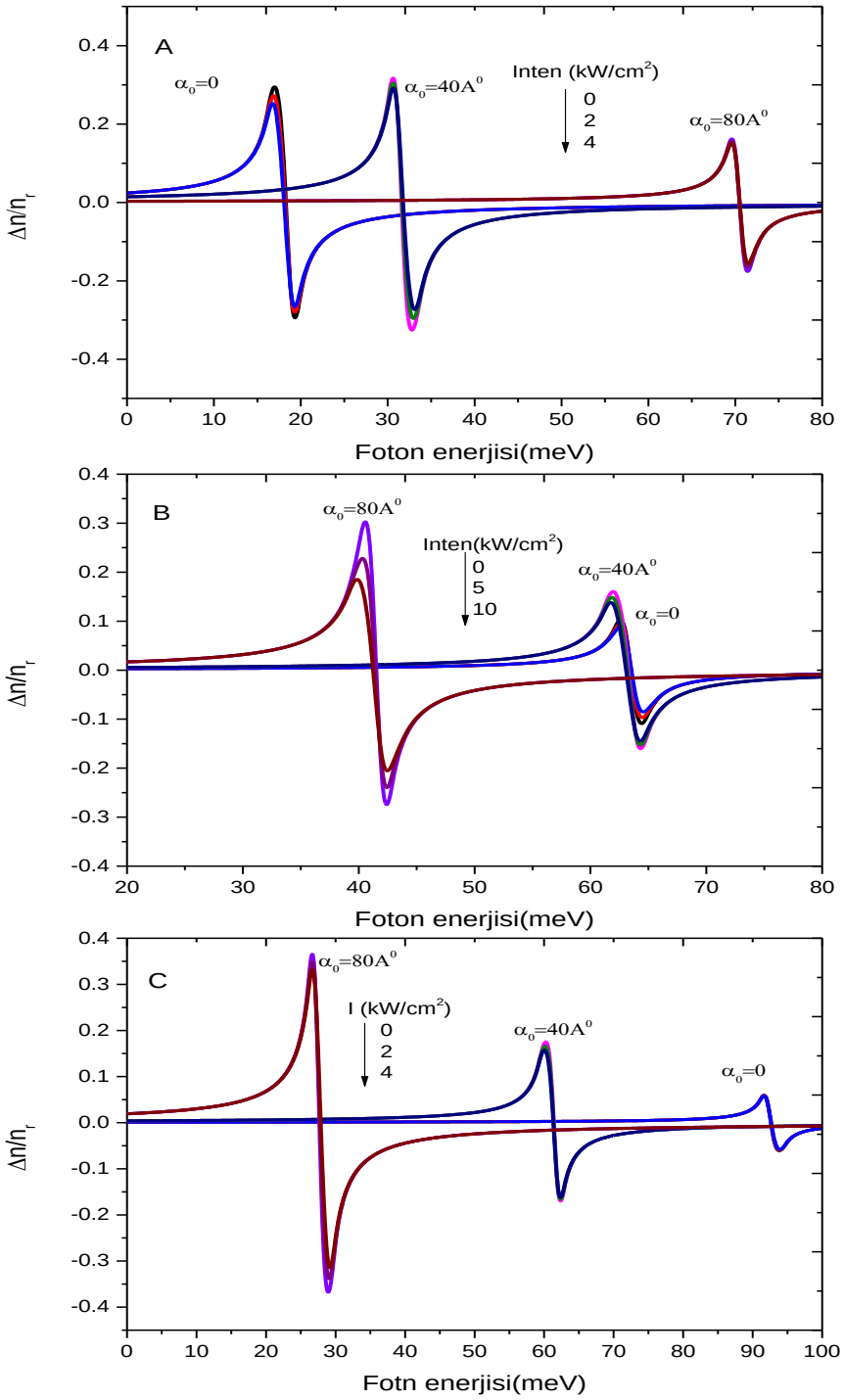
Üçgen GaN/Al(GaN) kuantum kuyusunda ise lazer genliği arttırıldıkça gerekli foton enerjisi azalmıştır. $\alpha_0 = 0$ ile $\alpha_0 = 40\text{Å}$ ve $\alpha_0 = 40\text{Å}$ ile $\alpha_0 = 80\text{Å}$ değerleri için foton enerjileri arasındaki fark birbirine yakındır.

Şekil 4.22'de ise aynı kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi gösterilir. Kare kuantum kuyunda lazer şiddeti arttırıldıkça gerekli foton enerjisinde artış gözlenir. $\alpha_0 = 80\text{Å}$ değeri için gerekli foton enerjisinin, $\alpha_0 = 40\text{Å}$ değeri için gerekli olan foton enerjisindekinden az olduğu görülmektedir. Parabol ve üçgen kuantum kuyularında ise kare kuyunun aksine, optik geçişler için gerekli foton enerjisi değeri azalır. Parabol kuantum kuyu da $\alpha_0 = 40\text{Å}$ ve $\alpha_0 = 80\text{Å}$ değerindeki toplam soğurma maksimum şiddeti $\alpha_0 = 0$'a göre daha büyüktür. Üçgen kuantum kuyuda ise üç durumda toplam soğurma maksimum değerleri yaklaşık olarak aynı gibidir.

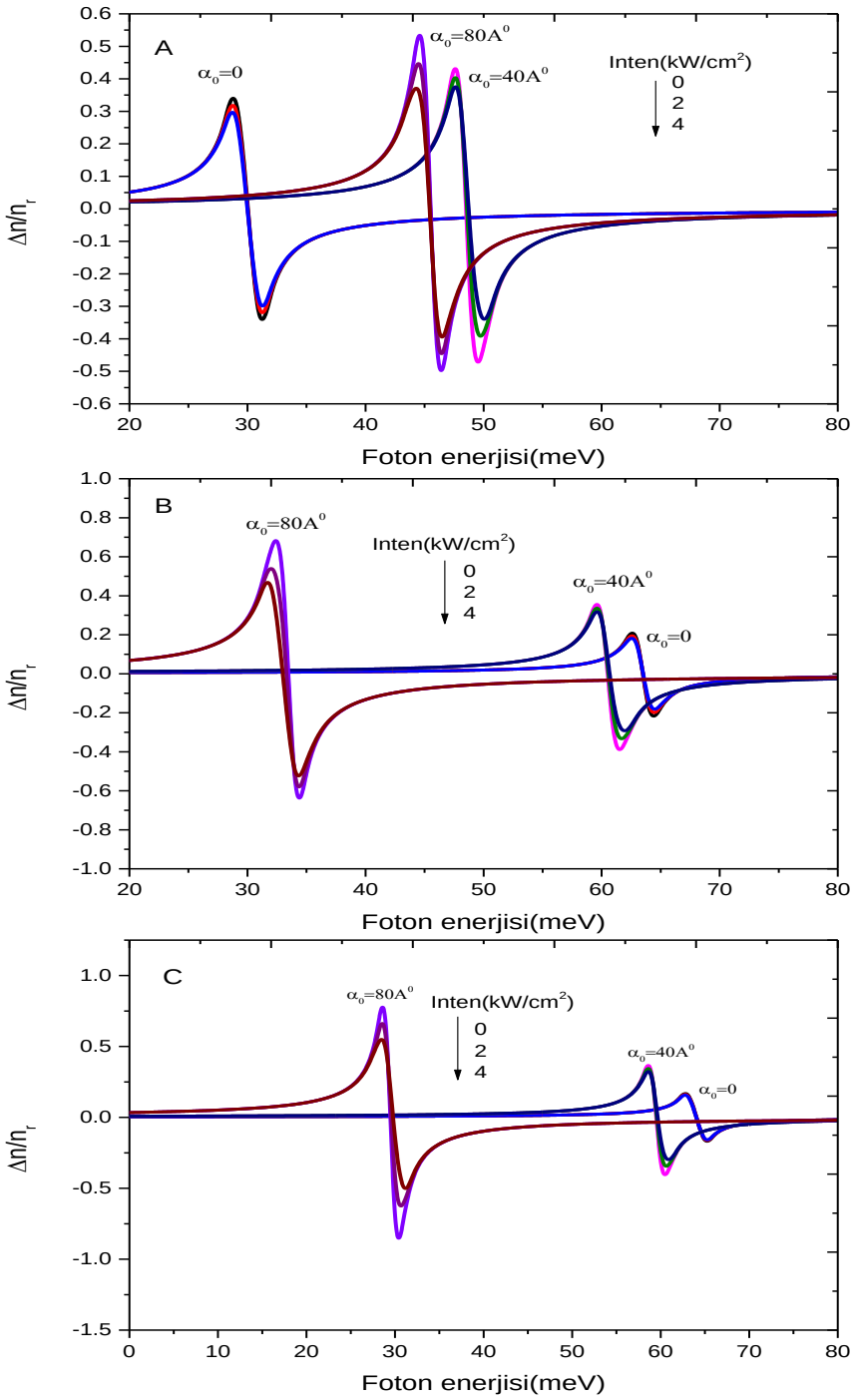
Şekil 4.23'te 1-2 geçişlerine bağlı toplam kırılma indisleri görülmektedir. Kare GaN/Al(GaN) kuantum kuyusunda lazer genliği arttırıldıkça gerekli foton enerjisinin arttığı, fakat parabol ve üçgen kuantum kuyularında ise azaldığı görülmektedir. Şekil 4.24'te gösterilen 2-3 geçişlerinde ise kare kuantum kuyusunda $\alpha_0 = 40\text{Å}$ için gerekli foton enerjisi $\alpha_0 = 80\text{Å}$ daha fazladır. Diğer kuantum kuyularında böyle bir durum söz konusu değildir. Ayrıca lazer genliği artırıldıkça kırılma indislerinin salınım genliklerinin de arttığı görülmektedir.



Şekil 4.22. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A)kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi.



Şekil 4.23. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A)kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 1-2 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi.



Şekil 4.24. Lazer alan altında GaN/Al(GaN) A)kare, B) parabol ve C) üçgen kuantum kuyularının 2-3 geçişlerinin farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı kırılma indisi değişimi.

GaN/Al(GaN) kuantum kuyuları ile GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyuları optik özellikleri genelde karakteristik olarak benzerdir, fakat GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyusundaki 2-3 geçişlerinde optik özelliklerde farklılık vardır. GaN/Al(GaN) kare kuantum kuyusunda 2-3 geçişlerinde lazer giydirme parametresinin artmasıyla gerekli foton enerjisi artarken, GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyularında lazer alan şiddetine bağlı olarak artma ve azalma gözlenir. GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyularında maksimum soğurma katsayısı şiddetleri GaN/Al(GaN) kuantum kuyularında maksimum soğurma katsayısı şiddetlerinden daha küçüktür. GaN/Al(GaN) kuantum kuyularının kırılma indisi değişimi GaAs/Al(GaAs) kuantum kuyularına göre daha büyüktür. Bu davranışların sebebi ise malzemeden dolayı dielektrik, etkin kütle, potansiyel enerjinin farklı olması ve lazer alanın her iki malzemedeki etkileşiminin farklı olmasıdır.

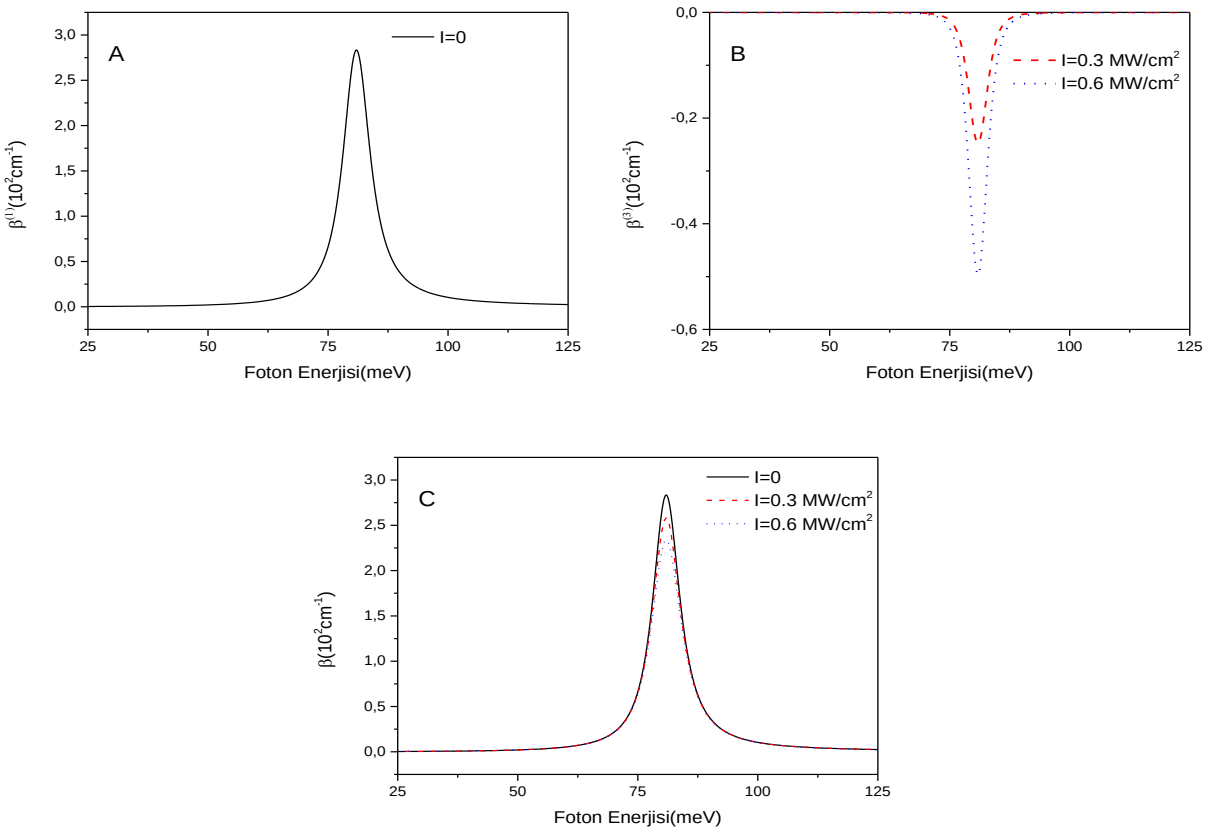
4.4 Kuantum Tellerinde Optik Özellikler

Bu bölümde kuantum tellerinde optik soğurma ve kırılma indisleri kare, deltoid ve dairesel kesitlerine sahip GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kuantum telleri için hesaplanır. Hesaplamalarda kare ve deltoid kesitli kuantum tellerinin kenar uzunlukları ve dairesel kesitli kuantum telininin çapı 105Å olarak alınır. Potansiyel enerji GaAs/Al(GaAs) kuantum teli için V_0=228meV ve GaN/Al(GaN) kuantum teli için V_0=345meV alınır.

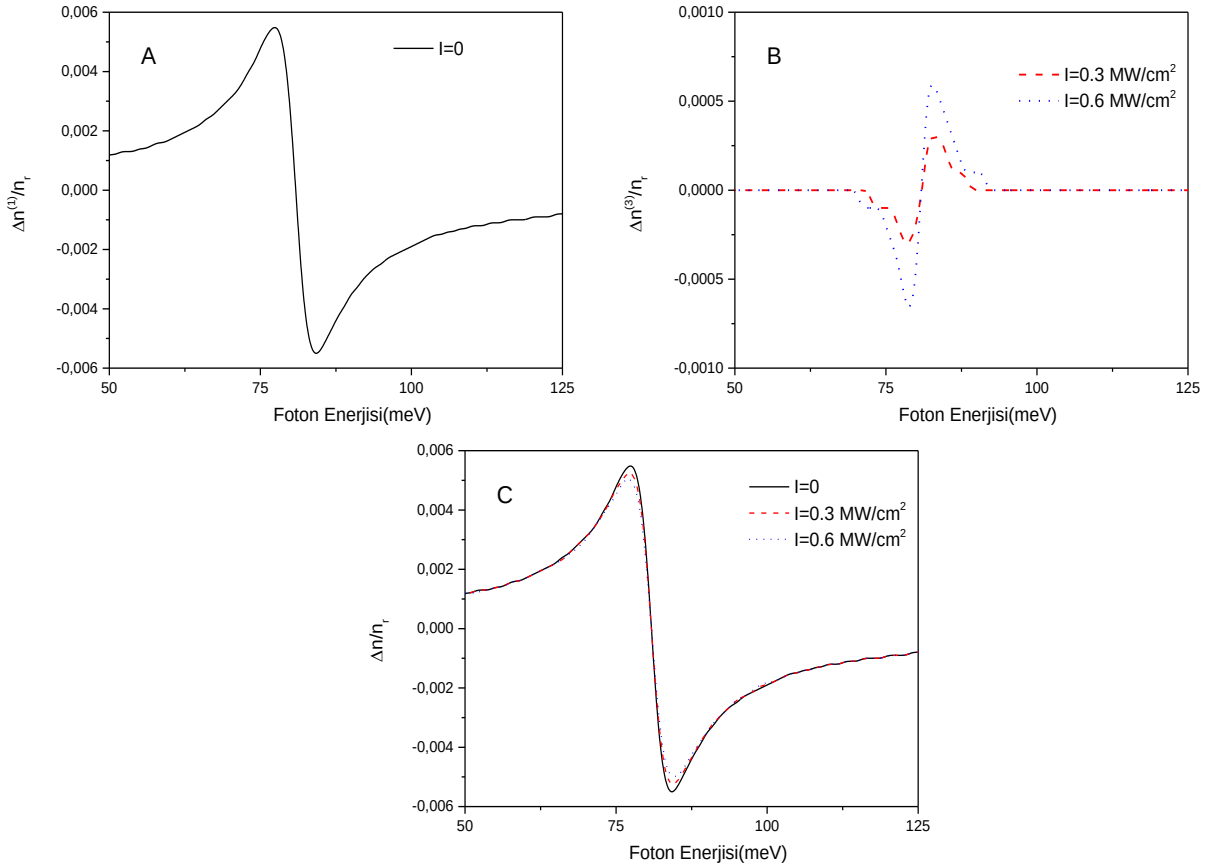
Şekil 4.25 GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinde optik yoğunluğun üç değeri için lazer alan yokken foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinin soğurma katsayılarını gösterilir. Şekil 4.25 A'da gösterildiği gibi optik yoğunluk yokken 1. derece lineer soğurma katsayısı foton enerjisinin 81 meV civarında maksimum değerini alır. Şekil 4.25 B'de optik yoğunluğun 0.3MW/cm^2 ve 0.6MW/cm^2 değerlerinde, bu kuantum teli aynı foton enerjisinin değerleri civarında minimum değerler alır ve 3. derece lineer olmayan soğurma katsayısı değişimlerini gösterir. Toplam soğurma katsayısındaki optik yoğunluğun artmasıyla foton enerjisinin 81meV değerinde azalma Şekil 4.25.C'de gösterilir.

Lazer alanı yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-2 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı sırasıyla 1. derece lineer, 3. derece lineer

olmayan ve toplam kırılma indisi değişimi Şekil 4.26'da gösterilir. Bu şekillerde kırılma indisi değişimleri foton enerjisinin 47meV ile 115meV değerleri arasında değişim gösterdiği gözlenir. 3. derece lineer olmayan kırılma indisi değişimi 1. derece kırılma indisinin tersi davranış göstererek, toplam kırılma indisi değişiminin optik yoğunluğuna bağlı olarak maksimum ve minimum değerlerini değiştirir.

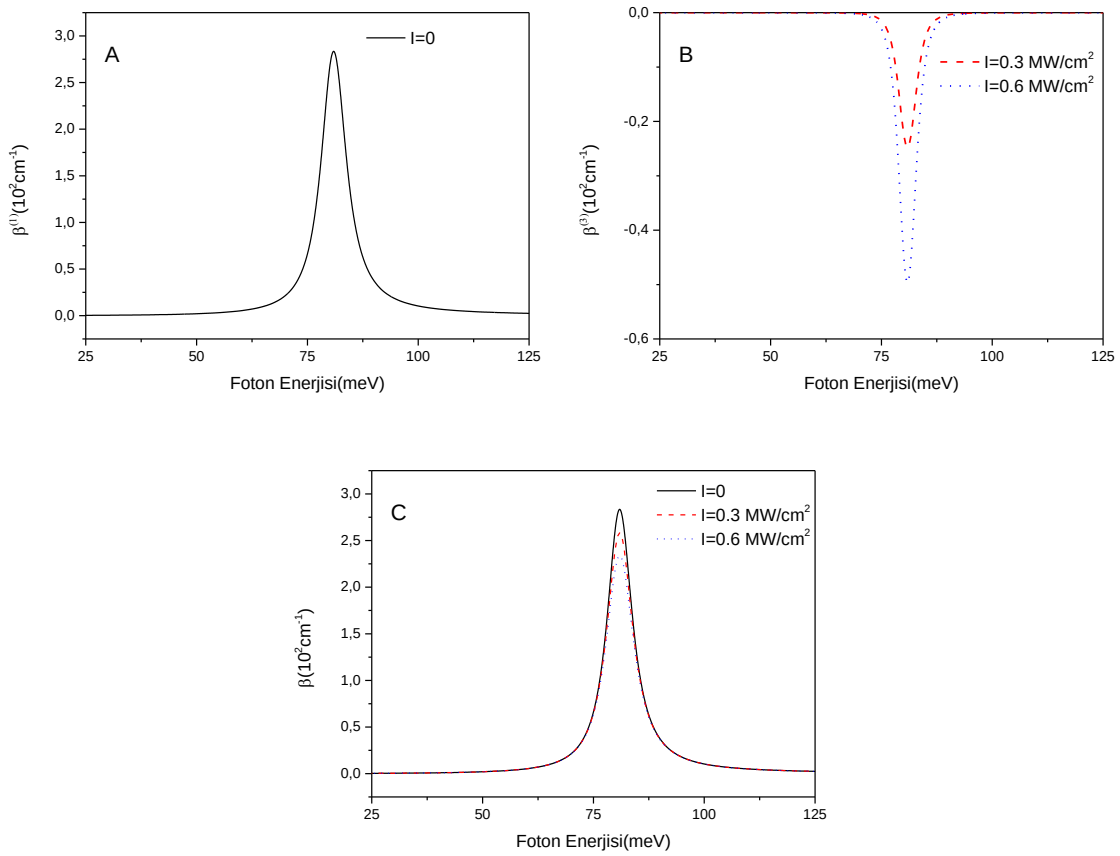


Şekil 4.25. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-2 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam soğurma katsayısı değişimi.



Şekil 4.26. Lazer alanı yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-2 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam kırılma indisi değişimi.

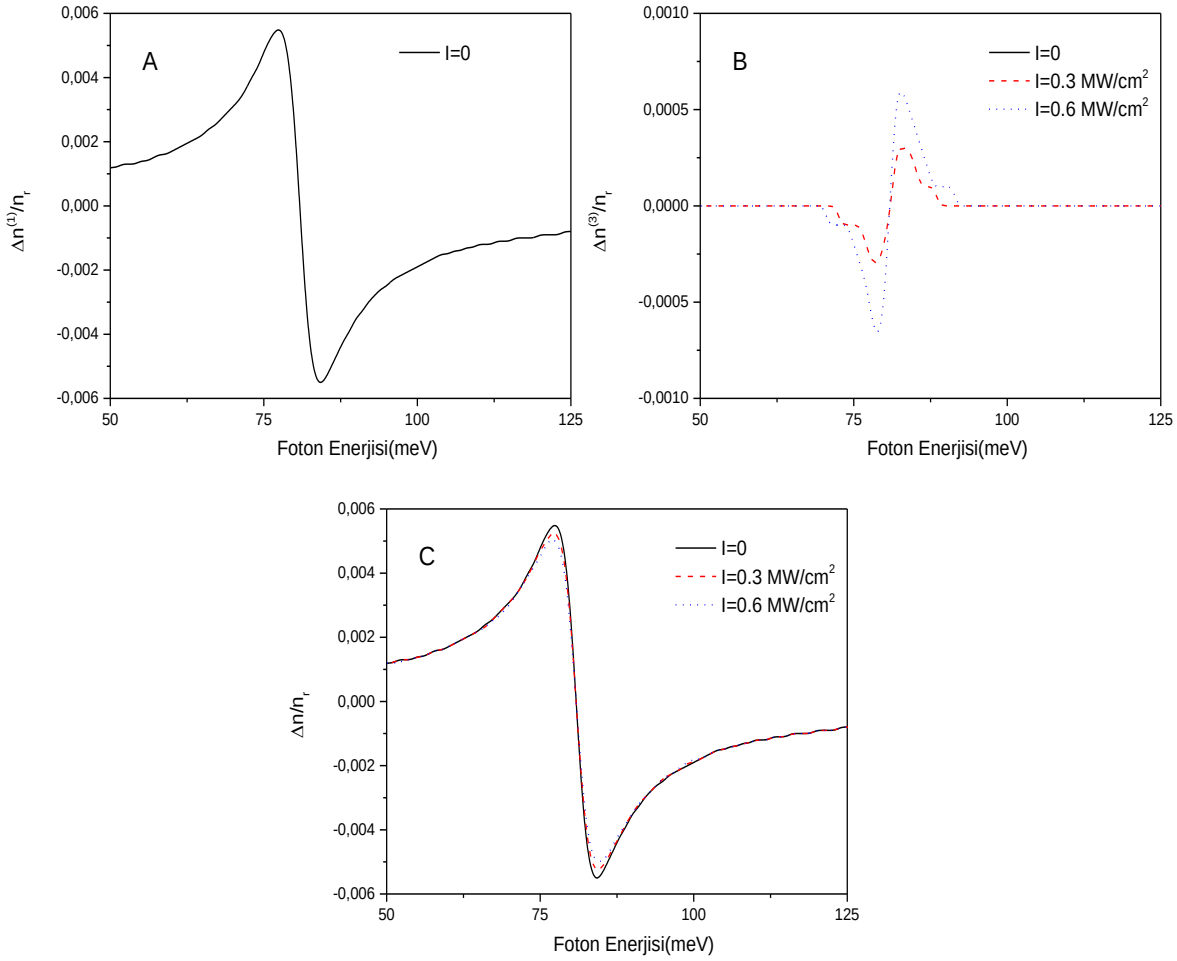
Şekil 4.27 ve Şekil 4.28'de lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinde 1-3 geçişleri için farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı sırasıyla soğurma katsayıları ve kırılma indisi değişimleri gösterilir. Bu sonuçlar 1-2 geçişleri için bulunan sonuçların aynısıdır. Soğurma katsayılarının ve kırılma indisi değişim hesaplarında enerji değerleri ve dipol matris geçiş elemanları etkilidir. Lazer alan yokken Şekil 4.8. A'da kare kesitli kuantum teli için E_2 ve E_3 enerjileri eşit olduğu gösterildi. Şekil 4.9 B-C'de dalga fonksiyonları bir birinin 90^o derece dönmüş hali gösterildi. Bu sonuçlara göre beklenen lazer alan yokken 1-2 geçişleriyle 1-3 geçişlerinin aynı sonuçları vermesiydi ve aynı sonuçları gözlemledik.



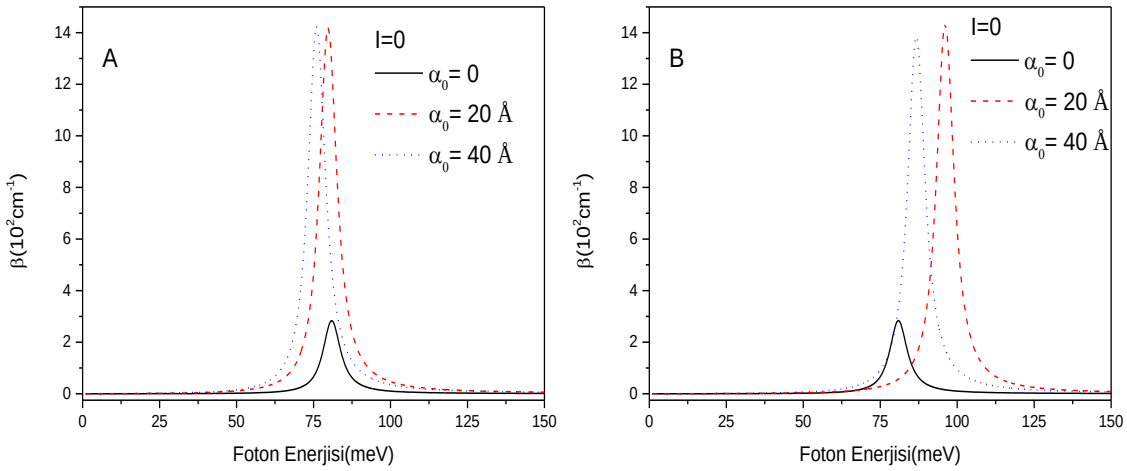
Şekil 4.27. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-3 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam soğurma katsayısı değişimi.

GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum teline x yönünde polarize olan lazer alan uygulandığında, Şekil 4.29'da sadece 1. derece lineer soğurma katsayısının etkisinde sırasıyla 1-2 ve 1-3 geçişleri için toplam soğurma katsayısının lazer alanın 0, 20Å ve 40Å değerleri için foton enerjisine bağlı değişimi gösterilir. Lazer alan uygulandığında Şekil 4.29.A'da soğurma katsayısının maksimum değerinin küçük foton enerjisine doğru çok az bir kayma gözlenir. Ayrıca lazer alan toplam soğurma katsayının maksimum değerinin şiddetini artırdığını söylenebilir. Bunun sebebi, lazer alanın kuantum telinin potansiyel

şeklini değiştirmesinden dolayı Şekil 4.8 A'da gösterilen E_2 ile E_1 arasındaki enerji farkı ve Şekil 4.9'da gösterilen dalga davranışından kaynaklanmasıdır. Şekil 4. 29.B'de lazer alan şiddetine bağlı olarak toplam soğurma katsayısının maksimum değerleri büyük foton enerjisi değerlerine doğru kayar.



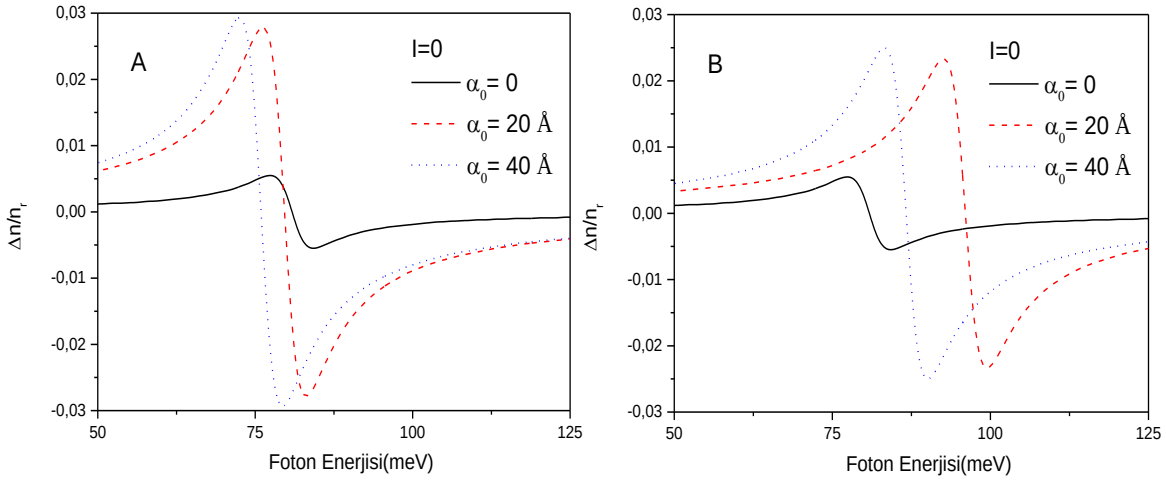
Şekil 4.28. Lazer alan yokken GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin 1-3 geçişleri farklı optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı A) 1. derece lineer, B) 3. derece lineer olmayan ve C)toplam kırılma indisi değişimi.



Şekil 4.29. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.

Bu farklı davranış Şekil 4.8 A'daki enerji değişimlerine bakıldığında E_3 enerji artımı E_2'ye göre daha fazla ve ışığın y yönündeki polarizasyonunda dipol geçiş matris elemanının büyüklüğü Şekil 4.9'da gösterilen olasılık yoğunluklarından dolayı farklı olmasıdır. Bu şekilde dikkat edilecek bir noktada lazer giydirme parametresinin α_0=20Å değerinde foton enerjisinin 100meV civarında toplam soğurma katsayısı maksimum olurken, α_0=40Å değerinde daha küçük foton enerjisinde maksimum değere sahip olur.

Şekil 4.30'da foton enerjisine bağlı toplam kırılma indisi değişimi lazer alanın 0, 20Å ve 40Å değerlerinde sırasıyla 1-2 ve 1-3 geçişleri için gösterilir. Şekil 4. 29'daki toplam soğurma katsayılarındaki benzer davranış bu şekillerde de gözlenmektedir. 1-2 geçişleri için toplam kırılma indisi değişimlerinin maksimum ve minimum noktaları lazer alan şiddetine bağlı olarak çok az daha küçük foton enerjilerine kayarken, 1-3 geçişleri için ise daha büyük foton enerjilerine kaydığı gözlenir. Kırılma indisi değişimleri lazer alan giydirme parametresi büyüdükçe salınım aralığı artmakta, 1-2 ile1-3 geçişleri karşılaştırıldığında bu salınım genliği 1-2 geçişlerinde daha büyük olduğu görülmektedir.



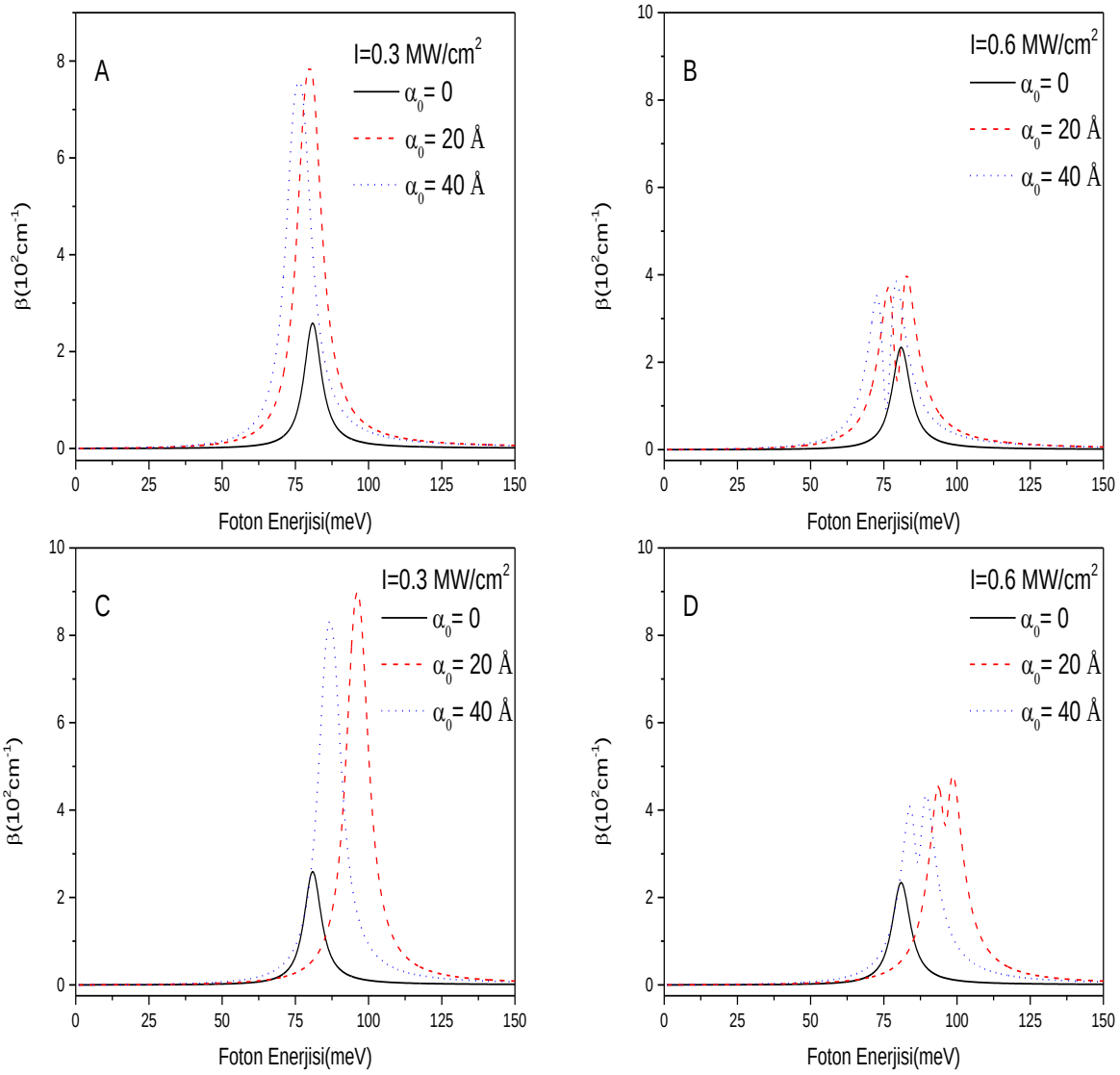
Şekil 4.30. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi.

Kare kesitli kuantum telinde optik yoğunluğun 0.3MW/cm^2 ve 0.6MW/cm^2 değerleri için lazer alanın üç farklı değeri için foton enerjisine bağlı olarak toplam soğurma katsayıları değişimi Şekil 4.31'de gösterilir. Şekil 4.31 A ve B'de sırasıyla optik yoğunluğun 0.3MW/cm^2 ve 0.6MW/cm^2 değerleri için 1-2 geçişleri gösterilmiştir. Optik yoğunluğun şiddetinin artması toplam soğurma katsayıların büyüklüğünü düşürmüştür. Bu 3.derece lineer olmayan soğurma katsayısının etkisidir. Büyük optik yoğunluk şiddetleri için toplam soğurma katsayıları farklı davranış gösterir. Optik yoğunluğun şiddeti artığında lazer alan yokken toplam soğurma katsayısının maksimum yükseklik şiddeti bir miktar azalır. Fakat lazer alan uygulandığında I=0.3MW/cm^2 değerinde toplam soğuma katsayısının α_0=20Å değerinde yaklaşık 800cm^{-1} civarında olur ve lazer giydirme parametresinin değeri artırıldığında bu değer bir miktar azalır. Lazer alanın etkisiyle daha küçük foton enerjilerine kayar. I=0.6MW/cm^2 değerinde ise lazer alanın etkisiyle toplam soğurma katsayısının foton enerjisine bağlı olarak büyüklükleri birbirine yakın iki maksimum ve bir minimum değer aldığı gözlenir. α_0=20Å değeri için toplam soğurma katsayısının maksimum değerinin 400cm^{-1} olduğu görülür. Foton enerjileri 77meV ve 83meV olur ki, bu değerler lazer alan yokken ki soğurma katsayının maksimum değerine karşılık gelen foton enerjisinin sağında ve solunda olur. Soğurma katsayısının minimum değeri ise foton enerjisinin 80meV civarında olur. Bu davranışın sebebi optik yoğunluğun artmasıyla 3.derece lineer olmayan

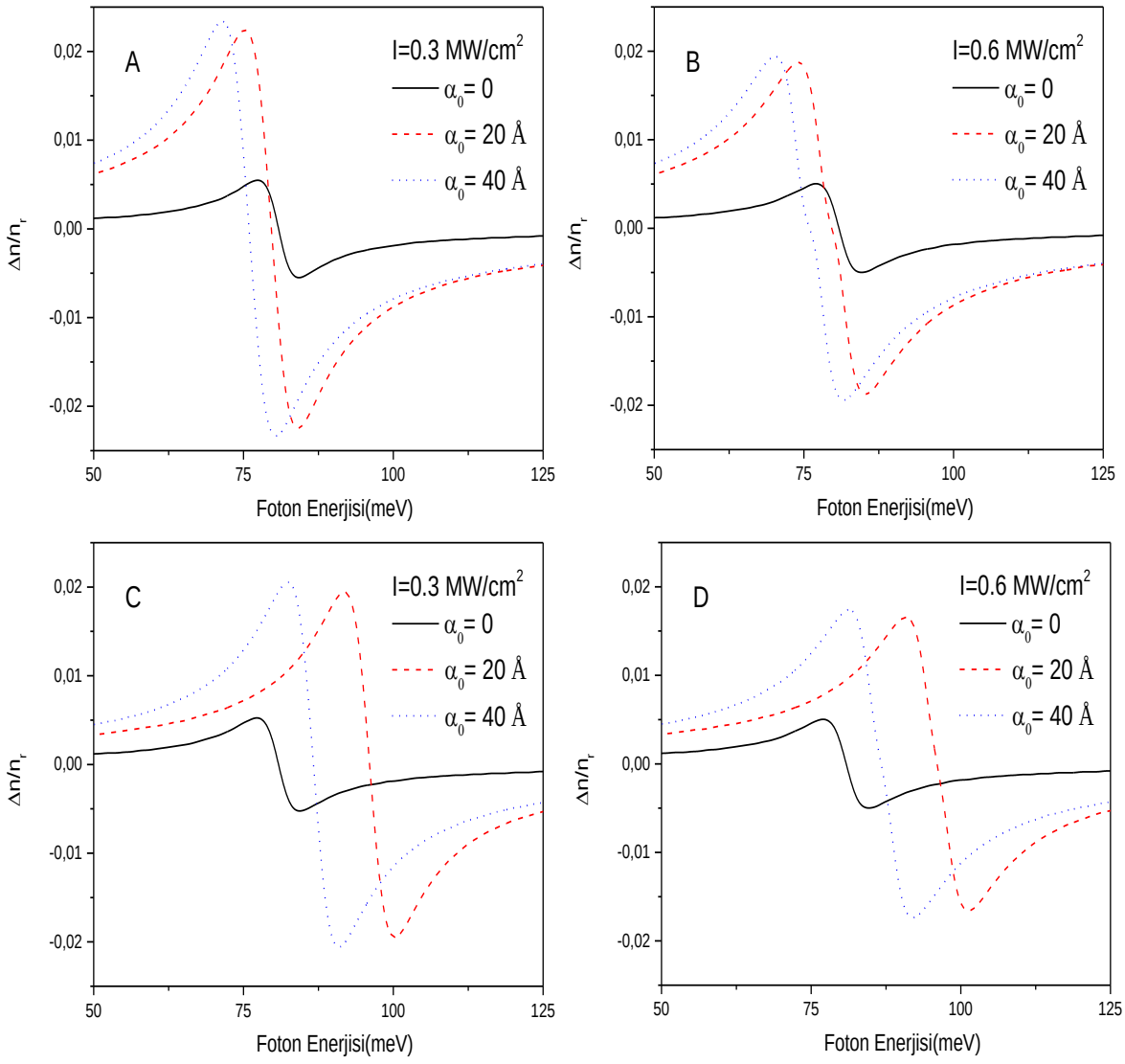
soğurma katsayısının etkisinin artmasıdır. 1-3 geçişlerinde ışığın y yönünde polarizasyonunda lazer alanın etkisiyle toplam soğurma katsayısının maksimum değeri daha büyük foton enerjilerine kayar. Optik yoğunluğun şiddetinin artmasıyla bu geçişlerde de toplam soğurma katsayısında iki maksimum ve bir minimum görülmektedir. I=0.6MW/cm^2 değerinde lazer alan etkisiyle bu değişimler foton enerjisinin büyük değerlerinde gözlenir.

Farklı lazer alan değerleri altında kare kesitli kuantum telinde 1-2 ve 1-3 geçişlerinin I=0.3MW/cm^2 ve I=0.6MW/cm^2 optik yoğunlukları için foton enerjisine bağlı toplam kırılma indisi değişimi Şekil 4.32'de gösterilir. Lazer alan etkisiyle toplam kırılma indisi değişim salınımlarının genlikleri büyür. 1-2 geçişlerinde salınımlar küçük foton enerjilerine doğru kayar. 1-3 geçişlerinde salınımlar büyük foton enerjilerine doğru kayar. Optik yoğunluğun artmasıyla salınım genliklerinde bir miktar azalma olur.

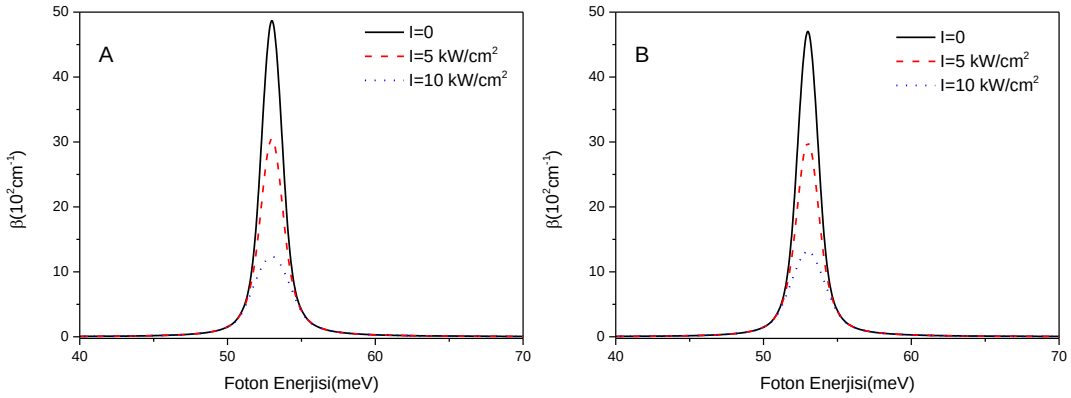
Kenar uzunluğu 105 Å olan GaN/ Al(GaN) kare kesitli kuantum telleri için lazer alan yokken farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı olarak Şekil 4. 33'te sırasıyla 1-2 geçişleri ve 1-3 geçişlerine ait toplam soğurma katsayılarının değişimi gösterilmiştir. GaN/ Al(GaN) kuantum telinde foton enerjisi 53meV değerinde 1. derece lineer soğurma katsayısı maksimum değerini alır. Optik yoğunluk değerinin uygulanmasıyla toplam soğurma katsayısının maksimum yüksekliği düştüğü görülür. Çünkü optik yoğunluk 3. derece nonlineer soğurma katsayısı oluşturur ve 1.derece lineer soğurma katsayısını düşürür. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin 1-2 ve 1-3 geçişleri için toplam soğurma katsayısı değişimleri aynıdır. Bunun sebebi ise, lazer alan yokken Şekil 4.13A'da gösterilen enerji grafiğinde E_2 ve E_3 enerjileri eşittir ve bu enerjilere karşılık gelen Şekil 4.14 B ve C'de gösterilen dalga olasılık yoğunlukları bir birinin 90^o dönmüş halidir. Enerji farkları ve dipol geçiş matris elemanının değerleri eşit olduğu için toplam soğurma katsayıları değişimi aynı olur. Aynı kesit alanına sahip GaAs/Al(GaAs) kuantum teliyle karşılaştırıldığında optik yoğunluk değerlerinin GaN/Al(GaN) kuantum telinde daha düşük olduğu ve foton enerjisinde daha küçük değerde toplam soğurma katsayısını maksimuma ulaştığı görüldü. Bu GaN/Al(GaN) kuantum telinin potansiyel yüksekliğinin 345meV olmasından ve malzemelerin özelliklerinden kaynaklanmaktadır.



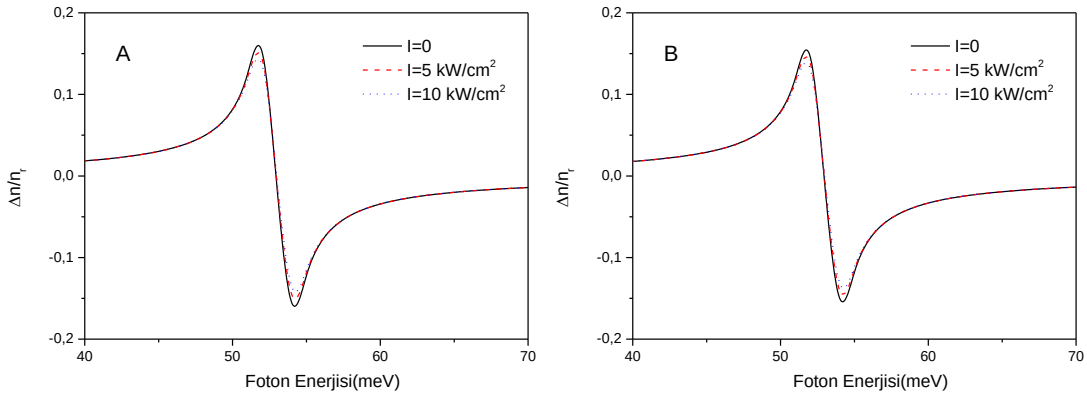
Şekil 4.31. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=0.3MW/cm^2, B) I=0.6MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3MW/cm^2, D) I=0.6MW/cm^2 değerleri için toplam soğurma katsayısı değişimi.



Şekil 4.32. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=0.3MW/cm^2, B) I=0.6MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3MW/cm^2, D) I=0.6MW/cm^2 değerleri için toplam kırılma indisi değişimleri.



Şekil 4.33. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı A)1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.



Şekil 4.34. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı A)1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi.

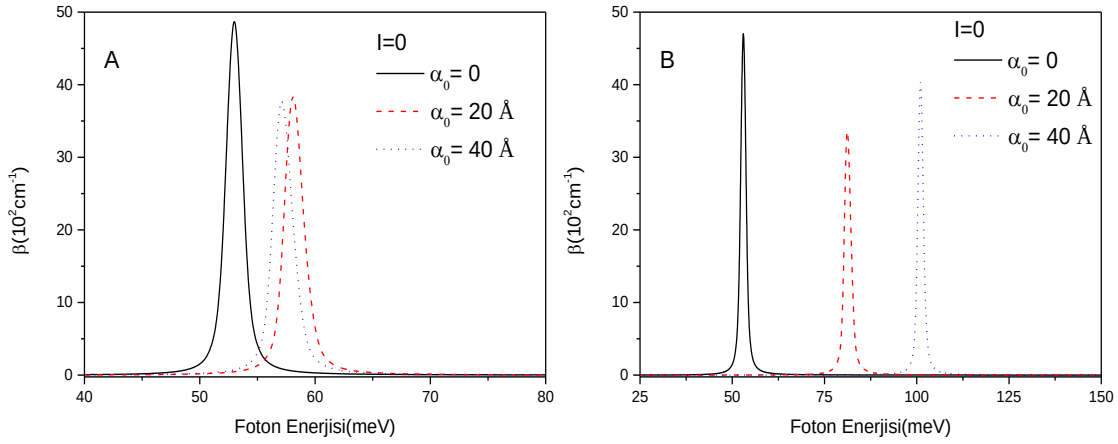
Şekil 4.34'te GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı A)1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi gösterilir. Şekil 4.33'te görülen davranış burada da gözlenmiştir. Optik yoğunluğun bu değerlerinin toplam kırılma indisi değişiminde etkili olmadığı görülür. GaAs/Al(GaAs) kuantum teliyle karşılaştırıldığında salınım genliklerinin daha büyük değerler aldığı gözlenir.

GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin 1.derece lineer soğurma katsayısının lazer giydirme parametresinin farklı değerleri için foton enerjisine bağlı değişimi Şekil 4.35'te gösterilir. Şekil 4.35A'da 1-2 geçişleri için lazer alan uygulandığında α_0=20Å değeri için foton enerjisinin daha büyük değerlerde 1. derece lineer soğurma katsayısının maksimum olduğu ve şiddetinin azaldığı gözlenir. α_0=40Å değeri için toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu foton enerji değeri lazer alan yokken ki değere doğru bir miktar kaydığı gözlenir. 1-3 geçişlerinin olduğu Şekil 4.35 B'de lazer alan şiddetinin artımıyla toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu foton enerji değerleri yüksek değerlere doğru kayar ve 1-2 geçişinde olduğu gibi 1. derece lineer soğurma katsayısının şiddeti azalır.

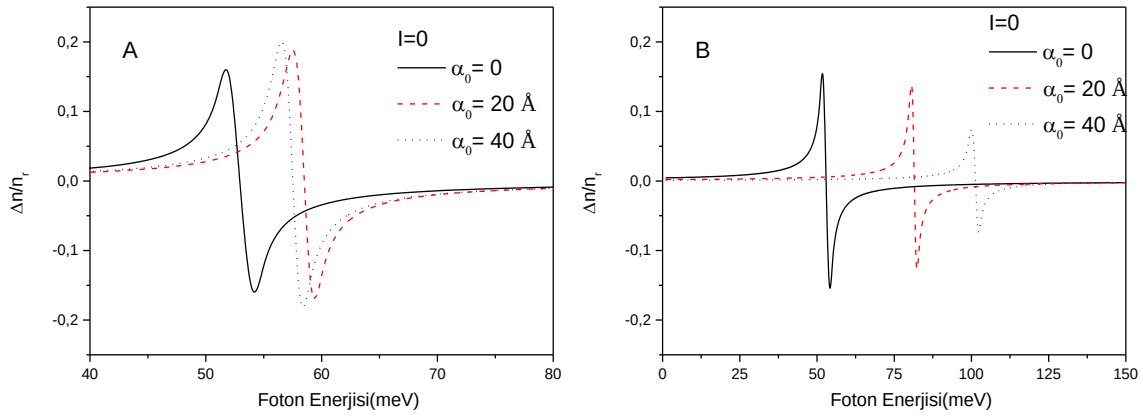
Şekil 4.36'de GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde ve 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi gösterilir. Optik yoğunluğun olmadığı toplam kırılma indisi değişimlerinde, 1-2 geçişlerinde lazer alan uygulandığında salınım genlikleri büyük foton enerjilerinde gözlenmektedir, fakat 1-3 geçişlerinde bu foton enerjileri lazer alan şiddetine bağlı olarak büyür ve genliklerin ise küçüldüğü gözlenir.

Optik yoğunluğun I=5kW/cm^2 ve I=10kW/cm^2 değerleri için Şekil 4.37 A ve B'de 1-2 geçişleri, C ve D'de 1-3 geçişleri için toplam soğurma katsayısı değişimleri gösterilmiştir. Bu geçişlerde toplam soğurma katsayı değerleri optik yoğunluğun artmasıyla küçülmüştür.

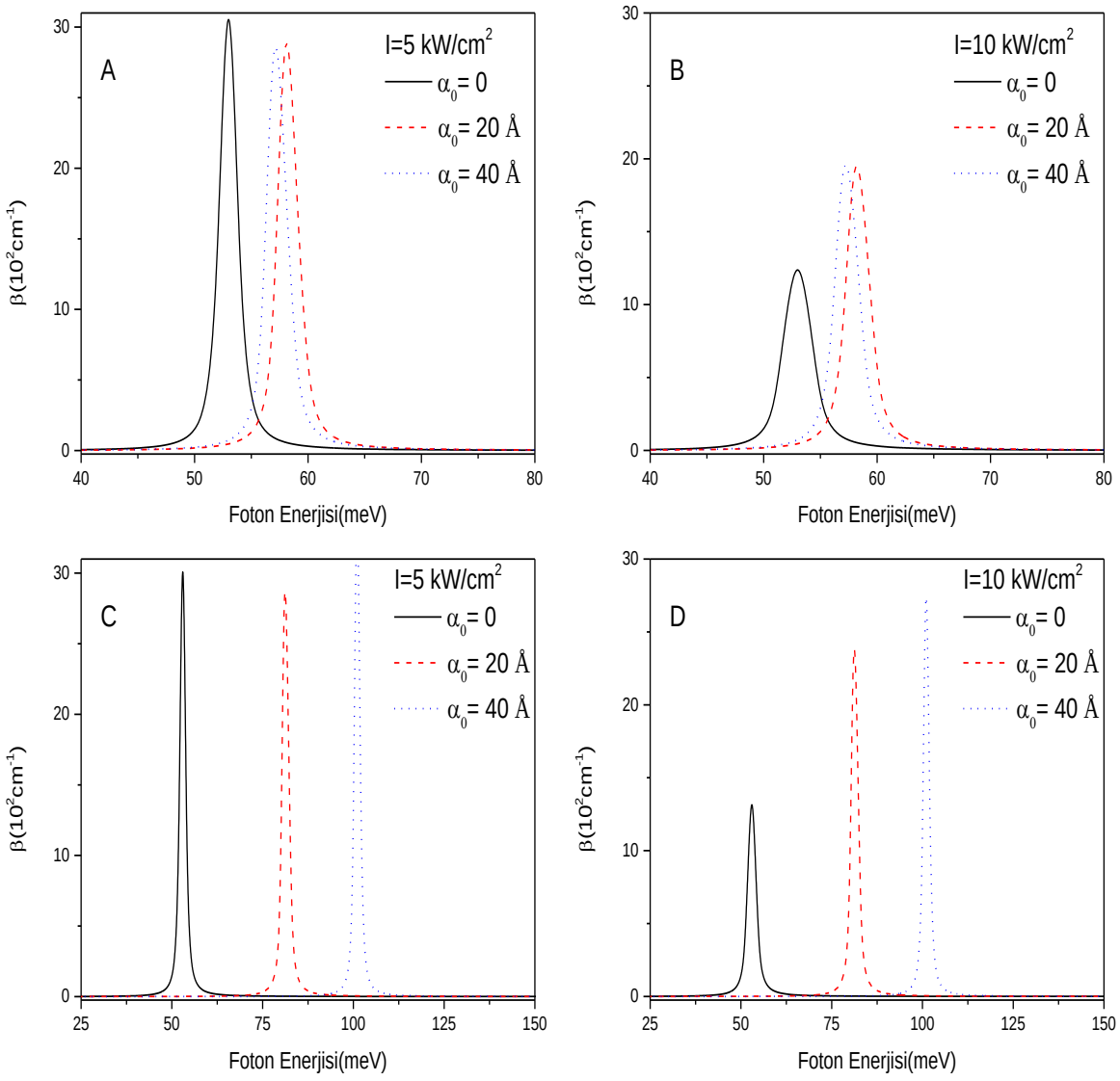
Bu değerler için Şekil 4.38'de toplam kırılma indisi değişimleri gösterilmiştir. Toplam kırılma indisi değişimlerinde optik yoğunluk değerlerinin etkisinin az olduğu gözlenir.



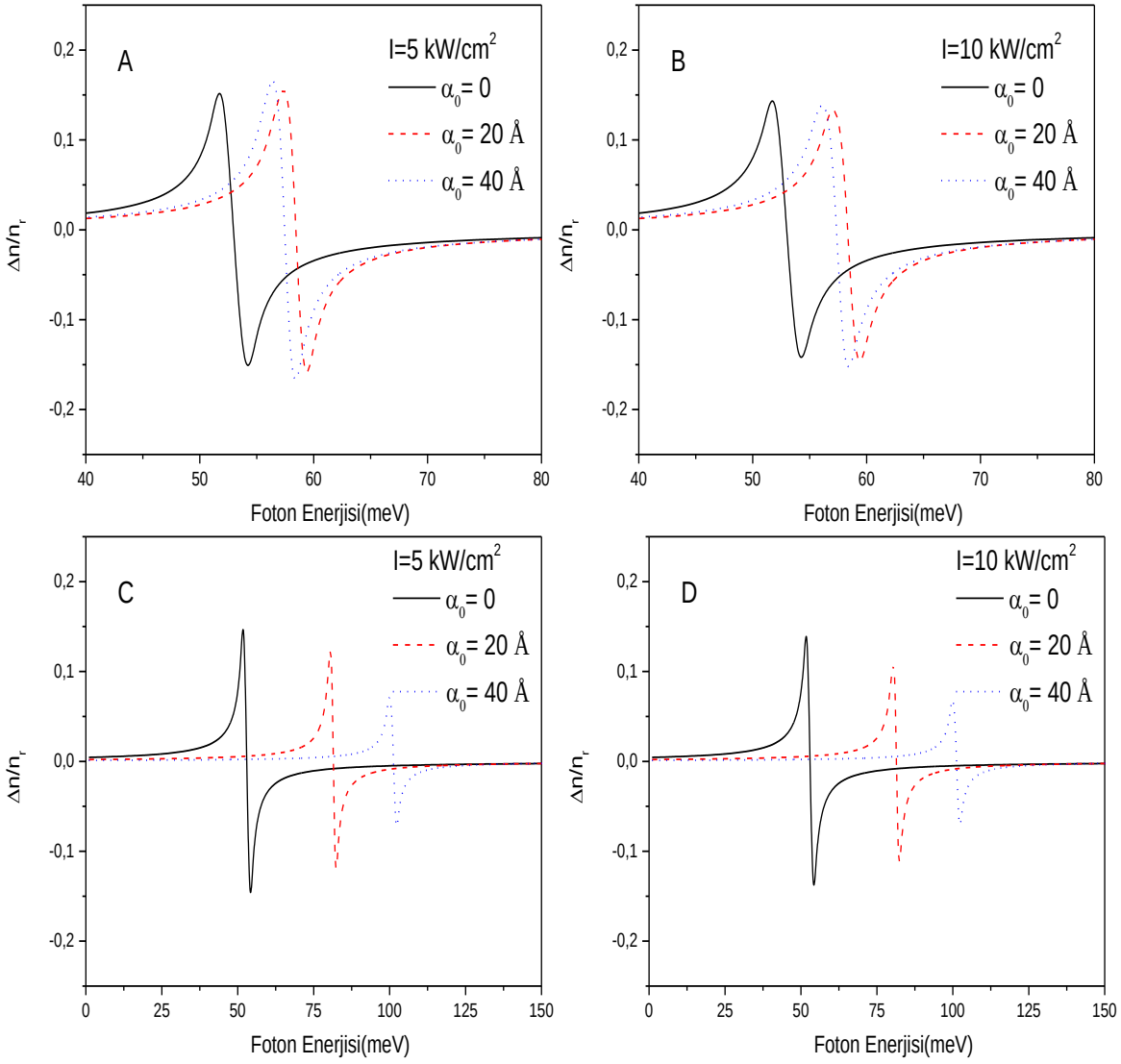
Şekil 4.35. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.



Şekil 4.36. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum tellerinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi.



Şekil 4.37. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerleri için toplam soğurma katsayısı değişimleri.



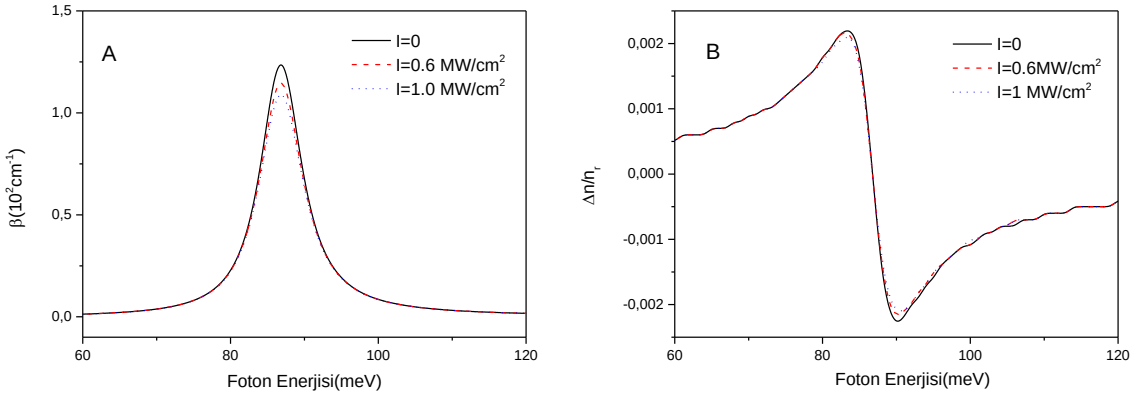
Şekil 4.38. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerleri için toplam kırılma indisi değişimleri.

Kare kesitli GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kuantum tellerinin optik özellikleri karşılaştırıldığında, öncelikle seçilmiş olan geometrik yapıya göre GaN/Al(GaN) kuantum telinde daha düşük optik yoğunluk değerlerinde geçişler gözlenir. Fakat toplam soğurma katsayısı ve toplam kırılma indisi değişimleri farklı davranışlar sergiler. GaN/Al(GaN) kuantum tellerinin lazer alan altında foton enerjine bağlı değişimleri daha etkilidir ve toplam soğurma katsayısı maksimum değerleri, GaAs/Al(GaAs) kuantum tellerine göre daha büyüktür.

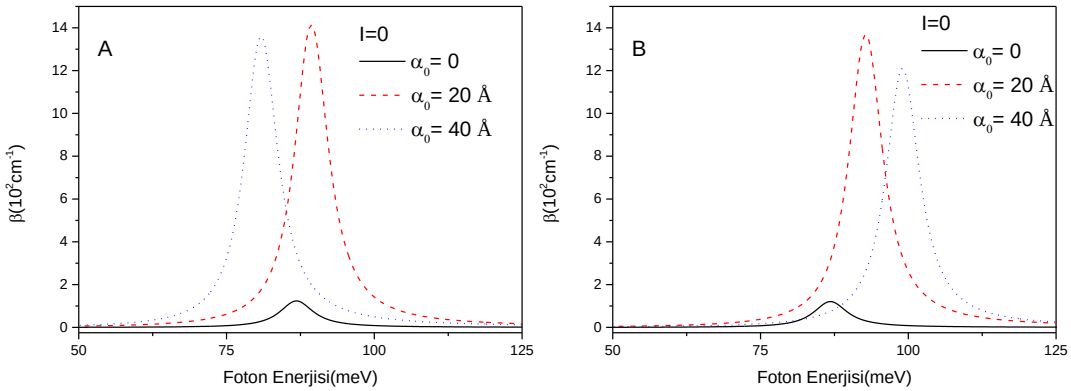
Bu bölümde GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum telinin 45^o derece döndürülerek oluşturulan deltoid kesitli kuantum teline x yönünde polarize olan lazer alan uygulandığında optik özellikleri incelir.

Şekil 4.39'da farklı optik yoğunluk değerleri için lazer alan yokken foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı ve toplam kırılma indisi değişimleri gösterilir. Toplam soğurma katsayısı foton enerjisinin 88meV değeri civarında maksimum olur ve optik yoğunluk değeri artırılarak maksimum değerde azalma görülür. Toplam kırılma indisi değişimleri ise 80meV ve 100meV değerleri arasında değişim gösterir. Optik yoğunluk değerleri çok az etkili olur. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum teli ile karşılaştırıldığında, GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum teli toplam soğurma katsayısı daha büyük foton enerji değerinde maksimum olduğu görülür ve şiddetide $1.25x10^2$ cm^{-1} civarında olur. Toplam kırılma indisi değişim değerleri GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinde maksimum ve minimum aralığının 0,006 ve -0,006 iken GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinde 0,002 ve -0,002 aralığında olduğu gözlenir. Bu değişimlere sebep, yapının kesitinin şeklinin değişmesi ve buna bağlı olarak lazer alanın polarize olduğu yöndeki uzunluğun artmasıdır.

GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin optik yoğunluğun I=0 değerinde lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı sırasıyla 1-2 geçişlerinde ve 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi Şekil 4.40'da gösterilir. Lazer alanın etkisinde toplam soğurma katsayısının maksimum değeri artmıştır. 1-2 geçişlerinde α_0=20Å değeri için toplam soğurma katsayısı foton enerjisinin 90meV civarında maksimum değerini alırken, α_0=40Å değeri için ise foton enerjisinin 77meV civarında maksimum değer alır.

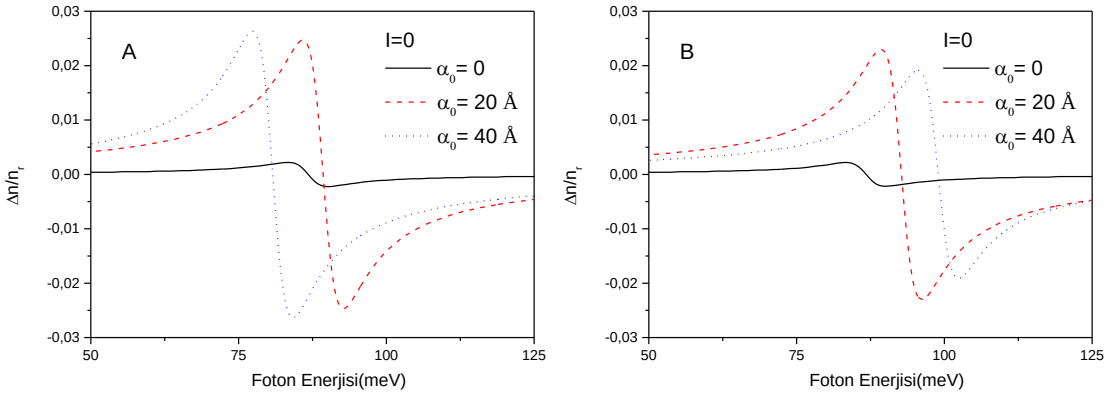


Şekil 4.39. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri.



Şekil 4.40. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.

Toplam soğurma katsayısı maksimum değeri, başlangıçta lazer alan uygulayarak daha büyük foton enerjilerine kayarken daha sonra belirli bir lazer alan şiddetinde ise küçük foton enerji değerlerine kayar. GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum teliyle karşılaştırıldığında ise foton enerji değerleri lazer alan yokken ki durumdan daha küçük değerlere kaydığı gözleniyor. 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayının maksimum değer aldığı foton enerjileri lazer alanın artmasıyla daha büyük değerlere artar. Bu davranış Şekil 4.29 B'de gösterilen GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinindeki 1-3 geçişlerinden farklı olur. Bu sonuçlar yapının kesitinin önemli olduğunu gösterir.



Şekil 4.41. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.

Şekil 4.41'de GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alan altında foton enerjisine bağlı sırasıyla 1-2 ve 1-3 geçişleri optik yoğunluk yokken toplam kırılma indisi değişimleri gösterilir. Bu şekillerde foton enerjisine bağlılık toplam soğurma katsayısındaki karaktere benzemektedir. Aynı foton enerji değerlerinde negatife geçmektedir. Lazer alanın etkisiyle salınım aralıklarının büyüdüğü gözlenmiştir. İlginç nokta ise 1-2 geçişindeki, α_0=40Å değeri için salınım aralığı α_0=20Å değerindekinden büyükken, 1-3 geçişinde bu davranış tam tersi olmaktadır.

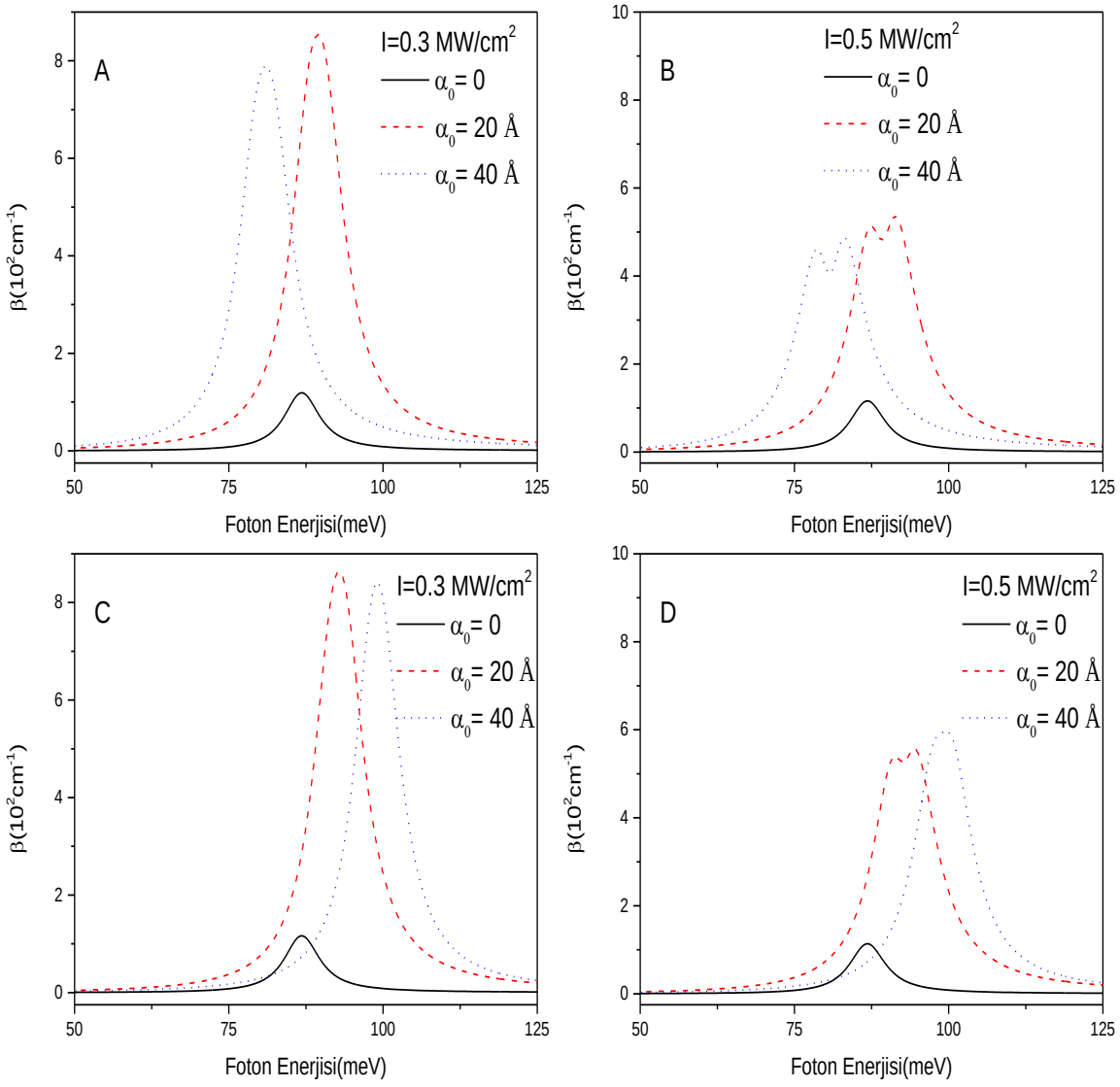
Lazer alanın optik yoğunluk olduğunda etkisini GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinde incelediğimizde dikkat çeken nokta, lazer alan ile birlikte optik yoğunluğun

daha küçük değerler alması gerektiğidir. Lazer alan yokken optik yoğunluğun bu yapıya etkisini 0.6 kW/cm^2 ve 1 kW/cm^2 değerlerinde gözlerken, lazer alan uygulandığında bu değerlerin 0.3 kW/cm^2 ve 0.5 kW/cm^2 olması gerektiği gözlendi. Lazer alan altında optik yoğunluğun 0.5 kW/cm^2 daha büyük değerlerde lineer olmayan katkının daha büyük olduğu görülmüştür. Bu incelemeler sonucunda optik yoğunluğu 0.3 kW/cm^2 ve 0.5 kW/cm^2 değerleri için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimleri Şekil 4.42'de gösterilir. 1-2 geçişleri için lazer alanın üç değerinde sırasıyla Şekil 4.42 A ve B'de optik yoğunluğun 0.3 kW/cm^2 ve 0.5 kW/cm^2 büyüklükleri için toplam soğurma katsayılarının değişimi verilir. Optik yoğunluğun şiddetinin artmasıyla toplam soğurma katsayısı büyüklüğü azalma gösterir ve iki maksimum ve bir minimum değer alır. Aynı davranış 1-3 geçişlerinde de gözlenir.

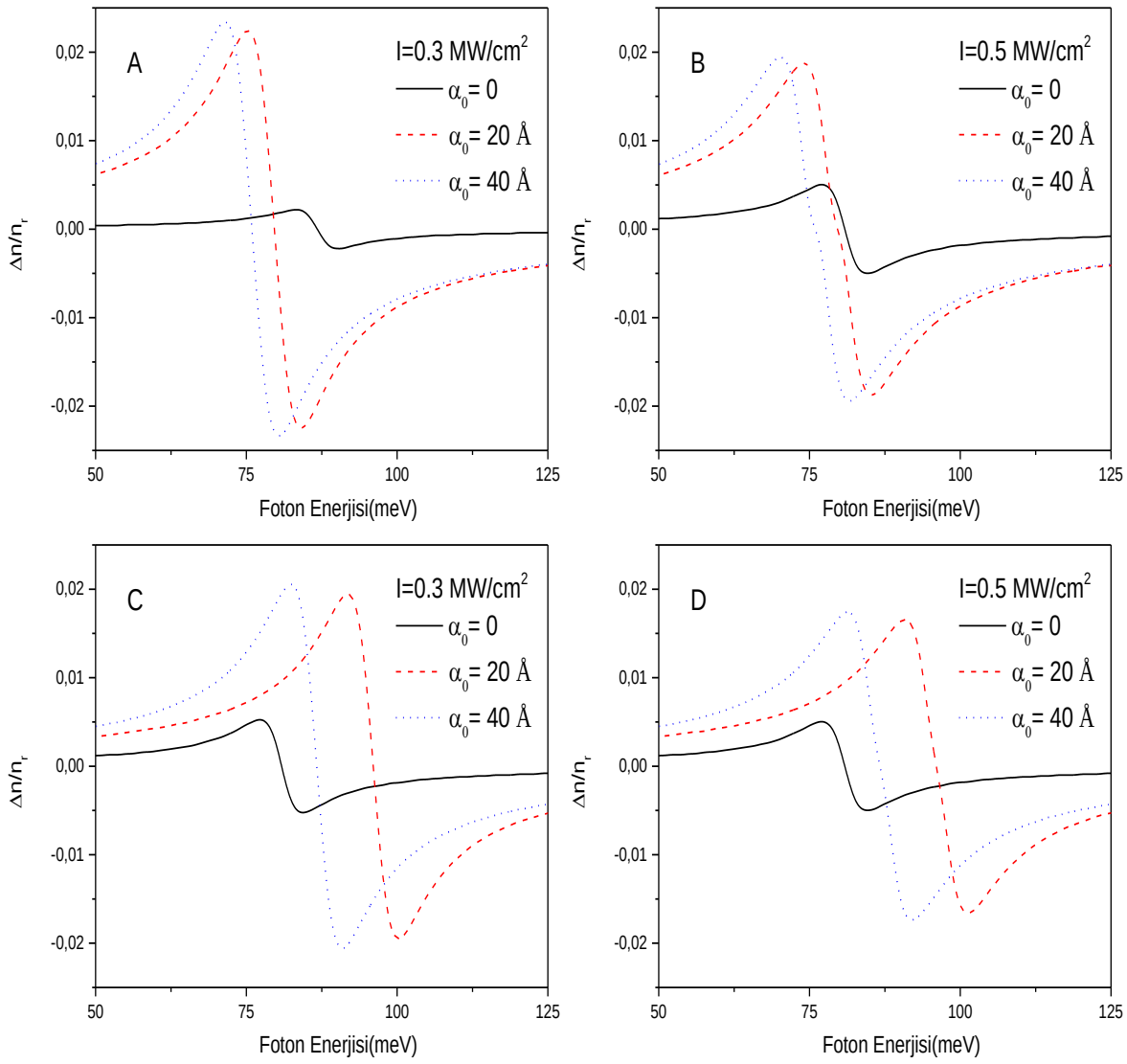
Aynı optik yoğunluk değerleri için yapının toplam kırılma indisi değişimleri Şekil 4.43'te gösterildi. Bu şekilde optik yoğunluğun artmasıyla toplam kırılma indisi değişimlerinin azaldığı gözlenir.

Deltoid kesite sahip kuantum telinin GaN/Al(GaN) malzemelerinden oluşturulduğunda, optik özellikleri öncelikle lazer alan yokken yapı için hangi optik yoğunluklarda inceleyebileceği araştırılır. Şekil 4.44'te 5 kW/cm^2 ve10 kW/cm^2 değerleri için 1-2 geçişlerinin toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimleri verilir. Lazer alan etkisi yokken E_2 ve E_3 enerjileri eşit olduğundan, 1-3 geçişleri için toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimleri 1-2 geçişleriyle aynıdır. Bu kesitte GaN/Al(GaN) malzemelerinden oluşan kuantum telinde lazer alan yokken optik yoğunluğun 10kW/cm^2'den daha büyük değerlerinde lineer olmayan katkının daha büyük olduğu görülür.

Bu malzeme için toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu foton enerjisi 58 meV değeri civarındır ve şiddeti 42x10^2 cm^{-1} değerindedir. Bu şiddet optik yoğunlukla azalma gösterir. Lazer alan yokken toplam kırılma indisi değişimleri farklı optik yoğunluk değerleri için salınım genliğinde az bir miktar değişim gösterir. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum teli ile karşılaştırıldığında toplam soğurma katsayısı maksimum büyüklüğü artıyor ve foton enerji değeri daha küçük değere geliyor. Kırılma indisi değişimlerini karşılaştırıldığında salınım aralığının büyüdüğü gözleniyor.



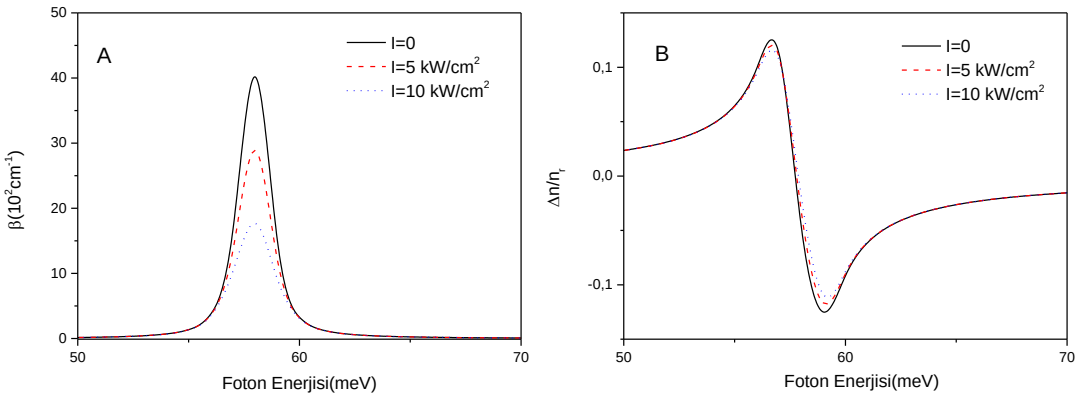
Şekil 4.42. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.5 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.5 MW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri.



Şekil 4.43. GaAs/Al(GaAs) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.5 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.5 MW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.

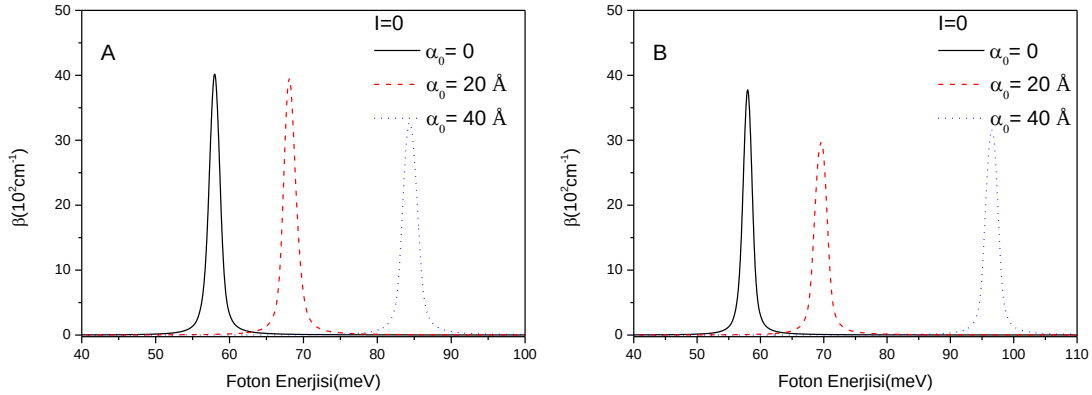
GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum teli ile karşılaştırıldığında ise, toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu foton enerjisinin GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum

telinde daha büyük değer aldığı görülüyor ve soğurma katsayısının büyüklüğü azalıyor. Aynı sonuçlar toplam kırılma indisi değişiminde de görülür.

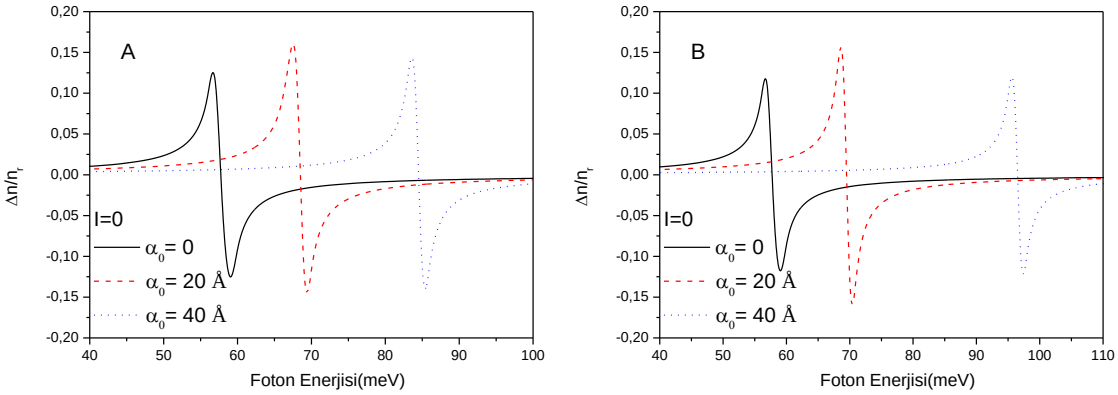


Şekil 4.44. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri.

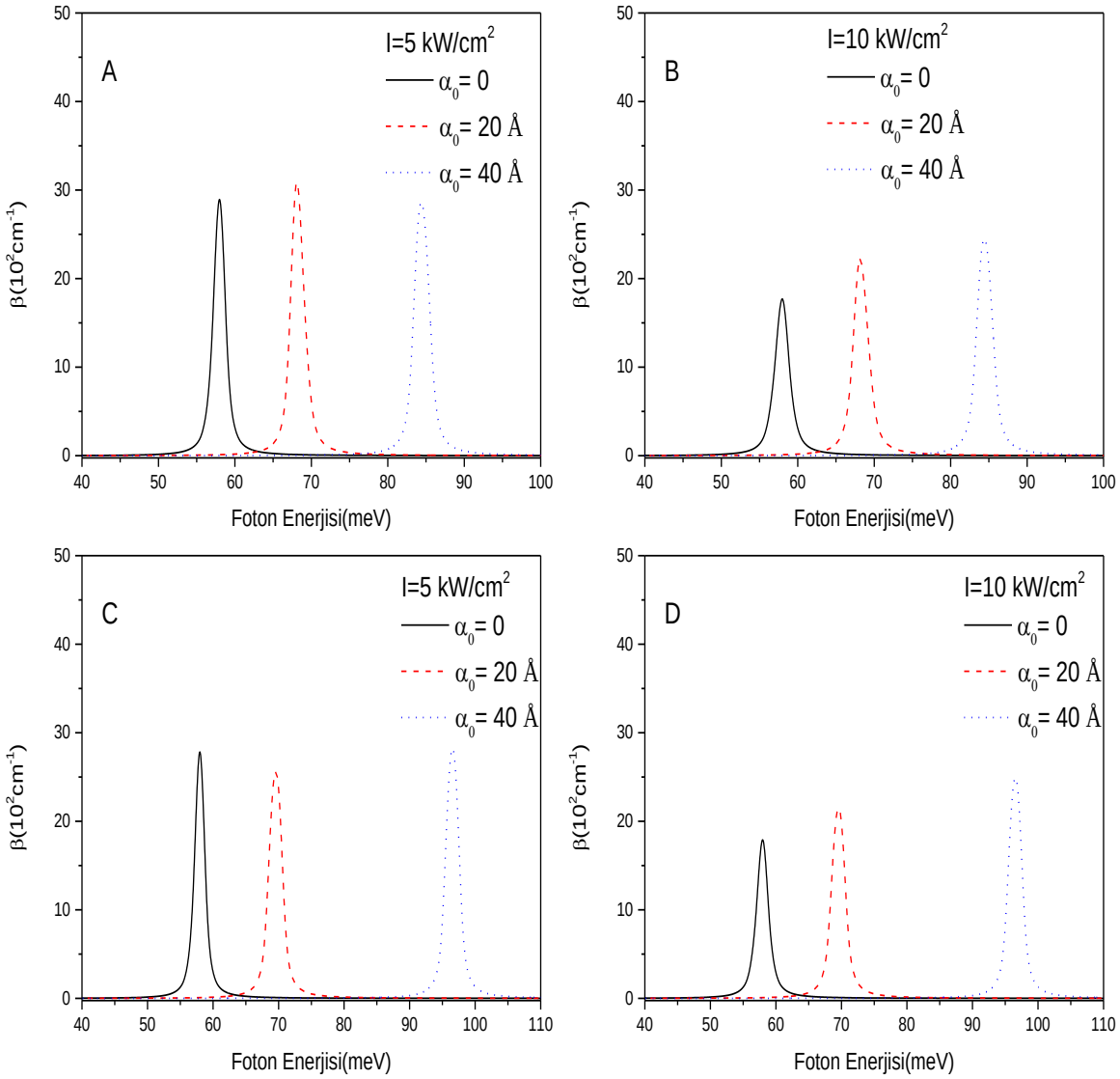
Optik yoğunluğun olmadığı lazer alanın etkisinde sırasıyla 1-2 ve 1-3 geçişleri için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimleri Şekil 4.45'te incelenir. Her iki şekilde de lazer alanın etkisiyle toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu foton enerjilerinin büyük değerlere kaydığı gözlenir. 1-2 geçişlerinde büyük foton enerjilerine kayma gözlenirken, toplam soğurma katsayısının değeri α_0=20Å'da çok az değişirken α_0=40Å'ta fark edilir bir düşme gösterir. 1-3 geçişinde ise toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu değer α_0=20Å'de düşerken α_0=40Å'ta ise bir miktar daha yükselmekte, fakat lazer alan yokken ki değerinin aşağısındadır. Bu davranış kare kesitli GaN/Al(GaN) kuantum telinin 1-3 geçişlerinde gözleniken, fakat 1-2 geçişlerinde farklıdır.



Şekil 4.45. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.



Şekil 4.46. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.



Şekil 4.47. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri.

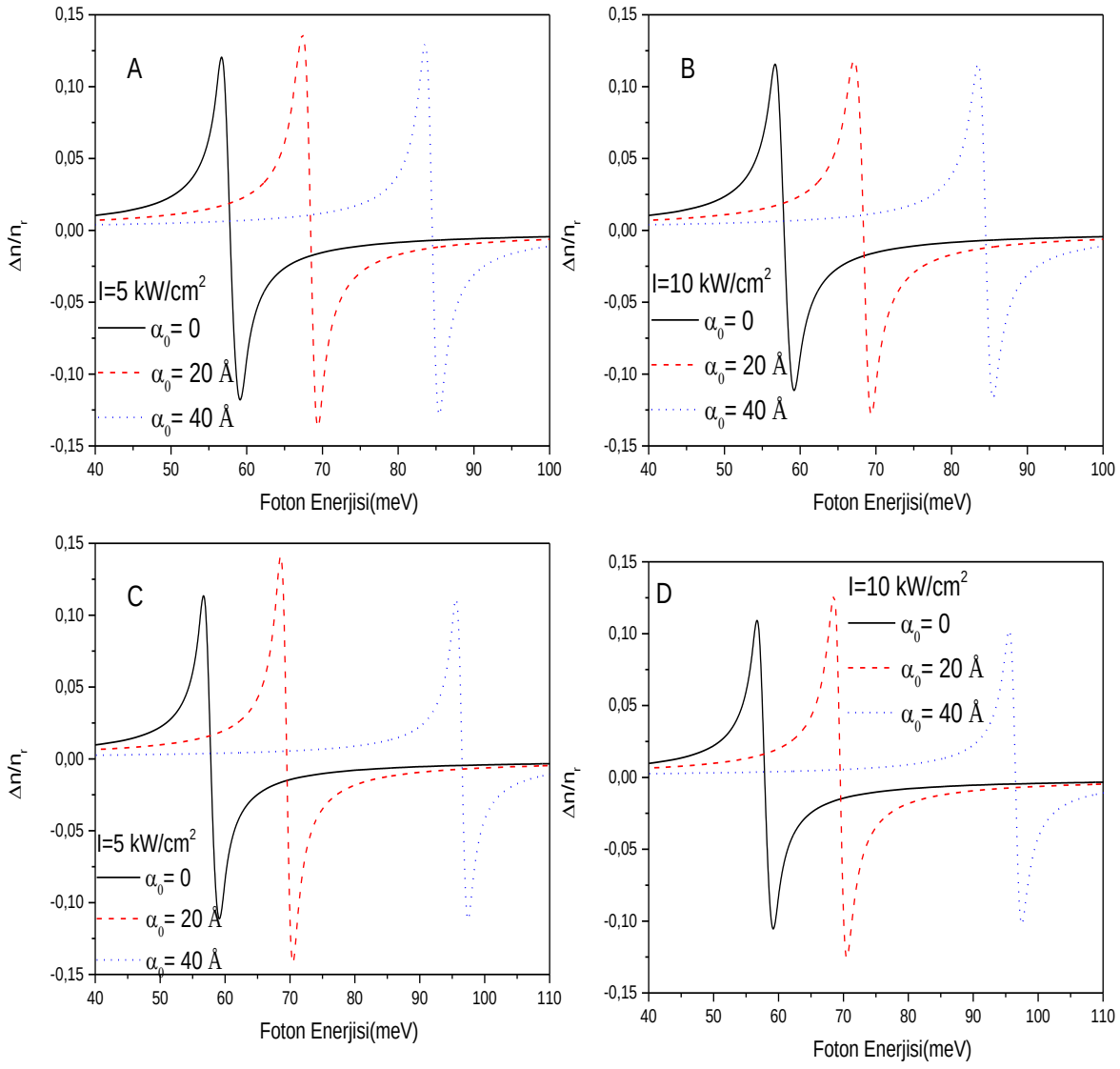
Şekil 4.46'da optik yoğunluğun olmadığı durumda lazer alanın farklı değerleri için foton enerjisine bağlı toplam kırılma indisi değişimleri gösterilir. Lazer alan etkisiyle daha büyük foton enerjilerinde salınımlar gözlenir ve kırılma indisi değişim aralıkları artar. GaN/Al(GaN) kare kesitli kuantum teliyle karşılaştırdığımızda farklı olduğu görülür.

Şekil 4.47'de foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı değişimi optik yoğunluğun I=5 kW/cm^2 ve I=10 kW/cm^2 değerlerinde lazer alanın üç farklı değeri için gösterilir. Şekil 4.47 A ve B'de sırasıyla optik yoğunluğun I=5 kW/cm^2 ve I=10 kW/cm^2 değerlerinde 1-2 geçişleri için toplam soğurma katsayısı değişimi gösterilir. 1-3 geçişleri Şekil 4.47 C ve D'de gösterilmiştir. Optik yoğunluğun artmasıyla toplam soğurma katsayısının maksimum noktalarının şiddeti azalmıştır. Bu optik yoğunluk değerlerinde lazer alan şiddetinin artmasıyla tüm şekillerde daha büyük foton enerjilerinde soğurma katsayısı maksimum olmuştur.

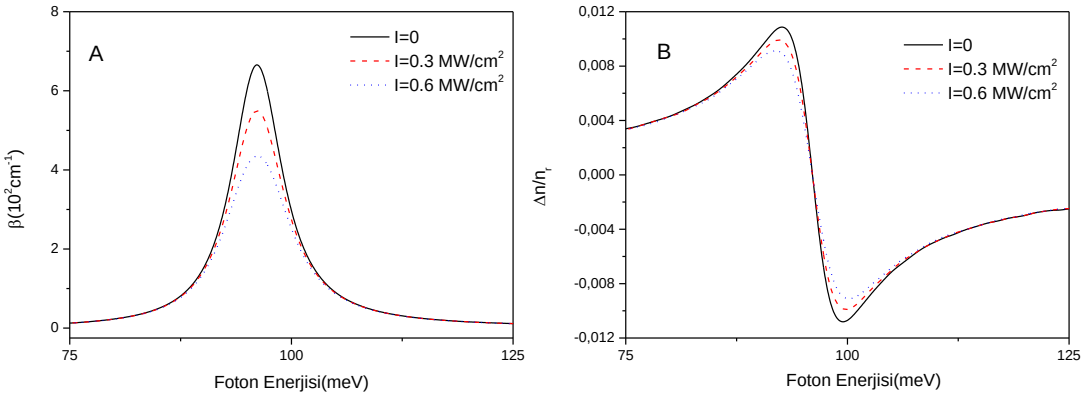
Aynı özelliklere sahip GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin toplam kırılma indisi değişimleri Şekil 4.48'de incelenir. Bu şekillerde dikkat çeken nokta kırılma indisi değişimleri 1-2 geçişlerinde salınım genlikleri yakın değerler alırken, 1-3 geçişinde α_0=40Å için salınım genliğinin değişimleri 0,10 ile -0,10 arasında olduğudur. Bu şekillerden de görüldüğü gibi, yapıların geometrisinin değişmesi toplam soğurma katsayısının ve kırılma indisi değişimlerinde etkili olur.

Yarıçapı 52.5 Å olan GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinde farklı optik yoğunluklar için foton enerjisine bağlı toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimleri Şekil 4.49'de gösterilir. Dairesel kesitli tel için toplam soğurma katsayısı foton enerjisinin yaklaşık 96meV civarında maksimum olur. Optik yoğunluğun artmasıyla toplam soğurma katsayısının maksimum şiddeti azalır. Literatürdeki Niculescu ve arkadaşlarının (Journal of Luminescence, 131, 2011) çalışmasıyla bu sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir. Toplam kırılma indisi değişimleri genliği optik yoğunlukla azalma gösterir.

GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum teline lazer alan uygulandığında lineer soğurma katsayısının şiddetinin arttığı Şekil 4.50'de gösterilir. x yönünde polarize olan ışığı içeren 1-2 geçişi için şekil 4.50 A'da lineer soğurma katsayısının maksimumu lazer genliğinin artmasıyla, çok az büyük foton enerji değerlerine kaymıştır. Fakat y yönünde



Şekil 4.48. GaN/Al(GaN) deltoid kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=10 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=10 kW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.

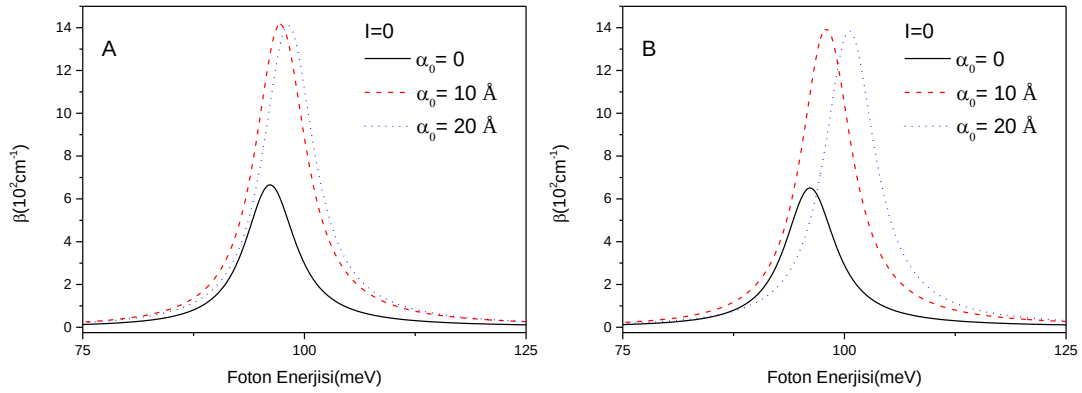


Şekil 4. 49. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri.

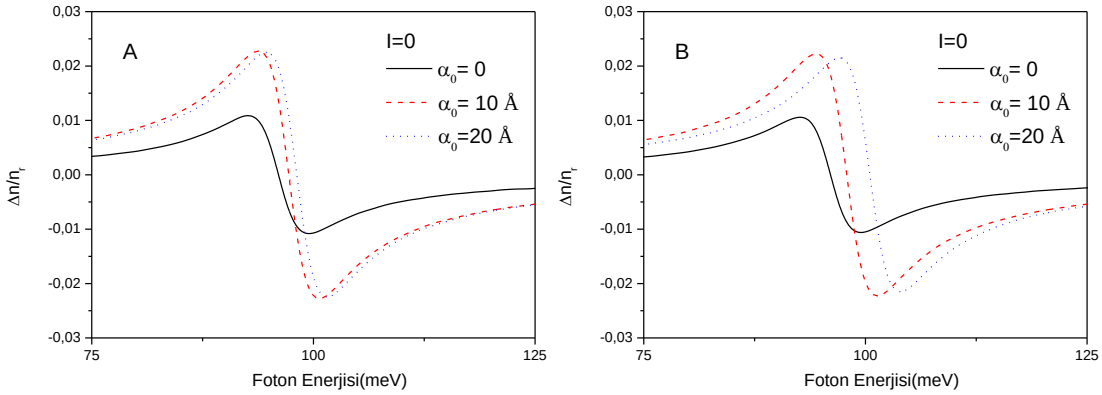
polarize olan ışığı içeren 1-3 geçişlerinde bu kayma fark edilir büyüklüktedir. Lazer alanın şiddeti arttırıldığında ise lineer soğurma katsayısının maksimum şiddeti artmaktadır.

Şekil 4.51'de GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın farklı değerleri için foton enerjisine bağlı sırasıyla 1-2 ve 1-3 geçişleri için toplam kırılma indisi değişimleri gösterilmiştir. 1-2 geçişlerinde lazer giydirme parametresinin α_0=10Å ve α_0=20Å değerleri için çok az bir değişim gözlenirken, 1-3 geçişlerinde ise büyük foton enerjilerine kayma gözlenir.

GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin optik yoğunluğun 0.3 MW/cm^2 ve 0.6MW/cm^2 değerleri için foton enerjisine bağlı farklı lazer alan genlikleri için toplam soğurma katsayısı değişimi Şekil 4.52'te gösterilir. Bu şekilde her iki geçiş için optik yoğunluğun artmasıyla toplam soğurma şiddetinin azaldığı ve genişlediği gözlenir. Optik yoğunluğun 0.6MW/cm^2 değerleri için olan geçişlerde ise, lazer alan şiddetine bağlı olarak rezonans tepe noktası ikiye ayrılır.



Şekil 4.50. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.



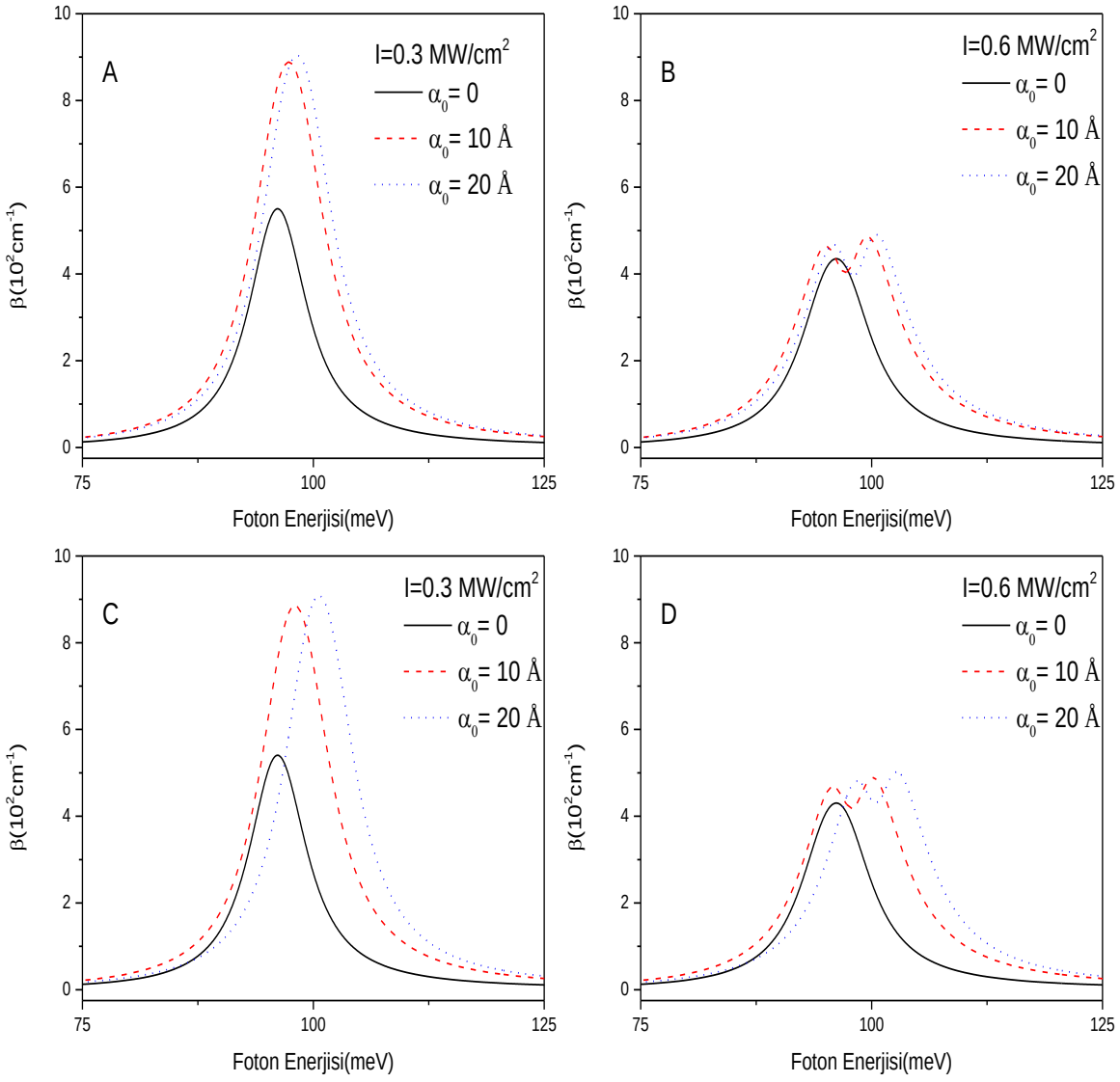
Şekil 4.51. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.

Şekil 4.53'te Şekil 4.52'teki veriler için toplam kırılma indisi değişimileri gösterilir. Optik yoğunluğun artmasıyla kırılma indisi genliklerinin biraz azaldığı gözlenir. GaAs/Al(GaAs) kare ve deltoid kesitli kuantum tellerini GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum teliyle karşılaştırıldığında karakteristiklerin farklı olduğu görüldü. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin daha büyük foton enerjilerinde soğurma katsayının maksimum olduğu gözlendi. Kuantum tellerinin geometrisinin önemli olduğu görüldü.

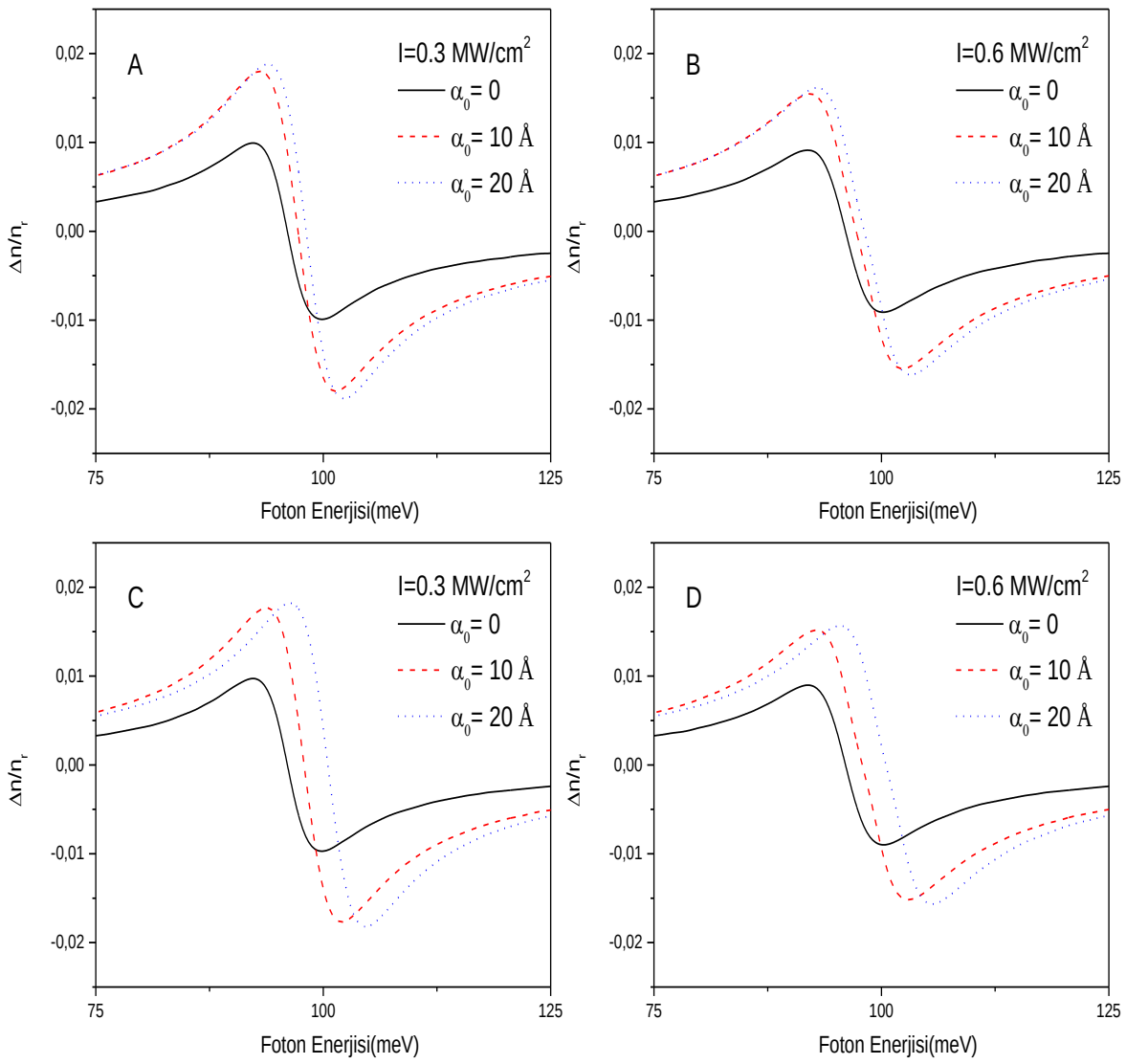
Tanımlanan dairesel kesitli kuantum teli aynı yarıçap değerinde GaN/Al(GaN) malzemelerinden oluşturulduğunda, öncelikle böyle bir telde lazer alan yokken optik yoğunluğun etkisini göstermek için Şekil 4.54'te foton enerjisine bağlı olarak toplam soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimi gösterilir. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinde foton enerjisinin 65meV değerinde lineer soğurma katsayısı maksimum olur ve optik yoğunluğun 0.1MW/cm^2 değerinden sonra ise, 3. derece lineer olmayan soğurma katsayısı daha etkili olduğu gözlenir. Şekilde verilen optik yoğunluk değerlerinin toplam kırılma indisi değişimlerinde etkili olduğu görülür.

Şekil 4.55'te lazer alanın etkisini göstermek için foton enerjisine bağlı 1-2 ve 1-3 geçişleri için toplam soğurma katsayısı değişimi verilir. Her iki geçiş içinde lazer alanın artımıyla birlikte daha büyük foton enerjilerine doğru soğurma katsayısı maksimumu kayar. 1-2 geçişlerindeki bu kaymalarda enerji farkları fazla değildir. 1-2 geçişlerinde lazer alan şiddetinin artmasıyla soğurma katsayısının şiddeti azalır. 1-3 geçişlerinde ise foton enerjisi değerleri 1-2 geçişindekinden büyüktür ve toplam soğurma katsayısı maksimum değerleri yakındır.

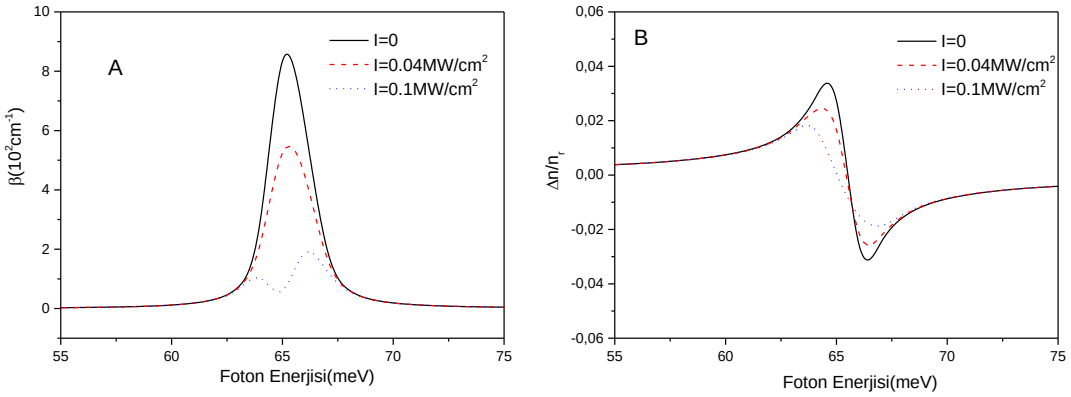
GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinde foton enerjisine bağlı toplam kırılma indisi değişimleri lazer alan altında Şekil 4.56'da gösterilir. Lazer alan altında kırılma indisi değişimlerinin büyük foton enerjilerine kaydığı ve şiddetinin de artığı gözlenir. 1-2 geçişlerinde α_0=20Å değeri için kırılma indisi değişim aralığının α_0=40Å değeri için olandan daha azken, 1-3 geçişlerinde ise tam tersi gözlenir.



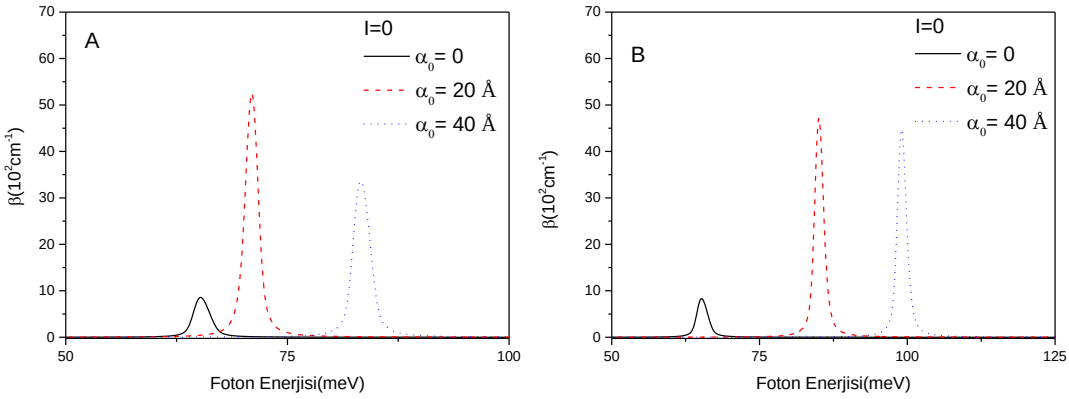
Şekil 4.52. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.6 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.6 MW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri.



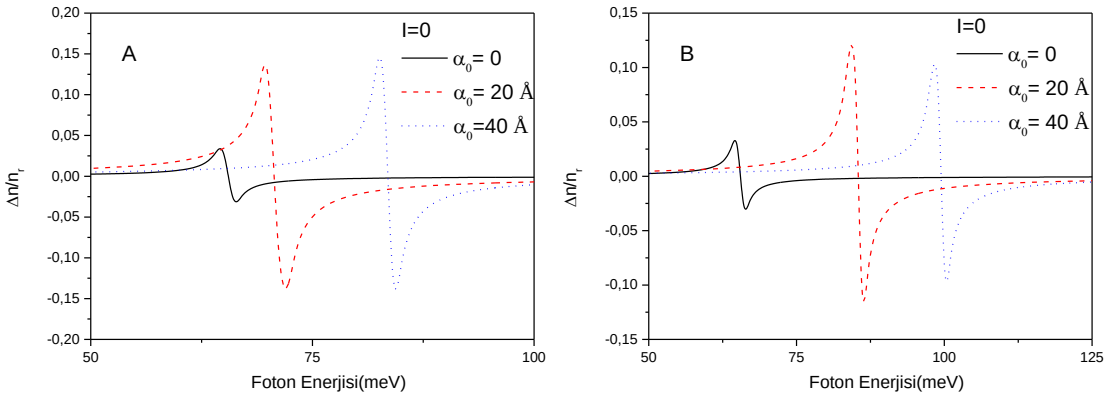
Şekil 4. 53. GaAs/Al(GaAs) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=0.3 MW/cm^2, B) I=0.6 MW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=0.3 MW/cm^2, D) I=0.6 MW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.



Şekil 4. 54. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin farklı optik yoğunluk değerleri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) toplam soğurma katsayısı değişimi ve B) toplam kırılma indisi değişimleri.



Şekil 4.55. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam soğurma katsayısı değişimi.

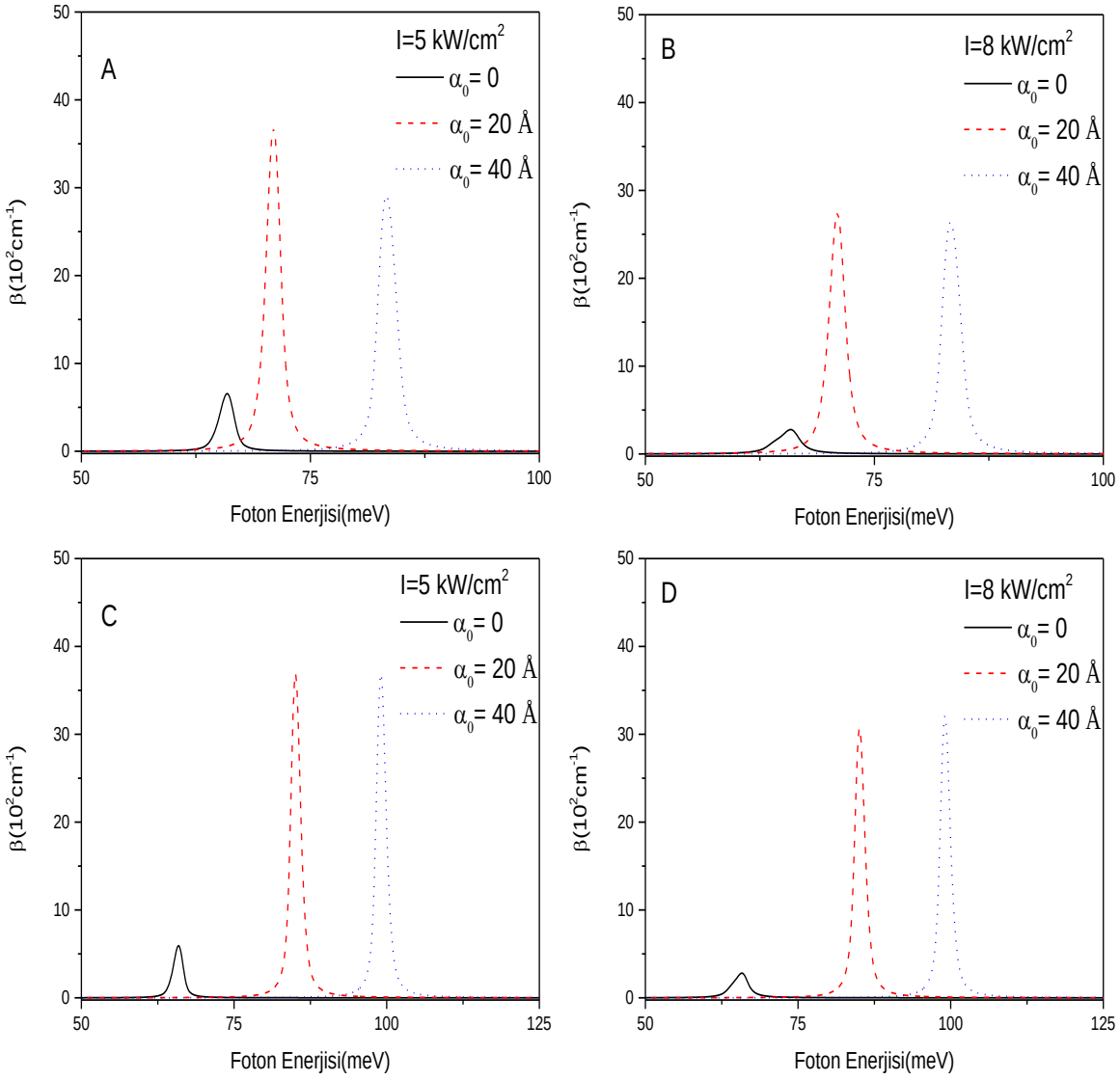


Şekil 4.56. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum tellerinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı A) 1-2 geçişlerinde ve B) 1-3 geçişlerinde toplam kırılma indisi değişimi.

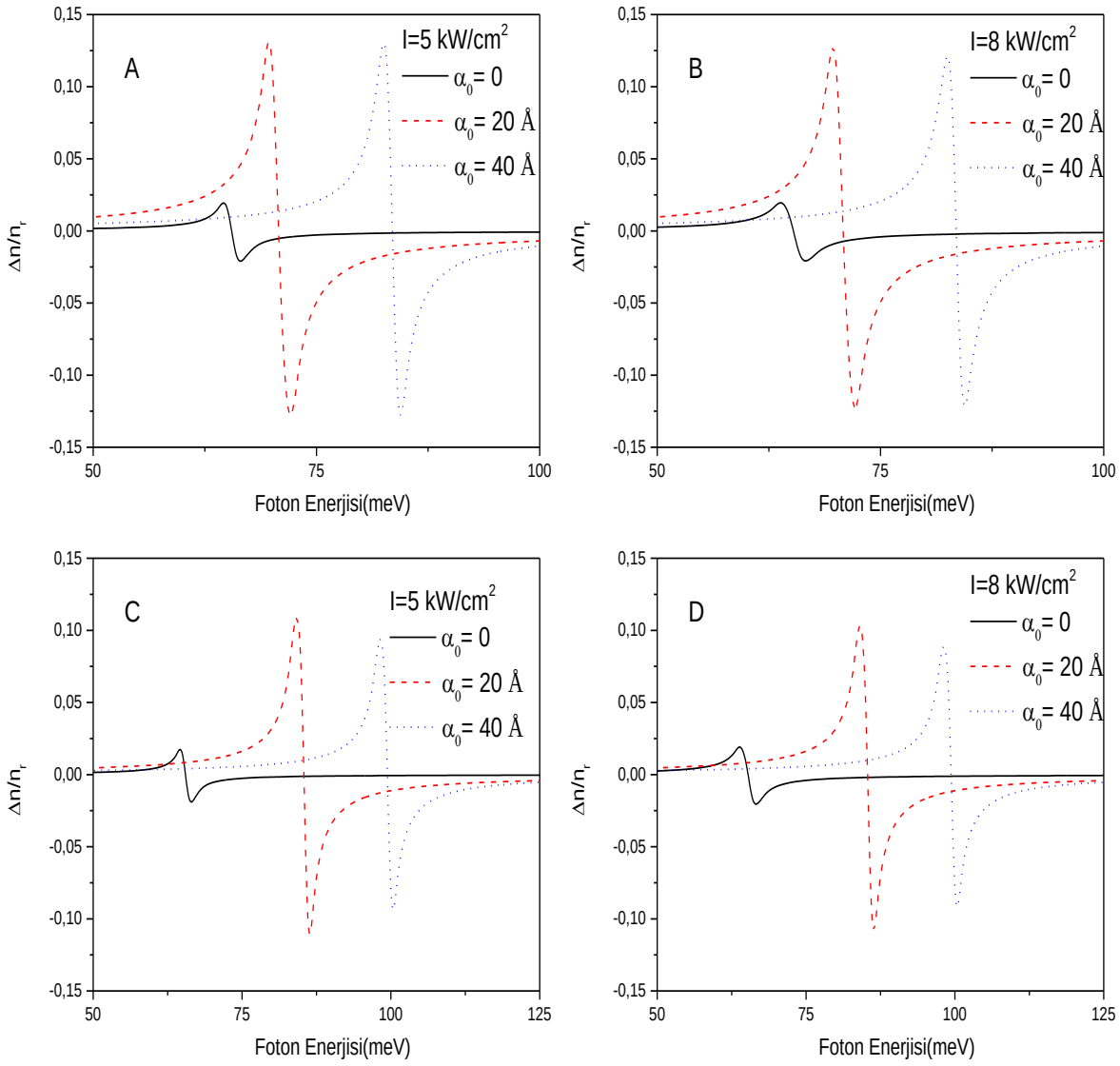
GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin optik yoğunluk değerleri altında lazer alanın etkisi Şekil 4.57'de gösterilir. GaN/Al(GaN) kuantum tellerinde lazer alanın etkisi düşük optik yoğunluklarda görülür. Şekil 4.57 A ve B'de sırasıyla optik yoğunluğun 5kW/cm^2 ve 8 kW/cm^2 değerlerinde 1-2 geçişleri için toplam soğurma katsayısının foton enerjisine bağlılığı gösterilmiştir. Optik yoğunluğun artmasıyla toplam soğurma katsayısının şiddeti azalmıştır ve 8 kW/cm^2 değerinden büyük optik yoğunluklar için 3.derece lineer olmayan soğurma katsayısı daha etkili olmaktadır. Şekil 4.57 C ve D'de ise 1-3 geçişleri gösterilmiş ve A ve B'deki davranışlar gözlenmiştir.

Son olarak kırılma indisi değişimlerinin Şekil 5.57'deki değerler için foton enerjisine bağlı değişimi Şekil 5.58'de gösterilir. Lazer alanın artmasıyla toplam kırılma indisi değişimlerinin büyük foton enerjilerine kaydığı ve şiddetinin arttığı gözlemlenir.

GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum teli ile GaN/Al(GaN) kare ve deltoid kesitli kuantum telleri karşılaştırıldığında telin geometrisinin önemli olduğu görüldü. Çünkü dairesel kesitli telde lazer alan yokken optik yoğunluğun 0.1MW/cm^2 değerine kadar lineer etki görülürken, kare kesitli telde 10kW/cm^2 değerine kadar lineer etki görülür ve lazer alan etkisi dairesel kesitli telde daha fazla fark edilir.



Şekil 4.57. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı, 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=8 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=8 kW/cm^2 değerlerinde toplam soğurma katsayısı değişimleri.



Şekil 4. 58. GaN/Al(GaN) dairesel kesitli kuantum telinin lazer alanın üç değeri için foton enerjisine bağlı 1-2 geçişlerinde A) I=5 kW/cm^2, B) I=8 kW/cm^2 ve 1-3 geçişlerinde C) I=5 kW/cm^2, D) I=8 kW/cm^2 değerlerinde toplam kırılma indisi değişimleri.

Malzemenin etkisi karşılaştırıldığında silindir GaAs/Al(GaAs) kuantum telindeki incelemelerin farklı olduğu gözlenir. Her iki telde yarıçapının aynı olmasına karşın potansiyel yüksekliklerin ve yapı parametrelerinin farklı olması böyle davranmasının sebebidir.

4.5 SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu tezde düşük boyutlu yapılardan farklı geometrilere sahip kuantum kuyuları ve kuantum telleri çalışıldı. Bu yapılar GaAs/Al(GaAs) ve GaN/Al(GaN) malzemeleri için incelendi. Geometri olarak sonlu kare, parabol ve üçgen kuantum kuyusundaki ve kare, deltoid ve dairesel kesitli kuantum tellerindeki elektronun davranışı ayrıntılı olarak incelendi.

Bu düşük boyutlu yapıların elektronik özelliklerini incelemek için efektif kütle yaklaşımı içinde, Hamiltonyenler sonlu farklar yöntemiyle çözüldü. x yönünde polarize olan lazer alan için dalga fonksiyonları ve enerji değişimleri aynı yöntemle hesaplandı. Bulunan bu dalga fonksiyonları ve enerjiler kullanılarak yapıların foton enerjisine bağlı olarak 1.derece lineer ve 3.derece lineer olmayan soğurma katsayısı ve kırılma indisi değişimleri hesaplandı.

Hesaplamalarımızın ilk aşamasında farklı geometrilere sahip kuantum kuyularının giydirilmiş lazer alan parametresine bağlı olarak her iki malzeme için enerji seviyeleri ve potansiyel profilleri incelenmiştir. Lazer alanın kuantum kuyularının potansiyel profilinde yapmış olduğu etki, farklı geometrili kuantum kuyuları için karşılaştırılmalı olarak verilmiştir. Kare kuantum kuyusu potansiyel yüksekliğini kuyu genişliğinin yarı değerine kadar korurken, parabol ve üçgen kuantum kuyularında bu potansiyel yüksekliği korunmadığı görülmüştür. Kuantum kuyularında malzemenin değiştirilmesiyle enerji seviyelerinin lazer giydirme parametresine bağlı olarak değişimleri farklılık göstermiştir. Farklı geometrili kuantum tellerinin lazer alan şiddetine bağlı enerji seviye değişimlerinde GaAs/Al(GaAs) kare kesitli kuantum telinde sadece anticrossing (E_2 ve E_3 enerjilerinin çok yakın değerler alması) noktası gözlenirken, GaN/Al(GaN) malzemesinde oluşturulan kare ve dairesel kesitli kuantum tellerinde anticrossing görülmüştür.

İkinci aşamada ise, çalışmış olduğumuz düşük boyutlu yapıların ışıkla etkileşmesi sonucu ortaya çıkan optik geçişlere ait 1. derece lineer, 3. derece lineer olmayan ve toplam

soğurma katsayıları ve kırılma indisi değişimleri hesaplanmıştır. Bu düşük boyutlu yapılarda lazer alan varken ve yokken toplam soğurma katsayısının maksimum olduğu foton enerjileri bulunmuş ve ayrıntılı şekilde tartışılmıştır. Lazer alanın etkisine ve yapının geometrisine bağlı olarak toplam soğurma katsayısının maksimum değerlerinin olduğu ve kırılma indisi değişimlerindeki foton enerjilerindeki kaymalar gösterilmiş, sebepleri üzerine yorumlar yapılmıştır.

Hesaplarımızın literatürde verilen kuantum kuyuları ve silindir kuntum tellerinin elektronik ve optik özelliklerinin sonuçları ile uyumlu olduğunu gördük. Literatürde kare ve deltoid kesitli kuantum tellerinin enerji seviyelerinin lazer alan altındaki incelemelere ait çalışmalar bulunmadığından, bu çalışmanın bu eksikliği karşılayacağını düşünüyoruz. Bizim tarafımızdan ilk kez bu yapılarda optik özelliklerin açıklandığı bu çalışmadan çıkan göre sonuçlara, düşük boyutlu yapıların malzemesinin ve geometrisinin lazer alan altında enerjilerde, toplam soğurma katsayısında ve kırılma indisi değişimlerinde önemli etkisi olduğu görüldü. Umuyoruz ki, bu teorik sonuçların elektro optik cihazlar için pratik uygulamalarında etkili olacaktır. Bu tezin düşük boyutlu yapılar üzerine deneysel ve teorik çalışma yapacaklara yol gösterici olabileceğini düşünüyoruz.

Bundan sonraki çalışmalarımızda GaN/Al(GaN) malzemesiyle oluşturulan düşük boyutlu yapıların elektronik ve optik özellikleri, potansiyel yüksekliğine, geometrik şekline ve dışarıdan uygulan alanlara bağlı olarak detaylı şekilde araştırılacaktır.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı **:** Bahadır BEKAR

Uyruğu **:** T.C.

Doğum Yeri Ve Tarihi **:** Havsa, 23/11/1981

E-Mail **:**bahadirbekar@yahoo.com.tr

EĞİTİM

Derece	Adı İl, İlçe	Bitirme yılı
İlkokul	Fatih ilkokulu, Edirne\ Keşan	1993
Ortaokul	Atatürk ortaokulu, Edirne\ Havsa	1996
Lise	Melahat Kilimci Lisesi Edirne \ Havsa	1999
Üniversite	Hacettepe Üniversitesi, Ankara	2001
Üniversite	Trakya Üniversitesi, Edirne	2007
Yüksek Lisans	Trakya Üniversitesi, Edirne	2009
Doktora	Trakya Üniversitesi, Edirne	….

İŞ DENEYİMLERİ

Trakya Üniversitesi Öğretim Görevlisi 2010

YAYINLAR

A.ULUSLARARASI YAYINLAR

A3. Science Citation Index (SCI) tarafından taranan hakemli dergilerde yayımlanmış makaleler.

A3-1. F. K. Boz, S. Aktas, B. Bekar, S.E. Okan, "Laser field-driven potential profiles of double quantum wells", *Physics Letters A*, **376(4),** 590-594 (2012).

A12. Periyodik olarak bir-dört yılda bir düzenlenen ve bilimsel hakem kurulu olan uluslararası düzeyde tanınmış bir cemiyet veya dernek tarafından düzenlenen kongre veya sempozyumda (yurt içinde düzenlenen uluslararası kongre ve konferanslar dahil):

A12.b-Sunulan ve özeti yayımlanan sözel bildiri yazarlığı

A12.b-1. F. K. Boz, B. Bekar " Behavior of an electron in a cylindrical AlAs/GaAs/Alx(Ga1-xAs) quantum well wire under the influence of an external azimuthal magnetic field" Turkish Physical Society 33rd International Physics Congress, Abstract Book, Bodrum, Turkey 2017.

A12.b-2. F. K. Boz, B. Bekar "Electronic and optical properties in a cylindrical GaN/AlGaN quantum well wire under laser field" Turkish Physical Society 33rd International Physics Congress, Abstract Book, Bodrum, Turkey 2017.

A12.b-3. B. Bekar, F. K. Boz "Electronic properties of GaAs-(GaAl)As quantum well-wires: The influences of azimuthal magnetic and laser fields" 9th International Physics Conference of The Balkan Physical Union-BPU9, Abstract Book, İstanbul, Turkey 2015.

A12.d-Tam metni veya özeti yayımlanan poster bildiri yazarlığı

A12.d.1. B. Bekar, F.K. Boz "Optical properties of the quantum wells of different geometries" 14th International Conference on Nanosciences and Nanotechnologies, Abstract Book, Porto Palace Conference Centre & Hotel, Thessaloniki, Greece 2016.

B. ULUSAL YAYINLAR

B9. Üniversite veya birimi tarafından veya katılımıyla düzenlenen bilimsel hakem kurulu olan, bir kongre veya sempozyumda:

B9.b-Sunulan ve özeti yayımlanan sözel bildiri yazarlığı

B9.b. 1. B. Bekar, İ. Güneri, F.K. Boz, S. Aktas, S. E. Okan "Tek, Çift Ve Üçlü GaN Kuantum Kuyularında Lazer ve Elektrik Alanın Birlikte Etkisi" *16. Ulusal Sıvıhal Fiziği Sempozyumu,* Özet Kitabı, İstanbul, 2012.

B9.b. 2 B.Bekar, Ş. Aktaş, F. K. Boz, Ş. E. Okan "Effect of Laser on Quantum Well" *13. Ulusal Sıvıhal Fiziği Sempozyumu,* Özet Kitabı, Tuzla, İstanbul, 2009.

B9.d-Tam metni veya özeti yayımlanan poster bildiri yazarlığı

B9.d.1 F.K. Boz, B. Bekar, S. Aktas,"Effects of external fields on semiconductor two-dimensional Structures" *6. Nanoscience and Nanotechnology Conference*, Özet Kitabı, 307, Çeşme ,İZMİR, 2010.

B9.d.2 O. Kilicoglu, B. Bekar, F.K. Boz, S. Aktas " The Electronic Properties under Magnetic and Electric Fields of an Electron in Multilayered Cubic Quantum Dot" *4. Nanobilim ve Nanoteknoloji Konferansı,* Özet Kitabı, 247, İstanbul, 2008.

REFERANSLAR

Aharonov, Y.& Bohm, D. (1959). Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. *Physical Review Journals Archive*, 115(3), 485.

Altınok, Y. (2013). Elektrik Alan, Sıcaklık Ve Basıncın Küresel Kuantum Noktanın Elektronik Ve Optik Özellikleri Üzerine Etkisi. Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Altuntaş, H. (2009). $Al_xGa_{1-X}As/GaAs$ Kuantum Kuyulu Fotodedektör Yapılarının Üretilmesi Ve Fiziksel Özelliklerinin Belirlenmesi, Doktora Tezi. Ankara : Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, .

Andersson, T. G., Liu, X.Y., Aggerstam, T., Holmstriöm, P ., Lourdudoss, S., Thylen, L., Chen, Y. L., Hsieh, C.H.& Lo, I. (2009). Macroscopic defects in GaN/AlN multiple quantum well structures grown by MBE on GaN templates. *Microelectronics Journal*, 40(2), 360-362.

Arı, N., Özen, Ş., Çolak, Ö. H. & Tenşeli A. Y. (2008). *Elektro Manyetikte Sonlu Farklar Metodu*. Ankara:Palme.

Arriaga, J., Hernandez-Cocoletzi, H. & Contreras-Solorio, D. A. (2003). Electronic structure of cubic GaN/AlGaN quantum wells. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 17, 238-239.

Avazzadeh, Z., Khordad, R., Bahramiyan, H.& Mohammadi, S. A. (2016). Energy gap renormalization and diamagnetic susceptibility in quantum wires with different cross-sectional shape. *Journal of Computational Electronics*, 15(3), 931-938.

Aydın, R. (2013). İki Elektronlu Ve Çok Tabakalı Küresel Bir Kuantum Noktasının Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Konya: Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü .

Barnham, K.& Vvendensky, D. (2001). *Low-dimensional Semiconductor Structures: Fundamentals and Device Applications*. Cambridge: Cambridge University Press.

Barseghyan, M. G., Duque, C. A., Niculescu, E. C. & Radu, A. (2014). Intense laser field effects on the linear and nonlinear optical properties in a semiconductor quantum wire with triangle cross section. *Superlattices and Microstructures*, 66, 10-22.

Barseghyan, M. G., Manaselyan, A. Kh., & Kirakosyan, A. A. (2006). Intersubband absorption in quantum wire with a convex bottom in a magnetic field. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 18(33).

Baumgartner, A., Ihn, T., Ensslin, K., Maranowski, K.& Gossard A. C. (2007). Quantum Hall effect transition in scanning gate experiments. *Physical Review B*, 76(8).

Bejan, D., &Niculescu, E. C. (2016). The effects of the intense laser and magnetic fields on the group velocity of light in GaAs/Al0.3Ga0.7As near-surface quantum well. *Nanostructures*, 75, 149-155.

Beşikçi, D. D. (2012). Yeni Yarı İletken Teknolojileri, ODTÜ Elektrik Elektronik Müh. Ders slaydı. Yeni Yarı İletken Teknolojileri -ODTÜ Elektrik Elektronik Müh. Ders slaydı.

Bhatt, R., Piraux, B.& Burnett, K. (1988). Potential scattering of electrons in the presence of intense laser fields using the Kramers-Henneberger transformation. *Physical Review A*, 37.

Bilekkaya, A. (2008). Çoklu Kuantum Tel Ve Noktalarının Elektronik Özellikleri. Edirne: Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Bilekkaya, A., Aktaş,Ş., Okan, Ş.E.& Karaca Boz, F. (2008). Electric and magnetic field effects on the binding energy of a hydrogenic impurity in quantum well wires with different shapes. *Superlattices and Microstructures*, 44(1), 96-105.

Burileanu, L. M.& Radu, A. (2011). THz laser field effect on the optical properties of cylindrical quantum well wires. *Optics Communications*, 284(7), 2050-2055.

Cakir, B., Yakar, Y. & Özmen, A. (2011). Linear And Nonlinear Refractive Index Changes In Spherical Quantum Dot. *Progress In Electromagnetics Research M*, 21, 77-92.

Can, N. (2011). Polar Ve Polar Olmayan Doğrultularda Büyütülen GaN Tabakalarının Optik Özellikleri. Balıkesir: Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Cardona, M. & Harbeke, G. (1965). Optical Properties and Band Structure of Wurtzite-Type Crystals and Rutile*. Physical Revıew, 137(5), 1467-1476.

Chen, B., Guo, K.-X., Liu, Z.-L, Wang, R-Z., Zheng, Y.-B.&Li, B. (2008). Second-order nonlinear optical susceptibilities in asymmetric coupled quantum wells. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 20(25).

Cynthia, J.P.& Colinge, A. (2011*). Physics of Semiconductor Devices/ Yarıiletken Devre Elemanları Fiziği*. Prof. Dr. Sabahattin Tüzemen, Süleyman Tekmen(Çev.).Ankara. Nobel.

Çakır, B., Yakar, Y.& Özmen, A.(2012). Refractive index changes and absorption coefficients in a spherical quantum dot with parabolic potential. *Journal of Luminescence*, 132(10), 2659-2664.

Dalgıç, H. A. (2013). Yüksek Frekans Deniz Radarının Zaman Uzayı Sonlu Farklar Yöntemi İle Modellenmesi . Kocaeli: Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü.

Doğan, E. (2014). Disk Biçimli Kuantum Nokta Yapılarının Elektronik Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi. Konya: Selçuk Üniversitesi Fen Bilkimleri Enstitüsü.

Duque, C., Mora-Ramos, M., Yesilgul, U., Ungan, F., Sakiroglu, S., Kasapoglu, E., Sari, H.& Sökmen, I. (2014). Intense Laser Field Effects on the Shallow-Donor Impurity

States in Rectangular-Shaped Quantum Well Wires. *Acta Physica Polonica A*, 125(2), 198-201.

Ekimov, A. I., Efros, Al. L.& Onushchenko, A. A. (1993). Quantum size effect in semiconductor microcrystals. *Solid State Communications*, 88(11-12), 947-950.

El-Moghraby, D., Johnson R.G.,& Harrison, P., (2003). Calculating modes of quantum wire and dot systems using a finite differencing technique. *Computer Physics Communications*, 150(3), 235-246.

Franken, P. A., Hill, A. E., Peters, C. W., & Weinreich, G. (1961). Generation of Optical Harmonics. *Physical Review Letters*, 7(4), 118.

Franken, P. Hill, A., Peters, C., Weinreich, G., (1961). Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7(4), 118-119.

Gavrila, M. & Kamiński, J. Z. (1988). Free-Free Transitions in Intense High-Frequency Laser Fields. *Physical Review Letters* , 52(8), 613.

Gavrila, M. (2002). Atomic stabilization in superintense laser fields. Journal of Physics B: Atomic, *Molecular and Optical Physics*, 35(18).

Girgin, D. D. (2016, Mart 27). http://zgirgin.pau.edu.tr/Dokumanlar/Sayısal%20Analiz.pdf.

Gül, D. (2014). Nonlinear Optical Properties Of A Two-Dimensional Quantum Pseudo-Dot System Under İntense Laser Field. İzmir: Dokuz Eylül Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Güneri, İ. (2013). GaN/AlGaN kuantum kuyularının elektronik özellikleri. Edirne : Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Harrison, P.& Valavenis, A. (1999). *Quantum Wells, Wires and Dots: Theoratical and Computational Physics*. New York, USA: John Wiley & Sons, Inc.

Henneberger, W. C. (1968). Perturbation Method for Atoms in Intense Light Beams. *Physical Review Letters*, 21(12), 838.

http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1054/mod_resource/content/1/Bolum-3.pdf .

http://www.acikders.org.tr/pluginfile.php/1070/mod_resource/content/1/Bolum-11.pdf .

http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/

http://www.mikrodalgamuhendisi.com/index.php/genel-bilgiler/110-gan-gaas-farklari .

https://ocw.mit.edu/courses/materials-science-and-engineering/3-22-mechanical-behavior-of-materials-spring-2008/projects/iii_v_2/

https://www.intechopen.com/books/nanowires/low-temperature-phase-separation-in-nanowires

Ibragimov, G. (2004). Optical intersubband transitions in quantum wires with an applied magnetic field. *Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics*, 7(3), 283-286.

Imamura, K., Sugiyama, Y., Nakata, Y., Muto, S., & Yokoyama N. (1995). New optical memory structure using self-assembled InAs quantum dots. *Japanese Journal of Applied Physics*, 34(11a), 1445-1447.

Jacak, L. (2000). Semiconductor quantum-dots—towards a new generation of semiconductor devices. *European Journal of Physics*, 487-497.

Jianga X., Lia, S. S.& Tidrow, M. Z. (1999). Study of intersubband transition in quantum dots and quantum dot infrared photodetectors. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 5(1-2), 27-35.

Karabulut, İ. (2008). Asimetrik Kuantum Kuyu Yapılarının Lineer Olmayan Optik Özelliklerinin İncelenmesi . Konya: Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Karabulut, İ. (2010. Laser field effect on the nonlinear optical properties of a square quantum well under the applied electric field. *Applied Surface Science*, 256(24), 7570-7574.

Karabulut, İ.& Baskoutas, S. (2008). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in spherical quantum dots: Effects of impurities, electric field, size, and optical intensity. *Journal of Applied Physics*, 103(7), 073512.

Karabulut, İ., Atav, Ü., Şafak, H.& Tomak, M. (2007). Linear and nonlinear intersubband optical absorptions in an asymmetric rectangular quantum well. *The European Physical Journal B*, 55(3), 283-288.

Kasapoglu, E., Sarı, H., Güneş, M., & Sokmen, I. (2004). Magnetic Field And Intense Laser Radiation Effects On The Interband Transitions In Quantum Well Wires. *Surface Review and Letters*, 11, 403-409.

Kazarinov, R. F.& Suris, R.A. (1971). Possibility of amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with superlattice. *Soviet Physiscs Semicondutcors*, 5(4), 707-709.

Khordad, R.& Bahramiyan, H. (2015). Effect of cross sectional-shape on electronic states in quantum wires with and without impurity: Arnoldi algorithm. *Superlattice and Microstructures*(88), 651-661.

Khordad, R., Kheiryzadeh Khaneghah, S.& Masoumi, M. (2010). Effect of pressure on intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a V-groove quantum wire. *Superlattices and Microstructures*, 47(4), 538-549.

Kırak, M. (2011). Küresel Kuantum Noktalarında Dış Elektrik Ve Manyetik Alanda Hidrojenik Safsızlık Problemi. Kayseri: Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Kirstaedter, N., Schmidt, O. G., Ledentsov, N. N., Bimberg D., Ustinov, V. M., Egorov, A. Yu., Zhuko,v A. E., Maximov, M. V., Kop'ev, P. S. & Alferov, Zh. I. (1996). Gain and differential gain of single layer InAs/GaAs quantum dot injection lasers. *Applied Physics Letters*, 69(9), 1226.

Klitzing, K. V., Dorda G. & Pepper, M. (1980). New Method for High-Accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance. *Physıcal Revıew Letters*, 45(6), 494.

Koide, Y., Itoh, H., Khan, M. R. H., Hiramatu, K., Sawaki, N.& Akasaki, I. (1987). Energy band-gap bowing parameter in an AlxGa1−x N alloy. *Journal of Applied Physics*, 61, 4540.

Koksal, M., Kilicarslan, E., Sari, H., & Sokmen, I. (2009). Magnetic-field effect on the diamagnetic susceptibility of hydrogenic impurities in quantum well-wires. *Physica B: Condensed Matter*, 21(15), 3850-3854.

Kouhi, M. (2016). Electric field effect on the quadratic electro optic effects and electro absorption process in GaN/AlGaN spherical quantum dot. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 127(6), 3379-3382.

Küçük, S. (2013). Yarı-Parabolik Kuantum Kuyusunda Lineer Ve Lineer Olmayan Optik Özeliklerin İncelenmesi . Harran Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Leobandung, E., Guo, L., & Chou, S. Y. (1995). Single hole quantum dot transistors in silicon. *Applied Physics Letters*, 67(16), 2338.

Liu.,C.-H., Xu, B.-R. (2008). Theoretical study of the optical absorption and refraction index change in a cylindrical quantum dot. *Physics Letters A*, 372(6), 888-892.

Marinescu, M., & Gavrila, M. (1996). First iteration within the high-frequency Floquet theory of laser-atom interactions. *Physical Review A*, 53(4), 2513.

Masale, M. (1999). Optical transitions in a cylindrical quantum wire. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 5(1-2), 98-107.

Masale, M. (2000). Oscillator strengths for optical transitions in a hollow cylinder. *Physica B: Condensed Matter*, 292(3-4), 241-249.

Masale, M. (2000). Oscillator strengths for optical transitions near a cylindrical cavity. *Physica B: Condensed Matter*, 291(3-4), 256-265.

Masale, M., Tshipa M., Nijegorodova, N.& Rowlands, G. (2012). Oscillator strengths of optical transitions of a cylindrical shell: Crossed static electric and magnetic fields. *Superlattices and Microstructures*, 51(2), 265-273.

Miller, D. (1990). Quantum well optoelektronic switching devices. *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, 1(1).

Niculescu, E. C. (2014). Impurity-related photoionization cross section in a pyramid-shaped quantum dot: Intense laser field and hydrostatic pressure effects. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 63, 105-113.

Niculescu, E. C., Burileanu, L. M., & Radu, A. (2008). Density of impurity states of shallow donors in a quantum well under intense laser field. *Superlattices and Microstructures*, 44(2), 173-182.

Niculescu, E. C., Burileanu, L. M., Radu, A.& Lupaşcu, A. (2011). Anisotropic optical absorption in quantum well wires induced by high-frequency laser fields. *Journal of Luminescence,* 131(6), 1113-1120.

Niculescu, E. C., Cristea, M.,& Radu, A. (2014). Laser-dressed donor states in a CdS/SiO2 spherical nanodot under applied electric fields. *Superlattices and Microstructures,* 69, 65-75.

Niculescu, E. C., Radu A.& Stafe, M. (2009). Laser effects on the donor states in V-shaped and inverse V-shaped quantum wells. *Superlattices and Microstructures,* 46(3), 443-450.

Niculescu, E. C.,& Eseanu, N. (2010). Dielectric enhancement of the exciton energies in laser-dressed near-surface quantum wells. *Superlattices and Microstructures,* 48(4).

Niculescu, E. C.,& Radu, A. (2010). Laser-induced diamagnetic anisotropy of coaxial nanowires. *Current Applied Physics,* 10(5), 1354-1359.

Peremeci, Ö. E. (2006). Peremeci.org. http://www.peremeci.org/yayinlar/sayisal-analiz/kismi-diferansiyel-denklemlerin-sayisal-cozumu/: http://www.peremeci.org/yayinlar/sayisal-analiz/kismi-diferansiyel-denklemlerin-sayisal-cozumu/ adresinden alındı

Petroff, P. M., & Den Baars, S. P. (1994). MBE and MOCVD growth and properties of self-assembling quantum dot arrays in III-V semiconductor structures. *Superlattices and Microstructures,* 15.

Popov, A. M., Tikhonova, O. V., & Volkova, E. A. (1999). Applicability of the Kramers-Henneberger approximation in the theory of strong-field ionization. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 32(14), 3331-3345.

Radu, A., & Niculescu, E. C. (2010). Intense THz laser effects on off-axis donor impurities in GaAs–AlGaAs coaxial quantum well wires. *Physics Letters A*, 374(15-16), 1755-1761.

Reed, M. A. (1993). Quantum Dots ,(1993). *Scientific American*, 268,118-123.

Reed, V. C.& Burnett, K. (1990). Ionization of atoms in intense laser pulses using the Kramers-Henneberger transformation. *Physical Review A* , 42(5).

Rezaei, G., Mousavi, S.& Sadeghi, E. (2012). External electric field and hydrostatic pressure effects on the binding energy and self-polarization of an off-center hydrogenic impurity confined in a GaAs/AlGaAs square quantum well wire. *Physica B: Condensed Matter*, 407(13), 2637-2641.

Saften, Y. (2007). Y. Saften, Kuantum Noktalarının Sonlu Farklar Yöntemi İle Çözümü. Trakya Üniversitesi Fen Bilimleri Ensitüsü.

Sakaki, H. (1980). Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures. *Japanese Journal of Applied Physics*, 19(12), 735-738.

Saleh B. E. A. & Teich M. C. (2013). *Fundamentals of Photonics*, 2nd Edition. Wiley Authenticity Guarantee.

Sarı, H. (2016). http://80.251.40.59/eng.ankara.edu.tr/hsari/bolum-11-yariiletkenler-1.pdf

Sırlı, A. (2015). , Asimetrik Yarı Parabolik Kuantum Kuyuların Elektronik Ve Optik Özellikleri. Bozok Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Singh, J.& Arbor, A. (2003). *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*. Cambridge: University of Michigan, Ann Arbor.

Sonawane, U. S., Samuel, E.P., Kasar, C. K. & Patil, D. S. (2017). Effect of biasing voltage on quantum confinement in GaN/AlxGa1-xN nanowire structure. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 115-123.

Ş. Aktas, F. K. Boz, A. Bilekkaya, S. E. Okan (2009). The electronic properties of a coaxial square GaAs/AlxGa1−xAs quantum well wire in an electric field. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 41, 1572-1576.

Şakiroğlu, S., Ungan, F., Yesilgül, Ü., Mora-Ramos, M. E., Duque, C. A., Kasapoglu E.& Sarı, H. (2012). Nonlinear optical rectification and the second and third harmonic generation in Pöschl–Teller quantum well under the intense laser field. *Physics Letters A*, 376(23), 1875-1880.

Temiz, M. (1995). GaAs Teknolojisi. Pamukkale University Engineering College Mühendislik Dergisi, 1(2), s. 81-87.

Tsetseri, M.& Triberis, G. P. (2002). A study of the ground state of quantum wires using the finite difference method. *Superlattices and Microstructures*, 32(1), 79-90.

Ungan, F., Yeşilgül, Ü., Kasapoglu, E., Sarı, H. & Sökmen, İ. (2012). Effects of applied electromagnetic fields on the linear and nonlinear optical properties in an inverse parabolic quantum well. *Journal of Luminescence*, 132(7), 1627-1631.

Vahdania, M. R. K.& Rezaei, G. (2009). Linear and nonlinear optical properties of a hydrogenic donor in lens-shaped quantum dots. *Physics Letters A*, 373(34), 3079-3084.

Valadares, E. C. (1990). Resonant tunneling in double-barrier heterostructures tunable by long-wavelength radiation. *Physical Review B*, 41(2).

Vieu, C., Carcenac, F., Launois H., Fontaine, C.,& Munoz-Yague A., (1994). Fabrication of quantum semiconductor structures by high energy electron beam lithography of an inorganic epitaxial resist on GaAs. *Superlattices and Microstructures*, 15(2).

Volkova, E. A., Popov, A. M.,& Smirnova, 0. V. (1994). Stabilization of atoms in a strong field and the Kramers-Henneberger approximation. *American Institute of Physics*. , 1360-1372.

Yesilgül, Ü., Ungan, F., Sakiroğlu, S., Mora-Ramos, M. E., Duque, C. A., Kasapoğlu, E., Sarı, H. & Sökmen, I. (2014). Effect of intense high-frequency laser field on the linear and nonlinear intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a parabolic quantum well under the applied electric field. *Journal of Luminescence*, 145, 379-386.

Yeşilgül, Ü. (2010). GaInNas/GaAs Kuantum Kuyularında Ekzitonik Yapının Yoğun Lazer Alanı Altındaki Davranışı. Erzurum: Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.

Yıldırım, H. (2006). Nonlinear Optical Properties of Semiconductor Heterostrutres. Ankara: ODTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü.

Yua, Y. -B., Zhua, S. N.& Guo, K. X. (2004). Polaron effects on third-harmonic generation in cylindrical quantum-well wires. *Solid State Communications*, 132(10), 689-692.

Yua, Y.-B., Guo, K.-X.& Zhua, S.-N. (2005). Polaron influence on the third-order nonlinear optical susceptibility in cylindrical quantum wires. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 27(1-2), 62-66.

Yuen, S. Y. (1983). Fast relaxing absorptive nonlinear refraction in superlattices. *Applied Physics Letters*, 43(9), 813.

Zhang, C. (2001). Resonant tunneling and bistability in a double barrier structure under an intense terahertz laser. *Applied Physics Letters*, 75(26), 4187.

Zhang, L. (2005). Electric field effect on the linear and nonlinear intersubband refractive index changes in asymmetrical semiparabolic and symmetrical parabolic quantum wells. *Superlattices and Microstructures*, 37(4), 261-272.

Zhang, L., Yu, Z., Yao, W., Liu, Y.& Ye, H. (2010). Linear and nonlinear optical properties of strained GaN/AlN quantum dots: Effects of impurties, radii of QDs, and the incident optical intensity. *Superlattices and Microstructures*, 436-441.