

**T.C.
HARRAN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**YARI-PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNDA LİNEER VE LİNEER
OLMAYAN OPTİK ÖZELİKLERİN İNCELENMESİ**

Serkan KÜÇÜK

FİZİK ANABİLİM DALI

**ŞANLIURFA
2013**

İÇİNDEKİLER

	Sayfa No
ÖZ	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
ŞEKİLLER DİZİNİ	iv
ÇİZELGELER DİZİNİ	v
SİMGELER DİZİNİ	vi
1. GİRİŞ	1
2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR.....	6
2.1. Yarıiletken Kuantum Kuyular.....	6
2.1.1. Kuantum kuyuların elektronik durumları	9
2.2. Simetrik Kuantum Kuyu	12
2.3. Asimetrik Kuantum Kuyu.....	16
2.4. Lineer Olmayan (LO) Optik.....	20
2.4.1. LO optiksel ortam için dalga denklemi	21
2.4.2. LO optiksel ortam.....	24
2.5. İkinci Dereceden LO Optiksel Süreçler.....	27
2.5.1. İkinci harmonik üretim (SHG).....	27
2.5.2. Optiksel doğrultma (OR).....	29
2.5.3. Toplam-fark frekans üretimi	30
2.5.3.1. Toplam-frekans üretimi (SFG).....	31
2.5.3.2. Fark-frekans üretimi (DFG).....	34
2.6. Üçüncü Dereceden LO Optiksel Süreçler.....	35
2.6.1. Üçüncü harmonik üretim (THG).....	35
2.6.2. Üçüncü dereceden etkileşimler.....	37
2.6.3. Optiksel parametrik osilasyon.....	38
2.7. Şiddete-Bağlı Kırılma İndisi.....	39
2.8. Doyulabilir Soğurma.....	40
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	42
3.1. N(z) Elektron Yoğunluğu İçin Analitik İfade.....	43
3.2. Enerji Seviyeleri ve Dipol Matris Elemanı Hesabı.....	44
3.3. Kuantum Mekaniğinin Yoğunluk Matris Formalizmi.....	45
3.4. Yoğunluk Matris Denkleminin Pertürbasyon Çözümü.....	49
3.5. Lineer Alınganlık İfadesinin Yoğunluk Matris Çözümü.....	52
3.6. İkinci ve Üçüncü Dereceden Alınganlıkların Yoğunluk Matris Çözümü.....	55
3.7. İkinci Dereceden LO Optiksel Süreçler.....	59
3.7.1. OR katsayısı.....	59
3.8. Lineer ve Üçüncü Dereceden LO Soğurma Katsayıları.....	60
3.9. Elektromanyetik İndüklenmiş Saydımlık (EİS).....	62
4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMALAR.....	64
4.1. Elektron Yoğunluğunun Sıcaklıkla İlişkisi.....	64
4.2. OR Katsayısının Sıcaklıkla İlişkisi.....	65
4.3. Soğurma Katsayısının Sıcaklıkla İlişkisi.....	66
4.4. Üç Seviyeli Sistem İçin EİS.....	71
5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER.....	73
KAYNAKLAR.....	74
ÖZGEÇMİŞ.....	76
ÖZET.....	77
SUMMARY.....	78

ÖZ

Yüksek Lisans Tezi

**YARI-PARABOLİK KUANTUM KUYUSUNDA LİNEER VE LİNEER OLMAYAN OPTİK
ÖZELLİKLERİN İNCELENMESİ**

Serkan KÜÇÜK

**Harran Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Devrim TARHAN
Yıl: 2013, Sayfa: 78**

Al_xGa_{1-x}As/GaAs asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk iki seviyesi için elektron yoğunluğu, optiksel doğrultma katsayısı, lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının sıcaklık etkileri incelenmiştir. Elektromanyetik İndüklenmiş Saydımlıkta (EİS) aynı yapının ilk üç seviyesi için lineer alınganlık ve soğurma katsayısının konuma bağıllığı araştırılmıştır.

ANAHTAR KELİMELEER: kuantum kuyuları, lineer ve lineer olmayan optik, optiksel doğrultma, yoğunluk matris formalizmi, soğurma katsayıları

ABSTRACT

MSc Thesis

INVESTIGATION OF LINEAR AND NONLINEAR OPTICAL PROPERTIES IN SEMI-PARABOLIC QUANTUM WELL

Serkan KUCUK

Harran University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Assist. Prof. Dr. Devrim TARHAN
Year: 2013, Page: 78

For the first $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ Asymmetric semi-parabolic quantum well model, the electron density of the ground state that depends on the temperature can be analytically calculated. It has shown that this structure has a significant effect on OR coefficient for the electron density related to the temperature. For the first three levels of the same structure for Electromagnetically Induced Transparency (EIT), the linear susceptibility and the position dependent absorption coefficient are calculated theoretically.

KEY WORDS: quantum wells, linear and nonlinear optics, optical rectification, density matrix formulation, absorption coefficients

TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması süresince, bilgi ve deneyimleriyle bana her konuda yardımcı olan tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Devrim TARHAN'a, görüş ve önerilerinden dolayı Sayın Doç. Dr. İbrahim KARABULUT'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca, bu tez çalışmasında manevi desteklerini hiç esirgemeyen çok değerli aileme en içten şükranlarımı sunarım.

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa No
Şekil 2.1. Kalınlığı d olan $GaAs/AlGaAs$ kuantum kuyuları için büyütme tabakaları ve enerji bant şeması	7
Şekil 2.2. Tekli kuantum ve süperörgü diyagramı. d ve b sırasıyla QW ve bariyer bölgelerin kalınlıkları ($d+b$) ise yapay tek boyutlu kristal şeması	8
Şekil 2.3. Kuyu genişlikleri d olan (a) Sonsuz bariyerli QW (b) V_0 bariyerli sonlu QW ve $n=1$ ve $n=2$ enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonları şeması	9
Şekil 2.4. Sonsuz bir QW'da olası ISB geçişlerin sadece parite değişimine bağlı izin verilen geçişler.....	14
Şekil 2.5. Tekli bir $GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ QW'nun farklı kalınlıklar için ISB soğurma spektrum grafiği.....	16
Şekil 2.6. Enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları şematik olarak gösterilen asimetric yarı iletken kuantum kuyular.....	17
Şekil 2.7. ISB soğurmanın Stark değişimi ve kuyu genişlikleri farklı $GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ QW'nun en düşük iki alt-bant enerji ayırımına karşılık elektrik alan grafiği.....	18
Şekil 2.8. $100kV/m$ elektrik alan altındaki 120Å kuyu genişliği olan bir $GaAs-Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ QW'nun potansiyel profili enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları grafiği.....	19
Şekil 2.9. $GaAs-Al_{0,18}Ga_{0,82}As-Al_{0,44}Ga_{0,56}As$ basamaklı QW'nun Stark etkisi, sol taraf; pozitif ve negatif eğimli potansiyel profili ve dalga fonksiyonları sağ taraf; pozitif, sıfır ve negatif eğilimli soğurma spektrum grafiği.....	19
Şekil 2.10. $P-E$ arasındaki ilişki için (a) Lineer dielektrik ortam (b) LO dielektrik ortam.....	25
Şekil 2.11. (a) SHG'in geometrisi (b) SHG'i tanımlayan enerji seviyeleri şeması.....	27
Şekil 2.12. İkinci dereceden LO bir optik ortamda w açısız frekanslı sinüzoidal bir elektrik alan $2w$ 'da (ikinci harmonik) bileşenli polarizasyon ve statik DC bir bileşen oluşum şeması.....	28
Şekil 2.13. Nd^{3+} : YAG lazerin Ge-P katkılı silika-cam fiberde SHG üretim şeması.....	29
Şekil 2.14. LO bir kristal boyunca şiddetli ışık demetinin iletimi arasında bir DC gerilim üretim şeması.....	30
Şekil 2.15. SFG (a) Etkileşim geometrisi (b) Enerji seviyeleri şeması.....	32
Şekil 2.16. DFG üretimi (a) Etkileşim geometrisi. (b) Enerji seviyeleri şeması.....	35
Şekil 2.17. Üçüncü dereceden LO harmonik grafiği.....	36
Şekil 2.18. THG (a) Etkileşimin geometrisi (b) Enerji seviyeleri şeması.....	37
Şekil 2.19. Optiksel parametrik osilatör şeması.....	39
Şekil 2.20. Işığın kendiliğinden-odaklanması.....	40
Şekil 3.1. $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ yarı-parabolik kuantum kuyusunun şeması.....	42
Şekil 3.2. Madde içerisinden ilerleyen düzlem bir dalganın soğurulması.....	60
Şekil 3.3. İki lazerle etkileşen üç seviyeli atomun enerji seviye diyagramı.....	63
Şekil 4.1. $N(z)$ elektron yoğunluğunun iki farklı T değeri için z büyütme doğrultusu ile değişimi.....	65
Şekil 4.2. İki farklı sıcaklıktaki OR katsayısının iki farklı w_0 değeri için foton enerjisi ile değişimi.....	66
Şekil 4.3. T=200K için soğurma katsayısının konuma bağlı değişimi.....	67
Şekil 4.4. T=300K için soğurma katsayısının konuma bağlı değişimi.....	67
Şekil 4.5. Toplam soğurma katsayısının dört farklı ışık şiddeti değeri için (a) T=200K (b) T=300K için $\hbar w$ ile değişimi.....	68
Şekil 4.6. İki farklı sıcaklıktaki lineer soğurma katsayısının iki farklı w_0 değeri için $\hbar w$ ile değişimi.....	69
Şekil 4.7. İki farklı sıcaklıktaki lineer soğurma katsayısının iki farklı w_0 değeri için $\hbar w$ ile değişimi.....	70
Şekil 4.8. İki farklı sıcaklıktaki toplam soğurma katsayısının iki farklı w_0 değeri için $\hbar w$ ile değişimi.....	70
Şekil 4.9. EIS için lineer alınganlığın reel ve imajiner kısımlarının frekansa bağımlılığı.....	71
Şekil 4.10. EIS için lineer soğurma katsayısının konuma bağımlılığı.....	72

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa No
Çizelge 2.1. Kuantum sınırlandırılmış yapıların sınıflandırılması.....	7

SİMGELER DİZİNİ

m_0	Durgun elektron kütlesi
m_b^*	Bariyer bölgelerindeki elektron etkin kütle
m_w^*	Kuantum kuyu içindeki elektron etkin kütle
h	Planck sabiti
k_B	Boltzmann sabiti
f	Osilatör gücü
α_{2D}	İki boyutlu soğurma katsayısı
T	Mutlak sıcaklık
$P(t)$	Polarizasyon yoğunluğu
D	Elektrik yer değiştirme alanı
J	İletkenlik akım yoğunluğu
B	Manyetik indüksiyon
H	Manyetik alan
$\chi^{(1)}$	Lineer alınganlık
$\chi^{(2)}$	İkinci dereceden alınganlık
$\chi^{(3)}$	Üçüncü dereceden alınganlık
I	Işık şiddeti
I_s	Malzemenin doyma ışık şiddeti
n	Kırılma indisi
n_0	Işık şiddetine bağlı olmayan kırılma indisi
n_i	i 'inci enerji seviyedeki elektron sayısı
n_d	Dolu enerji seviyelerin elektron sayısı
E_F	Fermi enerjisi
E_i	i 'inci seviyedeki enerji
E_n	Enerji özdeğerleri
E_g	Enerji bant aralığı
$E(t)$	Elektrik alan
$N(z)$	Elektron yoğunluğu
$V(z)$	Sınırlandırıcı potansiyel
ρ	Yoğunluk matris elemanı
Γ_n	n 'inci seviyedeki düşüş oranı
σ_s	Taban durumu elektron yoğunluğu
δ	Kuantum asimetri ayarlama parametresi
P^{NL}	Lineer olmayan polarizasyon
μ_0	Serbest uzayın manyetik geçirgenliği
λ_{deB}	de Broglie dalga boyu
q	Elektron yükü
E_G	Giriş ışığın elektrik alan
E_T	Transfer ışığın elektrik alan
I_G	Giriş ışığın şiddeti
I_T	Transfer ışığın şiddeti
N	Atom sayı yoğunluğu
n_r	Reel kırılma indisi
Ω_c	Sürücü lazerin frekansı

Kısaltmalar

EİS	Elektromanyetik indüklenmiş saydıamlık
DFG	Fark-frekans üretimi (Difference-Frequency Generation)
IB	Bantlar arası (Interband)
IR	Kızılötesi radyasyon
ISB	Alt-bantlar arası (Intersubband)
LO	Lineer olmayan
MBE	Moleküler ışın epitaksi (Molecular Beam Epitaxy)
MOCVD	Metal organik kimyasal buhar depozisyonu (Metal Organic Chemical Vapour Deposition)
MQW	Çoklu kuantum kuyular (Multiple Quantum Wells)
OR	Optiksel doğrultma (Optical Rectification)
SFG	Toplam frekans üretimi (Sum-Frequency Generation)
SHG	İkinci harmonik üretim (Second Harmonic Generation)
THG	Üçüncü harmonik üretim (Third Harmonic Generation)
YAG	İtiryum alüminyum grena (yttrium aluminum garnet)
QW	Kuantum kuyu (Quantum Well)
2D	İki boyut

1. GİRİŞ

Neden yarıiletken? Son zamanlarda yarıiletken teknolojisinin baş döndürücü gelişimi ile elektronik ve opto-elektronikte rol oynayan yarıiletkenler, yapısal ve fiziksel özellikleriyle teorik ve deneysel fizikçilerin ilgi odağı haline gelmiştir. Yarıiletkenler genel olarak iki grupta sınıflandırılabilir: Bunlardan ilki; periyodik tablonun IVA grubunda bulunan tek cins atomlardan meydana gelen, Si ve Ge gibi elementel yarıiletkenlerdir. Diğeri ise; IIIA-VA ve IIB-VIA gibi grupların özel bileşimleri ile oluşturulan bileşik yarıiletken malzemeleridir (Neaman, 2003).

Yarıiletken devre elemanları, önceleri yaygın olarak kullanılan Si veya Ge gibi temel yarıiletkenler üzerine kuruluydu. Bu tür devre elemanları hızla gelişen teknoloji karşısında yanıt veremez hale gelmiştir. Artık yerini, yüksek performanslı ve küçük boyutlu devre elemanlarına bıraktı. 1970'li yıllarda kristal büyütme tekniklerinde yaşanan gelişmeler ışığında, bahsedilen hızlı ve küçük boyutlu devre elemanlarında, kullanılacak olan IIIA-VA veya IIB-VIA gruplarıyla oluşturulan yarıiletken malzemelerin ikili, üçlü veya dördü bileşikleri ile istenilen nitelikte heteroyapıların elde edilmesine imkân sağlamaktadır. Böylelikle, yarıiletken heteroyapılarda mükemmel özelliklere sahip olan kuantum kuyu (Quantum well; QW), kuantum tel ve kuantum nokta gibi sistemlerin yapısal ve fiziksel özelliklerinin incelenmesine de fırsat verecektir. Farklı iki veya daha fazla tabakadan oluşan birbiri üzerine yerleştirilen bileşik yarıiletken yapılar genellikle “heteroyapılar” diye adlandırılır (Nag, 2002).

Bant-aralık mühendisliği epitaksiyel büyütme tekniklerindeki gelişmelere dayanır. Epitaksiyel büyütme tekniklerindeki gelişmeler ise her zamankinden iddialı tasarlanmış kuantum heteroyapıların gerçekleşmesinde çok önemli bir rol oynamıştır (Barnhman ve Yvedensky, 2001). Bu tekniklerden, 1970'lerde ilk kez Moleküler Işın Epitaksi (MBE) tekniği kullanıldı ve daha sonra zamanla geliştirildi. Diğeri iki teknik ise; Metal Organik Kimyasal Buhar Deposizyonu (Metal-Organic Chemical Vapour Deposition; MOCVD) veya Metal Organik Faz Deposizyonu (MOVDPD) ile

Kimyasal Işın Epitaksi (CBE) veya Metal Organik Moleküler Işın Epitaksi (MOMBE)'dir (Nag, 2002). Bu tekniklerden günümüzde en yaygın olarak kullanılan, MBE ve MOCVD teknikleridir. Bant-aralık mühendisliği MBE tekniğini kullanarak dalga fonksiyonları ve enerji seviyelerinin ayarlanması, kuantum yarıiletken yapıların tasarlanmasında önemli bir rol oynamaktadır (Liu ve Capasso, 2000). Esaki ve Tsu (1969) tarafından, iki farklı bant-aralıklı yarıiletkenin ultra ince tabakasıyla oluşturulan heteroyapının, faydalı özellikler sergileyeceği fikriyle, kuantum kuyulu cihazların temeli atılmış oldu. Kuantum kuyuları, yasak bant aralığı geniş iki malzeme arasına, yasak bant aralığı daha düşük bir malzemenin sandviçleşmesiyle oluşturulur ve sadece farklı yarıiletkenler arasında heteroeklem oluşturulacak şekilde üretilir. Kuantum kuyulu cihazlar için heteroeklemlerde oluşturulan potansiyel bariyerler arasında elektronlar ve deşikler sırasıyla, iletim ve valans bandı içerisinde sınırlanacak şekilde üretilir (Nag, 2002).

Günümüzde artık kuantum kuyuları, ışık yayan diyotlar ve lazer diyotlar gibi opto-elektronik cihazlarda kullanılmaktadır. Son yirmi yılda kuantum kuyuların, epitaksiyal büyütülmesinde ve lazer teknolojisindeki önemli gelişmeler ışığında, kuantum kuyularındaki alt-bantlar arası (intersubband; ISB) geçişlerin, lineer ve lineer olmayan (LO) optik özellikleri çok derin ilgiye yol açtı (Aytekin ve ark., 2012).

Bugün, LO optik birçok yönden günlük yaşantımız içinde yer almakta, ayrıca spektroskopi ve lazer teknolojisinde çok yeni gelişmelerin temelini oluşturmaktadır. Nitekim, LO optiğin doğduğu andan itibaren LO optik ile lazer fiziği birbiriyle yakından ilişkilidir (Wegener, 2005). Kuantum mekanik ve Maxwell denklemlerine dayalı Elektromanyetik Alan Teorisi, fiziğin sayısız problem uygulamalarıyla, bazense deneysel sonuçlarıyla başarılı olmuş ve son derece uyumlu bir şekilde kendini göstermiştir (Evans, 2001). Maxwell'in Elektromanyetik Alan Teorisi'nin geliştirilmesi, optik ve elektromanyetik tepkinin uygun matematiksel açıklamaları, lineer ve LO optik tepkilerin temelini oluşturan formsal yaklaşımlara izin vermektedir (Papadopoulos ve ark., 2006).

LO optik, ışığın varlığı ile bir malzeme sisteminin optik özelliklerinin değiştirilmesinin bir sonucu olarak, meydana gelen olguların araştırılmasıdır (Boyd, 2008). Bir yarıiletken üzerine düşürülen ışık, elektron-deşik (taşıyıcılar) çiftleri oluşturarak soğrulur ve bunun sonucunda foton üretimi sağlanır. Taşıyıcıların varlığı sonucu, yarıiletkenin soğurma veya kırılma indisinde değişiklikler görülebilir ve böylece bu taşıyıcılar, foton üretimi sonucunda yarıiletkenin optik özelliklerini de değiştirmiş olacaktır (Garmira ve Kost, 1999).

Sadece lazer ışığı, bir malzeme sisteminin optik özelliklerini değiştirmek için yeterli şiddettedir. 1960 yılında Maiman tarafından ilk çalışan lazer gösterisinden kısa bir süre sonra 1961'de Franken ve arkadaşları tarafından yapılan ikinci harmonik üretim ile ilgili deneysel gözlemler, LO optik alanın başlangıcı olarak varsayılır (Boyd, 2008). Yarıiletken kuantum kuyusunun LO optik özellikleri ilgili optiksel doğrultma (Optical Rectification;OR), ikinci harmonik üretim (Second Harmonic Generation; SHG) ve üçüncü harmonik üretim (Third Harmonic Generation; THG) gibi LO süreçler literatürde incelenmiştir. Bu süreçler düşük boyutlu ve yüksek hızın gerekli olduğu birçok cihaz uygulamaları için son derece önemlidir. Örneğin, SHG uygulamaları günümüzde, görüntüleme malzemesi ve lazer kaynağı olarak kullanılmaktadır.

West ve English'ın kuantum kuyularının ISB geçişlerle ilgili ilk deneysel çalışmalarından bu yana LO optiğe olan ilginin temel nedeni; Almogly ve Yariv tarafından yapılan açıklamada vurgulandığı gibi büyük osilatör şiddetleri ile dar bant-aralıklı geçişlerin oluşumudur. Lineer ve lineer olmayan ISB optiksel soğurmalar, fotodedektör ve yüksek-hızlı elektro-optik cihaz uygulamaları için oldukça önemlidir (Mukhopadhyay ve Rustagi, 1999). Son yıllarda ise kuantum kuyularında ISB geçişlerle ilgili araştırmalar sonucu, QW kızılötesi fotodetektör ve kuantum cascade lazeri gibi birçok cihazlar için uygulama alanı sağlamıştır (Liu ve Capasso, 2000).

Walrod ve ark., *AlGaAs/GaAs* süperörgülerde üçüncü dereceden LO optiksel özellikler gözlemişlerdir. Ancak, üçüncü dereceden LO optik, ikinci dereceden LO optiğe göre literatürde daha az çalışılmıştır.

Asimetrik kuantum kuyularında çok büyük ikinci ve üçüncü dereceden optiksel alınganlıklar elde edilmiştir. Bu durum sadece büyük dipol matris elemanlarından değil, aynı zamanda asimetrik kuantum kuyulardaki rezonans şartlardan da kaynaklanmaktadır. Ayrıca gönderilen foton enerjisinin, sistemin eşit aralıklı enerji seviyeleri ve bu aralıklar arasında eşit olduğu rezonans durumlarında, LO optiksel özellikler daha belirgin olmaktadır. Bu nedenle kuantum kuyularda önemli ikinci ve üçüncü dereceden LO optiksel özellikler elde etmek için eşit aralıklı enerji seviyeleri ile asimetrik yapılar tasarlanması gerekmektedir. Bu yapıların hem deneysel olarak üretilmesi hem de istenilen enerji aralığında rezonans şartların sağlanması kolay olan asimetrik kuantum kuyuların LO optiksel özelliklerin incelenmesi için oldukça önemlidir. Kuyu genişliği ve bariyer yüksekliği gibi yapısal parametrelerin geniş aralığında ikinci ve üçüncü dereceden LO optik özellikler için rezonans şartları sağlayan asimetrik kuantum kuyularda elde edilmektedir (Karabulut ve ark., 2008b).

LO optik özellikler arasında en fazla ilgi ise OR, SHG, elektro-optik etki (EOE) gibi ikinci dereceden LO optik özellikler olmuştur. Çünkü ikinci dereceden LO optiksel süreçler en basit ve düşük dereceden LO etkilerdir. Şayet kuantum sistemleri belirgin asimetri gösterirse, ikinci dereceden LO katsayı büyüklükleri genellikle yüksek dereceli olanlara nazaran daha büyük olur. Simetrik QW yapılarda ikinci dereceden alınganlıklar gözlenmez ancak büyük ikinci dereceden alınganlıklar sınırlayıcı potansiyel simetrisi bozulduğu takdirde görülebilir. Bu ise yarı-parabolik kuantum kuyu gibi asimetrik bir sistemde görülebilmektedir. Bu nedenle, yarı-parabolik kuantum kuyular, LO optiksel özellikler için önemli ölçüde geliştirilmiştir.

Genel olarak, iki boyutlu yarıiletken heteroyapıların ISB geçişlerle ilgili LO $\chi^{(n)}$ (n 'inci dereceden alınganlık)'inin, aynı dalga boyu aralığındaki bulk yarıiletkenlerle kıyaslandığında, büyüklüğü artırılabilir. İlk olarak $\chi^{(n)}$, $n+1$ tane dipol matris elemanlarının çarpımıyla orantılı olup bunların her biri; kuantum kuyu

boyutları, atomik mesafelerden çok daha büyük olan bulkun, dipol matris elemanlarından genelde daha büyüktür veya bunların değerleri artırılarak elde edilebilir. İkinci olarak, kuantum kuyuların şekli ve genişlikleriyle oynanarak çoklu rezonans durumlarında $\chi^{(n)}$ daha çok arttırılabilir (Karabulut ve ark., 2005).

Bu tez çalışmasının amacı; idealleştirilmiş $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk iki seviyesi için elektron yoğunluğu, optiksel doğrultma katsayısı, lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının sıcaklık etkilerini incelemektir. Çünkü; çok verimli ve yüksek hızlı, elektronik ve opto-elektronik devre elemanların tasarlanmasında ve ayrıca büyük LO optiksel özellikler elde etmek için sıcaklık faktörü gibi etkilerin dikkate alınması oldukça önemlidir. Daha sonra aynı yapının üç seviyesi için Elektromanyetik İndüklenmiş Saydamlık (EİS) ortamında lineer alınganlık ve soğurma katsayısının konuma bağlı ilişkisi araştırılmıştır.

2. ÖNCEKİ ÇALIŞMALAR

2.1. Yarıiletken Kuantum Kuyular

Bant aralığı mühendisliği, bir yarıiletkenin bant aralığı enerjisine, karşılık gelen ve istenilen dalga boyunda ışık elde edecek şekilde enerji bant aralığı tasarlanabilir, yeni malzemelerin araştırılmasında önemli rol oynar. Yarıiletken opto-elektronik teknolojisinde, ilk zamanlar genellikle *AlGaAs*, *InGaAs* ve *GaAs* gibi bant aralığı elde edilebilen IIIA-VA grubu bileşik yarıiletkenlerin fiziksel özelliklerinden yararlanılmıştır. Esaki ve Tsu'un, yarıiletken kuantum kuyu (QW) ve süperörgü fikirleriyle, 1970'den sonra önemli atılımlar gerçekleştirilmiştir. Bu atılımlardan en önemlisi; epitaksiyel büyütme tekniklerindeki gelişmelerle, kuantum sınırlandırıcı ilkelerin göz önüne alındığı özel olarak tasarlanabilir, yeni yapıların elde edilmesidir. Bu kuantum sınırlandırılmış yapıların eşsiz özelliklerinden yararlanılarak, bilim adamları temel fiziğin bilinmeyen alanlarını keşfetmiş ve mühendislerin yeni cihaz uygulamalarını tasarlamasına olanak sağlamıştır. Günümüzde ise kompakt-disk oynatıcılardan, trafik ışıklarına kadar günlük hayatta kullanılan çoğu cihazların temelini oluşturur.

Çizelge 2.1'de gösterildiği gibi, kuantum sınırlandırılmış yapılarda taşıyıcının hareketi bir ya da daha fazla yönde potansiyel bariyer ile sınırlandırıldığı boyut sayısına bağlı olarak kuantum kuyu, kuantum tel ve kuantum nokta diye üç ana sınıfta incelenebilir. Buna göre, iki boyutlu elektron gazı olarak bilinen kuantum kuyularda, taşıyıcının hareketi tek boyutlu potansiyel bariyerle hapsedilir, diğer iki boyutta serbest kalır. Kuantum tellerde, taşıyıcının hareketi iki boyutlu potansiyel bariyerle hapsedilir, diğer boyutta serbest kalır. Kuantum noktalarda ise taşıyıcı üç boyutlu potansiyel bariyerler arasında hapsolür. Kuantum kuyusunda sınırlandırılmış yönü genellikle z eksenini olarak kabul edilir.

Kuantum kuyuları, yasak enerji aralığı çok dar (ince) yarıiletken tabakanın, yasak enerji aralığı daha geniş yarıiletken tabakalar arasına yerleştirilmesiyle

oluşturulur. Kuantum kuyusunun tabaka kalınlığı ise elektronların ve hollerin de Broglie dalga boyu ile değerlendirilir.

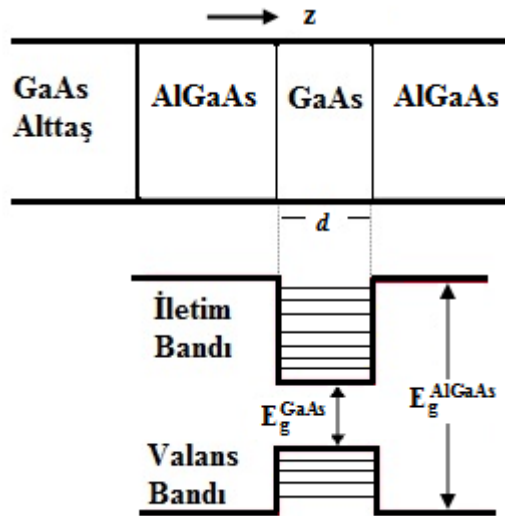
Çizelge 2.1. Kuantum sınırlanmış yapıların sınıflandırılması

Yapılar	Sınırlanmış Boyut Sayısı	Serbest Boyut Sayısı
Kuantum Kuyu	1 (z)	2 (x, y)
Kuantum Tel	2	1
Kuantum Nokta	3	0

Ancak tabaka kalınlığı, elektronların veya hollerin de Broglie dalga boyu ile uyumlu olması durumunda kuantum boyut etkileri daha önem kazanmaktadır. m kütleli bir parçacığın z yönündeki T sıcaklığındaki de Broglie dalga boyu

$$\lambda_{deB} = \frac{h}{\sqrt{mk_B T}} \quad (2.1)$$

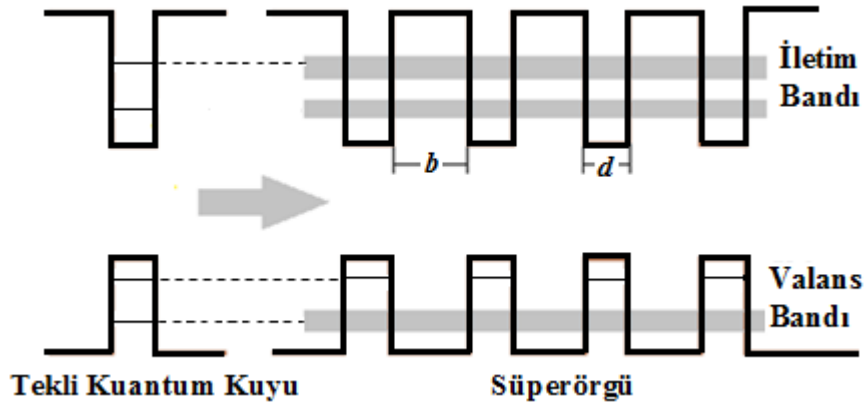
ile verilir. Örneğin, $GaAs$ 'de bir elektron için $300K$ sıcaklığındaki etkin kütlesi $0.0067m_0$ olan de Broglie dalga boyu $\lambda_{deB}=42nm$ olarak elde edilir. Böylece, oda sıcaklığında kuantum sınırlandırıcı etkilerini gözlemlemek için kuyu kalınlığı yaklaşık $10nm$ olan yapılara ihtiyacımız olduğu anlaşılmaktadır.



Şekil 2.1. Kalınlığı d olan $GaAs/AlGaAs$ kuantum kuyuları için büyüme tabakaları ve enerji bant şeması

Şekil 2.1’de gösterildiği gibi, bir *GaAs/AlGaAs* kuantum kuyusunun iletim ve valans bantlarının konuma bağlı değişimi, ara yüzeydeki bant aralıklarında süreksizliği sağlamaktadır. *GaAs* tabakaları yeteri kadar ince ise yukarıda belirtilen kritere göre, kuantum kuyusundaki elektronların ve deşiklerin hareketleri bir dizi farklı enerji seviyelerine sahip z büyütme doğrultusunda kuantize olmaktadır. Şekil 2.1’de gösterildiği gibi bu kuantize durumlar kesikli çizgilerle gösterilmiştir. Burada bahsedilen kuantum kuyular I. tip bant hizalama olarak adlandırılır. Bu tip yapılarda elektronlar ve holler, kendisinden daha geniş bant aralığına sahip iki aynı cins malzeme arasına yerleştirilmesi sonucunda sınırlandırılır. Diğer II. tip bant hizalama ise taşıyıcı tiplerinden sadece birinin sınırlı olduğu durumda mümkündür. Yani, elektronlar ve holler farklı tür malzeme içerisinde sınırlandırılmıştır.

Ayrıca, MBE ve MOCVD büyütme tekniklerinin esnekliği ile kolaylıkla ince bariyerlerle ayrılan birden fazla periyodik kuantum kuyuların bir araya gelmesi sonucu süperörgü yapılar oluşturmak mümkündür. Süperörgü, çok sayıdaki etkileşen periyodik kuantum kuyularının bir yapı içinde oluşturduğu yapay tek boyutlu periyodik kristaller gibi davranırlar (Şekil 2.2). Çoklu kuantum kuyular (Multiple Quantum Wells; MQW) ise periyodik kuantum kuyu sayısı daha az ve komşu kuantum kuyuları arasındaki bağlantısı kalın bariyerlerle engellenmiş yapılardır (Kasap ve Capper, 2006).



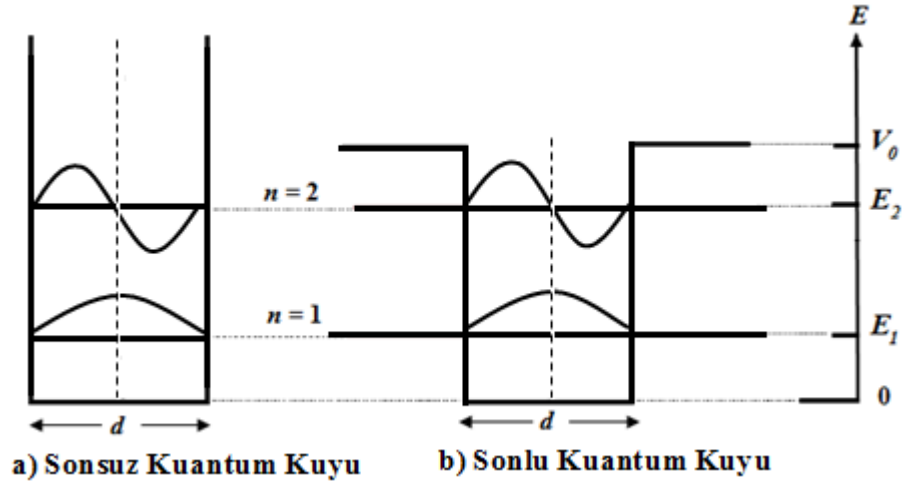
Şekil 2.2. Tekli kuantum ve süperörgü diyagramı. d ve b sırasıyla QW ve bariyer bölgeleri kalınlıkları ($d+b$) ise yapay tek boyutlu kristal şeması

2.1.1. Kuantum kuyularının elektronik durumları

Kuantum kuyularının elektronik durumları, bant süreksizliklerinin oluşturduğu potansiyel kuyulardaki, elektron ve deşikler için Schrödinger denklemi çözülerek anlaşılabilir. En basit yaklaşım, Şekil 2.3'de gösterilen sonsuz kuyu modelidir. Kuyu içindeki Schrödinger denklemi

$$-\frac{\hbar^2}{2m_w^*} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} = E\psi(z) \quad (2.2)$$

şeklindedir. Burada m_w^* etkin kütle ve z büyütme doğrultusudur. Potansiyel bariyerler sonsuz olduğu için bariyerler içinde hiçbir penetrasyon olmaz ve bu nedenle ara yüzeylerde $\psi(z)=0$ olması gerekir.



Şekil 2.3. Kuyu genişlikleri d olan (a) Sonsuz bariyerli QW (b) V_0 bariyerli sonlu QW ve $n=1$ ve $n=2$ enerji seviyelerine karşılık gelen dalga fonksiyonları şeması

d genişliğine sahip kuantum kuyuları için sınır şartları; $z=0$ ve $z=d$ uygulanırsa normalleştirilmiş dalga fonksiyonları

$$\psi_n(z) = \sqrt{2/d} \sin k_n z \quad (2.3)$$

elde edilir. Burada $k_n = n\pi/d$ ile verilir. n , kuantum sayısıdır ($n=1, 2, 3, \dots$) ve E_n , enerji özdeğerleri ise;

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m_w^*} = \frac{\hbar^2}{2m_w^*} \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 \quad (2.4)$$

şeklinde ifade edilir. Buna göre, potansiyel kuyusundaki bir parçacığın alabileceği enerji değerleri, n tamsayısına bağlı olarak kuantize değerlerde bulunabilir. $n=1$ ve $n=2$ enerji seviyelerindeki dalga fonksiyonları Şekil 2.3a'da çizilmiştir. Sonsuz kuyu modeli, çok basitleştirilmiş olmasına rağmen yine de genel kuantum sınırlandırılmış etkilerin anlaşılması için iyi bir başlangıç noktasıdır. Denklem 2.4'deki enerji d^2 ile ters orantılı olması, dar kuyuların büyük sınırlandırıcı enerjisine sahip olduğunu göstermektedir. Ayrıca, sınırlandırıcı enerji, etkin kütle ile ters orantılıdır. Dolayısıyla, hafif parçacıklarda daha büyük etkiler elde edeceği anlamına gelmektedir. Bu aynı zamanda, her iki deşik (ağır-hafif) durumun valans bandının üst kısmında kesikli olan bulk yarıiletkenlerin aksine ağır ve hafif deşik durumları farklı enerjilere sahip olduğu anlamına gelir. Şekil 2.3b'de gösterildiği gibi daha gerçekçi sonlu kuyu modeli göz önüne alalım. Bu durumda, bariyerler arası kuyu içinde Schrödinger denklemi değişmez ama bariyer bölgelerinde Schrödinger denklemi,

$$-\frac{\hbar^2}{2m_b^*} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + V_0\psi(z) = E\psi(z) \quad (2.5)$$

şeklinde olur. Burada V_0 potansiyel bariyerdir ve m_b^* bariyer bölgelerindeki etkin küttedir. Dalga fonksiyonlarının, uyması gereken sınır şartlarının belirlenmesi gerekir ve parçacık akısı $(1/m^*)d\psi/dz$ ara yüzeylerde sürekli olmalıdır. Bahsedilen, sınır şartları kullanılarak elde edilen tek parite çözümleri ise sırasıyla

$$\tan(kd/2) = \frac{m_w^*K}{m_b^*k} \quad (2.6)$$

ve

$$\tan(kd / 2) = \frac{m_b^* k}{m_w^* \kappa} \quad (2.7)$$

ifadeleri ile verilmektedir. Burada k kuyu içindeki (bariyerler arası) dalga vektörü,

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_w^*} = E_n \quad (2.8)$$

ile verilir. κ ise bariyer bölgelerindeki üstel bozulma sabiti,

$$\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m_b^*} = V_0 - E_n \quad (2.9)$$

ile verilir. Denklem 2.9; Denklem 2.6 ve 2.7'i kullanarak elde edilmektedir. Sonsuz kuyuda olduğu gibi öz durumlar, n kuantum sayısı ile etiketlenmiş ve kuyu merkezinin ilgili simetri eksenine göre $(-1)^{n+l}$ paritelere sahiptir. Şekil 2.3b'de gösterilen dalga fonksiyonları, kuyu içinde sinüzoidal olduğu ancak bariyerlerde üssel olarak bozunduğu görülür. Sonlu kuyuların enerji özdeğerleri, bariyerlerin penetrasyonu sebebiyle sonsuz kuantum kuyulara göre daha küçüktür ve bu durum dalga fonksiyonlarının küçük olduğu anlamına gelir. Ancak, V_0 ne kadar küçük olursa olsun sınırlı sayıda çözümleri olmasına rağmen, en az bir çözümü vardır. Örneğin, kuyu genişliği $d=10nm$ olan tipik bir $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ kuantum kuyusu ele alındığında, elektronlar ve deşikler için sırasıyla sınırlandırıcı enerjileri $245meV$ ve $125meV$ 'dur. Sonsuz kuyu modelinde elektronlar için $E_1=56meV$ ve $E_2=224meV$ öngörülürken, Denklem 2.6, 2.7 ile $E_1=30meV$ ve $E_2=113meV$ elde edilir. Ağır (hafif) deşikler için sonsuz kuyu modelinde hesaplanan, ilk iki bağlı durum için $11meV(40meV)$ ve $44meV(160meV)$, aynı durum sonlu kuyu modeline göre hesaplanırsa, $7meV(21meV)$ ve $29meV(78meV)$ daha kesin değerlerdir. Böylece,

elektronların enerji seviyelerine ayrılması, yani kuantizasyon etkileri oda sıcaklığında (300K'de) bile kolaylıkla gözlenebilecektir (Kasap ve Capper, 2006).

Günümüzde, yaygın olarak MBE ve MOCVD kristal büyütme tekniklerini kullanılarak simetrik, asimetrik, çoklu kuantum kuyular ve süperörgü gibi yarı iletken kuantum kuyuları elde etmek artık mümkündür.

2.2. Simetrik Kuantum Kuyu

Sonlu ve sonsuz bariyerlere sahip simetrik tekli QW'nun özellikleri ayrıntılı şekilde ele alınacak ve özellikle de sonsuz QW incelenecektir. Çünkü; tüm enerji seviyeleri, dalga fonksiyonları ve matris elemanları analitik olarak kolayca ifade edildiğinden tercih edilmektedir. Sonsuz derinlikteki kuantum kuyuları için (yani; $z=0$ ile $z=L$ arası sıfır ve diğer yerlerde sonsuz potansiyele sahiptir) sırasıyla enerji özdeğerleri ve zarf dalga fonksiyonları

$$E_{n,k_{\perp}} = \frac{n^2 \pi^2 \hbar^2}{2m^* L^2} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} \quad (2.10)$$

ile

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin\left(\frac{n\pi z}{L}\right) \quad (2.11)$$

elde edilir. Taban durum ($n=1$) ve uyarılmış ($n=2$) ISB'deki momentum matris elemanı, aşağıdaki denklemlerle hesaplanır.

$$\langle 1 | p_z | 2 \rangle = \frac{8\hbar}{3L} \quad (2.12)$$

Bu durumda oluşan osilatör gücünün değeri aşağıdaki gibidir.

$$f_{12} = \frac{256}{27\pi^2} = 0.96 \quad (2.13)$$

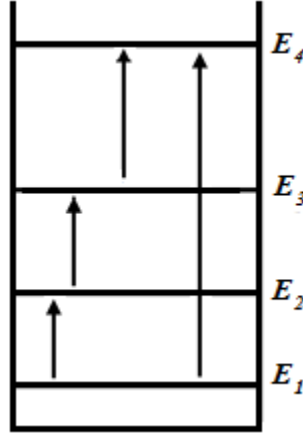
Burada $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{21}$ enerji farkını hesaplamak için Denklem 2.10'nun kullanılması gerekir. Osilatör gücünün QW genişliğinden bağımsız olması önemli özelliktir. Osilatör gücü için aynı ifadeyi dipol matris elemanı kullanılarak aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$|\langle 1|z|2\rangle| = \frac{16L}{9\pi^2} \quad (2.14)$$

Bu durumda, aşağıda verilen denklemlerle sonsuz QW içinde tüm izin verilen geçişler için genel bir ifade etmek mümkündür.

$$f_{mn} = \frac{64}{\pi^2} \frac{n^2 m^2}{(n^2 - m^2)^3} \quad (2.15)$$

Geçişler sadece parite değişimine (tek-çift veya çift-tek) bağlı ters simetri potansiyellere izin verilmektedir. Örneğin, $f_{14}=0.03$, $f_{23}=1.87$ gibi osilatör güçleri incelediğinde en güçlü geçiş, seviyeler arasındaki ilişki $n - m = 1$ olduğu durumda gerçekleşir. Böylece, izin verilen geçiş seviyeleri arasında fark arttıkça osilatör gücü azalır. Ancak, atom fiziğinin bilinen bir gerçeği; uyarılmış durum arasındaki geçişler, taban durum geçişlerden çok daha güçlüdür. Şekil 2.4'de gösterildiği gibi, sonsuz kare kuantum kuyuda izin verilen ISB geçişler basitçe gösterilmektedir. Ancak, daha gerçekçi bir açıklama için QW'nun sonlu derinliği yer almalıdır.



Şekil 2.4. Sonsuz QW’da olası ISB geçişlerin sadece parite değişimine bağlı izin verilen geçişler

Bu ise transfer matris yöntemiyle, analitik (bir simetrik kare kuyu durumunda) ya da nümerik olarak hesaplanabilir. Genel olarak, alt-bant enerjileri aynı genişlikteki sonsuz bariyerleri olan ancak dalga fonksiyonları bariyerlere nüfuz eden bir yapı için biraz daha düşük olacaktır. Ama ne kadar alçak bariyerli ve ne kadar ince kalınlıklı kuyu olursa olsun tek boyutlu bir bağlanma potansiyeli için her zaman kuantum mekanikte bilinen en az bir sınırlı durum olacaktır. Kızılötesi dedektörler için pratikte oldukça önemli olan sonlu bir simetrik kuantum kuyusunun taban durumdan sürekli geçişlerle gerçekleşir. Kolaylık olması açısından, QW’nun uygun derinliğe sahip olduğu kabul edilir. Böylelikle, sonsuz QW’nun zarf dalga fonksiyon çözümüyle birinci alt-bant dalga fonksiyonu, $z=0$ ’da kuyu merkezi olarak alındığında yaklaşık olarak

$$\varphi_1(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \quad (2.16)$$

şeklinde yazabilir ve sürekli dalga fonksiyonu basit bir formda yazılırsa

$$\varphi_c(z) = \frac{1}{\sqrt{l}} \exp(ikz) \quad (2.17)$$

şeklinde olur. Burada, kuyu ve bariyerler arasındaki sınırların etkisi ihmal edildi. Normalde, süreklilik içinde duran dalga (Fabry-Pèrot) etkiler meydana getirir ve

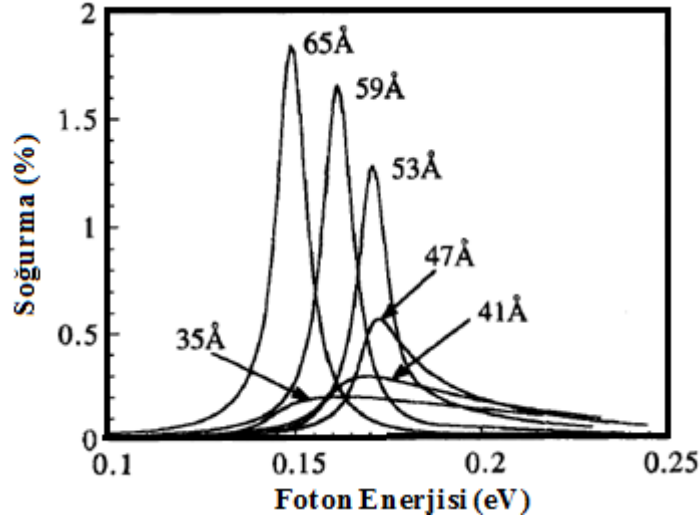
burada l ise sürekliliğinin normalizasyon uzunluğudur. Denklem 2.16 ve 2.17'deki dalga fonksiyonları ile momentumun matris elemanı

$$\langle \varphi_1 | p_z | \varphi_c \rangle = \sqrt{\frac{2}{Ll}} \cos\left(\frac{kL}{2}\right) \left[\frac{1}{k + \pi/L} - \frac{1}{k - \pi/L} \right] \hbar k \quad (2.18)$$

ile hesaplanabilir. Özetlemek gerekirse, sürekli durumlar üzerinden (k -integrali alınır) 2D (iki boyutlu) soğurma katsayısı

$$\alpha_{2D} = \frac{n_s e^2}{2\varepsilon_0 c \eta \omega} k_0 L \cos^2(k_0 L / 2) \left[\frac{1}{k_0 L + \pi} - \frac{1}{k_0 L - \pi} \right]^2 \quad (2.19)$$

ile verilir. Burada $k_0^2 = (2m^* / \hbar^2)(\hbar\omega - V_b + E_1)$ ve V_b , bariyer yüksekliğidir. Bu fonksiyon, iyonizasyon eşiği olan $\hbar\omega - V_b + E_1$ 'de dik bir artış ve yüksek frekans civarında azalan kuyruk şeklini verir. Liu (1993), sonlu simetrik QW'da soğurmanın tam bir analitik hesaplamasını gerçekleştirmiştir. Bu hesaplamalarda genişletme parametresi Γ dâhil edilmesiyle tüm farklılıklar giderilir ve sürekli geçişe, bağlı ve bağlı-bağlı arasında yumuşak bir geçişin olduğu gösterilmiştir. Bu durumu ise Şekil 2.5'de gösterilen değişik kalınlıklardaki ($\Gamma=5meV$ olan) bir QW için soğurma pikleri gösterilmiştir. Burada $L < 49\text{Å}$ QW'nun sadece tek bağlı durumu için yani L 'nin 47Å , 41Å ve 35Å olan pik değerleri sürekli geçişe karşılık gelir (Şekil 2.5). Ancak, azalan kuyu genişliklerine karşılık soğurma piklerinde bir azalma birlikte genişleyen bir asimetriklik görülmektedir. Liu (1993)'nin bu hesaplamaları ile Asai ve Kawamura (1990)'nın deneysel verileri karşılaştırıldığında oldukça uyumludur (Liu ve Capasso, 2000).



Şekil 2.5. Tekli GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As QW'nun farklı kalınlıklar için ISB soğurma spektrum grafiği (Liu, 1993)

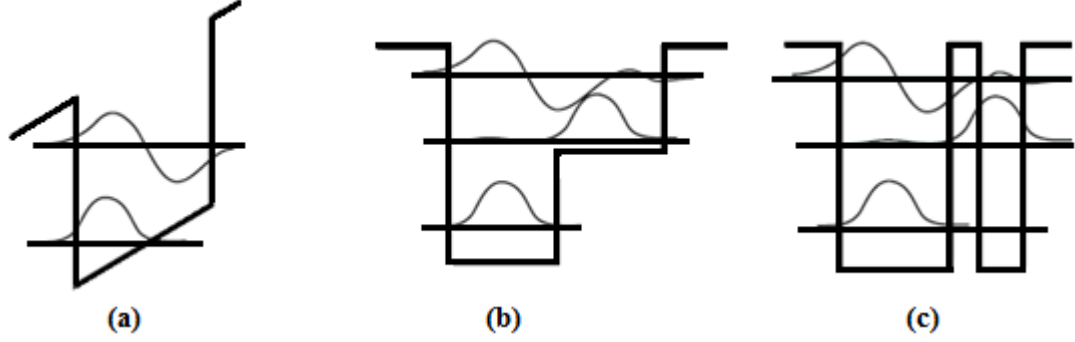
Süreklilik içinde duran-elektron dalga etkileri, büyük ölçüde QW yapısının soğurmasını değiştirmek için kasıtlı olarak kullanılabilir. Dupont ve ark. (1995), sırası ile $5.3\mu\text{m}$ ve $10.6\mu\text{m}$ dalga boyundaki, eşzamanlı tek foton ve iki-fotonlu soğurma ile uyarılmış MQW yapısının süreklilik içinde bağlı geçişler için bir fotoakım gözlemişlerdir. $5.3\mu\text{m}$ radyasyonun, frekans katlama yöntemi ile $10.6\mu\text{m}$ radyasyon üretilmesi sonucu her iki dalganın sabit ama ayarlanabilir faz ilişkisi vardır. Bu radyasyonların, uyumlu faz farkı değiştirilerek indüklenen fotoakım yönünü kontrol etmeyi başardılar (Liu ve Capasso, 2000).

2.3. Asimetrik Kuantum Kuyu

Bazı yöntemlerle kuantum kuyularının, kuyu merkezine göre ters simetrisinin bozulduğu durumlar incelenecektir. QW'nun simetri bozulması birkaç farklı yolla elde edilebilir:

- Kuantum kuyuların, büyütme doğrultusu boyunca bir elektrik alan uygulanması (Şekil 2.6a).
- Kuantum kuyularını oluşturan malzemenin (alaşımların) farklı bileşimlerinin kullanılması (örneğin; ‘‘Basamaklı Kuantum Kuyu’’) (Şekil 2.6b).

- Farklı kalınlıklarda, iki QW'nun ince bir bariyer ile ayrılmış/çiftleşmiş yapıların kullanılması (Asimetrik Çift Kuantum Kuyu; ACQW) (Şekil 2.6c).

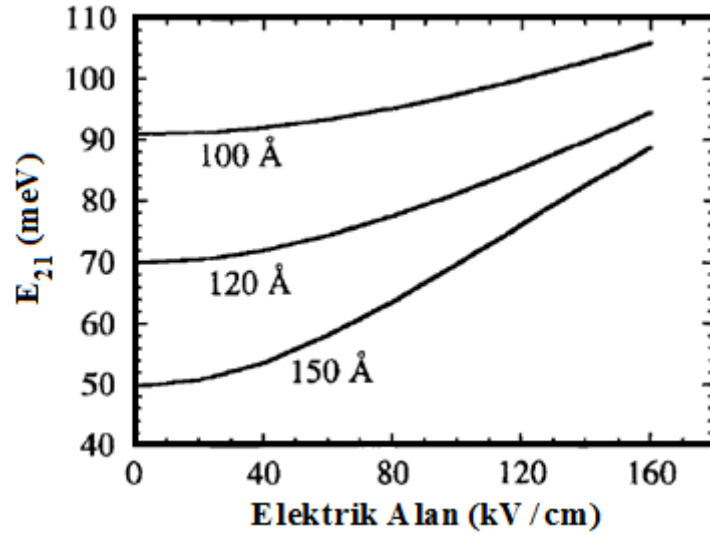


Şekil 2.6. Enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları şematik olarak gösterilen asimetrik yarıiletken kuantum kuyuları (Paielle, 2006)

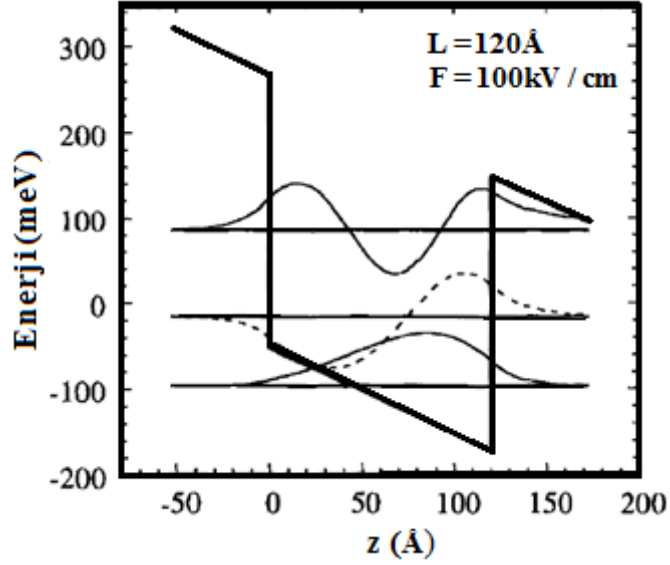
Böylece, kuantum kuyusunun simetri bozulması bazı seçim kurallarında (yani, tüm ISB geçişleri izinli hale getirir) kolaylıklar sağlayacaktır. Tabii ki, bu üç yöntem bant-yapı mühendislik tarafından tek bir yapı içinde aynı anda birleştirilebilir. Bununla birlikte, simetrik bir QW veya heteroyapı içinde içsel olarak elektrik alanı üreten, asimetrik katkı profilleri aracılığıyla bozulmuş olabilir. Asimetrik bir yarı-iki-boyutlu sistem için önemli örnekler, bir heteroyapı'nın ara yüzeyinde ya da bir MOS yapı yüzeyindeki terslenme veya birikim durumundaki tabakasıdır. Böylelikle, bant kenarına yakın potansiyel, asimetrik bir üçgen şekle sahiptir. F elektrik alan altındaki kare kuantum kuyularının durumu eFL sınırlandırıcı enerji, E_1 göre küçük olduğu sürece ikinci dereceden pertürbasyon teorisi ile işlem uygulanabilir. Ancak, yine de çoğunlukla düşey enerji bariyerleri "hissedilir" olduğu $n=1$ seviyesi elektrik alan içinde ikinci dereceden, bir miktar $\Delta E_1 = -C(m^* e^2 F^2 L^4 / \hbar^2)$ ile düşürülmüş iken $n=2$ seviyesi neredeyse pertürbe edilmeden kalır. Burada $C=0.0022$ olan nümerik sabittir (Bastard ve ark. 1983). Bu durum ise ISB soğurmanın maviye kayması ile sonuçlanır ve kuantum sınırlanmış Stark etkiye karşılık gelir (Hal bu ki, bu terim aslında IB geçişler için ifade edilmiş olup burada elektrik alan, soğurma kenar bölgesinin kırmızıya kaymasına neden olur). Bahsedilen etki, örneğin modülatörler gibi elektro-optik cihazları için de kullanılabilir. Deneysel sonuçları Harwit ve Harris (1987) tarafından bildirilmiştir.

Yüksek elektrik alanlar ve/veya büyük kuyu genişliklerinin, pertürbatif olmayan sistemdeki enerji seviyeleri, varvasyonel (Bastard ve ark., 1983) veya transfer matrisi (Ahn ve Chuang, 1986, 1987) gibi standart sayısal yöntemlerle hesaplanabilir. Şekil 2.7’de gösterildiği gibi, üç farklı kalınlığı sahip olan bir $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ QW için elektrik alan etkisinin E_{21} alt-bant ayrılma enerjisiyle değişimi gösterilmiştir. Başlangıçta, ikinci dereceden etkiler yüksek alanlarda lineere dönüşür. Son derece yüksek alanlar ($eFL \gg E_{21}$) için E_{21} en sonunda bir üçgen potansiyel durumuna karşılık gelen QW kalınlıklarında bağımsız hale gelir.

$F=100kV/cm$ elektrik alanı altındaki QW genişliği 120Å olan bir iletim bant profili Şekil 2.8’de gösterilmiştir. Taban durum dalga fonksiyonunun deformasyonu $1 \rightarrow 2'$ ’ye daha yüksek geçişleri için osilatör gücünün, kısmi bir transfere yol açtığı açıkça görülebilmektedir ($1 \rightarrow 3$, $1 \rightarrow 4$, vb.). Farklı alaşım bileşenleriyle simetri bozulması diğer basit yolu, QW içerisinde basamaklı potansiyelde gösterilmektedir (Yuh ve Wang, 1989).

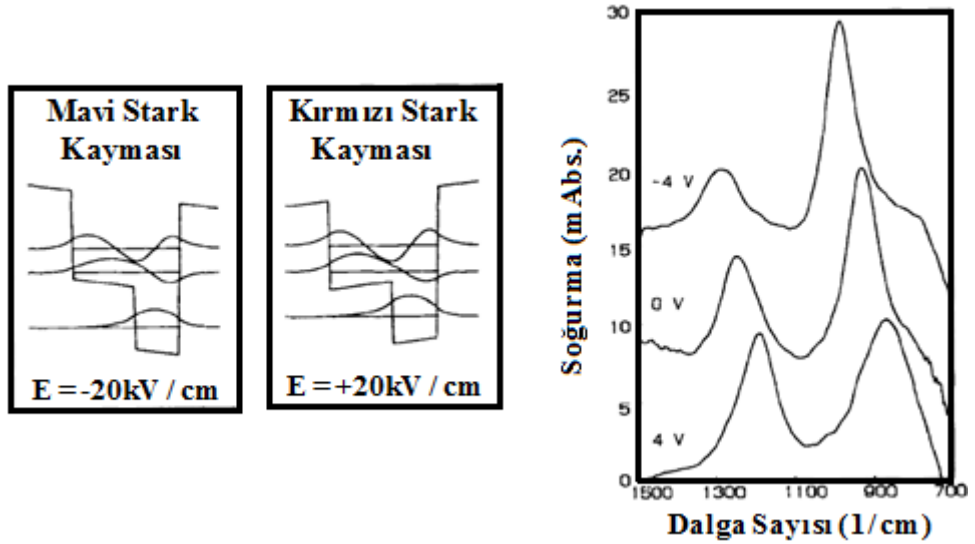


Şekil 2.7. ISB soğurmanın Stark değişimi ve kuyu genişlikleri farklı $GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ QW'nun en düşük iki alt-bant enerjisi ayrımına karşılık elektrik alan grafiği (Liu ve Capasso 2000)



Şekil 2.8. $100kV/m$ elektrik alanındaki 120\AA kuyu genişliğine sahip bir $GaAs-Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ QW'nun potansiyel profili enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları grafiği (Liu ve Capasso, 2000)

Bu tür yapılar için soğurma ile ilgili deneyleri, ilk kez Mii ve ark. tarafından yapılmıştır (1990a). Aynı yıl içinde, ek bir elektrik alan dahil edilerek yapılmıştır (Mii ve ark., 1990b; Şekil 2.9).



Şekil 2.9. $GaAs/Al_{0.18}Ga_{0.82}As/Al_{0.44}Ga_{0.56}As$ basamaklı QW'nun Stark etkisi, sol taraf; pozitif ve negatif eğimli potansiyel profili ve dalga fonksiyonları, sağ taraf; pozitif, sıfır ve negatif eğimli soğurma spektrum grafiği (Mii ve ark., 1990b)

Soğurma spektrumu (Şekil 2.9, sağ bölümde) $1 \rightarrow 2$ ve $1 \rightarrow 3$ geçişlere karşılık iki güçlü pik gösterilmektedir. Uygulanan elektrik alanının polaritesine bağlı olarak,

kırmızıya veya maviye kayması görülebilir (Yuh ve ark., 1990). Basamaklı kuantum kuyuların önemli bir özelliği; $E_3 - E_2$ ve $E_2 - E_1$ gibi ardışık enerji farkların eşit yapılabilir olduğu çiftli rezonans durumu göz önüne alındığı SHG gibi LO optiksel olayların gözlenmesine imkanı sağlar (Rosencher ve Bois, 1991; Rosencher ve ark., 1992). Benzer durum, asimetrik çiftli kuantum kuyular için elde edilebilir. Bir ek elektrik alan etkisi altında farklı ISB zıt geçişlerin gözlenmesine ve farklı geçişlerin osilatör gücünün ayarlamasına olanak sağlar. Bu tür yapılar çok büyük LO optik etkiler için kullanılır ve aynı zamanda kuantum cascade lazerler için geliştirilmiş aktif hücresi olarak görev yapar. Örneğin, *InGaAs-InAlAs* yapısında çiftli rezonans durumunda LO etkiler ($E_3 - E_2 \cong E_2 - E_1$) için optimize edilmiştir ve *GaAs-AlGaAs* yapısının $E_2 - E_1$ enerji farkı çok küçük olduğundan ikinci alt-bant artan sıcaklık ile doldurulmasıyla $2 \rightarrow 3$ ve $2 \rightarrow 4$ geçişlerin gözlenmesine izin verir.

Özetlemek gerekirse; bir kuantum yapı içinde simetri bozulması yöntemleriyle elde edilen, alt-bant enerji seviyeleri ve ortaya çıkan soğurma özelliklerinden faydalanarak, büyük tasarım özgürlüğüyle yeni cihaz uygulamaları için uyarlanabilir (Liu ve Capasso, 2000).

2.4. Lineer Olmayan (LO) Optik

Optik, uzun bir tarih boyunca hatta son zamanlara kadar tüm optik ortamların lineer olduğu düşünülmekteydi. Optik ortamın lineerlik varsayımından genel olarak aşağıdaki sonuçlara ulaşılır.

- Kırılma indisi ve soğurma katsayısı gibi optik özellikler, ışığın şiddetinden bağımsızdır.
- Süperpozisyon prensibi, klasik optiğin temel prensibi olarak ele alınır.
- Işığın frekansı, geçtiği ortam tarafından değiştirilemez.
- Işık ışıkla etkileşmez; lineer optiksel bir ortamın aynı bölgesindeki iki ışık demeti birbiriyle etkilenmez. Dolayısıyla ışık, ışık ile kontrol edilemez.

1960 yılında lazer icadından sonra, bize önceden mümkün olandan daha yüksek şiddetlerdeki ışığın, optik malzemelerdeki davranışını incelemeyi sağlamıştır. Yapılan deneylerin birçoğunda, aşağıda örneklendiği gibi optik ortamın aslında LO davranış sergilediğini açıkça göstermektedir.

- Kırılma indisi ve bunun sonucunda bir optik ortamdaki ışık hızı, ışık şiddeti ile değişebilir.
- Süperpozisyon prensibi ihlal edilmektedir.
- Işık, LO optik bir malzemeden geçerken frekansı değişebilir (örneğin, kırmızıdan maviye!).
- Işık ışık ile kontrol edilebilir; fotonlar etkileşim yapar.

LO optik ortamlarda birçok ilginç olaylar da oluşmaktadır. Lineer ve LO optik özellikler, ışığın kendi özelliğinden daha çok ışığın hareket ettiği ortamın bir özelliğidir. LO davranış, ışık boşlukta hareket ettiği zaman sergilenmez. Işık, ortam aracılığıyla ışık ile etkileşime girmesi gerekir. Bir optik alanın varlığı, ortam özelliğini değiştirerek, bu ortamdan geçen optik alanın özelliğini hatta kendi özelliğinin değişmesine neden olabilir. Dielektrik ortam özelliği, polarizasyon yoğunluk vektörü $\mathbf{P}(r,t)$ ile elektrik alan vektörü $\mathbf{E}(r,t)$ arasındaki ilişkiyle tanımlanmaktadır. Burada $\mathbf{E}(r,t)$ ve $\mathbf{P}(r,t)$ sırasıyla sistemin girişi ve çıkışı olarak kabul edilmektedir. Vektör fonksiyonları $\mathbf{P}(r,t)$ ve $\mathbf{E}(r,t)$ arasındaki matematiksel ilişki sistemi tanımlar ve ortam karakterize edilebilir. Örneğin, bu matematiksel ilişki LO ise ortam da LO olduğu söylenir (Saleh ve Teich, 1991).

2.4.1. LO optiksel ortam için dalga denklemi

Maxwell denklemleri kullanılarak LO optiksel ortamda ışık yayılımı için dalga denklemi elde etmek üzere ilk olarak, SI birim sisteminde Maxwell denklemleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.22)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.23)$$

Öncelikle, bu denklemlerin çözümü için bağlı yükler (serbest olmayan) içeren alanlarda serbest elektrik yük yoğunluğu

$$\rho = 0 \quad (2.24)$$

ve serbest dolaşan yüklerin olmadığı (serbest olmayan akımlar içerdiği) durum için

$$\mathbf{J} = 0 \quad (2.25)$$

ifadeleriyle ilgilenecektir. Ayrıca, manyetik olmayan bir malzeme olduğu kabul edilmektedir. Böylece

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.26)$$

olarak yazılabilir. Bununla birlikte, malzeme bir anlamda LO özelliklere sahip olması için izin verdiği \mathbf{D} ve \mathbf{E} alanları arasında

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.27)$$

ile ilişkilidir. Daha sonra Denklem 2.22, 2.23, 2.25 ve 2.26 kullanarak ara işlemler yapılırsa

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D} = 0 \quad (2.28)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemde \mathbf{D} yerine Denklem 2.27 yazılıp denklem tekrar düzenlenirse

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.29)$$

ifadesi elde edilir. Denklem 2.28'in sol tarafındaki μ_0 yerine $1/\epsilon_0 c^2$ yazılmıştır. Bu denklem LO optik dalga denkleminin en genel şeklidir. Belirli koşullar altında Denklem 2.29'u basitleştirilebilir. Örneğin, aşağıdaki vektör analizindeki özdeşlik kullanarak Denklem 2.29'un sol tarafındaki ilk terim için yazılabilir.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.30)$$

Bu ifadenin ise sağ tarafındaki ilk terim, izotropik kaynaklı-serbest ortamın, lineer optiğinde kaybolur, çünkü Maxwell denklemi $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ ifadesinin $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ olduğu anlamına gelmektedir. Ancak, LO optik için Denklem 2.30'un sağındaki ilk terim genellikle ilginç durumlar için bırakılabilir. Daha genel anlamda, $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$ ifadesi özellikle, yavaş genlik yaklaşımında bu terim kaybolmazsa da genellikle küçük olduğu gösterilmektedir. Bu durumda, Denklem 2.30'da $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$ ihmal edilebilir olduğu varsayılmaktadır. Böylece, Denklem 2.29'daki dalga denklemi genellikle

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.31)$$

şeklinde ifade edilir. Denklem 2.31'deki \mathbf{P} 'i lineer ve LO kısımların toplamı $\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}}$ olarak ifade edilir. $\mathbf{P}^{(1)}$ lineer polarizasyon, \mathbf{E} elektrik alan şiddetine lineer bağlı olduğu \mathbf{P} 'in bir parçasıdır. Benzer şekilde, \mathbf{D} elektrik yer değiştirme alanı, lineer ve lineer olmayan $\mathbf{D} = \mathbf{D}^{(1)} + \mathbf{P}^{\text{NL}}$ şeklinde ayrıştırılabilir. Burada, lineer

kısım ise $\mathbf{D}^{(1)} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}^{(1)}$ şeklinde verilir. Yukarıda ifadelerle Denklem 2.31'ı tekrar düzenlenirse

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}^{(1)}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.32)$$

şeklinde yazılabilir. Dalga denkleminin bu formu neden kullanışlı olduğunu görmek için ilk önce, ortamın kayıpsız ve dispersiyonsuz olduğu durum göz önüne alınır. Daha sonra $\mathbf{D}^{(1)}$ ve \mathbf{E} arasındaki ilişkiyi $\mathbf{D}^{(1)} = \varepsilon_0 \varepsilon^{(1)} \cdot \mathbf{E}$ şeklindeki $\varepsilon^{(1)}$ 'in frekanstan bağımsız bir dielektrik tensörü ile ifade edilir ve bu ilişki izotropik bir malzeme için basitçe $\mathbf{D}^{(1)} = \varepsilon_0 \varepsilon^{(1)} \mathbf{E}$ forma indirgenir. Burada $\varepsilon^{(1)}$, her malzeme için farklı ve birimsiz olan bağıl dielektrik sabitidir. ε_0 ise serbest uzay için dielektrik sabitidir. İzotropik ve dispersiyonsuz bir malzemenin (basit bir) durumu için Denklem 2.32'deki dalga denklemi

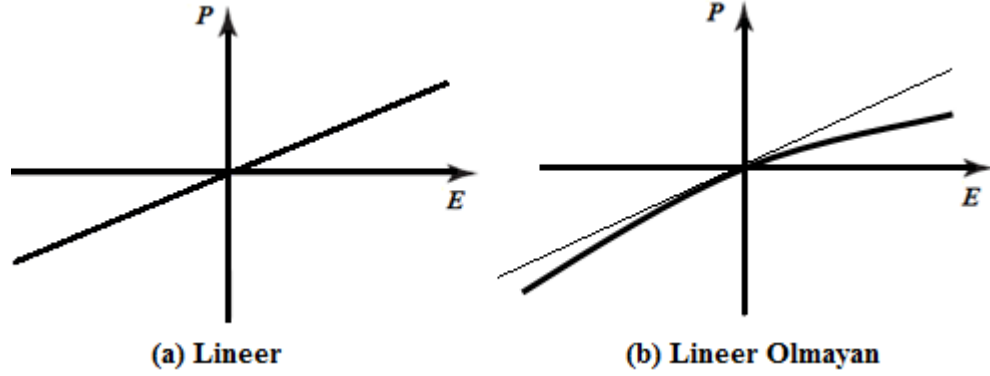
$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.33)$$

halini alır. Bu ifade homojen olmayan dalga denklemi formuna sahip ve eşitliğin sağ tarafındaki terim ise ortamın LO tepkisini belirleyen bir kaynak gibi davranarak işlev görür. Dolayısıyla $\partial^2 \mathbf{P}^{NL} / \partial t^2$ terim, sıfırdan farklıysa ortamı oluşturan yükler ivmeli hareket yapacağından, Elektromanyetizma'da *Larmor'un* teoremine göre, ivmeli hareket eden yükler elektromanyetik ışımaya yapar. Bu yüzden, malzeme içinden geçen ışın, farklı frekanslara dönüşebilir. $\partial^2 \mathbf{P}^{NL} / \partial t^2$ teriminin yokluğunda ise Denklem 2.33, c/n hızıyla yayılan, serbest dalgalar şeklindeki çözümlerini kabul eder. Burada c boşluktaki ışık hızıdır ve n , lineer kırılma indisi $n^2 = \varepsilon^{(1)}$ eşittir (Boyd, 2008).

2.4.2. LO optiksel ortam

Lineer bir dielektrik ortam, Şekil 2.10a'da gösterildiği gibi polarizasyon yoğunluğu ile elektrik alan arasındaki lineer bir ilişki ile karakterize edilir. Bu ilişki

$P = \epsilon_0 \chi E$ ile ifade edilir. Burada ϵ_0 boşluğun dielektrik sabitidir ve χ ortamın elektrik alınganlığıdır. Diğer taraftan LO ortam, Şekil 2.10b'de gösterildiği gibi P ve E arasındaki lineer olmayan bir ilişki ile karakterize edilir.



Şekil 2.10. P - E arasındaki ilişki için (a) Lineer dielektrik ortam (b) LO dielektrik ortam

LO özellikler, makroskopik ve mikroskopik kaynaklı olabilir. Polarizasyon yoğunluğu

$$P = N\mu \quad (2.34)$$

ile ifade edilebilir. Burada N , dipol momentlerin sayı yoğunluğudur. μ ise uygulanan elektrik alan E ile indüklenen her bir dipol momenttir. LO davranış, N veya μ kaynaklı olabilir. E ile μ arasındaki ilişki, E küçük olduğunda lineerdir ancak E , atomlar arası elektrik alanlarla (genelde 10^5 ile 10^8 V/m arasındadır) karşılaştırılabilir değerlere ulaştığında LO hale gelir. Burada $-eE$ gibi elektrik kuvvet uygulanırsa $-e$ yüklü kütlelerin x kadar yer değiştirmesi sonucu dipol momentini

$$\mu = -ex \quad (2.35)$$

olarak basit Lorentz modeliyle izah edilebilir. Esnek ve geri çağırıcı kuvvet, yer değiştirme ile orantılı ise (yani, Hooke kanunu uygulanması halinde) denge durumundaki yer değiştirme x , E ile orantılıdır; ardından P ile E orantılıdır ve ortam lineerdir. Bununla birlikte, geri çağırıcı kuvvet, yer değiştirmenin LO bir fonksiyonu

ise denge durumundaki yer değiştirmesi x ve polarizasyon yoğunluğu P , E 'nin LO bir fonksiyonları olur ve sonuç olarak ortam lineer değildir.

Optik malzemenin, ışığa LO tepkisinin diğer başka olası kaynağı, sayı yoğunluğu N 'nin optik alana bağımlılığıdır. Örneğin, ışığın soğrulması ve emisyonu ile ilgili enerji seviyelerini işgal eden atom sayıları, ışığın şiddetine bağlı olduğu için bir lazer ortamı örnek gösterilebilir. Dışarıdan uygulanan optiksel elektrik alanlar yani, odaklanmış lazer ışık kullanıldığında bile karakteristik atomlar arası ya da kristal alanları ile karşılaştırıldığında, genellikle küçük olduğundan, LO özellikler genellikle zayıftır. P ile E arasındaki ilişki küçük E değerleri için yaklaşık olarak lineerdir. E arttıkça ise lineerlikten sadece hafif sapma olur. Bu şartlar altında, polarizasyon yoğunluğu $P(t)$, elektrik alan şiddeti $E(t)$ fonksiyonu olarak $E(t)=0$ civarında Taylor serisine açılarak genelleştirilirse (Saleh ve Teich, 1991)

$$\begin{aligned} P(t) &= \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \right] \\ &\equiv P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \end{aligned} \quad (2.36)$$

ifadesi elde edilir. Denklem 2.36'daki ilk terim lineer optikte, $P^{(1)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t)$ şeklinde tanımlanır. Bu ifadedeki $\chi^{(1)}$ ise lineer alınganlık olarak adlandırılır. $\chi^{(2)}$ ve $\chi^{(3)}$ sırasıyla ikinci ve üçüncü dereceden optiksel alınganlık olarak bilinir.

Kolaylık olması açısından; Denklem 2.36'ı yazılırken $P(t)$ ve $E(t)$ skaler nicelik olarak alınmıştır. Alınganlıklar ise $\chi^{(1)}$ ikinci-rank tensörü, $\chi^{(2)}$ üçüncü-rank tensörü haline gelir ve böyle devam eder. Denklem 2.36'ı formunda gösterilen t anındaki polarizasyon $P(t)$, elektrik alan şiddetinin sadece o andaki anlık değerine bağlı olduğu varsayılmaktadır. Ortamın anlık tepki varsayımı (Kramers-Kronig ilişkisiyle), ortamın kayıpsız ve dispersiyonsuz olması anlamına gelir. Genel olarak, LO alınganlıklar uygulanan alanların frekanslarına bağlıdır ancak anlık tepki varsayımı altında alınganlıklar frekanstan bağımsız olarak ele alınmaktadır.

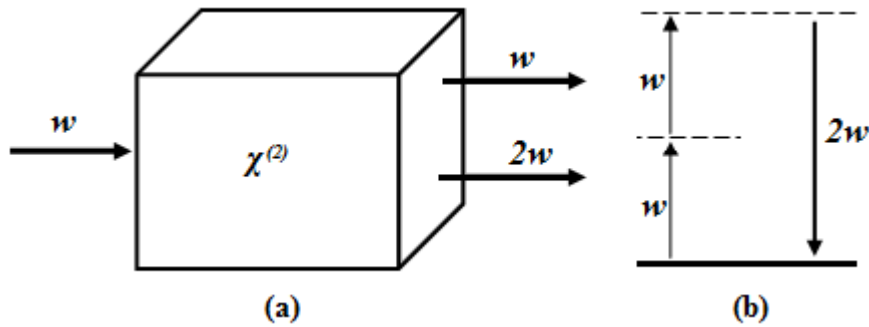
Denklem 2.36'daki $P^{(2)}(t)$ ve $P^{(3)}(t)$ sırasıyla ikinci dereceden ve üçüncü dereceden LO polarizasyon yoğunluğu olarak ifade edilir. Ayrıca, ikinci dereceden LO optiksel etkileşimler, sadece merkezi simetrik olmayan kristallerde oluşur, ters simetri kristallerde oluşmaz. Örneğin, sıvılar, gazlar ve amorf katılar (cam gibi) birçok kristallerde merkezi simetri özelliği gösterir, bu tür ortamlar için $\chi^{(2)}$ aynı şekilde yok olur ve dolayısıyla bu tür malzemelerin ikinci dereceden LO optiksel etkileşimler üretmez. Diğer taraftan, üçüncü dereceden LO optiksel etkileşimler (yani $\chi^{(3)}$ ile açıklanan alınganlık), merkezi simetrik ve merkezi simetrik olmayan her iki ortamda oluşabilir (Boyd, 2008).

2.5. İkinci Dereceden LO Optiksel Süreçler

İkinci dereceden LO optiksel süreçlerle ilgili bir takım kavram ve terimler kısaca ifade edilecektir. Ayrıca, bu süreçler ilgili özellikler, kayıpsız ve dispersiyonsuz ortam içinde geçerli olan daha önceki bölümde ifade ettiğimiz Denklem 2.36 ile tanımlanan polarizasyona bağlı olarak incelenecektir.

2.5.1. İkinci harmonik üretim (SHG)

LO optiksel etkileşime örnek olarak Şekil 2.11'de şematik olarak gösterilen SHG süreci ele alınmaktadır.



Şekil 2.11. (a) SHG'in geometrisi (b) SHG'i tanımlayan enerji seviyeleri şeması

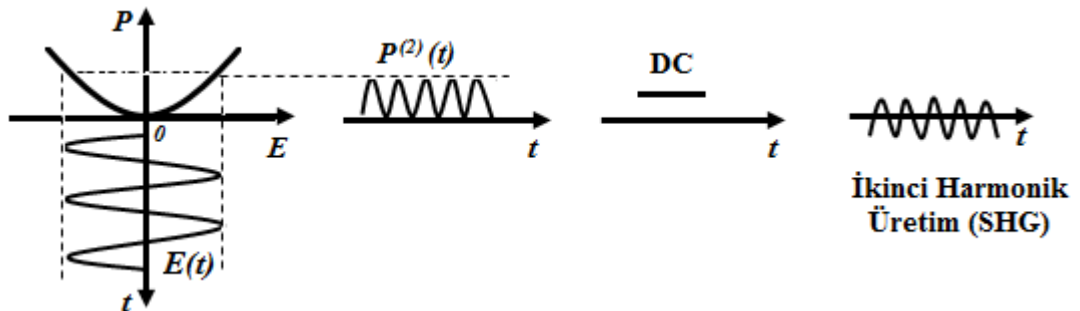
Uygun deneysel koşullarda, SHG sürecinde neredeyse tüm ω frekansta ve aynı güçteki gelen ışınların, 2ω frekansta ikinci harmonik radyasyona dönüştürülebilir, böylece verimli SHG oluşumu sağlanabilir. Ancak, Şekil 2.11a'da görüldüğü gibi SHG verimi %100 olmadığı düşünülerek, 2ω frekanstaki SHG'in yanında SHG'e dönüşmeyen ω frekansındaki radyasyon ile beraber gösterilmiştir. SHG, alanın farklı frekans bileşenleri arasındaki fotonların değişimiyle ilgili etkileşme dikkate alınarak görsel olarak açıklanabilir. Şekil 2.11b'de gösterildiği gibi ω frekanslı iki fotonla uyarılan sistem bozunur ve bir kuantum-mekaniksel işlemde aynı zamanda 2ω frekanslı bir foton oluşturulur (Boyd, 2008). Burada, Şekil 2.11'de gösterildiği gibi kristale uygulanan ışığın elektrik alanı

$$\mathbf{E}(t) = Ee^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.37)$$

şeklinde ifade edilir. Işığın, geldiği kristal ortam ikinci dereceden alinganlığı $\chi^{(2)}$ sıfırdan farklıdır. Böylelikle kristalin, ikinci dereceden polarizasyon yoğunluğundaki $\mathbf{P}^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^{(2)}(t)$ elektrik alan ifadesi, Denklem 2.37 ile yazılırsa ikinci dereceden polarizasyonu daha açık

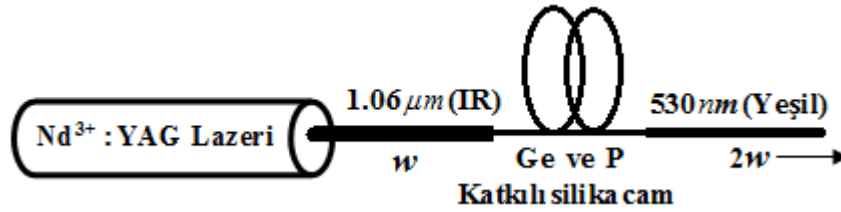
$$\mathbf{P}^{(2)}(t) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E E^* + (\epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 e^{-i2\omega t} + c.c.) \quad (2.38)$$

şeklinde elde edilir (Boyd, 2008). Bu ifadenin açıklamasını şematik olarak Şekil 2.12'de gösterebiliriz.



Şekil 2.12. İkinci dereceden LO bir optik ortamda ω açısız frekanslı sinüzoidal bir elektrik alan 2ω 'da (ikinci harmonik) bileşenli polarizasyon ve statik DC bir bileşen oluşum şeması

Denklem 2.38’de, ilk terimden sıfır frekanslı bir katkı, ikinci terimden ise 2ω frekanslı bir katkı sağlandığı görülür. Buna göre ikinci terim, ikinci harmonik frekanslı bir radyasyon üretimine yol açabilir (Boyd, 2008). SHG’in, yaygın olarak diğer kullanım şekli ise farklı spektrum bölgelerinde sabit frekanslı bir lazer ışığına dönüştürmektir. Örneğin; Şekil 2.13’de görüldüğü gibi, $1.06\mu\text{m}$ dalga boyundaki (kırmızı ötesi spektrumu civarında) Nd^{3+} : YAG lazeri, Ge ve P katkılı silika cam fiber ortamından geçtikten sonra rutin olarak $0.53\mu\text{m}$ bir dalga boyuna (görünür ışık spektrumun ortasında) dönüştürmek üzere SHG oluşumu gösterilmiştir (Saleh ve Teich, 1991).

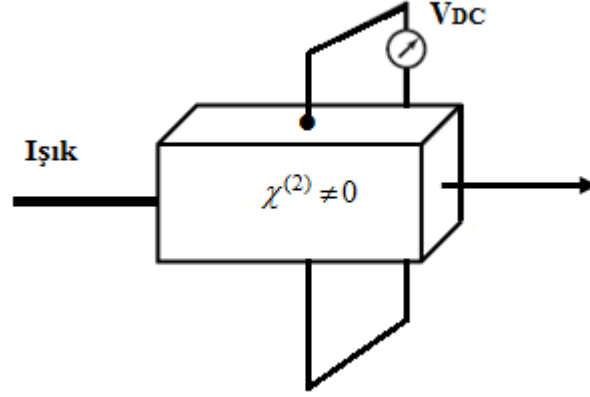


Şekil 2.13. Nd^{3+} : YAG lazerin Ge ve P katkılı silika-cam fiberde SHG üretim şeması

2.5.2. Optiksel doğrultma (OR)

Denklem 2.38’deki, ilk terim elektromanyetik radyasyon üretimine bir katkı sağlamaz (çünkü; dalga denkleminde zamana göre ikinci türevi sıfır olur); LO kristal boyunca, içerisinde statik bir elektrik alan oluşturur ve *optiksel doğrultma* (Optical Rectification; OR) olarak adlandırılan bir sürece yol açar (Boyd, 2008).

Bu süreç, LO malzeme içerisinde Şekil 2.14’deki gibi bir kondansatör plakalar boyunca bir doğru akım potansiyel farkı yaratan (zamanla değişmeyen) kararlı bir polarizasyon yoğunluğuna eşittir. Şiddetli bir optik alanın sonucu olarak bir DC voltajının üretimi, optik doğrultmayı (sıradan bir elektronik doğrultucuda bir sinüzoidal AC gerilimin bir DC gerilime dönüşümüne benzetebilir) temsil eder. Mesela; birkaç MW pik gücünde bir optik pulsa karşılık birkaç yüz μV değerinde gerilim oluşturabilir (Saleh ve Teich, 1991).



Şekil 2.14. LO bir kristal boyunca şiddetli ışık demetinin iletimi arasında bir DC gerilim üretim şeması

2.5.3. Toplam-fark frekans üretimi

İkinci dereceden LO optiksel ortam üzerine gelen optik alanın, iki farklı frekans bileşenden oluşan elektrik alan ifadesi

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad (2.39)$$

ile ifade edilir. $P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^{(2)}(t)$ denklemdeki elektrik alan ifadesi yerine Denklem 2.39 yazılırsa ikinci derece polarizasyon daha açık bir şekilde

$$P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} \left[E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + c.c. \right] + 2\epsilon_0 \chi^{(2)} \left[E_1 E_1^* + E_2 E_2^* \right] \quad (2.40)$$

elde edilir. Aşağıdaki gösterim sistemini kullanarak bu sonucu

$$P^{(2)}(t) = \sum_n P(\omega_n) e^{-i\omega_n t} \quad (2.41)$$

şeklinde ifade etmek daha uygun olur. Burada, toplam işlemi ise pozitif ve negatif frekanslar ω_n üzerinden genişletilir. Dolayısıyla, LO polarizasyonun farklı frekans bileşenlerinin kompleks genlikleri

$$\begin{aligned}
P(2w_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2 && \text{(SHG)} \\
P(2w_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2 && \text{(SHG)} \\
P(w_1 + w_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 && \text{(SFG)} \\
P(w_1 - w_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^* && \text{(DFG)} \\
P(0) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) && \text{(OR)}
\end{aligned} \tag{2.42}$$

şeklinde ifade edilir. Buradaki her bir ifade, fiziksel sürecin adıyla tanımlanırsa; ikinci-harmonik üretim (SHG), toplam-frekans üretimi (SFG), fark-frekans üretimi (DFG) ve optik-doğrultma (OR) olarak ifade edilir. Ayrıca Denklem 2.42’i doğrultusunda, her biri sıfırdan farklı olan sadece belirli frekansların negatif bir tepkisi de vardır. Bunlar ise

$$\begin{aligned}
P(-2w_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^{*2} \\
P(-2w_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2^{*2} \\
P(-w_1 - w_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^* E_2^* \\
P(w_2 - w_1) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2 E_1^*
\end{aligned} \tag{2.43}$$

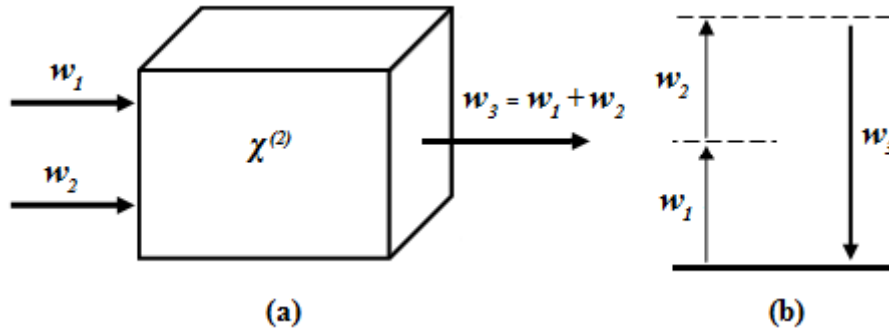
şeklinde ifade edilir. Yine de bu ifadeler Denklem 2.42’deki ifadelerin kompleks konjügesi olduğundan, hem pozitif hem de negatif frekans bileşenlerini almaya gerek yoktur. Denklem 2.42’deki $2w_1$, $2w_2$, 0 , w_1+w_2 ve w_1-w_2 frekanslardaki bileşenler LO polarizasyonu tanımlamaktadır. LO polarizasyondaki tüm frekans bileşenleri için faz-uyum koşulu farklıdır. Fakat belirli bir faz-uyum koşulu sağlandığında LO polarizasyon verimli bir çıkış sinyali üretebilir, genellikle, bu koşul LO bir polarizasyonun birçok frekans bileşeni için sağlanması mümkün değildir. Faz-uyumun sağlanmadığı koşullarda ise diğer frekanslar ortam tarafından tutulmaz.

2.5.3.1. Toplam-frekans üretimi (SFG)

SFG süreci, şematik olarak Şekil 2.15’de gösterilmiştir. Bu süreci tanımlayan Denklem 2.42’deki LO polarizasyon bileşeni ise;

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\epsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2 \quad (2.44)$$

ile verilir. Birçok bakımdan SFG süreci, SHG'ye benzemektedir. Aralarındaki tek fark, SFG'de, farklı frekanslı iki giriş dalgasının olmasıdır. SFG uygulaması olarak, morötesi spektrum bölgesinde ayarlanabilir bir dalga üretmek için giriş dalgalarından birinin sabit frekanslı görünür lazerin çıkışı, diğeri ise ayarlanabilir frekanslı görünür lazerin çıkışı, seçilerek üretim sağlanır.



Şekil 2.15. SFG (a) Etkileşim geometrisi (b) Enerji seviyeleri şeması

Optik ortama gelen ω_1 ve ω_2 frekanslardaki gelen dalga çiftin etkileşimiyle, ω_3 frekansı oluşturması için belirli koşulların sağlanması gerekir. Bu üretimin gerçekleşmesi, faz-uyum koşulunu beraberinde getirmektedir. Bu durumda $+z$ yönünde, frekansları ω_1 ve ω_2 olan ve sırasıyla \vec{k}_1 ve \vec{k}_2 vektörlerine sahip uygulanan düzlem dalgaların, elektrik alanları sırasıyla $\mathbf{E}_1(z,t) = A_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c.$ ve $\mathbf{E}_2(z,t) = A_2 e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c.$ 'dir. ω_3 frekanstaki ve \vec{k}_3 vektörüne sahip üretilen düzlem dalganın elektrik alanı ise

$$\mathbf{E}_3(z,t) = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (2.45)$$

ile tanımlanır. Burada A_n ($n=1,2,3,\dots$) ise dalga genliği sabitidir. İfade edilen elektrik alanlar, sadece z konuma bağlı olduğu dalga denklemindeki ∇^2 ifadesinin yerine

d/dz^2 ile değiştirilebilir. Denklem 2.33'ün çözümü için Denklem 2.44 ve 2.45'i kullanılarak yavaş değişen genlik yaklaşımı yapıldığı zaman

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\chi^2 w_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2 e^{i\Delta k z} \quad (2.46)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade ise üretilen w_3 dalga genliği w_1 ve w_2 gelen dalga genliklerinin çiftlenmesinin bir sonucu olarak, nasıl değiştiğini gösterir. Dolayısıyla Denklem 2.46'ı *çiftleşmiş-genlik* denklemi olarak da bilinir. Genel olarak, yukarıda verilen türetme işlemi tekrarlanarak w_1 ve w_2 alanları için benzer denklemler elde edilebilir. Bu durumda, bir optik dalga uzunluğunun, A_3 dalga genliğinin konuma bağlı kısmi değişimi, çok küçük olması gerektirdiğinden

$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 \quad (2.47)$$

olarak ifade edilir. Burada Δk dalga vektörü (veya momentum) uyumsuzluğu diye adlandırılır. Kolaylık olması açısından, gelen dalgaların genlikleri A_1 ve A_2 sabit alınabilir. Toplam frekans, alanda bulunan giriş alanlarının dönüşümü çok büyük olmadığı zaman bu varsayıma geçerlidir. Böylelikle, özel bir durum için

$$\Delta k = 0 \quad (2.48)$$

olarak ifade edilirse toplam frekans A_3 dalga genliği, z ile lineer olarak artar ve dalga şiddeti, z 'nin karesiyle orantılı arttığı durumda Denklem 2.48'e mükemmel faz-uyum koşulu olarak adlandırılır. Bu koşul sağlandığında üretilen dalga, LO polarizasyon ile ilgili sabit bir faz ilişkisi sağlar ve gelen dalgalardan en verimli enerji üretmek mümkün olur. Ancak faz-uyum koşulunu elde etmek genellikle zordur. Çünkü, w_1 ve w_3 frekans aralığında ($w_1 \leq w_2 < w_3$ olduğu varsayılmaktadır) kayıpsız malzemelerin kırılma indisi, normal dağılım olarak bilinen bir etki gösterir: Kırılma indisi, frekansın artan bir fonksiyonudur. Sonuç olarak, aynı doğrultudaki ışınlarla mükemmel faz-uyum koşulu için

$$\frac{n_1 w_1}{c} + \frac{n_2 w_2}{c} = \frac{n_3 w_3}{c} \quad (2.49)$$

ile ifade edilir. Burada n_1 , n_2 ve n_3 farklı kırılma indislerine karşılık gelen farklı hızlarda hareket eder. Bu durumda faz-uyum koşulu, $w_3 = w_1 + w_2$ frekans-uyum koşulundan bağımsız olur. Üç optiksel frekansların her birinde kırılma indislerinin kontrolü faz-uyumu koşulu $\Delta k = 0$ elde etmek için gereklidir. Genelde, faz-uyum iki yöntemden biri ile gerçekleştirilebilir. Bunlardan ilki, açı değiştirerek ayarlama; bu yöntem gelen ışığın yayılma doğrultusuna göre kristalin doğru bir açısal yönelimiyle gerçekleşir. Diğeri ise sıcaklık kontrollü şekilde ayarlanarak sağlanır (Boyd, 2008).

2.5.3.2. Fark-frekans üretimi (DFG)

DFG süreci, Şekil 2.16'da şematik olarak gösterilmiştir. Bu üretimin LO polarizasyon bileşen ise;

$$P(w_1 - w_2) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^* \quad (2.50)$$

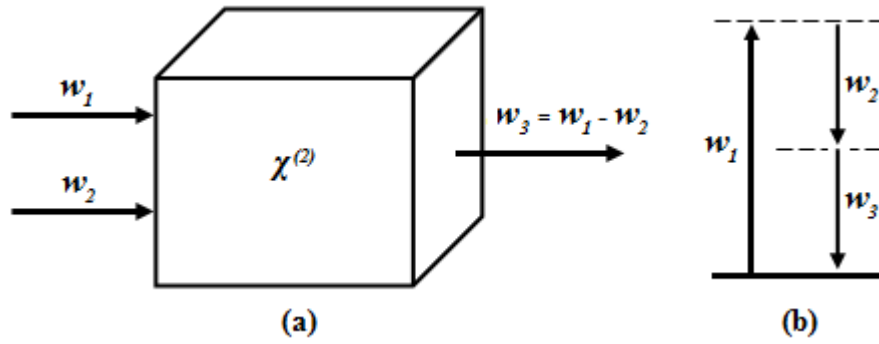
ile tanımlanır. Burada, üretilen LO frekans ise gelen dalgaların frekans farkı olarak

$$w_3 = w_1 - w_2 \quad (2.51)$$

ile verilir. DFG sabit frekanslı görünür lazer çıkışı ile ayarlanabilir frekanslı görünür lazerin çıkışının karıştırılmasıyla ayarlanabilir ve kızılötesi radyasyon üretmek için kullanılır. Görünüşte, DFG ve SFG'i çok benzer süreçlerdir. Ancak, iki süreç arasındaki önemli bir fark Şekil 2.16b'deki enerji seviyesi diyagramı ile DFG'in tanımıyla çıkarılabilir. Enerji korunumu, her foton için fark frekansı $w_3 = w_1 - w_2$ oluşturulacak şekilde olmasını gerektirir. Bunun için w_1 , yüksek giriş frekansı olan bir foton yok edilmeli ve w_2 daha düşük giriş frekansı olan bir foton oluşturulması

gerektiğini ifade eder. Böylece, düşük frekanslı giriş alanı DFG süreci ile güçlendirilir. Bu nedenle, DFG süreci de optik parametrik güçlendirme olarak bilinir.

DFG'in foton enerji düzeyi açıklamasına göre, atom w_1 frekanslı foton soğurur ve uyarılmış seviyeye geçer. Bu seviye mevcut olan w_2 alanının varlığı ile uyarılan iki-foton emisyon süreciyle bozunur. w_2 alanı uygulanmasa bile iki-foton emisyonu meydana gelebilir. Böyle bir durumda (w_2 'in olmadığı), üretilen alanlar çok zayıf olduğundan uyarılmış seviyeden kendiliğinden iki-foton emisyon ile üretilir.



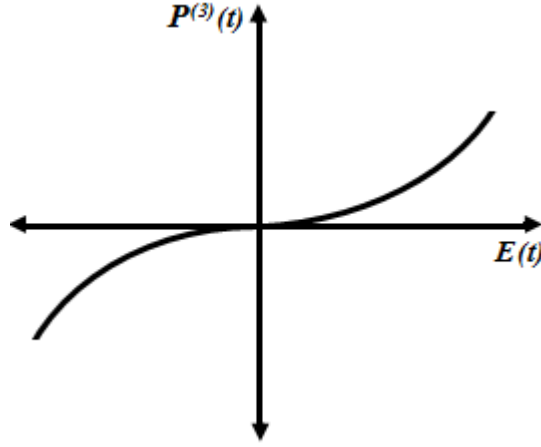
Şekil 2.16. DFG (a) Etkileşim geometrisi. (b) Enerji seviyeleri şeması

Bu süreç, parametrik flüoresans olarak bilinir ve deneysel olarak 1967'de Harris ve arkadaşları (Harris ve ark., 1967), 1968'de Byer ve Harris (Byer ve Harris, 1968) tarafından gözlenmiştir (Boyd, 2008).

2.6. Üçüncü Dereceden LO optiksel Süreçler

2.6.1. Üçüncü harmonik üretim (THG)

Merkezi simetrik ve merkezi simetrik olmayan her iki ortam için THG oluşabilir. Örneğin, merkezi simetrik ortamlarda elektrik alan tam olarak tersine döndüğü zaman polarizasyon da tersine dönecektir. Bu durumda ikinci dereceden LO terim olmayacağından baskın LO, üçüncü dereceden olur ve ortam bir *Kerr* ortamı olarak adlandırılır (Şekil 2.17) (Saleh ve Teich, 1991).



Şekil 2.17. Üçüncü dereceden LO harmonik grafiği

LO polarizasyona, üçüncü dereceden katkı ise

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^{(3)}(t) \quad (2.52)$$

ile ifade edilir. $\mathbf{E}(t)$ alanı birkaç farklı frekans bileşenlerden oluştuğu için $\mathbf{P}^{(3)}(t)$ ifadesi genel olarak çok karmaşıktır. Bu nedenle, öncelikle uygulanan alanın monokromatik yani

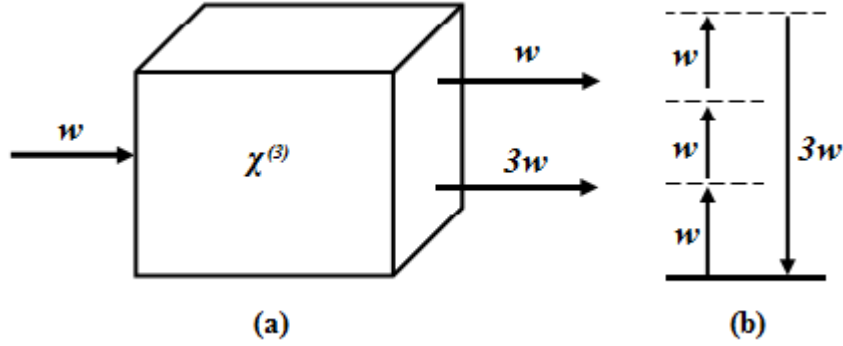
$$\mathbf{E}(t) = \mathcal{E} \cos \omega t \quad (2.53)$$

ile verildiği basit bir durum için ele alınırsa LO polarizasyon, Denklem 2.52 ve 2.53 ile tekrar düzenlenirse

$$\mathbf{P}^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathcal{E}^3 \cos \omega t \quad (2.54)$$

şeklinde yazılır. Bu ifadedeki ilk terim, ω frekanslı uygulanan alan ile oluşturulan 3ω frekansa sahip bir tepkiyi açıklar. Bu ilk terim Şekil 2.18'de gösterildiği gibi THG sürecine yol açar. Bu sürecin foton tanımına göre, Şekil 2.18b'de gösterildiği gibi, ω

frekanslı üç fotonla uyarılan sistem bozunur ve mikroskopik açıklamasına göre 3ω frekanslı bir foton oluşturulur (Boyd, 2008).



Şekil 2.18. THG (a) Etkileşimin geometrisi (b) Enerji seviyeleri şeması

2.6.2. Üçüncü dereceden etkileşimler

Frekansları ω_1 , ω_2 ve ω_3 olan üç dalganın üçüncü dereceden optik ortamda karışmasıyla birçok frekans bileşeni elde edilebilir. Bu bileşenler, şayet fiziksel şartların sağlanması durumunda, aynı anda gözlenmesine imkân sağlayacaktır. Uygulanan bir alan ile indüklenen LO polarizasyon $\mathbf{P}^{(3)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^{(3)}(t)$ formu daha yakından ele alınırsa uygulanan üç farklı frekanslı bileşenden oluşan ışığın elektrik alanı

$$\mathbf{E}(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + E_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c. \quad (2.55)$$

şeklinde verilir. Burada $\mathbf{E}^{(3)}(t)$ hesapladığımızda, pozitif ve negatif frekanslar ayrı ayrı düşünülürse sonuç olarak, 44 farklı frekans bileşeni ortaya çıkar. Bu frekanslar açık olarak yazılırsa

$$\begin{aligned} &\omega_1, \omega_2, \omega_3, 3\omega_1, 3\omega_2, 3\omega_3, (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3), (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3), \\ &(\omega_1 + \omega_3 - \omega_2), (\omega_2 + \omega_3 - \omega_1), (2\omega_1 \pm \omega_2), (2\omega_1 \pm \omega_3), \\ &(2\omega_2 \pm \omega_1), (2\omega_2 \pm \omega_3), (2\omega_3 \pm \omega_1), (2\omega_3 \pm \omega_2), \end{aligned} \quad (2.56)$$

ve her birinin negatif olan frekanslarıdır. LO polarizasyon, toplam şeklinde tekrar yazılırsa

$$P^{(3)}(t) = \sum_n P(w_n) e^{-i w_n t} \quad (2.57)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifade de pozitif frekansların her biri için, LO polarizasyon kompleks genlikleri;

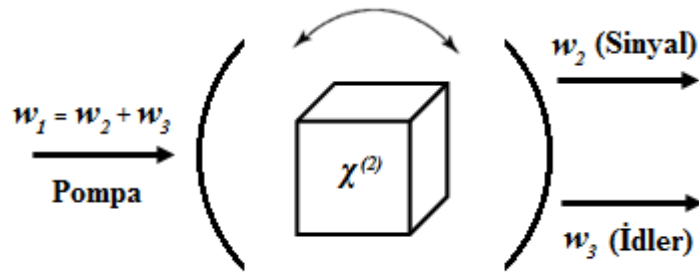
$$\begin{aligned} P(w_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} (3E_1 E_1^* + 6E_2 E_2^* + 6E_3 E_3^*) E_1, \\ P(w_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} (6E_1 E_1^* + 3E_2 E_2^* + 6E_3 E_3^*) E_2, \\ P(w_3) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} (6E_1 E_1^* + 6E_2 E_2^* + 6E_3 E_3^*) E_3, \\ P(3w_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^3, \quad P(3w_2) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^3, \quad P(3w_3) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^3, \\ P(2w_1 + w_2) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2 E_2, \quad P(2w_1 + w_3) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2 E_3, \\ P(2w_2 + w_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2 E_1, \quad P(2w_2 + w_3) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2 E_3, \\ P(2w_3 + w_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2 E_1, \quad P(2w_3 + w_2) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2 E_2, \\ P(2w_1 - w_2) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2 E_2^*, \quad P(2w_1 - w_3) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_1^2 E_3^*, \\ P(2w_2 - w_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2 E_1^*, \quad P(2w_2 - w_3) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_2^2 E_3^*, \\ P(2w_3 - w_1) &= 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2 E_1^*, \quad P(2w_3 - w_2) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_3^2 E_2^*, \end{aligned} \quad (2.58)$$

olarak ayrıntılı şekilde gösterilebilir. Negatif frekans ilişki olduğu durumda ise denklemlerin sağ tarafındaki alan genliklerin kompleks konjügesine karşılık gelir ve P 'in frekans bileşenleri her iki durumdaki frekans bileşenleri toplamına eşittir. Her denklemin sağ taraftaki, her terimin görünen sayısal faktörü (1, 3 veya 6) bu terimlere katkıda bulunan alan frekanslarının farklı permütasyonları sayısına eşittir (Boyd, 2008).

2.6.3. Optiksel parametrik osilasyon

Şekil 2.19'da gösterildiği gibi, bu parametrik süreç optik bir rezonatör içine yerleştirilen LO kristal üzerine gönderilen w_2 veya/ve w_3 yüksek giriş frekanslı radyasyonun, daha düşük frekanslı iki radyasyona dönüşmesiyle oluşmaktadır. Bu tür

parametrik aygıt, optiksel parametrik osilatör olarak bilinir. Optiksel parametrik osilatörler, ayarlanabilir radyasyon kaynaklarda elde edilmesi zor olan genellikle kızılötesi dalgaları üretmek için kullanılır. Bu tür cihaz ayarlanabilir olduğu için ω_1 'den daha zayıf olan ω_2 ve ω_3 frekansı, $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$ koşulunu (enerji korunumu) sağlar. Bu dönüşümden yüksek verim sağlamak için faz-uyum koşulu $\Delta k = 0$ (momentum-korunumu) ayarlanarak, bir optiksel parametrik osilatör çıkış frekansı kontrol edilebilmektedir.



Şekil 2.19. Optiksel parametrik osilatör şeması

Optiksel parametrik osilatör sürecinde genellikle uygulanan giriş frekansı; ω_1 pompalama frekansı, istenilen çıkış frekansı; ω_2 sinyal frekansı ve diğer istenmeyen çıkış frekansı; ω_3 idler frekansı olarak adlandırılır (Boyd, 2008).

2.7. Şiddete-Bağlı Kırılma İndisi

Denklem 2.54'deki ikinci terim ise kırılma indisine LO bir katkı sağlamaktadır; böylece malzeme üzerine gönderilen ω frekanslı bir radyasyon, malzemenin kırılma indisinde, şiddete bağlı LO değişime neden olur. Bu durumda merkezi simetrik ve izotropik malzemeler için şiddete bağlı kırılma indisindeki değişim

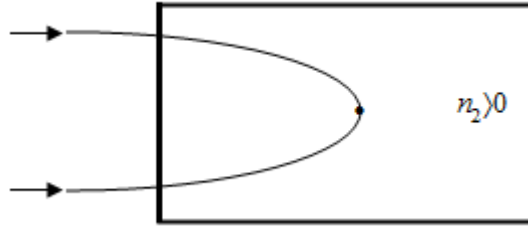
$$n = n_0 + n_2 I \quad (2.59)$$

ile ifade edilebilir (Boyd, 2008). Denklem 2.59'daki ifadeye elektro-optik *Kerr* etkisine benzerliğinden dolayı *Optik Kerr* etkisi olarak bilinir. *Optik Kerr* etkisi,

dalganın faz hızının, dalganın kendi şiddetine bağlı olduğu kendiliğinde indüklenen etkidir (Saleh ve Teich, 1991). n_0 , şiddete bağlı olmayan (yani, lineer veya düşük-şiddet) kırılma indisidir. Burada

$$n_2 = \frac{3}{2n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)} \quad (2.60)$$

ise LO optiksel gücü karakterize eden bir optik sabittir. Uygulanan radyasyon şiddeti ise $I = n_0 \epsilon_0 c \mathcal{E}^2 / 2$ ile ifade edilir. Kırılma indisinin şiddete bağlı olmasının sonucu, kendiliğinden-odaklama (self-focusing) süreci oluşabilir. Şekil 2.20’de gösterildiği gibi bu olay, n_2 ’in pozitif olduğu bir malzemeden geçerken düzgün olmayan enine şiddet dağılımlı bir ışın demeti yayılır.



Şekil 2.20. Işığın kendiliğinden-odaklaması

Bu şartlar altında; malzeme, dalga cephesi eğriliğe neden olan, pozitif bir mercek gibi davranır ve gelen ışınlar bir noktada odaklanır (Boyd, 2008). Malzemenin şiddete bağlı kırılma indisi $n_2 < 0$ olduğunda ise kendiliğinden açılma (self-defocusing) gözlenir.

2.8. Doyulabilir Soğurma

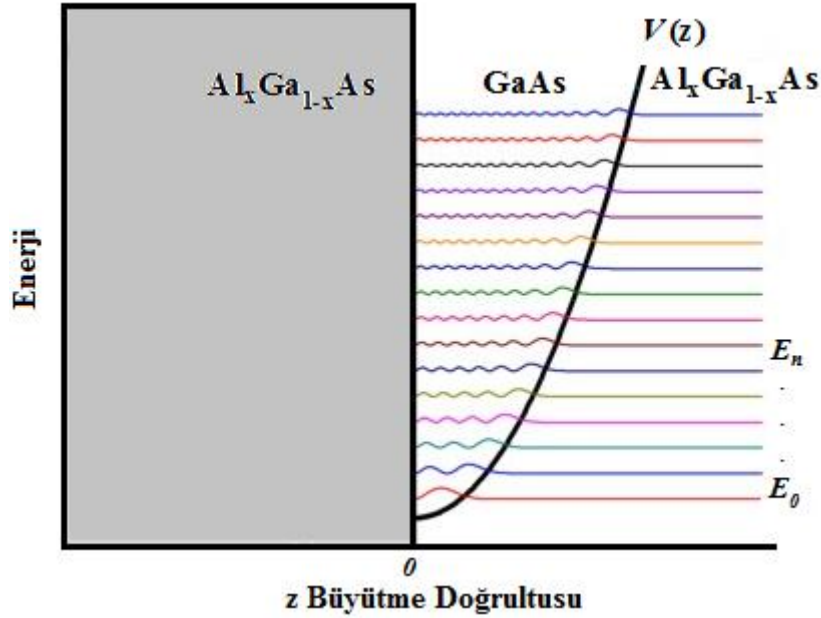
Parametrik olmayan bir LO optiksel sürecin, örneklerinden biri doyulabilir soğurmadır. Bazı malzemelerde, uygulanan lazer ışın şiddeti artırılarak ölçüldüğünde soğurma katsayılarının azaldığı özelliğine sahiptirler. Genellikle, malzeme üzerine gelen lazer ışının malzemede ölçülen α soğurma katsayısı ile gelen lazer ışın şiddeti I arasındaki ilişki

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I / I_s} \quad (2.61)$$

ile verilir. Burada α_0 düşük-şiddetteki soğurma katsayısı, I_s ise malzemenin doyma şiddeti olarak bilinen bir parametredir. Doyulabilir soğurmanın bir sonucu optiksel çift kararlılık (optical-bistability)'dır. Bazı LO optik sistemler, belirli bir giriş durumu için birden fazla çıkış duruma sahip olabilir. Optiksel çift kararlılık, iki farklı çıkış şiddeti, belirli bir giriş şiddeti için mümkün olduğu durumu ifade eder ve daha genel bir terim; optik çoklu kararlılık (optical-multistability), iki ya da daha fazla sabit çıkış koşullarının mümkün olduğu durumu tanımlamak için kullanılır (Boyd, 2008).

3. MATERYAL ve YÖNTEM

Şekil 3.1’de gösterildiği gibi, $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun en önemli doğal özelliği tüm alt-bantlarının enerji özdeğerleri eşit aralıklı olan $E_{n+1}-E_n=2\hbar w_0$ olmasıdır. Böylece, ikili ve üçlü rezonans koşulları doğal olarak, asimetrik yarı-parabolik QW sisteminde sağlanabilmektedir. Ayrıca, yarı parabolik QW’da ikili ve üçlü rezonans koşulları gereği, SHG ve THG gibi LO işlemler için önemli bir modeldir (Karabulut ve ark., 2005).



Şekil 3.1. $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ yarı-parabolik kuantum kuyusunun şeması

Göz önüne aldığımız yapı literatürde yarı-parabolik kuantum kuyusu (tek boyutlu yapı) olarak bilinmektedir ve sınırlandırıcı potansiyel profili;

$$V(z) = \begin{cases} \frac{1}{2} m^* w_0^2 z^2, & z \geq 0 \\ \infty, & z < 0 \end{cases} \quad (3.1)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Bu sınırlandırıcı potansiyel için tek boyutlu Schrödinger denklemi $H_z\Phi_n(z)=E_n\Phi_n(z)$ şeklindedir. Burada H_z , Hamiltonyenin z 'ye bağlı kısmıdır. E_n ve $\Phi_n(z)$ sırasıyla n 'inci alt-bant enerji ve zarf dalga fonksiyonudur. Enerji seviyeleri ve karşılık gelen dalga fonksiyonları, harmonik osilatör yöntemiyle tek boyutlu Schrödinger denklemi, analitik olarak çözülmekte ve sırasıyla

$$E_n = \left(2n + \frac{3}{2}\right)\hbar\omega_0 \quad (n=0,1,2,3,\dots) \quad (3.2)$$

ile

$$\Phi_n(z) = N_n \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha^2 z^2\right) H_{2n+1}(\alpha z) \quad (3.3)$$

ifadeleriyle bulunmaktadır. Denklem 3.3'deki $\alpha = \sqrt{m^* \omega_0 / \hbar}$, $H_{2n+1}(\alpha z)$, $(2n+1)$ 'inci dereceden Hermite polinomunu ve $N_n = \{\alpha^{-1} \sqrt{\pi} 2^{2n} (2n+1)!\}^{-1/2}$ normalizasyon sabitini göstermektedir. Burada z ise QW'nun büyütme doğrultusunu temsil eder (Karabulut ve ark., 2005).

Hesaplamlarda $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetric yarı-parabolik QW ilk iki seviyesi için seçtiğimiz parametreler; elektron kütlesi $m_0=9.1 \times 10^{-31} kg$, elektron etkin kütlesi $m^* = 0.0067m_0$ ve yarı-parabolik kuantum kuyusunda enerji seviyelerine ayrılmasına sebep olan sınırlandırıcı potansiyel frekans $\omega_0 = 1 \times 10^{13} s^{-1}$ olarak seçildi.

3.1. N(z) Elektron Yoğunluğu İçin Analitik İfade

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetric yarı-parabolik kuantum kuyusunda seçtiğimiz iki farklı sıcaklık için iletim bandının Fermi enerjisi altında kalan ISB'daki her bir enerji seviyesinin elektron sayısı,

$$n_i = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left\{ 1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{k_B T}} \right\} \quad (3.4)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır. Burada n_i ve E_i ise sırasıyla i 'inci seviyedeki, elektron sayısı ve enerjisidir. Fermi enerjisi $E_F = k_B T$ 'den hesaplanmaktadır. Bu ifadede, $k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ Boltzmann sabitidir ve T ise mutlak sıcaklıktır. Böylece, iletim bandının ilgili seviyelerindeki toplam elektron yoğunluğunun analitik ifadesi ise;

$$N(z) = \sum_{i=0}^{n_d} n_i |\Phi_i(z)|^2 \quad (3.5)$$

şeklinde olur. Burada n_d , dolu seviyelerin elektron sayısıdır. Yani, Fermi enerjisi altında kalan dolu enerji seviyelerin sayısıdır. Denklem 3.5'in elektron yoğunluğunun z büyütme doğrultusuna bağlı değişim grafiği çizilecektir. Daha sonra, bu grafik üzerinden yapılacak kabullenmeyle taban durum elektron yoğunluğu analitik olarak ifade edilecektir.

3.2. Enerji Seviyeleri ve Dipol Matris Elemanı Hesabı

Seçtiğimiz, $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk dört seviyesinin enerji özdeğerleri; Denklem 3.2'i kullanarak $E_0 = 9.8865 \text{ meV}$, $E_1 = 23.0685 \text{ meV}$, $E_2 = 36.2505 \text{ meV}$ ve $E_3 = 49.4325 \text{ meV}$ olarak hesaplanmıştır.

Dipol matris elemanı, bir atomun yapısını ve atomun bir radyasyona tepkisini açıklayan atomla ilgili bir faktördür. Burada ilgilendiğimiz sistem yarı-parabolik kuantum kuyusu ve bunun kuantize enerji seviyeleri $n=0,1,2,3,\dots$ diye sıralandığında dipol matris elemanı ilk iki seviye için μ_{01} olarak hesaplanmaktadır. Aslında bu yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk iki seviyesi için μ_{12} dipol matris elemanına karşılık gelmektedir. Seçtiğimiz yapının μ_{12} dipol matris elemanı ise;

$$\mu_{12} = |\langle \Phi_1 | z | \Phi_2 \rangle| \quad (3.6)$$

ifadesi ile bulunmaktadır.

3.3. Kuantum Mekaniğinin Yoğunluk Matris Formalizmi

Kuantum mekaniğinin yoğunluk matris formalizmini kullanarak LO alınganlıkları hesaplayabiliriz. Yoğunluk matris formalizmi atomik rezonansların genişletilmesi ve atomlar arası çarpışmalar gibi etkilerin çözümleri için oldukça önemlidir. Bir kuantum mekanik sistemde (örneğin, bir atom gibi), s durumundaki belirli bir kuantum mekaniksel sistemin fiziksel özelliklerinin tümünü uygun bir $\psi_s(\mathbf{r}, t)$ dalga fonksiyonuyla tanımlayabiliriz. Bu dalga fonksiyonun, Schrödinger denklemi

$$i\hbar \frac{\partial \psi_s(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \hat{H} \psi_s(\mathbf{r}, t) \quad (3.7)$$

şeklinde yazılır. Burada \hat{H} , sistemin Hamiltoniyen operatörünü gösterir. Bu ifade

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}} \quad (3.8)$$

şeklinde olduğu varsayılmaktadır. \hat{H}_0 serbest atom için Hamiltoniyen ve \hat{H}_{int} etkileşim enerjisini temsil eder. Denklem 3.7'deki dalga fonksiyonu, zaman içinde nasıl değiştiğini belirlemek için \hat{H}_0 serbest atom Hamiltoniyen formunun enerji öz durumlarının baz fonksiyonları cinsinden tam bir dizi şeklinde yazılırsa

$$\psi_s(\mathbf{r}, t) = \sum_n C_n^s(t) u_n(\mathbf{r}) \quad (3.9)$$

elde edilir. Bu ifade, s durumundaki dalga fonksiyonunu temsil edilebilir. $C_n^s(t)$ açılım katsayısı, s durumda olduğu bilinen bir atomun, t zamanında n 'inci

enerji seviyede bulunma olasılık genliğini verir. $u_n(\mathbf{r})$ fonksiyonları zamandan bağımsız Schrödinger denklemi ile enerji özdeğer çözümleri

$$\hat{H}_0 u_n(\mathbf{r}) = E_n u_n(\mathbf{r}) \quad (3.10)$$

ile elde edilir. Denklem 3.7 ve 3.9'u kullanarak tüm uzay üzerinden integre etmek için $\int u_m^*(\mathbf{r}) u_n(\mathbf{r}) d^3 r = \delta_{mn}$ ve $H_{mn} = \int u_m^*(\mathbf{r}) \hat{H} u_n(\mathbf{r}) d^3 r$ bağıntıları kullanılarak

$$i\hbar \frac{d}{dt} C_m^s(t) = \sum_n H_{mn} C_n^s(t) \quad (3.11)$$

ifadesi elde edilir. Herhangi gözlenebilir niceliğin beklenen değeri, sistemin dalga fonksiyonu cinsinden hesaplanabilir. Kuantum mekaniğin temel postulatı herhangi bir A gözlenir niceliğine karşılık gelen bir Hermityen \hat{A} operatörü vardır. Bunlar arasında ilişkili olduğu A gözlenebilir niceliğinin beklenen değeri

$$\langle A \rangle = \int \psi_s^* \hat{A} \psi_s d^3 r \quad (3.12)$$

ile ifade edilir. Bu ilişkiyi alternatif olarak Dirac notasyonu

$$\langle A \rangle = \langle \psi_s | \hat{A} | \psi_s \rangle = \langle s | \hat{A} | s \rangle \quad (3.13)$$

ile yazılabilir. A gözlenebilir niceliğinin beklenen değeri, olasılık genlikleri cinsinden elde etmek için Denklem 3.9 ve 3.12'i kullanılarak

$$\langle A \rangle = \sum_{mn} C_m^{s*} C_n^s A_{mn} \quad (3.14)$$

ifadesi elde edilir. Burada, matris elemanları $A_{mn} = \langle u_m | \hat{A} | u_n \rangle = \int u_m^* \hat{A} u_n d^3 r$ ile tanımlanır. Şayet sistem için başlangıç durum ve Hamiltonyen operatörü \hat{H} bilindiği

sürece tanımlanan formalizm, sistemin gözlemlenebilir tüm özelliklerinin zamanla değişimini tam olarak açıklar. Bununla birlikte, sistemin tam durumunun bilinmediği bazı şartlar altında durumları vardır. Örneğin, atomik buhar içerisinde atomlar çarpışmalarla etkileşime girebilir ve her etkileşen atom, dalga fonksiyonu değiştirebilir. Bu durumda, her bir atomun, durumunu takip etmek ve hesaplamak olanaksız olduğu bu şartlar altında, yoğunluk matris formalizmi, sistemi istatistik anlamda tanımlamak için kullanılabilir. Sistemin s durumundaki bulunma olasılığını $p(s)$ ile gösterebiliriz. Bu nicelik kuantum mekaniksel bir olasılıktan daha çok klasik olasılık olarak bilinmelidir. Dolayısıyla $p(s)$ gerçekte, kuantum mekaniksel durumu hakkında bilgi eksikliğini yansıtmaktadır. Bu durum ise kuantum mekaniksel belirsizlik ilişkisinin herhangi bir tür sonucu değildir. Sistemin $p(s)$ cinsinden yoğunluk matris elemanları

$$\rho_{nm} = \sum_s p(s) C_m^{s*} C_n^s \quad (3.15)$$

şeklinde tanımlanır. Bu ilişki aynı zamanda sembolik olarak ifade edilirse

$$\rho_{nm} = \overline{C_m^* C_n} \quad (3.16)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade üzerindeki çizgi, bir topluluk ortalamasını gösterir yani, sistemin olası durumların hepsi üzerinde bir ortalamasıdır. Yoğunluk matris elemanları, aşağıdaki fiziksel yorumlara sahiptir: ρ_{nm} diyagonal elemanları, sistemin n 'inci enerji seviyesinde bulunma olasılığını verir. Diyagonal dışı elemanlar, biraz daha soyut bir yoruma sahiptir: Sistemin sadece n ve m enerji özdeğer durumlarının bir uyumlu süperpozisyonda ise ρ_{nm} sıfırdan farklı olacak anlamında olduğu ρ_{nm} , n ve m seviyeler arasındaki "uyumluğu" verir. Yoğunluk matris formalizmi, herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değerini hesaplamak için kullanılabilir. Daha önceden, kuantum durumunun s olduğu bilinen bir sistem için gözlenebilir niceliğin beklenen değerini Denklem 3.14'de verilmiştir. Ancak, sistemin tam durumunun bilinmediği hallerde beklenen değeri ise sistemin tüm olası durumları üzerinden ortalama alınarak elde edilebilmektedir.

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_s p(s) \sum_{nm} C_m^{s*} C_n^s A_{nm} \quad (3.17)$$

Bu denklemin sol tarafında kullanılan notasyon bize gözlemlenebilir A niceliğinin kuantum mekaniksel beklenen değerinin, topluluk ortalamasının hesaplanması anlamına gelir. Denklem 3.15 ve 3.17'ı kullanarak tekrar düzenlenirse

$$\overline{\langle A \rangle} = \sum_{nm} \rho_{nm} A_{nm} = \text{tr}(\hat{\rho} \hat{A}) \quad (3.18)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada $\hat{\rho}$ yoğunluk operatörünü gösterir. $\hat{\rho} \hat{A}$ ise operatör \hat{A} ile $\hat{\rho}$ 'un, çarpımını temsil eder. Buraya kadar biz herhangi bir gözlenebilir niceliğin beklenen değerini yoğunluk matris cinsinden doğrudan doğruya tespit edilebilir olduğunu gördük. Şimdi ise herhangi beklenen değerinin zamanla nasıl değiştiğini belirlemek amacıyla, Denklem 3.15'in zamana göre türevi alınırsa

$$\dot{\rho}_{nm} = \sum_s \frac{d p(s)}{dt} C_m^{s*} C_n^s + \sum_s p(s) \left(C_m^{s*} \frac{d C_n^s}{dt} + \frac{d C_m^{s*}}{dt} C_n^s \right) \quad (3.19)$$

ifadesi elde edilir. Şayet $p(s)$ 'in zamanla değişmediği varsayılırsa, böylece bu ifadedeki ilk terim kaybolur. Denklem olasılık genliklerinin zamanla değişimi için Schrödinger denklemi kullanılarak (Denklem 3.11'i kullanılırsa) Denklem 3.19'daki ikinci terim için tekrar düzenlenirse

$$\dot{\rho}_{nm} = \sum_s p(s) \frac{i}{\hbar} \sum_v (C_n^s C_v^{s*} H_{vm} - C_m^{s*} C_v^s H_{nv}) \quad (3.20)$$

elde edilir. Bu ifade, Denklem 3.15'de verilen yoğunluk matris elemanları cinsinden

$$\dot{\rho}_{nm} = \frac{i}{\hbar} \sum_v (\rho_{nv} H_{vm} - H_{nv} \rho_{vm}) \quad (3.21)$$

halini alır. Son olarak, ρ üzerinde toplam işlemi, formsal olarak

$$\dot{\rho}_{nm} = \frac{i}{\hbar} (\hat{\rho} \hat{H} - \hat{H} \hat{\rho})_{nm} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]_{nm} \quad (3.22)$$

şeklinde yazılabilir. Bu ifade ‘‘Liouville’’ denklemi olarak adlandırılır. Denklem 3.22’de \hat{H} Hamiltonyen operatörü içerdiği etkileşimlerin sonucu olarak yoğunluk matrisin zamanla nasıl değiştiğini açıklamaktadır. Bununla birlikte, yukarıda belirtilen denkleme dahil edilemeyen bazı etkileşimler (atomlar arası çarpışmaların sonucu oluşan etkileşimler gibi) bulunmaktadır. Böylesi etkileşimler, sistemin durumda bir değişikliğe ve böylece $dp(s)/dt$ değerinin sıfırdan farklı olmasına yol açabilir. Bu formalizm, bu tür etkileri Denklem 3.23’e sönüm terimi ilave edilerek ifade edilebilir. Bu tür bozulma süreçleri modellemek için birçok yol vardır. Bu tür süreçler, yoğunluk matris denkleminde dikkate alınarak modellenirse

$$\dot{\rho}_{nm} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]_{nm} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (3.23)$$

şeklini alır. Denklem 3.23’ün sağ tarafındaki ikinci terim sönüm terimidir. Γ_{nm} , n ve m seviyeleri arasındaki düşüş oranı olup $\Gamma_{nm} = \Gamma_{mn}$ olduğu varsayılmıştır. $\rho_{nm}^{(eq)}$ ise termal dengedeki yoğunluk matris değerini göstermektedir (Boyd, 2008).

3.4. Yoğunluk Matris Denkleminin Pertürbasyon Çözümü

Genel olarak, Denklem 3.23’un ilgili fiziksel sistemler için tam olarak çözümü yoktur. Bu nedenle, bu denklem çözümü için pertürbasyon tekniğini kullanmak faydalıdır. Burada, Denklem 3.23’deki \hat{H} hamiltonyen operatörü

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{int} \quad (3.24)$$

İfadesi iki kısımdan oluşmaktadır. Burada \hat{H}_0 , serbest atom hamiltonyeni temsil eder. \hat{H}_{int} , dışarıdan uygulanan radyasyon alan ile atomun etkileşim enerjisini temsil eder. \hat{H}_{int} 'in matris elemanlarının ve beklenen değerinin \hat{H}_0 'dan çok küçük olduğu varsayılmaktadır. Denklem 3.24'deki etkileşim hamiltonyeni elektrik dipol yaklaşımıyla verilirse

$$\hat{H}_{int} = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{E}(t) \quad (3.25)$$

olarak elde edilir. Burada $\hat{\mu} = -e\hat{r}$ atomun elektrik dipol moment operatörüdür. Denklem 3.23 ile 3.24, geçiş frekansı $w_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$, komütatör eşitliği $[\hat{H}_0, \hat{\rho}]_{nm} = (E_n - E_m)\rho_{nm}$ ile tekrar düzenlenirse

$$\dot{\rho}_{nm} = -iw_{nm}\rho_{nm} - \frac{i}{\hbar} \sum_v \{ (H_{int})_{nv} \rho_{vm} - \rho_{nv} (H_{int})_{vm} \} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm} - \rho_{nm}^{(eq)}) \quad (3.26)$$

halini alır. Bu denklem, ilgilendiğimiz fiziksel problem için analitik bir çözümü yoktur. Bu nedenle, bir pertürbasyon genişletilme formunda bir çözüm bulmaktır. Bu işlemi gerçekleştirmek için Denklem 3.26'daki H_{int} yerine λH_{int} yazılır. λ ise 0 ile 1 arasında değişen bir parametre olup pertürbasyon kuvvetini karakterize etmektedir. $\lambda=1$ değeri gerçek fiziksel durumu temsil eder. Denklem 3.26'daki λ 'ın kuvvet serisi şeklindeki çözümü bulmak için

$$\rho_{nm} = \rho_{nm}^{(0)} + \lambda \rho_{nm}^{(1)} + \lambda^2 \rho_{nm}^{(2)} + \dots \quad (3.27)$$

olarak kabul edilmektedir. Denklem 3.27'deki λ 'ın herhangi bir değeri için Denklem 3.26'nın çözümü olmasını gerektirir. Bu durumda λ 'ın her bir kuvvetinin önündeki katsayılar birbirine eşit olması gerekmektedir. Böylelikle aşağıdaki denklemler grubu

$$\dot{\rho}_{nm}^{(0)} = -iw_{nm}\rho_{nm}^{(0)} - \Gamma_{nm} (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(eq)}), \quad (3.28)$$

$$\dot{\rho}_{nm}^{(1)} = -(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})\rho^{(1)} - (i\hbar)^{-1} \left[\hat{H}_{\text{int}}, \hat{\rho}^{(0)} \right]_{nm}, \quad (3.29)$$

$$\dot{\rho}_{nm}^{(2)} = -(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})\rho^{(2)} - (i\hbar)^{-1} \left[\hat{H}_{\text{int}}, \hat{\rho}^{(1)} \right]_{nm}, \quad (3.30)$$

elde edilir. Bu denklemler grubu, doğrudan integrali alınabilir, lineer homojen ve homojen olmayan terimler içermektedir. Denklem 3.28'in herhangi bir dış alan yokluğunda, sistemin zamanla değişimini açıklamaktadır. Böylece, Denklem 3.28'in kararlı durum çözümü için

$$\rho_{nm}^{(0)} = \rho_{nm}^{(eq)} \quad (3.31)$$

eşitliği yazılabilir. Buna ek olarak, fiziksel varsayım ise $n \neq m$ için $\rho_{nm}^{(eq)} = 0$ 'dır. Eğer $\rho_{nm}^{(0)}$ elde edilirse Denklem 3.29'un integrali alınabilir. Bunun için $\rho_{nm}^{(1)}$ değişken değişikliği yapılırsa

$$\rho_{nm}^{(1)}(t) = S_{nm}^{(1)}(t) e^{-(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t} \quad (3.32)$$

olarak elde edilir. $\rho_{nm}^{(1)}(t)$, t 'ye göre türev alınır

$$\dot{\rho}_{nm}^{(1)} = -(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})S_{nm}^{(1)} e^{-(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t} + \dot{S}_{nm}^{(1)} e^{-(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t} \quad (3.33)$$

olarak elde edilir. Bu ifade ise Denklem 3.29 ile düzenlenirse

$$\dot{S}_{nm}^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}_{\text{int}}, \hat{\rho}^{(0)} \right]_{nm} e^{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t} \quad (3.34)$$

olarak elde edilir. $S_{nm}^{(1)}$, bulabilmek için, Denklem 3.34'ün integrali alındığında

$$S_{nm}^{(1)} = \int_{-\infty}^t -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}_{\text{int}}(t'), \hat{\rho}^{(0)} \right]_{nm} e^{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t'} dt' \quad (3.35)$$

olarak elde edilir. Bu ifade ise Denklem 3.32 ile tekrar düzenlenirse

$$\rho_{nm}^{(1)}(t) = \int_{-\infty}^t -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}_{\text{int}}(t'), \hat{\rho}^{(0)} \right]_{nm} e^{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})(t'-t)} dt' \quad (3.36)$$

elde edilir. Benzer şekilde, yoğunluk matris için daha yüksek dereceden terimlerde elde edilebilir. Örneğin, $\rho_{nm}^{(N)}$ için Denklem 3.36'ın sağ tarafındaki $\hat{\rho}^{(0)}$ ile $\hat{\rho}^{(N-1)}$ değiştirilmesi ile elde edilir (Boyd, 2008).

3.5. Lineer Alınganlık İfadesinin Yoğunluk Matris Çözümü

Bir atomik sistemin lineer alınganlığı, yoğunluk matris denklemi kullanılarak hesaplanacaktır. Bir önceki bölümde verilen Denklem 3.36'ı tekrar düzenlenirse

$$\rho_{nm}^{(1)}(t) = e^{-(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t} \int_{-\infty}^t -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}_{\text{int}}(t'), \hat{\rho}^{(0)} \right]_{nm} e^{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})t'} dt' \quad (3.37)$$

olarak elde edilir. Daha önce, etkileşim Hamiltonyen Denklem 3.25'de verilmiştir. Bu denklem tekrar yazılırsa

$$\hat{H}_{\text{int}}(t') = -\hat{\mu} \cdot \mathbf{E}(t') \quad (3.38)$$

şeklini alır. Burada pertürbe edilmemiş yoğunluk matrisi için koşulumuz ise

$$n \neq m \text{ için } \rho_{nm}^{(eq)} = 0 \quad (3.39)$$

olarak varsayılmaktadır. Uygulanan ışığın elektrik alanı ise;

$$\mathbf{E}(t) = \sum_p \mathbf{E}(w_p) e^{-i w_p t} \quad (3.40)$$

olarak temsil edilmektedir. Denklem 3.37'deki komütatör ifadesini elde etmek için ilk adım olarak, $\hat{H}_{\text{int}}(t)$ için Denklem 3.38'de açık bir şekilde elde edilir. İkinci adımda olarak, Denklem 3.39'u, tüm ν üzerinde toplamı gerçekleştirilirse

$$\begin{aligned} \left[\hat{H}_{\text{int}}(t), \hat{\rho}^{(0)} \right]_{nm} &= - \sum_{\nu} \left[\boldsymbol{\mu}_{n\nu} \rho_{\nu m}^{(0)} - \rho_{n\nu}^{(0)} \boldsymbol{\mu}_{\nu m} \right] \cdot \mathbf{E}(t) \\ &= -(\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(0)}) \boldsymbol{\mu}_{nm} \cdot \mathbf{E}(t) \end{aligned} \quad (3.41)$$

ifadeleri elde edilir. Üçüncü adımda ise Denklem 3.40 ve 3.41 ifadeleri, Denklem 3.37 ile düzenlenirse

$$\rho_{nm}^{(1)}(t) = \frac{i}{\hbar} (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(0)}) \boldsymbol{\mu}_{nm} \cdot \sum_p \mathbf{E}(w_p) e^{-(i w_{nm} + \Gamma_{nm})t} \int_{-\infty}^t e^{[i(w_{nm} - w_p) + \Gamma_{nm}]t'} dt' \quad (3.42)$$

ifadesi elde edilir. Denklem 3.42'deki integral işlemi yapılırsa sonuç olarak $\rho_{nm}^{(1)}$ için

$$\rho_{nm}^{(1)} = (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{nm}^{(0)}) \sum_p \frac{\boldsymbol{\mu}_{nm} \cdot \mathbf{E}(w_p) e^{-i w_p t}}{\hbar [(w_{nm} - w_p) - i \Gamma_{nm}]} \quad (3.43)$$

ifadesi elde edilir. Bundan sonra, dipol momentin beklenen değerini hesaplamak için bu sonucu kullanabiliriz. $\langle \boldsymbol{\mu}(t) \rangle$, dipol momentin beklenen değeri ise

$$\langle \boldsymbol{\mu}(t) \rangle = \text{tr}(\hat{\rho}^{(1)} \hat{\boldsymbol{\mu}}) = \sum_{nm} \rho_{nm}^{(1)} \boldsymbol{\mu}_{nm} \quad (3.44)$$

olarak ifade edilir. Denklem 3.44'deki $\rho_{nm}^{(1)}$ 'in ifadesi yazılırsa

$$\langle \boldsymbol{\mu}(t) \rangle = \sum_{nm} (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_m^{(0)}) \sum_p \frac{\boldsymbol{\mu}_{nm} [\boldsymbol{\mu}_{nm} \cdot \mathbf{E}(w_p)] e^{-iw_p t}}{\hbar [(w_{nm} - w_p) - i\Gamma_{nm}]} \quad (3.45)$$

elde edilir. $\langle \boldsymbol{\mu}(t) \rangle$ ifadesi frekans bileşenlerine bağlı olarak tanımlanırsa

$$\langle \boldsymbol{\mu}(t) \rangle = \sum_p \langle \boldsymbol{\mu}(w_p) \rangle e^{-iw_p t} \quad (3.46)$$

olarak elde edilir. Lineer kutuplanma ifadesi,

$$\mathbf{P}(w_p) = N \langle \boldsymbol{\mu}(w_p) \rangle = \varepsilon_0 \boldsymbol{\chi}^{(1)}(w_p) \mathbf{E}(w_p) \quad (3.47)$$

eşitliği elde edilir. Burada N , atom sayı yoğunluğunu ifade eder. Lineer alınganlık için

$$\boldsymbol{\chi}^{(1)}(w_p) = N \sum (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_m^{(0)}) \frac{\boldsymbol{\mu}_{nm} \boldsymbol{\mu}_{nm}}{\varepsilon_0 \hbar [(w_{nm} - w_p) - i\Gamma_{nm}]} \quad (3.48)$$

elde edilir. Denklem 3.47 ve 3.48'de verilen sonuçlar Kartezyen bileşenleri formunda yazılırsa sırasıyla

$$P_i(w_p) = N \langle \mu_i(w_p) \rangle = \sum_j \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)}(w_p) E_j(w_p) \quad (3.49)$$

ile

$$\chi_{ij}^{(1)}(w_p) = N \sum_{nm} (\rho_{nm}^{(0)} - \rho_m^{(0)}) \frac{\mu_{nm}^i \mu_{nm}^j}{\varepsilon_0 \hbar [(w_{nm} - w_p) - i\Gamma_{nm}]} \quad (3.50)$$

eşitlikleri elde edilir. Denklem 3.50'deki nüfus değişimi $(\rho_{nm}^{(0)} - \rho_m^{(0)})$ ile lineer alınganlık doğru orantılı olduğu görülmektedir. Şayet m ve n seviyeleri eşit nüfuslar

içerirse $m \rightarrow n$ geçişinde lineer alınganlığa bir katkıda bulunmaz. Denklem 3.50'de lineer alınganlığı temsil eden son derece kompakt bir yoldur. Bazen de genişletilmiş bir formdaki alınganlığı ifade etmek daha sezgiseldir. Birçok optik olayların, anlaşılmasında lineer tepki teorisi önemli bir rol oynar. Örneğin; izotropik bir malzemenin simetrik bir sonucu olarak \mathbf{P} böyle bir ortam içinde \mathbf{E} 'ye paralel olması gerekir ve skaler bir nicelik olan $\chi^{(1)}(\omega)$ ise

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}(\omega) \quad (3.51)$$

şeklinde tanımlandığı için lineer alınganlık olarak ifade edilebilir ve böylece

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{N}{\varepsilon_0 \hbar} \sum_n \frac{1}{3} |\boldsymbol{\mu}_{na}|^2 \left[\frac{1}{(\omega_{na} - \omega) - i\Gamma_{na}} + \frac{1}{(\omega_{na} + \omega) + i\Gamma_{na}} \right] \quad (3.52)$$

ile verilir. Bu ifadedeki, n üzerinden toplam işlemi, atomik uyarılmış durumların manyetik alt seviyelerin tümünü içermektedir. Denklem 3.52'de gösterildiği gibi ω_{na} ; geçiş frekansı, ω ; giriş frekansı, Γ_{na} ; n ve a seviyeler arasındaki düşüş oranı (veya bozulma hızı) ve $\boldsymbol{\mu}_{na}$ ise dipol geçiş momentidir. Geçiş frekansları ve dipol momentleri herhangi atomik sistemin doğal özellikleri olup atom için Schrödinger denklemi çözerek veya laboratuvar ölçümleriyle elde edilebilir. Dipol düşüş oranı ise sadece atomun doğal özelliklerine değil, aynı zamanda ortam koşullarına bağlıdır (Boyd, 2008).

3.6. İkinci ve Üçüncü Dereceden Alınganlıkların Yoğunluk Matris Çözümü

Atomik bir sistemin, $\chi^{(2)}$ ikinci dereceden alınganlığı için yoğunluk matris çözümü kullanılarak ifade edilecektir. Bu ifade ise iki nedenden dolayı ayrıntılı olarak sunulacaktır. İlk olarak, ikinci dereceden alınganlık, birçok uygulama için doğası gereği önemlidir. İkinci olarak, $\chi^{(3)}$ üçüncü dereceden alınganlık ifadesinin hesaplanmasında tüm işlemlerini göstermek oldukça zor ve karmaşıktır. Bu nedenle, daha yüksek dereceli alınganlık ifadelerin hesaplanmasında için benzer yolla bir

şablon oluşturmaktadır. İkinci dereceden yoğunluk matris için Denklem 3.36'daki $\hat{\rho}$ operatöründe düzeltme yapılırsa genel sonucu

$$\rho_{nm}^{(2)}(t) = \int_{-\infty}^t -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{H}_{\text{int}}(t'), \hat{\rho}^{(1)} \right]_{nm} e^{(i\omega_{nm} + \Gamma_{nm})(t'-t)} dt' \quad (3.53)$$

ile verilir. Bu ifadedeki komütatör (Denklem 3.41'e benzer) ifadesi

$$\left[\hat{H}_{\text{int}}(t), \hat{\rho}^{(1)} \right]_{nm} = -\sum_{\nu} \left[\mu_{n\nu} \rho_{\nu m}^{(1)} - \rho_{n\nu}^{(1)} \mu_{\nu m} \right] \cdot \mathbf{E}(t) \quad (3.54)$$

ile verilir. Uygulanan ışığın elektrik alanı

$$\mathbf{E}(t) = \sum_q \mathbf{E}(w_q) e^{-iw_q t} \quad (3.55)$$

ile elde edilir. Denklem 3.54'deki komütatör ifadesi

$$\begin{aligned} \left[\hat{H}_{\text{int}}(t), \hat{\rho}^{(1)} \right]_{nm} &= -\hbar^{-1} \sum_{\nu} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{\nu\nu}^{(0)}) \\ &\times \sum_{pq} \frac{[\mu_{n\nu} \cdot \mathbf{E}(w_q)] [\mu_{\nu m} \cdot \mathbf{E}(w_p)]}{(w_{\nu m} - w_q) - i\Gamma_{\nu m}} e^{-i(w_p + w_q)t} \\ &+ \hbar^{-1} \sum_{\nu} (\rho_{\nu\nu}^{(0)} - \rho_{nn}^{(0)}) \\ &\times \sum_{pq} \frac{[\mu_{n\nu} \cdot \mathbf{E}(w_p)] [\mu_{\nu m} \cdot \mathbf{E}(w_q)]}{(w_{n\nu} - w_p) - i\Gamma_{n\nu}} e^{-i(w_p + w_q)t} \end{aligned} \quad (3.56)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Bu ifade Denklem 3.53'de yerine yazılıp ve gerekli ara işlemler yapılırsa $\rho_{nm}^{(2)}$ için

$$\begin{aligned}
\rho_{nm}^{(2)} &= \sum_{\nu} \sum_{pq} e^{-i(w_p+w_q)t} \\
&\times \left\{ \frac{\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{\nu\nu}^{(0)}}{\hbar^2} \frac{[\boldsymbol{\mu}_{\nu\nu} \cdot \mathbf{E}(w_q)][\boldsymbol{\mu}_{\nu m} \cdot \mathbf{E}(w_p)]}{[(w_{nm} - w_p - w_q) - i\Gamma_{nm}][w_{\nu m} - w_p - i\Gamma_{\nu m}]} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\rho_{\nu\nu}^{(0)} - \rho_{\nu\nu}^{(0)}}{\hbar^2} \frac{[\boldsymbol{\mu}_{\nu\nu} \cdot \mathbf{E}(w_q)][\boldsymbol{\mu}_{\nu m} \cdot \mathbf{E}(w_q)]}{[(w_{nm} - w_p - w_q) - i\Gamma_{nm}][w_{\nu\nu} - w_p - i\Gamma_{\nu\nu}]} \right\} \\
&\equiv \sum_{\nu} \sum_{pq} K_{nm\nu} e^{-i(w_p+w_q)t}
\end{aligned} \tag{3.57}$$

eşitliği elde edilir. Bu ifadedeki $K_{nm\nu}$ küme parantezi, içerisindeki ifadeyi temsil etmektedir. $\langle \boldsymbol{\mu} \rangle$ 'ün ilgilenilen farklı frekans bileşenleri ise $\langle \boldsymbol{\mu}(w_r) \rangle$, kompleks genlikleri üzerinden

$$\langle \boldsymbol{\mu} \rangle = \sum_r \langle \boldsymbol{\mu}(w_r) \rangle e^{-iw_r t} \tag{3.58}$$

şeklinde tanımlanır. Daha sonra, özellikle (w_p+w_q) frekansındaki atomik dipol moment osilatörün, kompleks genlik bileşeni

$$\langle \boldsymbol{\mu}(w_p + w_q) \rangle = \sum_{nm\nu} \sum_{(pq)} K_{nm\nu} \boldsymbol{\mu}_{mn} \tag{3.59}$$

ile tanımlanır. Dolayısıyla (w_p+w_q) frekansındaki LO polarizasyon osilatörün, kompleks genlik bileşeni

$$\mathbf{P}^2(w_p + w_q) = N \langle \boldsymbol{\mu}(w_p + w_q) \rangle = N \sum_{nm\nu} \sum_{(pq)} K_{nm\nu} \boldsymbol{\mu}_{mn} \tag{3.60}$$

ile tanımlanır. Bu ifadenin Kartezyen bileşenler formu ise

$$P_i^{(2)}(w_p + w_q) = \sum_{jk} \sum_{(pq)} \chi_{ijk}^{(2)}(w_p + w_q, w_q, w_p) E_j(w_q) E_k(w_p) \tag{3.61}$$

şeklini alır. Sonuç olarak, Denklem 3.57, 3.60 ve 3.61’i kullanarak ikinci dereceden LO alınganlık denklemi

$$\begin{aligned}
\chi_{ijk}^{(2)}(w_p + w_q, w_q, w_p) &= \frac{N}{2\varepsilon_0 \hbar^2} \sum_{m\nu v} (\rho_{mm}^{(0)} - \rho_{\nu\nu}^{(0)}) \\
&\times \left\{ \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nv}^j \mu_{\nu m}^k}{[(w_{nm} - w_p - w_q) - i\Gamma_{nm}][(w_{\nu m} - w_p) - i\Gamma_{\nu m}]} \right. \\
&+ \frac{\mu_{mn}^i \mu_{nv}^k \mu_{\nu m}^j}{[(w_{nm} - w_p - w_q) - i\Gamma_{nm}][(w_{\nu m} - w_q) - i\Gamma_{\nu m}]} \\
&- \frac{\mu_{nv}^i \mu_{mn}^j \mu_{\nu m}^k}{[(w_{\nu n} - w_p - w_q) - i\Gamma_{\nu n}][(w_{\nu m} - w_p) - i\Gamma_{\nu m}]} \\
&\left. - \frac{\mu_{nv}^i \mu_{mn}^k \mu_{\nu m}^j}{[(w_{\nu n} - w_p - w_q) - i\Gamma_{\nu n}][(w_{\nu m} - w_q) - i\Gamma_{\nu m}]} \right\} \quad (3.62)
\end{aligned}$$

olarak elde edilir. Benzer yöntemle üçüncü dereceden LO alınganlık denklemi;

$$\begin{aligned}
\chi_{kijh}^{(3)}(w_p + w_q + w_r, w_r, w_q, w_p) &= \frac{N}{\varepsilon_0 \hbar^3} \mathcal{P}_I \sum_{nm\nu l} \\
&\left\{ \frac{(\rho_{nm}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{\nu l}^i \mu_{lm}^h}{[(w_{nm} - w_p - w_q - w_r) - i\Gamma_{nm}][(w_{\nu m} - w_p - w_q) - i\Gamma_{\nu m}][(w_{lm} - w_p) - i\Gamma_{lm}]} \right. \\
&- \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{\nu\nu}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{nv}^j \mu_{lm}^i \mu_{\nu l}^h}{[(w_{nm} - w_p - w_q - w_r) - i\Gamma_{nm}][(w_{\nu m} - w_p - w_q) - i\Gamma_{\nu m}][(w_{\nu l} - w_p) - i\Gamma_{\nu l}]} \\
&- \frac{(\rho_{\nu\nu}^{(0)} - \rho_{ll}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{\nu m}^j \mu_{nl}^i \mu_{lv}^h}{[(w_{nm} - w_p - w_q - w_r) - i\Gamma_{nm}][(w_{\nu n} - w_p - w_q) - i\Gamma_{\nu n}][(w_{lv} - w_p) - i\Gamma_{lv}]} \\
&\left. + \frac{(\rho_{ll}^{(0)} - \rho_{mn}^{(0)}) \mu_{mn}^k \mu_{\nu m}^j \mu_{lv}^i \mu_{nl}^h}{[(w_{nm} - w_p - w_q - w_r) - i\Gamma_{nm}][(w_{\nu n} - w_p - w_q) - i\Gamma_{\nu n}][(w_{nl} - w_p) - i\Gamma_{nl}]} \right\} \quad (3.63)
\end{aligned}$$

olarak bulunur. Denklem 3.63’deki \mathcal{P}_I , gerçek permütasyon operatörü w_p, w_q, w_r giriş frekanslarının tüm olası permütasyonları üzerinden ortalama alındığını ifade etmektedir. Giriş frekansları ile h, i ve j Kartezyen indisleri eşzamanlı permütasyon edilmektedir (Boyd, 2008). Yukarıdaki alınganlıklar için verilen genel ifadeler, OR katsayısı, lineer ve LO alınganlık katsayılarının, açık analitik ifadeleri elde etmek üzere seçtiğimiz sistemlerde genişletilerek bulunmaktadır (Karabulut, 2008).

3.7. İkinci Dereceden LO Optiksel Süreçler

İkinci dereceden LO optiksel süreçler, sadece çeşitli asimetrik kuantum kuyularda elde edilmektedir. Bu tez çalışmasında ise seçtiğimiz model üzerinden sadece ikinci dereceden LO optiksel süreçlerden olan OR katsayısının, sıcaklıkla değişimi incelenmiştir.

3.7.1. OR katsayısı

Basamaklı *GaAs/AlGaAs* kuantum kuyusunda ISB geçişlere bağlı olarak OR katsayısının ilk deneysel gözlemi Rosencher ve ark. (1989) tarafından yapıldı ve OR katsayısı $5.25 \times 10^{-6} m/V$ olarak ölçüldü. Davè ise lineer olarak derecelendirilmiş kuantum kuyusunda OR katsayısını optimize ederek $15 \times 10^{-7} m/V$ 'luk bir değer elde etmiştir. Bilindiği kadarıyla, literatürde yarı-parabolik QW sisteminde OR katsayısı ile ilgili hiçbir deneysel ve teorik çalışma yoktur. Ancak, yarı-parabolik QW yapısının biçimsel olarak asimetrik ve kendine özgü özellikleri sayesinde büyük OR katsayı vermesi için mükemmel bir adaydır. *Al_xGa_{1-x}As/GaAs* asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun OR katsayısının, düşüş oranına ve sınırlandırıcı potansiyel frekansına bağlılığını incelemişlerdir (Karabulut ve ark., 2005).

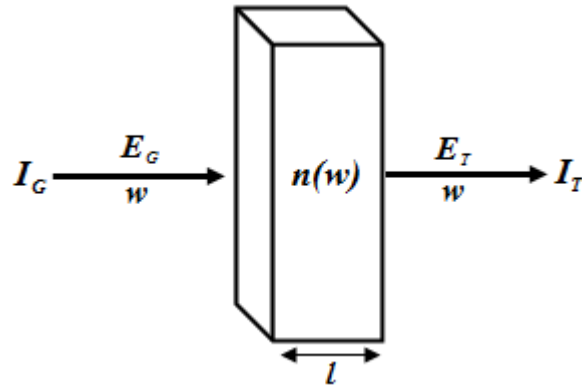
Daha önceden bahsettiğimiz gibi yoğunluk matris formalizmi kullanarak *Al_xGa_{1-x}As/GaAs* asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk iki seviye için OR katsayısının açık analitik ifadesi

$$\chi_0^{(2)} = \frac{q^3 \sigma_s}{\epsilon_0 \hbar^2} \mu_{12}^2 \delta_{12} \frac{2w_{12}^2}{\left[(w_{12} - w)^2 + \Gamma_0^2 \right] \left[(w_{12} + w)^2 + \Gamma_0^2 \right]} \quad (3.64)$$

şeklinde verilir. Burada iki enerji seviyesi arasındaki geçiş frekansı $w_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$ ile hesaplanmaktadır. Bu modelde harmonik osilatör yaklaşımı ile enerji özdeğerleri ve dalga fonksiyonlarının analitik çözümleri sırasıyla Denklem 3.2 ve 3.3'de

verilmiştir. Denklem 3.64'deki $\mu_{12} = |\langle \Phi_1 | z | \Phi_2 \rangle|$ dipol matris elemanıdır. δ ise $0 \leq \delta \leq 0.1$ aralığında değerler alıp kuantum asimetrisini ayarlanmak için tanımlanmış ve $\delta_{12} = \langle \Phi_2 | z | \Phi_2 \rangle - \langle \Phi_1 | z | \Phi_1 \rangle$ 'e eşittir. σ_s ve q sırasıyla taban durumu elektron yoğunluğu ve elektron yüküdür. $\Gamma_0 = 1/\tau$ ise taban durum için düşüş oranı olup τ ise durulma zamanıdır (Karabulut ve ark., 2005).

3.8. Lineer ve Üçüncü Dereceden LO Soğurma Katsayıları



Şekil 3.2. Malzeme içerisinde ilerleyen düzlem bir dalganın soğurulması

Soğurma katsayısı, lineer ve LO ve toplam soğurma katsayıları olarak incelenmektedir. Lineer soğurma katsayısı, düşük ışık şiddetlerinde ve LO soğurma katsayısı ise yüksek ışık şiddetlerinde (lazer gibi) malzemeleri karakterize edebilen ve malzemelerin ışığa gösterdiği tepkiyi açıklayan parametrelerden biridir. Toplam soğurma katsayısı, lineer ve LO soğurma katsayılarının toplamı şeklinde ifade edilmektedir.

Düzlem bir dalga, kalınlığı l olan ortama gönderiliyor (Şekil 3.2). Bu ortam $\chi(w)$ kompleks optiksel alınganlık ile karakterize edilebilir. Böylece, uygulanan giriş ışığın elektrik alanı $E_G(w)$ ile transfer ışığın elektrik alanı $E_T(w)$ arasındaki ilişki

$$E_T(w) = E_G(w) e^{-\frac{i w n(w) l}{c}} \quad (3.65)$$

şeklinde ifade edilir. $n(w)$ ortamın kompleks kırılma indisi ve ortamın yeterince seyrek olduğu varsayılırsa (yani, N 'in çok küçük olduğu varsayılırsa) alınganlık ifadesi bu durumda $\chi(w) \ll 1$ olduğu Taylor seri açılımıyla kompleks kırılma indisi

$$n(w) = \sqrt{\varepsilon(w)} = \sqrt{1 + \chi(w)} \cong 1 + \frac{\chi(w)}{2} \quad (3.66)$$

şeklinde elde edilir. $\varepsilon(w)$ frekansa bağlı dielektrik sabitidir. $\chi(w) = \chi'(w) + i\chi''(w)$ malzemenin kompleks optiksel alınganlığına eşittir. Bu ifadedeki reel kısım $\chi'(w)$; kırılma indisine, imajener kısım $i\chi''(w)$; soğurma katsayısına katkıda bulunur. Bununla birlikte, uygulanan ışığın elektrik alanı ve şiddeti (parlaklığı) arasında $I = nc\varepsilon_0 \langle E(z,t)^2 \rangle$ ilişkisi vardır. Malzeme içerisinde ilerleyen, transfer ışık şiddeti

$$I_T = I_G e^{-\frac{\alpha}{c} \chi'' l} = I_G e^{-\alpha l} \quad (3.67)$$

şeklinde değişim gösterir. Denklem 3.67'i *Beer-Lambert* yasası olarak bilinmektedir. Burada, I_G giriş ışık şiddeti, I_T transfer ışık şiddetidir. α ise malzemenin soğurma katsayıdır. α pozitif ise ($I_T < I_G$) ışık şiddetinde kayıp, α negatif ise ($I_T > I_G$) ışık şiddetinde kazanç vardır. α soğurma katsayısı ile $\chi(w)$ alınganlık arasındaki genel ilişki ise

$$\alpha(w) = \frac{4\pi w}{n_r c} \text{Im}(\chi(w)) \quad (3.68)$$

olarak ifade edilir. Lineer ve üçüncü dereceden LO soğurma katsayıları, Denklem 3.68'de $\chi(w)$ yerine sırasıyla lineer alınganlık $\chi^{(1)}(w)$ ve üçüncü dereceden LO alınganlık $\chi^{(3)}(w)$ ifadeleri yazılarak elde edilir. İki seviyeli bir sistem için lineer ve üçüncü dereceden LO soğurma katsayıları sırasıyla

$$\alpha^{(1)}(w) = \frac{4\pi w}{n_r c} \frac{\sigma_s |\mu_{10}|^2 \hbar \Gamma_0}{(E_{10} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_0)^2} \quad (3.69)$$

ve

$$\alpha^{(3)}(w, I) = -2w \left(\frac{4\pi}{n_r c} \right)^2 \frac{I \sigma_s |\mu_{10}|^4 \hbar \Gamma_0}{[(E_{10} - \hbar w)^2 + (\hbar \Gamma_0)^2]^2} \times \left[1 - \frac{|\mu_{11} - \mu_{00}|^2}{4|\mu_{01}|^2} \times \frac{\{(E_{01} - \hbar w)^2 - (\hbar \Gamma_0)^2 + 2E_{01}(E_{01} - \hbar w)\}}{E_{10}^2 + (\hbar \Gamma_0)^2} \right] \quad (3.70)$$

şeklinde verilir. Burada n_r ve I sırasıyla, reel kırılma indisi ve uygulanan ışığın şiddetidir. $E_{10} = E_1 - E_0$, birinci enerji özdeğeri ile taban enerji özdeğeri farkıdır. Dipol matris elemanları $\mu_{ij} = \langle \Phi_i | z | \Phi_j \rangle$, $\mu_{ii} = \langle \Phi_i | z | \Phi_i \rangle$ ($i, j=0, 1$) ifadelerinden hesaplanmaktadır. Γ_0 ve w sırasıyla taban durumundaki düşüş oranı ve uygulanan ışığın frekansdır. σ_s ve c sırasıyla taban durum elektron yoğunluğu ve ışığın boşluktaki hızıdır. Toplam soğurma katsayısı, lineer ve üçüncü dereceden LO soğurma katsayılarının toplamı olan

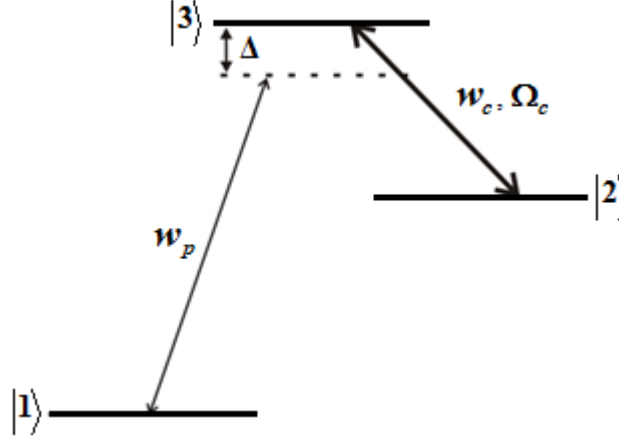
$$\alpha(w, I) = \alpha^{(1)}(w) + \alpha^{(3)}(w, I) \quad (3.71)$$

şeklinde elde edilir (Yıldırım ve Tomak, 2005). Yüksek ışık şiddetlerinde çalışan sistemlerde toplam soğurma katsayısı hesaplanırken, üçüncü dereceden LO soğurma katsayıdan gelen katkı göz ardı edilmemesi gerekir.

3.9. Elektromanyetik İndüklenmiş Saydamlık (EİS)

Şekil 3.3’de gösterildiği gibi, iki lazer ışınıyla etkileşen elektron yoğunluğu σ_s olan üç-seviyeli atomdan oluşan bir sistem düşünelim. $|1\rangle$ ile $|2\rangle$ enerji seviyeleri arasında dipol geçişine izin yoktur. $|3\rangle$ ile $|2\rangle$ enerji seviyeleri arasında frekansı w_c

olan güçlü lazer alanı, $|3\rangle$ ile $|1\rangle$ enerji seviyeleri arasında ise frekansı w_p olan zayıf pompa lazeri uygulanmaktadır.



Şekil 3.3. İki lazerle etkileşen üç seviyeli atomun enerji seviye diyagramı

Şekil 3.3'deki sistemin lineer alınganlığı

$$\chi^{(1)}(w) = \frac{\sigma_s |\mu_{31}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{i(i\Delta + \Gamma_2 / 2)}{[(\Gamma_2 / 2 + i\Delta)(\Gamma_3 / 2 + i\Delta) + \frac{\Omega_c^2}{4}]} \quad (3.72)$$

ifadesi ile hesaplanmaktadır. Bu ifadede; frekans farkı olan $\Delta = w_{31} - w_p$, rezonans elektronik geçiş w_{31} 'den test lazerin frekansı olan w_p 'in farkına eşittir. Ω_c , sürücü lazerin Rabi frekansıdır ve μ_{31} ise $|3\rangle$ ile $|1\rangle$ enerji seviyeleri arasındaki dipol matris elemanı $\mu_{31} = \langle \Phi_3 | z | \Phi_1 \rangle$ 'e eşittir. Γ_2 ve Γ_3 sırasıyla ikinci ve üçüncü enerji seviyelerine karşılık gelen düşüş oranıdır. Şekil 3.3'de gösterildiği gibi iki adet lazerden, frekansı w_c kuplaj lazeri çalıştığında, frekansı w_p olan sonda lazeri ortam tarafından soğrulmamaktadır (Tarhan, 2007).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI ve TARTIŞMA

4.1. Elektron Yoğunluğunun Sıcaklıkla İlişkisi

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusu için sınırlandırıcı potansiyel frekans $\omega_0=1 \times 10^{13} s^{-1}$ olarak seçildi. Seçtiğimiz yapının, 200K ve 300K sıcaklıkları için Fermi enerjileri $E_F = k_B T$ 'den hesaplanarak sırasıyla $E_F=17.26 meV$ ve $25.89 meV$ olarak bulunmuştur. T=200K için $E_F=17.26 meV$ Fermi enerjisi altında kalan taban enerji seviyesi olup enerji özdeğeri $E_0=9.8865 meV$ 'dur. Denklem 3.5'de $n_d=1$ ve Denklem 3.4'de $i=0$ alınarak T=200K için elektron yoğunluğu

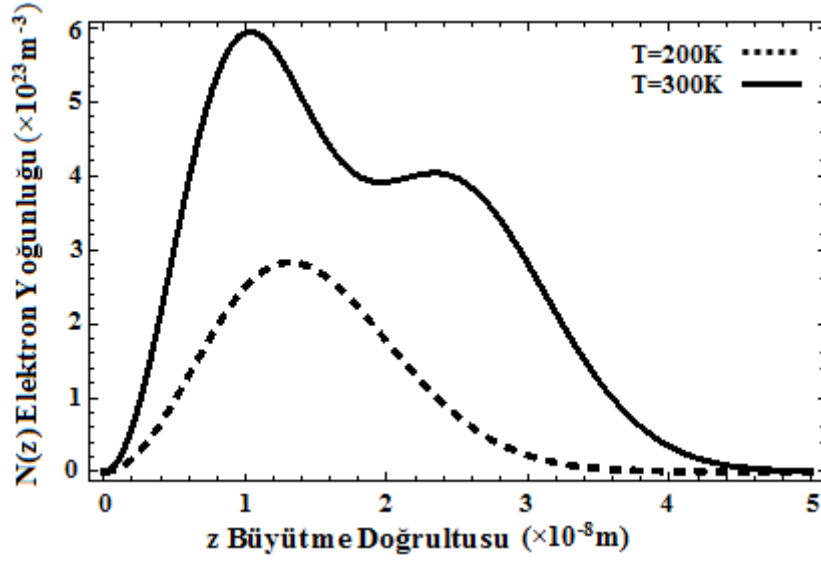
$$N(z) = n_0 |\Phi_0(z)|^2 \quad (4.1)$$

şeklinde konuma bağlı olarak elde edilir. T=300K için $E_F=25.89 meV$ Fermi enerjisi altında kalan ilk iki enerji seviyesi olup enerji özdeğerleri $E_0=9.8865 meV$ ve $E_1=23.0685 meV$ 'dır. Denklem 3.5'de $n_d=2$ ve Denklem 3.4'de $i=0,1$ alındığında T=300K için toplam elektron yoğunluğu

$$N(z) = n_0 |\Phi_0(z)|^2 + n_1 |\Phi_1(z)|^2 \quad (4.2)$$

şeklinde konuma bağlı olarak elde edilir. Ancak, farklı iki sıcaklıktaki elektron yoğunluğunu analitik olarak ifade edebilmek için sistemin elektronlarının sadece taban durumunu işgal ettiği varsayılmaktadır.

Denklem 4.1 ve 4.2'de elde ettiğimiz iki farklı sıcaklık için $N(z)$ toplam elektron yoğunluğunun, z (büyütme doğrultusuna) bağlı değişim grafiği aşağıda gösterildiği gibi çizilmiştir.

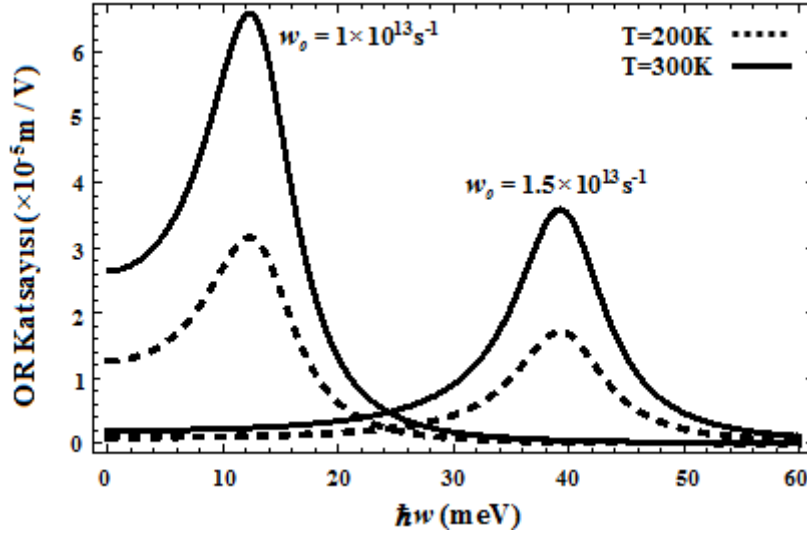


Şekil 4.1. $N(z)$ elektron yoğunluğunun iki farklı T değeri için z büyütme doğrultusu ile değişimi

Şekil 4.1'in incelenmesi sonucu $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun sınırlandırıcı potansiyel frekans $w_0=1 \times 10^{13} s^{-1}$ için $T=200K$ ve $300K$ sıcaklıklardaki elektron yoğunluklarının analitik değerleri, pik değerlerinin en tepe nokta değerleri alınarak (yani, taban durum elektron yoğunluğu değerleri) elde edilmiştir. Sonuç olarak; sıcaklık arttıkça elektron yoğunluğunun arttığı görülmüştür. $T=200K$ 'deki taban durum elektron yoğunluğu $\sigma_s = 2.84 \times 10^{23} m^{-3}$ ve $T=300K$ 'deki taban durum elektron yoğunluğu $\sigma_s = 5.95 \times 10^{23} m^{-3}$ olarak hesaplanmıştır.

4.2. OR Katsayısının Sıcaklıkla İlişkisi

Göz önüne aldığımız yapının farklı sınırlandırıcı potansiyel frekansına bağlı olarak OR katsayısının sıcaklık etkileri incelenecektir. Daha önceki bölümde verilen Denklem 3.64 için seçilen parametreler; sınırlandırıcı potansiyel frekans $w_0=1 \times 10^{13} s^{-1}$ 'dir. Geçiş frekansı $w_{12}=(E_2-E_1)/\hbar$ bağıntısından $w_{12}=2 \times 10^{13} s^{-1}$ olarak hesaplanmıştır. Dipol matris elemanı $\mu_{12} = |\langle \Phi_1 | z | \Phi_2 \rangle| = \sqrt{2/3\pi} / \alpha$ ve asimetri ayarlama parametresi $\delta_{12} = \langle \Phi_2 | z | \Phi_2 \rangle - \langle \Phi_1 | z | \Phi_1 \rangle = 1 / \sqrt{\pi} \alpha$ olarak hesaplanmıştır. Boşluğun dielektrik sabiti $\epsilon_0=8.85 \times 10^{-12} F/m$ ve elektron yükü $q=1.6 \times 10^{-19} C$ 'a eşittir. $\Gamma_0=1/0.14 ps^{-1}$ olarak seçildi.

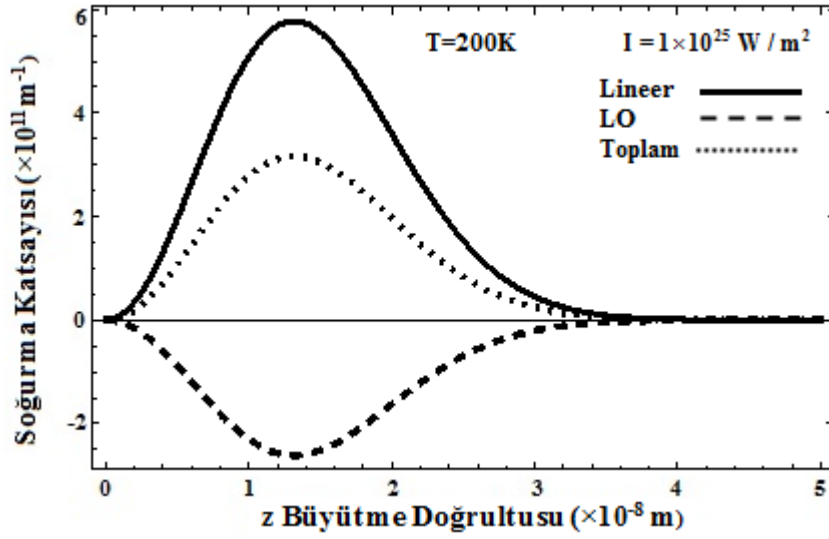


Şekil 4.2. İki farklı sıcaklıktaki OR katsayısının iki farklı ω_0 değeri için foton enerjisi ile değişimi

Şekil 4.2’de gösterildiği gibi, artan sınırlandırıcı potansiyel frekansla OR katsayısı azaldığını ve artan sıcaklıkla hem pik değerinin hem de pik genişliğinin arttığı görülmektedir. Böylece, azalan sınırlandırıcı potansiyel frekansıyla ve sıcaklığın artması durumunda OR katsayısının pik değerinin ve pik genişliğinin önemli ölçüde arttığı görülmüştür. OR katsayısının, sıcaklık değişimiyle önemli ölçüde etkilendiği görülmektedir.

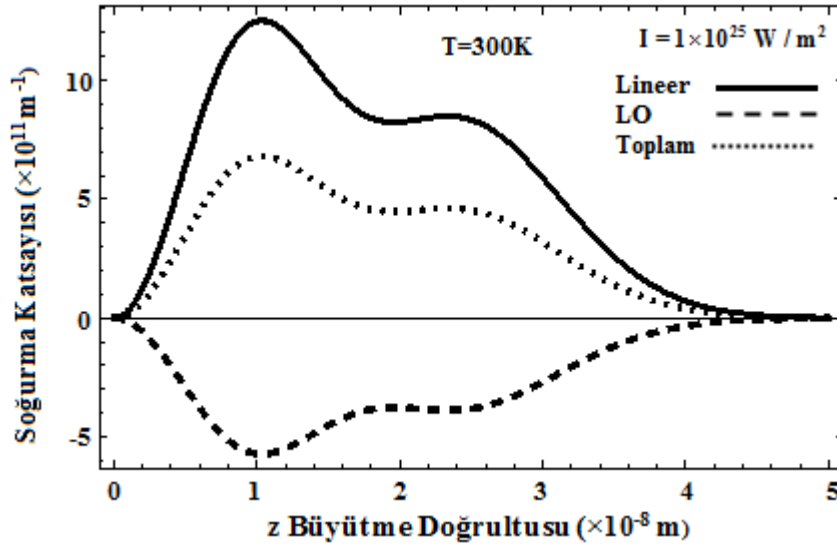
4.3. Soğurma Katsayısının Sıcaklıkla İlişkisi

$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusundaki ilk iki seviyesi için sıcaklığa bağlı olarak lineer, LO ve toplam soğurma katsayılarının konumla ilişkisini yüksek ışık şiddetlerinde çalışılmıştır. Seçtiğimiz model üzerinden iki farklı sıcaklık için soğurma katsayılarının konuma bağlı değişimi için seçilen parametreler; sınırlandırıcı potansiyel frekansı $\omega_0=1 \times 10^{13} s^{-1}$, kırılma indisinin reel kısmı $n_r=3.2$, uygulanan ışığın şiddeti ve frekansı sırasıyla $I=1 \times 10^{25} W/m^2$ ve $\omega=2 \times 10^{13} s^{-1}$ ’dir. Düşüş oranı $\Gamma_0=1/\tau =1/0.14 ps^{-1}$ olarak alınmıştır. Denklem 3.69, 3.70 ve 3.71’i kullanarak elde edilen, soğurma katsayılarının konuma bağlı değişimi Şekil 4.3 ve 4.4’de gösterilmiştir.



Şekil 4.3. T=200K için soğurma katsayısının konuma bağlı değişimi

Şekil 4.3’de görüldüğü gibi, T=200K’deki yüksek ışık şiddetindeki toplam soğurma katsayısını önemli derecede azaltan ve ters işaretli LO soğurma katsayısının etkisi oldukça açıktır. Burada tek pik görülmesinin sebebi ise Fermi enerjisi seviyesi altında kalan tek enerji seviyesinden kaynaklanmaktadır.

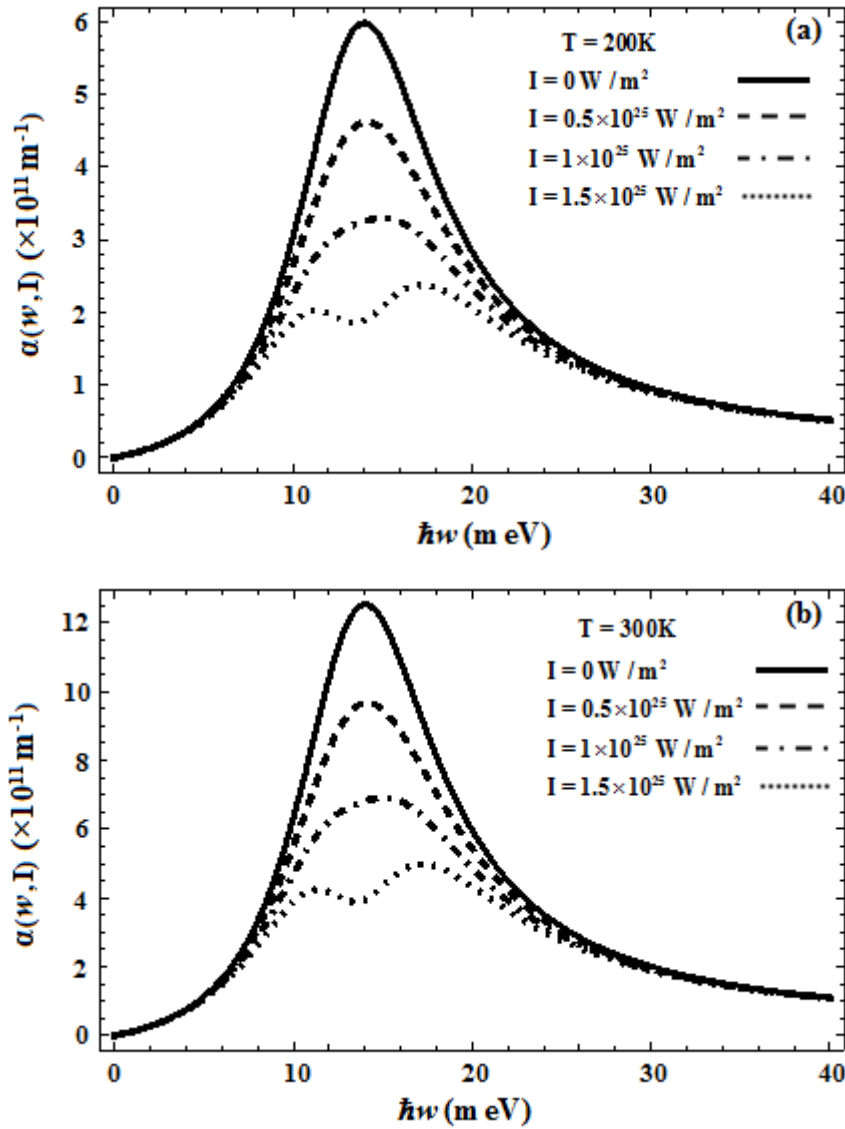


Şekil 4.4. T=300K için soğurma katsayısının konuma bağlı değişimi

Şekil 4.3’de ise iki farklı pik görülmesi Fermi enerjisi altında kalan ilk iki enerji seviyesinden kaynaklanmaktadır. Her iki sıcaklık için Şekil 4.3 ve 4.4’de görüldüğü gibi lineer, LO ve toplam soğurma katsayılarının pik değerleri ve pik

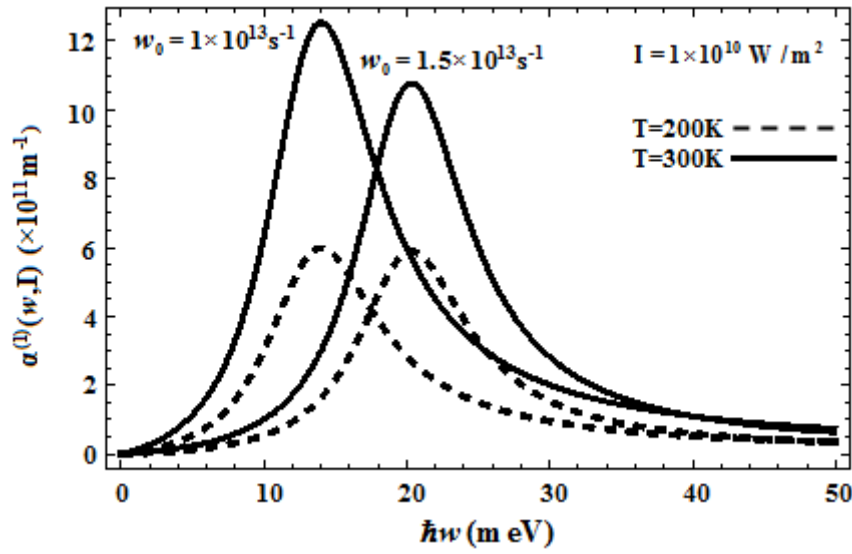
genişliklerinin, artan sıcaklık arttığı ve pik pozisyonun artan sıcaklıkla düşük konuma kaydığı (yani, konumun azaldığı) görülmektedir.

Ayrıca, sıcaklığa bağlı olarak toplam soğurma katsayısının büyütme doğrultusuna (konuma) bağlı grafiğindeki pik değerleriyle ($-al$) elde edilerek, Beer-Lambert yasasından, yaklaşık olarak transfer olan ışık şiddeti bulunabilir. Böylelikle, göz önüne aldığımız modelin iki seviyesi için seçtiğimiz ışık şiddeti değeriyle tamamen soğrulduğu kolaylıkla görülebilir.



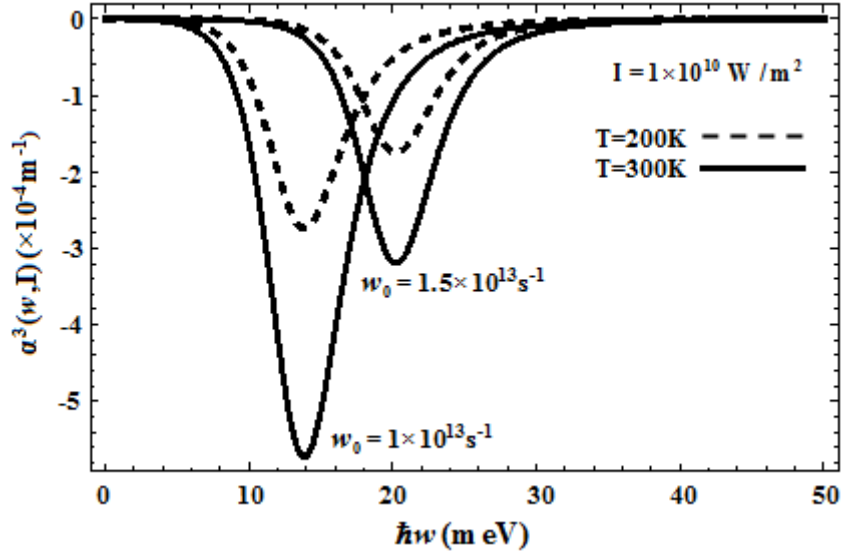
Şekil 4.5. Toplam soğurma katsayısının dört farklı ışık şiddeti değeri için (a) $T=200\text{K}$ ve (b) $T=300\text{K}$ için $\hbar\omega$ ile değişimi

$w_0=1 \times 10^{13} s^{-1}$ için iki farklı sıcaklık ve dört farklı ışık şiddeti değerleri için toplam soğurma katsayısının foton enerjisi ile değişimi, Denklem 3.71'i kullanarak Şekil 4.5(a) ve (b) gösterilmiştir. Artan ışık şiddetiyle toplam soğurma katsayısının pik değerinin, artan LO soğurma katsayısının pik değerinden gelen katkıdan dolayı azaldığı görülmektedir. Bunun yanı sıra, sıcaklık arttırıldığında ise toplam soğurma katsayısının pik değerlerinin de önemli ölçüde arttığı kolaylıkla görülmektedir. Doyulabilir soğurmanın başladığı ışık şiddeti değeri ise yaklaşık $I=1 \times 10^{25} W/m^2$ civarında ve bu değerinde sıcaklıkla değişmediği görülmektedir.



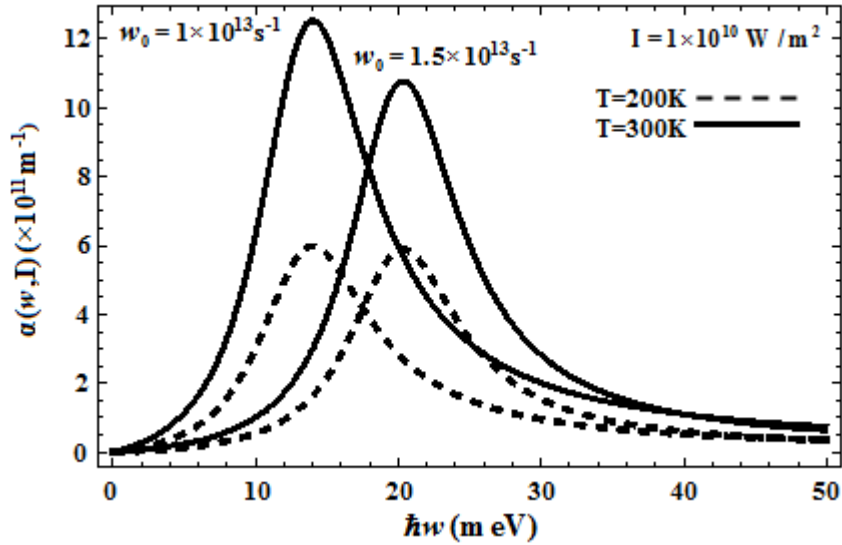
Şekil 4.6. İki farklı sıcaklıktaki lineer soğurma katsayısının iki farklı w_0 değeri için $\hbar\omega$ ile değişimi

İki farklı sıcaklık ve w_0 değeri için; ışık şiddeti $I=1 \times 10^{10} W/m^2$ seçilerek lineer soğurma katsayılarının $\hbar\omega$ ile değişimi, Denklem 3.69'u kullanarak Şekil 4.6'da gösterilmiştir. $T=200K$ 'de lineer soğurma katsayısı w_0 'ın artmasıyla hemen hemen hiç değişmezken, $T=300K$ 'de w_0 'ın artmasıyla lineer soğurma katsayısının pik değeri önemli ölçüde azaldığı görülmektedir. Sonuç olarak, sıcaklık artışıyla ve w_0 'ın azalmasıyla lineer soğurma katsayısının pik değerinin ve pik genişliğinin arttığı açıkça görülmektedir.



Şekil 4.7. İki farklı sıcaklıktaki lineer soğurma katsayısının iki farklı w_0 değeri için $\hbar w$ ile değişimi

İki farklı sıcaklık ve w_0 değeri için; ışık şiddeti $I=1 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ seçilerek LO soğurma katsayılarının $\hbar w$ ile değişimi, Denklem 3.70'i kullanarak Şekil 4.7'de gösterilmiştir. Şekilden, $T=200\text{K}$ 'de w_0 'ın artmasıyla LO soğurma katsayısının pik değerinin azaldığı ve $T=300\text{K}$ 'de w_0 'ın artmasıyla LO soğurma katsayısının pik değerinin $T=200\text{K}$ 'e göre daha çok azaldığı görülmektedir. Sonuç olarak, sıcaklık artışıyla ve w_0 'ın azaldığı durumda LO soğurma katsayısının pik değerinin ve pik genişliğinin arttığı; büyük LO optik özellikler elde edilebilir.

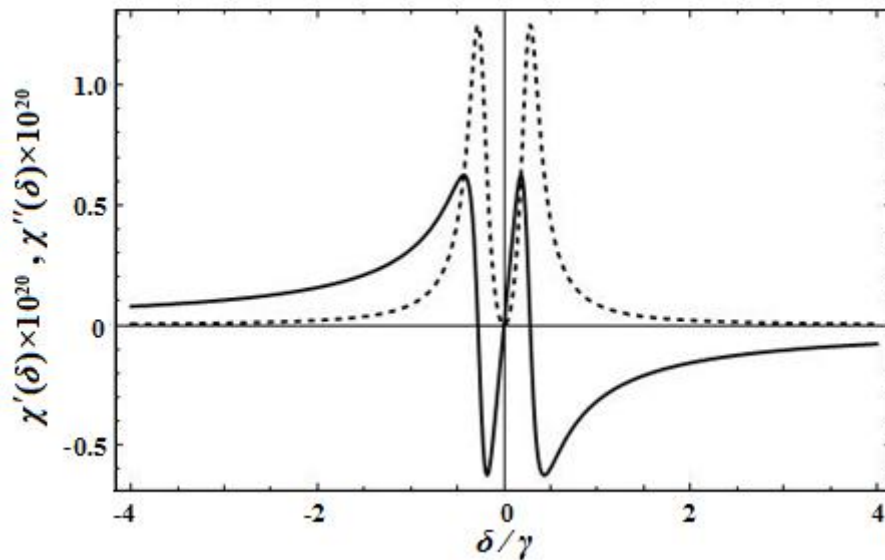


Şekil 4.8. İki farklı sıcaklıktaki toplam soğurma katsayısının iki farklı w_0 değeri için $\hbar w$ ile değişimi

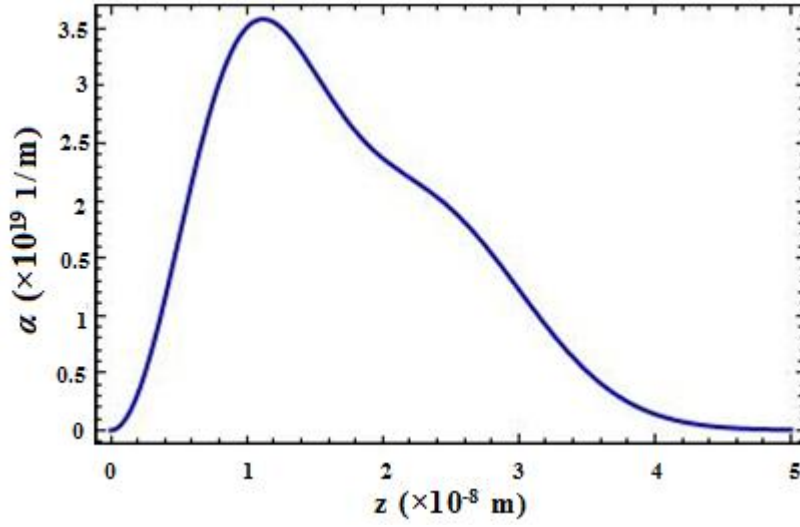
İki farklı sıcaklık ve w_0 değeri için; ışık şiddeti $I=1 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$ seçilerek toplam soğurma katsayılarının $\hbar w$ ile değişimi, Denklem 3.71'i kullanarak Şekil 4.8'de gösterilmiştir. $T=200\text{K}$ 'de w_0 'ın artışıyla toplam soğurma katsayısının pik değerinde hemen hemen değişiklik olmamakla birlikte $T=300\text{K}$ 'de w_0 'ın artışıyla toplam soğurma katsayısının pik değerinde ve pik genişliğinde çok büyük değişiklik görülür. Sonuç olarak, sıcaklık artışıyla ve w_0 'ın azalması durumunda, LO soğurma katsayısından gelen katkıyla birlikte toplam soğurma katsayısının pik değerinin ve pik genişliğinin arttığı net biçimde gözlenmektedir.

4.4. Üç Seviyeli Sistem İçin EİS

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk üç seviyenin EİS için lineer alınganlık ifadesi Denklem 3.72'de verilmiştir. Bu yapı için sınırlandırıcı potansiyel frekans $w_0=1 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ olarak seçildi. Dipol matris elemanı $\mu_{31} = \langle \Phi_3 | z | \Phi_1 \rangle = -1/\sqrt{30\pi} \alpha$ olarak hesaplanmıştır. Elektron kütlesi ve etkin kütlesi sırasıyla $m_0=9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ ve $m^*=0.0067m_0$ 'dır. $\gamma=2\pi \times 10.01 \text{ MHz}$ ise olasılık genliğinin düşüş oranıdır. İkinci ve üçüncü enerji seviyelerinin düşüş oranları sırasıyla $\Gamma_2=2\pi \times 10^3 \text{ Hz}$ ve $\Gamma_3=0.5\gamma$ 'dır. Sürücü lazerin rabi frekansı $\Omega_c=2.5\gamma$ 'dır. Taban durum elektron yoğunluğu $\sigma_s = 5.95 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ olarak seçildi.



Şekil 4.9. EİS için lineer alınganlığın reel ve imajiner kısımlarının frekansa bağımlılığı



Şekil 4.10. EİS için lineer soğurma katsayısının konuma bağımlılığı

Seçtiğimiz yapının, yasak enerji bant aralığına karşılık gelen frekansta ışık gönderildiğinde ışığın soğrulmadan geçtiğini gözlenmektedir. Böylelikle, ayarlanabilen saydam ortam gerçekleştirilmiştir. Ayarlanabilen bölgede, gönderilen ışığın soğrulmadan geçebildiği gözlenmiştir.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Göz önüne aldığımız idealleştirilmiş $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk iki seviyesi için iki farklı sıcaklık için taban durum elektron yoğunluğu analitik olarak hesaplanmıştır. Seçtiğimiz yapının; OR katsayısı, lineer, lineer olmayan ve toplam soğurma katsayılarının sıcaklık etkileri incelenmiştir. Sonuç olarak, sıcaklık faktörünün, bahsedilen süreçleri önemli derecede etkilediği görülmüştür. Son olarak, aynı yapının üç seviyeli durumu için EİS ortamında lineer alınganlık ve soğurma katsayısının konuma bağlı durumları araştırılmıştır. EİS ortamında lineer alınganlık ifadesi kullanılırsa herhangi bir bölgenin saydam olabilmesi için rezonans durumunda çalışmamız gerekir. Çünkü, bazı opto-elektronik cihaz uygulamalarında ışığın soğurulmadan geçmesi oldukça önemlidir.

Bu tez çalışmasında, ilgili süreçlerin sıcaklık etkileri analitik olarak tam hesaplamak için:

- Elektronun ve deşğin etkin kütesinin sıcaklıkla deşğimi
- Fermi enerjisinin sıcaklıkla deşğimi
- Düşüş oranının sıcaklıkla deşğimi
- Elektron-fonon etkileşimlerin sıcaklıkla deşğimi
- Elektron yoğunluğuna, tüm elektronların etkisi
- Kuantum kuyusunun yasak enerji aralığının sıcaklıkla deşğimi
- Eksitonik etkiler

gibi katkıların hesaplamalarda göz önüne alınması gereklidir. Bundan sonraki yapılacak çalışmalarda, farklı kuantum kuyuların üç ve dört seviyeleri için lineer ve LO optiksel süreçlerin sıcaklık etkilerini EİS ortam için incelenebilir.

KAYNAKLAR

- AYTEKİN, O., TURGUT, S., ve TOMAK, M., 2012. Nonlinear Optical Properties of a Pöschl-Teller Quantum Well under Electric and Magnetic Fields. Elsevier B.V. Physica E, 44:1612-1616.
- BARNHAM, K. and YVEDENSKY D., 2001. Low-Dimensional Semiconductor Structures: Fundamentals and Device Applications. Cambridge University Press, New York, USA, 408s.
- BOYD, R.W., 2008. Nonlinear Optics. Third Edition. Academic Press is an Imprint of Elsevier, USA, 635s.
- EVANS, M.W., 2001. Modern Nonlinear Optics Part 2, Second Edition. John Wiley & Sons, New York, USA, 804s.
- GARMIRA, E., KOST, A., 1999. Nonlinear Optics in Semiconductors I. Academic Press, San Diego, USA, 426s.
- KARABULUT, İ., ŞAFAK, H., and TOMAK, M., 2005. Nonlinear Optical Rectification in Asymmetrical Semiparabolic Quantum Wells. Solid State Communications 135:735-738.
- KARABULUT, İ., 2008. Asimetrik Kuantum Kuyu Yapılarının Lineer Olmayan Optik Özelliklerinin İncelenmesi. Selçuk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, Konya, 102s.
- KARABULUT, İ., ŞAFAK, H., and TOMAK, M., 2008b. Intersubband Resonant Enhancement of The Nonlinear Optical Properties in Compositionally Asymmetric and Interdiffused Quantum Wells. Journal of Applied Physics, 103:103116.
- KASAP, S., and CAPPER, P., 2006. Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials. Springer Science, Business Media, 1406p, New York, USA.
- LIU, H.C., and CAPASSO, F., 2000. Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics Applications I. Academic Press, San Diego, USA, 309s.
- LIU, H.C., and CAPASSO, F., 2000. Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics Applications II. Academic Press, San Diego, USA, 244s.
- MUKHOPADHYAY, S., and RUSTAGI, K.C., 1999. Optical Nonlinearity Due to Intersubband Transitions in Semiconductor Quantum Wells. <http://arxiv.org/abs/cond-mat/9912127v1>.
- NAG, B.R., 2002. Physics of Quantum Wells Devices. Kluwer Academic Publishers, USA, 312s.
- NEAMEN, D.A., 2003. Semiconductor Physics and Device: Basic Principles Third Edition. McGraw-Hill, New York, USA, 746s.
- PAIELLE, R., 2006. Intersubband Transitions in Quantum Structures. McGraw-Hill, New York, USA, 425s.
- PAPADOPOULOS, M.G., SADLEJ, A.J., and LESZCZYNSKI, J., 2006. Non-Linear Optical Properties of Matter from Molecules to Condensed Phases. Springer, Dordrecht, The Netherlands, 693s.
- SALEH, B.E.A., and TEICH, M.C., 1991. Fundamentals of Photonics. Wiley-Interscience, USA, 982s.

- TARHAN, D., 2007. Dispersion and Waveguiding of Ultraslow Light in Atomic Bose-Einstein Condensates. İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi, İstanbul, 61s.
- YILDIRIM, H., and TOMAK, M., 2005. Nonlinear Optical Properties of a Pöschl-Teller Quantum Well. Physical Review B, 72:115340-115346.
- WEGENER, M., 2005. An Introduction to Extreme Nonlinear Optics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany, 224s.

ÖZGEÇMİŞ

23 Nisan 1977 tarihinde Gaziantep’te doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini Gaziantep’te tamamladı. İnönü Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü ikincilik derecesiyle mezun oldu. Daha sonra Fırat Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tezsiz Yüksek Lisans Fizik Öğretmenliğini tamamladı. Tezli Yüksek Lisans çalışmalarına Harran Üniversitesi Fizik Bölümünde devam etmektedir.

ÖZET

Bu tez çalışmasının ilk aşamasında, seçtiğimiz $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ asimetrik yarı-parabolik kuantum kuyusunun ilk iki seviyesi için iki farklı sıcaklıktaki elektron yoğunluğu analitik olarak hesaplanmıştır. İkinci aşamasında, seçtiğimiz yapının ilk iki seviyesi için OR, lineer, LO ve toplam soğurma katsayılarının sıcaklıkla değişimi incelenmiştir. Üçüncü aşamasında ise aynı yapının ilk üç seviyesi için EİS ortamı için lineer alınganlık ve soğurma katsayısının konuma bağlı ilişkisi araştırılmıştır.

SUMMARY

The first phase of this thesis, for the first two levels of an asymmetric semi-parabolic quantum wells $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ that we choose electron density is calculated analytically for two different temperatures. In the second phase, for the first two levels of the same structure OR, LO and the total absorption coefficients were investigated according to the temperature. In the third phase for the first three levels of the same structure, the linear susceptibility and the position dependent absorption coefficient for EIT are calculated.