

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



**KUANTUM PLAZMONİK KONTROLLÜ OLAĞANDIŞI OPTİK
GEÇİRGENLİK**

Hira ASİF

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2024

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ



**KUANTUM PLAZMONİK KONTROLLÜ OLAĞANDIŞI OPTİK
GEÇİRGENLİK**

Hira ASİF

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

TEMMUZ 2024

ANTALYA

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM PLAZMONİK KONTROLLÜ OLAĞANDIŞI OPTİK
GEÇİRGENLİK

Hira ASİF

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez, TÜBİTAK tarafından 121F030 ve 123F156 numaralı projeleri ile ve Türkiye
Bursları tarafından Doktora Bursu ile desteklenmiştir.

TEMMUZ 2024

T.C.
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KUANTUM PLAZMONİK KONTROLLÜ OLAĞANDIŞI OPTİK
GEÇİRGENLİK

Hira ASİF

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

Bu tez 01/07/2024 tarihinde jüri tarafından Oybirliği ile kabul edilmiştir.

Doç.Dr. Ramazan ŞAHİN (Danışman)

Prof.Dr. Yusuf SUCU

Prof.Dr. Alpan BEK

Prof.Dr. Alper KİRAZ

Doç.Dr. Mücahit YILMAZ

ÖZET

Kuantum Plazmonik Kontrollü Olağandışı Optik Geçirgenlik

Hira ASİF

Doktora Tezi, Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Doç.Dr. Ramazan ŞAHİN

Temmuz 2024, 105 sayfa

Fotonik entegre devrelerdeki (PIC-Photonic Integrated Circuits) bileşenlerin aktif kontrolü, programlanabilir cihazların elde edilmesinde çok önemlidir. Bir fotonik cihazın operasyonel bant genişliği, özellikle görünür bölgede, üretildikten sonra genel olarak ayarlanamaz. Bu tezde, ölçeklenebilir PIC için görünür bölgede olağandışı optik geçirgenliğin (EOT-Extraordinary Optical Transmission) tamamen optik ve elektro-optik kontrolü gösterilmiştir. Tamamen optik kontrolde, EOT olgusuna atfedilen yüzey plazmon rezonanslarının (SPR-Surface Plasmon Resonances) dinamikleri, ultra-hızlı ışık atmasının spektral ve zamansal bant genişliğinin ayarlanmasıyla değiştirilir. Ayrıca, SPR' nin yaşam süresinin uzatılması, bir plazmon kavitesindeki kuantum yayıcı (QE-Quantum Emitter) tarafından indüklenen Fano rezonansları aracılığıyla tartışılmaktadır. Elektrik kontrolünde, EOT cihazının operasyonel bant genişliği, voltajı ayarlanabilir bir QE aracılığıyla ayarlanır. Dışarıdan uygulanan öngerilim voltajı, QE' nin nanodeliğine gömülü rezonansını ayarlar. Ek olarak, belirli bir frekansta, EOT sinyali üç büyüklük mertebesindeki modülasyon derinliği ile sürekli bir şekilde modüle edilir. EOT cihazının aktif ayarı, onu biyoalgılama, yüksek-çözünürlüklü görüntüleme ve moleküler spektroskopi uygulamaları için PIC' de uygulanabilir ve kompakt bir unsur haline getirir.

ANAHTAR KELİMELE: Fano Rezonansı, Kuantum Yayıcı, Kuantum Plazmonik, Lokalize Yüze Plazmonları, Olağandışı Optik Geçirgenlik, Yüzey Plazmon Polaritonları.

JÜRİ: Doç.Dr. Ramazan ŞAHİN (Danışman)

Prof.Dr. Yusuf SUCU

Prof.Dr. Alpan BEK

Prof.Dr. Alper KİRAZ

Doç.Dr. Mücahit YILMAZ

ABSTRACT

QUANTUM PLASMONIC CONTROL OF EXTRAORDINARY OPTICAL TRANSMISSION

HİRA ASİF

PhD Thesis in PHYSICS

Supervisor: Doç.Dr. Ramazan ŞAHİN

July 2024, 105 pages

Active control of components in the photonic integrated circuits (PIC) is crucial in achieving programmable devices. The operational bandwidth of a photonic device cannot be generally tuned once it is manufactured, especially in the visible regime. In this thesis, all-optical and electro-optic control of extraordinary optical transmission (EOT) is demonstrated in the visible regime for scalable PIC. In the all-optical control, the dynamics of surface plasmon resonances (SPR), attributed to the phenomenon of EOT, are modified by tuning the spectral and temporal bandwidth of ultrafast pulse. Moreover, the lifetime extension of SPR is discussed through Fano resonances induced by quantum emitter (QE) in a plasmon cavity. In the electrical control, the operational bandwidth of the EOT device is tuned via a voltage-tunable QE that is embedded into the nanohole. In addition, at a given frequency, the EOT signal intensity is modulated continuously with a three-orders-of-magnitude modulation depth. The active tuning of the EOT device makes it a feasible and compact element in PIC, for biosensing, high-resolution imaging, and molecular spectroscopy applications.

KEYWORDS: Extraordinary Optical Transmission, Fano Resonance, Localized Surface Plasmon, Quantum Emitter, Quantum Plasmonics, Surface Plasmon Polariton.

COMMITTEE: Assoc.Prof.Dr. Ramazan ŞAHİN

Prof. Dr. Yusuf SUCU

Prof.Dr. Alpan BEK

Prof.Dr. Alper KIRAZ

Assoc.Prof.Dr. Mücahit YILMAZ

ÖNSÖZ

Türkiye’ de unutulmaz bir altı yıl ve hayatımın en güzel dönemlerinden birini geçirmemi sağlayan Türkiye Devleti Burs Programına maddi desteklerinden dolayı ve TÜ-BİTAK’ a teşekkür etmek istiyorum.

Doktora araştırma çalışmam boyunca her zaman ilham veren; rehberliği, desteği, yol gösterici tartışmaları ve birçok değerli önerilerinden dolayı değerli danışmanım Dr. Ramazan ŞAHİN’ e en içten ve en derin teşekkürlerimi sunmak isterim. Özellikle keyifli ortamıyla Dr. Ramazan ŞAHİN’ in sahibi olduğu Nanoteknoloji araştırma grubunun bir parçası olmaktan mutluluk duydum. Doktora çalışmamın sıkıntılı zamanlarında gösterdikleri dostluk ve yardım için tüm grup üyelerine minnettarım. Taner TARIK AYTAŞ’ a laboratuvar saatlerinde benimle dalga geçtiği ve değerli çok sayıda bilgiyi benimle paylaştığı için teşekkür etmek istiyorum. Aslı GENÇASLAN’ a Türkiye kültürü konusundaki yardımı ve değerli önerileri için, özellikle bana Türkçeyi, alıntıları ve argoyu güzel bir şekilde öğrettiği için minnettarım. Bana karşı her zaman nazik ve iyi davrananan Harun İYİİŞLER’ e özverili yardımlarından dolayı minnettarım. Sürekli teşvik edişi, ilgisi, desteği ve ihtiyaç duyduğum her an yardımları için Filiz ÖZTEKİN’ e en derin şükranlarımı ve teşekkürlerimi sunuyorum.

Ablam Farah FARKHAN’a, erkek kardeşlerim Umair ASİF, Waqar ASİF ve Umer ASİF’ e, yengelerim Iqra WAQAR ve Zunaira UMAIR’ e bana her zaman gösterdikleri destek, sevgi ve şefkat için minnettarım. Son olarak, hayatım boyunca bana gösterdiği ilgi, manevi destek, yönlendirmeler, sınırsız sevgi ve takdir için sevgili annem Sameera ASİF’ e en derin şükranlarımı, sevgilerimi ve saygılarımı sunmak istiyorum. Onun desteği olmasaydı asla TÜRKİYE’ ye ulaşamaz ve hayatımın bu değerli yolculuğunu tamamlayamazdım.

İÇİNDEKİLER

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ	iii
AKADEMİK BEYAN	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ	x
1. GİRİŞ	1
1.1. Olağandışı Optik Geçirgenlik	1
1.2. İlerleyen Yüzey Plazmon Polaritonları	2
1.3. EOT' nin Mikroskobik Tanımı	4
1.4. Lokalize Yüzey Plazmon Rezonansları	5
1.5. Fano Rezonansları Aracılığıyla EOT' nin Koherent Kontrolü	6
2. KAYNAK TARAMASI	9
2.1. Rezonans Geçirgenliğinin Optik Özellikleri	9
2.2. Metal Izgara Boyunca Olağandışı Optik Geçirgenlik	11
2.3. EOT' de Dielektrik Ortamın Rolü	12
2.4. Nanodelik Derinliği, Şekli ve Boyutunun EOT Üzerindeki Etkisi	13
2.5. EOT' nin Uzaysal ve Spektral Kontrolü	16
2.6. Çoklu Moda Sahip Olağandışı Optik Geçirgenlik	17
2.7. Sensör Mühendisliğinde EOT' nin Aktif Kontrolü	19
2.8. EOT' nin Kuantum Kontrolü	20
2.9. Pleksitonik Olarak Süslenmiş (Plexcitonic Dressed) Durumların Kuantum Kontrolü	22
3. MATERYAL VE METOT	24
3.1. Işık Atmosferiyle Sürülen EOT' nin Tamamen Optik Kontrolü	24
3.1.1. Teorik Çerçeve	24
3.1.2. SPP ve LSP Modlarının Yaşam Süresi	28
3.1.3. Hesaplamalı Model	28
3.2. Ultra-Hızlı Doğrusal Olmayan Plazmon Rezonans Ömrünün Artırılması	30
3.2.1. Analitik Model	32
3.2.2. Doğrusal Olmayan Çiftlenimli AuNP-AgNR Plazmonik Sistemi	33
3.2.3. Doğrusal Olmayan Çiftlenimli AuNP-QE Plazmonik Sistemi	34

3.2.4.	Doğrusal Olmayan Plazmon Modlarının Salınım Süreleri	36
3.2.5.	Hesaplamalı Model	36
3.3.	Karanlık-Sıcak Nokta Rezonanslarıyla Karşılaştırıldığında QE' li Plazmon Modun İnce Spektral Ayarı	37
3.3.1.	Teorik Model	38
3.4.	Görünür Bölgede Voltajla Ayarlanabilir EOT	41
3.4.1.	Theoretical Model	41
3.4.2.	Hesaplamalı Model	44
3.5.	Voltajla Ayarlanabilen QE Aracılığıyla Pleksitonik Durumların Stark Ayarı	45
3.5.1.	Teorik Çerçeve	46
4.	BULGULAR VE TARTIŞMA	50
4.1.	Atma İle Sürülen EOT' nin Tamamen Optik Ayarı	50
4.1.1.	Atma Şeklinin ve Zamansal Bant Genişliğinin Plazmon Rezonanslarına Etkisi	50
4.1.2.	Frekans Alanındaki Plazmon Modlarının Yakın- ve Uzak-Alan Güç Spektrumları	53
4.1.3.	Yakın-Alan Plazmon Rezonansları İçin Zaman-Çözümlemeli Spektrum	55
4.2.	Doğrusal Olmayan Plazmon Modunun Yaşam Süresinin Artışı	60
4.2.1.	AuNP-QE Çiftlenimi İçin Doğrusal Olmayan Plazmonik Modun Salınım Ömrünün Artışı	61
4.2.2.	QE ile Çiftlenen SH Modunun Zaman-Alanındaki Nümerik Benzetimleri	64
4.3.	QE ile Plazmon Modunun İnce Spektral Ayarı	65
4.4.	Voltajla Ayarlanabilen QE ile Plazmon Rezonanslarının Elektrik Ayarı	68
4.4.1.	Plazmon Rezonanslarının Yakın-Alan Spektrumu	70
4.4.2.	EOT Cihazının Rezonans Dışı Çalışması	72
4.4.3.	Elektriksel Olarak Programlanabilen EOT Cihazı	74
4.4.4.	EOT Sinyalinin Zamansal Artışı	75
4.5.	Rezonans ve Rezonans Dışı Pleksitonik Durumların Stark Kontrolü	77
4.5.1.	Rezonans Dışı Çiftlenmiş Pleksitonik Durumlarda Stark Kaynaklı Kayma	77

4.5.2. Rezonansta Çiftlenmiş Pleksitonik Durumlarda Stark' ın Neden	
Olduğu Bölünme	80
5. SONUÇLAR	83
6. KAYNAKLAR	88
ÖZGEÇMİŞ	



AKADEMİK BEYAN

Doktora Tezi olarak sunduğum “KUANTUM PLAZMONİK KONTROLLÜ OLAĞANDIŞI OPTİK GEÇİRGENLİK” adlı bu çalışmanın, akademik kurallar ve etik değerlere uygun olarak bulunduğunu belirtir, bu tez çalışmasında bana ait olmayan tüm bilgilerin kaynağını gösterdiğimi beyan ederim.

01/07/2024

Hira Asif

İmza

(Faint, stylized signature watermark)

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler:

ϵ_o	: Serbest uzayın elektriksel geçirgenliği
ϵ_d	: Dielektrik geçirgenlik
ϵ_m	: Metalin elektriksel geçirgenliği
k_{spp}	: Yüzey plazmon dalga vektörü
k_o	: Serbest uzayın dalga vektörü
λ_{spp}	: Yüzey plazmon dalgaboyu
λ_{cen}	: Atmanın merkezi dalgaboyu
ω_o	: Uygulanan alanın açısal frekansı
τ	: Atma süresi
ω_p	: İlerleyen plazmon mod frekansı
ω_l	: Lokalize yüzey plazmon frekansı
ω_{eg}	: QE' ın geçiş frekansı
Ω_d	: Karanlık plazmon modun frekansı
f	: Plazmon modları arasındaki çiftlenim gücü
κ	: Karanlık mod/Kuantum yayıcı ve plazmon modları arasındaki çiftlenim gücü
α_p	: İlerleyen plazmon modun genliği
α_l	: Lokalize plazmon mod genliği
M	: Plazmon modun yaşam süresi artış çarpanı
Γ_j	: Plazmon modunun sönümlenme hızı
$\chi^{(2)}$	: İkinci mertebeden alınganlık
ρ_{ij}	: İki-seviyeli sistemin yoğunluk matris elemanları
α	: Polarize edilebilirlik
σ_{ij}	: Pauli matrisleri
γ_p	: Plazmon modunun sönümlenme hızı
γ_{eg}	: Kuantum yayıcının sönümlenme hızı
γ_d	: Karanlık modun sönümlenme hızı
a_o	: Bohr yarıçapı
Δ	: İki osilatör frekansı arasında ayar bozukluğu

Kısaltmalar:

AgNP	: Gümüş (Ag) Nanoçubuk
AuNP	: Altın (Au) Nanoparçacık
CW	: Sürekli Dalga Işık Kaynağı
CWT	: Sürekli Dalgacık Dönüşümü
DM	: Karanlık Plazmon Modu
EIA	: Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Soğurma
EIT	: Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Şeffaflık
EOT	: Olağandışı Optik Geçirgenlik
FDTD	: Zamanda Sonlu Farklar Yöntemi
FM	: Temel Plazmon Modu
FR	: Fano Rezonansı
LP	: Alt Polariton
LSP	: Lokalize Yüzey Plazmonları
MNP	: Metalik Nanoparçacık
OSE	: Optik Stark Etkisi
PIC	: Fotonik Entegre Devreler
PL	: Fotolüminesans
QD	: Kuantum Nokta
QE	: Kuantum Yayıcı
SERS	: Yüzeyde Artırılmış Raman Spektroskopisi
SH	: İkinci Harmonik Plazmon Modu
SPP	: Yüzey Plazmon Polaritonları
TM	: Enine Manyetik
UP	: Üst Polariton

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	Alt-dalgaboylu nanodelik dizisi şeklinde delinmiş metal film aracılığıyla olağandışı optik geçirgenlik (EOT).	2
Şekil 1.2	SPP' lerin TM polarize bir ışık kaynağı aracılığıyla uyarılması. SPP' ler metal-dielektrik arayüzü boyunca yayılır ve yüzeye dik olarak sönümlenir.	3
Şekil 1.3	EOT yapısının şematik diyagramı. Bir cam alttaşı üzerinde katmanlı Au metal-nanodelik dizisi. Cam tarafından gelen p-polarize ışık, SPP' leri uyarır. Metal-hava tarafından çıkan iletim ışığına, her iki metal arayüzünde rezonanslı ve rezonans dışı SPP modlarının çiftlenimi aracılık eder.	5
Şekil 2.1	Gelen ışığın dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak olağandışı optik geçirgenlik spektrumu.	10
Şekil 2.2	(a,b) Farklı ızgara yükseklik (h) değerleri için normal gelişte sıfır-dereceli olağandışı geçirgenlik spektrumları. (c) Katmanlı metal ızgaraların şematik diyagramı. (Porto vd., 1999)	12
Şekil 2.3	(a) Cam alttaşa sahip tek yarıklı bir Ag metal filminin şematik diyagramı. Metal-hava arayüzünde bir düzlem dalga uyarımıyla SPP uyarımı ve metal-cam arayüzünden olan iletim. (b) Normal geliş için sırasıyla hava ve cam tarafından sıfır-dereceli iletim spektrumları (Shröter vd., 1998).	13
Şekil 2.4	Her egride gösterildiği gibi, çeşitli nanodelik derinliği h için silindirik şekilli nanodeliklerin ($d = 300$ nm, $P = 600$ nm) kare dizileri için normal gelişte sıfır-dereceli iletim spektrumları.	14
Şekil 2.5	(a) p-polarize ışıkla aydınlatılan bir Ag metal film üzerinde dikey olarak yönlendirilmiş oluklu eliptik nanodeliklerin şematik konfigürasyonu. (b) Eliptik nanodeliklerin farklı yönelimleri için rezonans maksimumundaki iletimin polarizasyona olan bağımlılığı.	15

Şekil 2.6	Bir metal filmdeki üç farklı şekle sahip nanodelik yapısı. (a) Polarizasyon yönündeki çıkıntılarda LSP bulunan küresel şekilli nanodelik, (b) uzun eksene dik polarizasyona sahip dikdörtgen şekilli nanodelik ve (c) her iki tarafta hem uzunlamasına hem de enine LSP modlarına sahip üçgen delik.	16
Şekil 2.7	(a) Ag filminin nanodelikleri etrafındaki Ag nanoçubuklar. (b) Nanodelikler dizisindeki nanoçubukların konfigürasyonu. (c,d) Nanodeliğin merkezinde nanoküre ve nanosilindir ile doldurulmuş Au nanofilmlerinin küresel nanodeliklerinden oluşan kare ve altıgen bir dizi.	18
Şekil 3.1	Cr' li yapışma tabakasına sahip bir cam alttaş üzerine yerleştirilen 100 nm kalınlığında bir Au filmde 200 nm çapında dairesel bir nanodelikten oluşan EOT cihazının şematik diyagramı. Uyarılmış SPP ve LSP modları, ultra-kısa bir atma ile sürülen yüzeyde ve nanodeliğin çevresinde gösterilir.	24
Şekil 3.2	Sürücü ışık kaynaklarının zamansal dalga biçimleri. (a) Sıfır taşıyıcı fazlı $\omega_o = 2.51 \times 10^{15}$ Hz taşıyıcı frekanslı $E_o = 1$ ve $\tau = 10$ fs için Gaussian ve $Sech^2$ şekilli zarflara sahip geniş bantlı ultra-kısa atma. (b) Aynı taşıyıcı frekanslı sürekli dalga (CW).	25
Şekil 3.3	Sürücü kaynağının iki farklı taşıyıcı dalgaboyu tarafından uyarılan çiftlenimli ve çiftlenimsiz plazmon modlarının durağan durum genlikleri. (a) Taşıyıcı dalgaboyu 650 nm, $\omega_p = 0.93\omega_o$ ve $\omega_l = 1.08\omega_o$. (b) Taşıyıcı dalgaboyu 750 nm, $\omega_p = 1.07\omega_o$ ve $\omega_l = 1.25\omega_o$. Ayrıca, $\gamma_{p,l} = 0.04\omega_o$ 'dır.	27
Şekil 3.4	Benzetim kurulumunun gösterimi. FDTD benzetim bölgesi, 2 nm kalınlığındaki ince Cr' li yapışkan katman üzerinde yer alan bir cam alttaş üzerinde; $p = 400$ nm periyoduna, $h = 100$ nm kalınlığına sahip Au filminde $d = 200$ nm çaplı tek bir nanodelik üzerinde merkezlenir. z-yönünde yayılan bir TM polarize Gauss atması filmin cam tarafından gelir.	29

Şekil 3.5	Doğrusal olmayan çiftlenimli plazmonik sistemler: x-polarize normal doğrultuda gelen düzlem dalgaların etkisi altındaki iki Au nanoküre, temel modu (FM) uyarır. İkinci harmonik (SH) mod (mavi bölge), FM' nin çakışması nedeniyle AuNP' lerin etrafında indüklenir. İki sistem, SH modun AgNR' nin (solda) karanlık moduyla (DM) ve çiftlenim gücü κ olan iki seviyeli bir QE (sağda) ile olan çiftlenimini temsil eder.	31
Şekil 3.6	Düzlem dalga ışık kaynağı tarafından uyarılan QE' li AuNP' den oluşan FDTD kurulum şeması.	37
Şekil 3.7	(a) Dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak bireysel tepkilere sahip çiftlenimli plazmonik sistemde parlak plazmon modunu destekleyen AuNP ve karanlık plazmon modunu destekleyen AgNR. (b) Çiftlenimli sistemlerde AuNP-QE ve bunlara karşılık gelen tepki fonksiyonları.	39
Şekil 3.8	EOT sensörünün şematik diyagramı. Küresel bir nanodeliğe ($d = 200$ nm) sahip 100 nm kalınlıklı Au filmi, Cr kaplamalı bir cam alttaş üzerine katmanlanır. Nanodeliğin içine iki seviyeli bir QE yerleştirilir ve dış voltaj öngerilimine bağlanır. Nanodelik kenarına yakın uyarılmış plazmon modları ve metal arayüzler, voltajla ayarlanabilen QE ile etkileşime girer.	41
Şekil 3.9	(a) Çiftlenimli ($f = 0.05\omega_o$) ve çiftlenimsiz ($f = 0$) durumlar için uyarma dalgaboyu λ_{exc} ' nin fonksiyonu olarak SPP ve LSP alan yoğunlukları. (b) 718 nm' de SPP' nin ve 591 nm' de LSP' nin maksimum rezonans dalgaboyuna sahip hibrit plazmon mod yoğunluğu (siyah eğri). QE' nin seviye aralığı (λ_{eg}), ayrı ayrı ayarlanarak LSP ve SPP modlarının rezonans dalga boylarına göre seçilir.	43
Şekil 3.10	EOT yapısının kesitini içeren FDTD benzetim kurulumunun şematik diyagramı.	45
Şekil 3.11	Au papyon nanoanten ve üç seviyeli QE' den oluşan hibrit bir sistemin şematik diyagramı. QE, hibrit pleksitonik durumlarda Stark kaymalarına neden olan dış voltaja bağlanır.	47

Şekil 3.12	Rezonans çiftlenimli plazmon-yayıcı sisteminde çift Fano rezonans ve Stark ayarlı pleksitonik durumlar.	49
Şekil 4.1	Gaussian, $Sech^2$ atma ve sürekli dalga (CW) uyarma kaynakları için zamanın bir fonksiyonu olarak SPP ve LSP alan yoğunlukları. Spektral parametreler, $\omega_p = 1.07\omega_o$, $\omega_l = 1.25\omega_o$, $\gamma_{p,l} = 0.04\omega_o$, $\tau = 10$ fs ve $f_{p,l} = 0.1\omega_o$ olarak alınmıştır.	51
Şekil 4.2	Çeşitli atma süreleri için SPP' nin alan-zaman profili. Ek şekil, farklı FWHM' ye sahip Gauss atmalarının zamansal dalga biçimlerini gösterir. SPP salınımlarının ortalama salınım ömrü atma genişliğiyle doğrusal olarak artar. Parametreler $\omega_p = 1.05\omega_o$, $\gamma_p = 0.04\omega_o$ ve $f_p = 0.1\omega_o$ olarak alınır.	52
Şekil 4.3	(a) Nanodelik kenarına yakın frekans alanındaki elektrik alan genliği (750 nm ve 650 nm uyarıcı atmalar için X noktası). Ek şekil, CW uyarımı için sistemin durağan durum tepkisindeki alan genliğini gösterir. 750 nm' lik atma için birim hücrenin (b) xz ve (c) xy düzlemindeki güç yoğunluğu dağılımı; veriler iletilen en yüksek dalgaboyu olan 715 nm' de kaydedilir. Kesikli çizgiler metal sınırlarını gösterir. (d) İki farklı spektral bant için Au nanodelik dizisi sisteminin olağandışı iletim spektrumları. Ekte ise Gauss atmalarının zamansal dalga formları gösterilmektedir.	53
Şekil 4.4	(a) $\tau = 10$ fs süreli 650 nm' lik bir atma ve 30 fs ofset süresi ve (b) $\tau = 6$ fs ve 18 fs atma ofsetine sahip 750 nm geniş bant darbesi için nanodelik kenarına (X noktası) yakın zamanın bir fonksiyonu olarak elektrik alanı yoğunluğu. (c), (d) Plazmon modlarının ilgili alan-zaman profilleri için sürekli dalgacık dönüşümü (CWT-Continuous Wavelet Transform) spektrumları.	56
Şekil 4.5	(a) X noktasında ölçülen farklı atma süreleri için zamanın bir fonksiyonu olarak elektrik alan güç spektrumları. Şekil eki: Farklı τ için Gauss atmaları. (b) Her eğriye karşılık gelen rezonans modlarının anlık frekanslarının zamana bağlı dağılımını temsil eden bir CWT spektrogramı.	57

Şekil 4.6	750 nm' lik atma ve 50 fs' lik süre için zaman alanındaki plazmon modlarının spektral dağılımının 3 boyutlu haritası. Çiftlenimli rezonans modlarının ortalama salınım süresi 95 fs' dir.	58
Şekil 4.7	Çiftlenimli sistemlerin salınım ömürü artış çarpanı, κ çiftlenim gücünün bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. FM' nin DM' ye çiftlendiği durumu temsil eden kesikli çizgi için alınan parametreler $\Omega_1 = 1.0\omega$, $\Omega_3 = 0.95\omega$ ve $\gamma_1 = 0.1\omega$ ' dir. SH modun DM' ye çiftlendiği durumu temsil eden noktalı çizgi için alınan parametreler $\Omega_2 = 2.0\omega$, $\Omega_3 = 1.95\omega$ ve $\gamma_2 = 0.1\omega$ şeklindedir. Her iki durumda da $\gamma_3 = 0.001\omega$	61
Şekil 4.8	DM' nin farklı rezonans frekansları için SH-DM çiftlenimli sistemin κ çiftlenim gücünün bir fonksiyonu olarak normalize edilmiş yaşam süreleri; $\Omega_3 = 1.95\omega$ (noktalı çizgi), $\Omega_3 = 1.85\omega$ (kesikli çizgi), $\Omega_3 = 1.75\omega$ (kesikli-noktalı çizgi).	62
Şekil 4.9	İki durum için SH plazmon modunun salınım ömrü için artış çarpanları. Noktalı Çizgi: Sönümlenme hızı oranı $\gamma_2/\gamma_{ge} = 10^5$ için SH-QE çiftlenimli sistem. Düz çizgi: Sönümlenme hızı oranı $\gamma_2/\gamma_3 = 10^2$ için SH-DM çiftlenimli sistem.	63
Şekil 4.10	Üç farklı çiftlenim sabiti κ ve $\Omega_2 = 2.0\omega$, $\Omega_3 = 1.95\omega$, $\omega_{eg} = 1.95\omega$, $\gamma_2 = 0.1\omega$, $\gamma_3 = 0.001\omega$, $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega$ için çiftlenimli (DM/QE) ve çiftlenimsiz sistemlerin zamana karşı ikinci harmonik alan yoğunluğu.	64
Şekil 4.11	Üç farklı çiftlenim sabiti κ ve $\Omega_2 = 2.0\omega$, $\Omega_3 = 1.95\omega$, $\omega_{eg} = 1.95\omega$, $\gamma_2 = 0.1\omega$, $\gamma_3 = 0.001\omega$, $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega$ için çiftlenimli (DM/QE) ve çiftlenimsiz sistemlerin zamana karşı ikinci harmonik alan yoğunluğu. Ek şekil, $\kappa = 0.038\omega$ için yakınlaştırılmış eksenler gösterilmektedir.	65
Şekil 4.12	Salınım süresinin bir fonksiyonu olarak SH alan yoğunluğu, $\Omega_2 = \omega_{eg}$ için QE' li ve QE' siz doğrusal olmayan plazmonik sistemin 3 boyutlu FDTD benzetimlerinden elde edilir ve MNP ile QE arasındaki mesafe 3 nm' dir.	66

- Şekil 4.13** Karanlık mod parlak plazmon moduna çiftlendiğinde normalize edilen uyarma frekansı ω/ω_0 ' nın bir fonksiyonu olarak çizilen parlak plazmon modun yoğunluğu, $\Omega_b = 1.0\omega_0$, $\Omega_d = 1.5\omega_0$, $\gamma_b = 0.1\omega_0$, $f = 0.1\omega_0$ ve $\gamma_d = 0.001\omega_0$ olarak alınan parametrelerle Eşitlik (3.26c)' dan elde edilir. 67
- Şekil 4.14** QE parlak plazmon moduna çiftlendiğinde normalize edilmiş ω/ω_0 frekansının bir fonksiyonu olarak çizilen parlak plazmon modunun yoğunluğu, popülasyon inversiyon parametresi y ' nin farklı değerleri için Eşitlik (3.27)' den elde edilir ve parametreler $\Omega_b = 1.0\omega_0$, $\omega_{eg} = 1.5\omega_0$, $\gamma_b = 0.1\omega_0$, $f = 0.1\omega_0$ ve $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega_0$ olarak alınır. 68
- Şekil 4.15** Parlak plazmon modunun yoğunluğu Eşitlik (3.27) kullanılarak farklı QE' in frekansları için hesaplanmıştır. Kullanılan parametreler $\Omega_b = 1.0\omega_0$, $\gamma_b = 0.1\omega_0$, $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega_0$ and $f = 0.1\omega_0$ şeklindedir. 69
- Şekil 4.16** (a) $\lambda_{eg} = 580$ nm' den $\lambda_{eg} = 630$ nm' ye kadar değişen farklı geçiş dalga boyları için LSP modunun QE ile ayarlanması. κ_l ise $0.04\omega_o$ olarak alınır. (b) $\lambda_{eg} = 700$ nm' den $\lambda_{eg} = 750$ nm' ye kadar değişen farklı geçiş dalga boyları için SPP modunun QE ile çiftleniminin ayarlanması. κ_p ise $0.03\omega_o$ olarak alınır. 70
- Şekil 4.17** Au-hava arayüzünde nanodeliğin kenarına yakın olarak ölçülen, uyarılma dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak QE' li ve QE' siz plazmon yakın-alan yoğunluğu. (a) Farklı λ_{eg} için LSP modunun yakın alan modülasyonu. (b) Farklı λ_{eg} için SPP rezonansının yakın-alan modülasyonu. Her iki mod rezonansındaki spektral kaymalar, her bir λ_{eg} dalgaboyu için gösterilir. 71

Şekil 4.18 Dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak normalize edilmiş EOT sinyali. Bu senaryoda EOT cihazı üretildikten sonra çalışma frekansları uygulanan voltajla ayarlanabilir. Bu, iletim spektrumunun (a) LSP bandı ve (b) SPP bandındaki Fano rezonansları kullanılarak gerçekleştirilebilir. Örneğin (a)' da EOT' nin tepkisi, QE olmadan 630 nm' de (He-Ne lazerlerin çalışma dalgaboyuna yakın) çok zayıftır. Bununla birlikte, QE rezonansı elektriksel olarak $\lambda_{eg} = 590$ nm' ye ayarlandığında iletim 0.08' den 0.4' e (%500) yükselir. Bu fenomen SPP bandında daha da güçlüdür. $\lambda_{exc} = 764$ nm için iletim, QE' in olmadığı cihaz için yalnızca 0.1' dir. Ancak QE varlığında rezonans 750 nm' ye ayarlandığında 0.6' ya kadar ulaşır. 73

Şekil 4.19 Voltajla ayarlanabilir (programlanabilir) EOT cihazı $\lambda_{exc} = 617$ nm' de çalışmaktadır. QE' nin varlığı, $\lambda_{eg} = \lambda_{exc} = 620$ nm için EOT sinyalini kapatır (3×10^{-4}) ve seviye aralığını $\lambda_{eg} = 580$ nm' ye ayarlamak için öngerilim uygulandığı için değeri 0.4' e kadar artırır. Dahası, $\lambda_{exc} = 617$ nm değerindeki EOT, QE' nin yokluğunda yalnızca 0.088' dir. Daha da önemlisi, EOT sinyali $\lambda_{eg} = 620$ nm ile 580 nm arasında sürekli olarak ayarlanabilir. QE' nin dielektrik fonksiyonu için FDTD benzetimlerinde deneysel değerler kullanılmıştır. 75

Şekil 4.20 Voltajla ayarlanabilir (programlanabilir) EOT cihazı $\lambda_{exc} = 617$ nm' de çalışmaktadır. QE' nin varlığı, $\lambda_{eg} = \lambda_{exc} = 620$ nm için EOT sinyalini (3×10^{-4}) kapatır ve seviye aralığını $\lambda_{eg} = 580$ nm' ye ayarlamak için öngerilim uygulandığı için 0.4' e kadar artar. Üstelik $\lambda_{exc} = 617$ değerindeki EOT, QE' nin yokluğunda yalnızca 0.088' dir. Daha da önemlisi, EOT sinyali $\lambda_{eg} = 620$ nm ile 580 nm arasında sürekli olarak ayarlanabilir. QE' nin dielektrik fonksiyonu için FDTD benzetimlerinde deneysel değerler kullanılmıştır. 76

- Şekil 4.21** Stark, rezonans dışı çiftlenim altında pleksitonik durumlarda kaymalara ve şeffaflığa neden oldu. Spektrumlar sırasıyla (a) zayıf, (b) orta ve (c) güçlü çiftlenim gücü f^* deki süslenen durumun (dressed state) ayarını gösterir. Stark alanının optimum değeri için her durumda plazmon mod frekansında ($\omega_m = 2.64$ eV) SIT görüntülenir. QE' nin birinci ve ikinci uyarılmış durumlarının öz-frekansları, sönmülenme hızları $\gamma_m = 72$ meV, $\gamma_{0j} = 5, \mu$ eV ile birlikte $\omega_{01} = 2.5$ eV and $\omega_{02} = 2.7$ eV olarak alınır. 78
- Şekil 4.22** Stark'ın fotoluminesans spektrumları (a) zayıf, (b) orta ve (c) güçlü çiftlenim bölgeleri için (Δ_m) ayar bozukluğunun bir fonksiyonu olarak pleksitonik kaymaları indükler. Spektral parametreler Şekil 4.21' de belirtilenlerle aynıdır. 79
- Şekil 4.23** Stark ayarlı, rezonansta çiftlenen plazmon-yayıcı sistemdeki pleksitonik ve çift Fano rezonansı. 81
- Şekil 4.24** (a) $f = 0.02\omega_o$ ve (b) $f = 0.05\omega_o$ için ayar bozukluğunun bir fonksiyonu olarak ($\omega - \omega_m$) Stark ayarlı pleksitonik durumların fotoluminesans spektrumları. Stark alan gücü arttıkça UP pleksiton maviye ve LP de kırmızıya kayar. 82

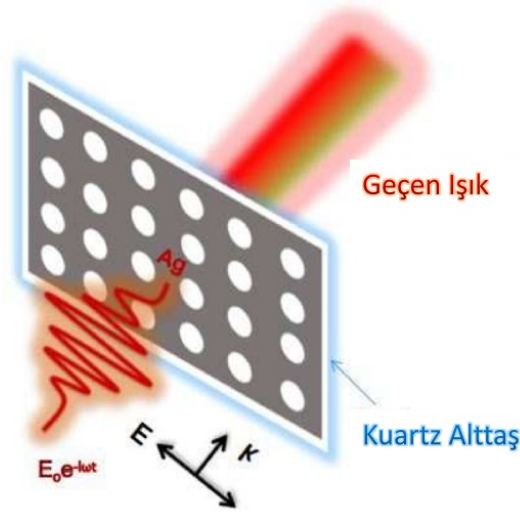
1. GİRİŞ

Bethe' nin 1944 yılında yayımladığı klasik kırınım teorisine göre, ışığın opak bir ekrandaki alt-dalgaboylu delikten geçemeyeceği bilinmekteydi. Klasik kırınım teorisinde, delik çapı d ' ye göre normalize edilen T geçirgenliği $(d/\lambda)^4$ olarak ölçeklenir. Bu teoriye göre, gelen ışığın dalgaboyu delik çapından çok daha büyük ise T değeri sıfıra düşer ve ışık yarıktan (veya delikten) geçemez (Bethe 1944). Ancak, nanoteknolojinin ortaya çıkmasıyla, nano yapıdaki malzemelerin mühendisliğini yapmak ve odaklanmış iyon ışını veya elektron ışın litografi teknikleriyle alt-dalgaboylu nanodelik dizilerini imal etmek mümkün hale gelmiş, bu da nano yapılardan ışığın kırınımı, iletimi, yansıması ve saçılması gibi optik olaylara yeni bakış açıları getirmiştir. Nano ölçek mühendisliği, alt-dalgaboylu optik ve nanofotonik alanlarını harekete geçirmiş ve ışık-madde etkileşimi altında ışığın nano ölçekteki birçok büyüleyici davranışını ortaya çıkarmıştır. 20. yüzyılın sonuna doğru, alt-dalgaboylu optik ve nanofotonik alanındaki ilerleme yeni bir seviyeye çıkmış ve olağanüstü optik geçirgenliğinin (EOT - Extraordinary Optical Transmission) keşfiyle optik algılama ve nano ölçekli görüntüleme tekniklerinde devrim yaratmıştır.

1.1. Olağandışı Optik Geçirgenlik

1998' de Ebbesen ve çalışma arkadaşları (Ebbesen vd., 1998), periyodik dizili alt-dalgaboylu nanodelikler (hole) halinde delinmiş Gümüş (Ag) filminden bu alışılmadık geçirgenliği keşfettiler. Bu deneyde EOT' nin yalnızca (i) TM-polarize ışık kaynağının metal filme dik bir şekilde geldiğinde, (ii) nanodelik çapı gelen ışığın dalgaboyundan küçük olduğunda ve (iii) boşluk dizisinin periyodikliğiyle iletilen ışığın dalgaboyu rezonansa girdiğinde mümkün olduğu bulunmuştur.

Bu koşullar altında iletilen ışık, yalnızca yapıya çarpan ışığın dalgaboyundan büyük olmakla kalmaz aynı zamanda klasik kırınım teorisine göre tanımlanan iletim sınırını da aşar (Bethe 1944). Ayrıca, iletilen ışığın verimliliği metal filmin alan-açıklık oranından daha büyük bir değerde olması nanodelikler arasında yer alan metal yüzeye gelen ışığın da iletilişinin bir göstergesidir. Bunun yanı sıra iletilen ışığın eşdoğrusal olarak yayılmasıyla ışık yoğunlaşmış ve kırınımlı hale gelmiştir (Ebbesen vd., 1998). Yüksek geçirgenlik, eşdoğrusallık ve spektral koherens (eşevrelilik) gibi tüm bu özel özellikleriyle



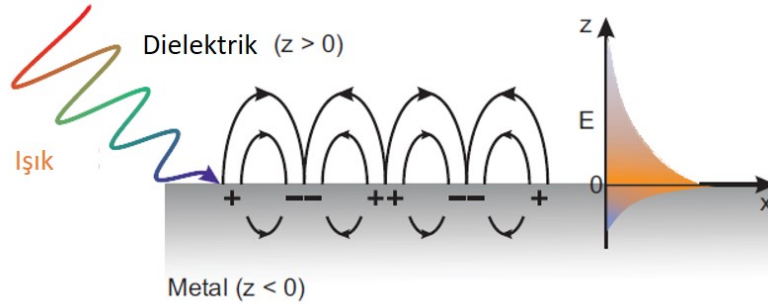
Şekil 1.1. Alt-dalgaboylu nanodelik dizisi şeklinde delinmiş metal film aracılığıyla olağandışı optik geçirgenlik (EOT).

EOT ışığı, araştırma camiasında büyük ilgi görmüş ve algılama, enerji aktarımı, lazerleme ve optik filtreleme uygulamalarında potansiyelini göstermiştir (Ekşioğlu vd., 2016; Maier, 2007; Kabashin vd., 2009; Homola vd., 1999; Anker vd., 2008; Y. Liu vd., 2015). Alt-dalgaboylu nanodeliklerden oluşan kare dizili metal filminden iletilen EOT ışığının fenomenolojik bir modeli Şekil 1.1’ de gösterilmektedir.

1.2. İlerleyen Yüzey Plazmon Polaritonları

EOT’ nin keşfi, birçok bilim insanının da bu artırılmış iletimin arkasındaki mekanizmanın ne olabileceği hakkında düşüncelerine yol açmış olup EOT’ nin arkasındaki ana mekanizmanın yüzey plazmon polaritonlarının (SPP-Surface Plasmon Polaritons) uyarılması olduğunu öne süren birçok çalışmayla sonuçlanmıştır. SPP’ ler, gelen ışığın metalin serbest elektronlarına bağlanmasıyla alt-dalgaboylu nanodelikle delinmiş bir metal filmin yüzeyinde uyarılır. Kısa ömürlü (plazmon salınımlarının var olma süresi) dalgalar şeklindeki bu SPP’ ler, metal-dielektrik arayüzü boyunca yayılır ve yüzeye dik bir şekilde eksponansiyel olarak sönümlenir (Vengurlekar 2010). Metallerdeki SPP’ lerin yayılma uzunluğu yüzey derinliğine göre belirlenirken dielektrik bir ortamda SPP’ lerin sönümleme uzunluğu, gelen ışığın dalgaboyunun yarısı kadardır. Şekil 1.2, arayüzde SPP’ yi

oluşturan yüzey yüklerinin ve elektromanyetik alanın (EM) çiftlenimli salınımlarını göstermektedir.



Şekil 1.2. SPP' lerin TM polarize bir ışık kaynağı aracılığıyla uyarılması. SPP' ler metal-dielektrik arayüzü boyunca yayılır ve yüzeye dik olarak sönümlenir.

Yarı-sonsuz bir metal-dielektrik ortamda SPP' lerin dağıtım ilişkisi; Maxwell denkleminin uygun sınır koşullarına göre çözülmesiyle elde edilen karmaşık, frekansa bağlı dalga vektörü k_{spp} olarak karakterize edilir (Barnes 2006),

$$k_{spp} = k_o \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (1.1)$$

Yüzeydeki SPP' leri uyarmak için, her iki ortamın $\epsilon_m(\omega)$ ve $\epsilon_d(\omega)$ dielektrik geçirgenlikleri ters işarete sahip olmalıdır. Bu koşul, $\epsilon_m(\omega)$ ' nin hem negatif hem de karmaşık bileşene sahip olmasından ötürü metaller tarafından karşılanır. Metaldeki yük yoğunlukları elektromanyetik alanla (EM) etkileşime girdiğinde, yüzey plazmonunun momentumu $\hbar k_{spp}$, gelen fotonun serbest-uzay momentumu $\hbar k_o$ ' dan daha büyüktür (k_o , serbest-uzay dalga vektörüdür). Bununla birlikte, metalin yüzeyindeki periyodik nanodelikler, gelen fotonlara ek bir momentum sağlar ve bu da gelen ışığın SPP' yle çiftlenmesini sağlar. Periyodik alt-dalgaboylu nanodelik dizisi için karşılıklı kafes vektörleri $G_x = G_y = 2\pi/p$, çiftlenim mekanizmasına hizmet eden önemli bileşenlerdir ve p , periyodikliğin bir fonksiyonu olarak karakterize edilir. Dalga vektörleri için momentum eşleştirme koşulu $k_{spp} = k_o \pm i G_x \pm j G_y$ şeklindedir ve burada i ve j , SPP' lerin yönünü belirleyen saçılmaların indisleridir. TM-polarize ışık için bu indisler (1, 0)' dır (Murray

vd., 2003). Eşitlik (1.1)' deki momentum eşleştirme koşulunu kullanarak, iki boyutlu bir nanodelik dizisi üzerinde Bragg tipi saçılma ile uyarılan SPP' lerin dalgaboyu (Sambles vd., 1991),

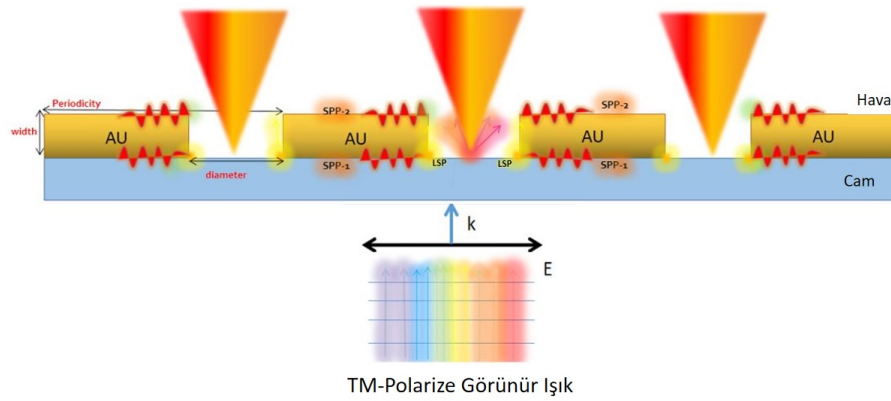
$$\lambda_{spp} = \frac{p}{\sqrt{i+j}} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (1.2)$$

şeklinde tanımlanır. Eşitlikte yer alan p nanodelik dizisinin periyodudur ve ϵ_m Lorentz-Drude modelinden elde edilen metalin karmaşık dielektrik fonksiyonunun gerçek bileşenidir. Dielektrik fonksiyonunun gerçek bileşeni rezonans dalgalıboylarına aitken negatif değeri sanal kısım ise ışıınımsız sönümlenme etkisini sağlar. SPP' nin dalgalıboyunun; nanodelik dizilerinin periyodikliğı, metal filmin malzeme özellikleri, dielektrik arka plan ve gelen ışığın polarizasyonu gibi nanoyapının geometrik parametrelerinden etkilendiğı Eşitlik (1.2)' den açıkça görülür. Bu faktörlerin SPP' lerin spektral özellikleri üzerindeki etkisi; nanofotonik, biyokimyasal algılama, görüntüleme ve ışığı nanometre ölçeğinde hassas bir şekilde manipüle etmenin çok önemli olduğı çeşitli optoelektronik cihazlardaki potansiyel uygulamaları nedeniyle büyük önem taşımaktadır.

1.3. EOT' nin Mikroskobik Tanımı

EOT fenomeninin SPP ile olan ilişkisi; iletilen ışığın dalgalıboyunun örgü periyoduna, dielektrik ortama ve gelen ışığın polarizasyonuna benzer bir bağımlılık göstermesi gerçeğinden kaynaklanmaktadır (Ghaemi vd., 1998). SPP' lerin metal-cam arayüzünde uyarılması ve bunların her iki arayüzde yaptıkları yapıcı girişim, geleneksel optiğe göre beklenenden daha fazla ışığın nanodeliklerden geçmesine izin verir. Her iki arayüzde de SPP' nin uyarılması yoluyla EOT ışığının uzak-alan saçılmasını açıkça anlamak için, EOT' nin mikroskobik tanımı derinlemesine incelenir. Şekil 1.3, ince yapıli yapışkan Krom (Cr) katmanı yardımıyla cam alttaş üzerine kat kat dizilmiş Altın (Au) nanodelik yapısının bir kesitini göstermektedir. Cam tarafından gelen ve z yönünde yayılan TM-polarize düzlem dalga, nanodeliklerden tünelleme yoluyla metal-cam arayüzünde ki SPP' yi harekete geçirir.

Nanodelikten geçtikten sonra SPP' ler, metal-hava arayüzünde saçılan kısa ömürlü dalgalarla girişim yaparak uzak-alana yayılan ışığın güçlendirilmesine neden olur. SPP' nin bu rolüyle, sıfır-dereceli iletimle sonuçlanan, kısa ömürlü dalgalarla ilişkili alanları güçlen-



Şekil 1.3. EOT yapısının şematik diyagramı. Bir cam alttaş üzerinde katmanlı Au metal-nanodelik dizisi. Cam tarafından gelen p-polarize ışık, SPP' leri uyarır. Metal-hava tarafından çıkan iletim ışığına, her iki metal arayüzünde rezonanslı ve rezonans dışı SPP modlarının çiftlenimi aracılık eder.

dirir. Burada sıfır-derece iletim; gelen ve iletilen ışığın eşdoğrusal olduğu ve SPP modlarının tünelleme yoluyla desteklendiği anlamına gelir. Bu eşdoğrusallık; gelen ışığın dalgaboyunun, iletilen ışığın yayılma, polarizasyon ve ıraksama yönünü gelen ışıkla aynı kılan ızgara periyodundan daha büyük olduğu zaman meydana gelir (Lienau vd., 2004). Çok ince bir metal film için SPP' lerin nanodelikler boyunca tünellemesi, filmin üst ve alt yüzeylerindeki girişimiyle rezonans haline gelir. Bu kırınım/girişim etkileri iletim spektrumu tarafından doğru bir şekilde belirlenir. Bununla birlikte, iletilen ışığın tepe spektral konumu Eşitlik (1.2)' den analiz edilir. İletim spektrumundaki tepe noktaları, giden modlarla yapıcı girişim yapan ve onu iletim rezonansına sokan SPP modlarının rezonans dalgaboyunu gösterir.

1.4. Lokalize Yüzey Plazmon Rezonansları

Yüzey plazmonları bağlı SPP modlarının yanı sıra alt-dalgaboylu nanodelik kenarında lokalize yüzey plazmonları (LSP-Localized Surface Plasmons) formunda da uyarılır. SPP' lerin aksine LSP, nanodelik yapısının eğriliği üzerindeki elektromanyetik ışığın doğrudan aydınlatılması yoluyla uyarılabilir. Nanodelik kavitesinin kenarlarındaki yoğun lokalize modlar, nanodelik boyunca tünellerken SPP dalgalarına yönlülük sağlar ve Fano

rezonansının aracılık ettiği SPP' lerle olan çiftlenimi, güçlendirilmiş ilettime katkıda bulunur. Bu plazmonik modlar (SPP ve LSP), güçlendirilmiş/artırılmış iletimin temelini oluşturur. Bu modların alt ve üst arayüzlerdeki dinamik tepkileri, EOT ışığının optik özelliklerinde çok önemli bir rol oynar. Sonuç olarak, bu modların spektral, uzaysal ve zamansal dinamiklerinin modüle edilmesi, EOT sinyalinin koherens kontrolünü sağlar. Temel olarak, SPP ve LSP modlarının spektral özellikleri metal nanodelik nanoyapısının geometrisine ve boyutlarına bağlıdır (Chen vd., 2015; Sangiao vd., 2016). Daha spesifik olarak, delik çapı, periyodiklik ve dielektrik ortam gibi geometrik parametreler, yüzey plazmon rezonanslarının spektral tepkisini değiştirir. Ancak son çalışmalar, EOT yapılarının yapısal ve geometrik parametrelerinin, EOT cihazlarının spektral ve zamansal özelliklerini (örneğin ölçüm sırasında) aktif olarak kontrol etmek için yetersiz olduğunu göstermiştir. Örneğin, plazmon salınımlarının var olma süresinin (10-20 fs) son derece kısa olması (Taşgın 2013), birçok uygulamada plazmon salınımlarının potansiyel kullanımını engellemektedir. Plazmon polaritonların ultra-hızlı sönümlenmesi, ışınlı ve ışınlısız bozunma yollarından kaynaklanmaktadır. EOT yapısında SPP sönümü, esas olarak nanodeliklerdeki saçılma nedeniyle oluşur, bu da nanodelik çapını ışınlısal sönümleme için olası bir mekanizma haline getirir. EOT sensörünün geometrisini değiştirerek sönümün azaltılması zordur. Bu bağlamda ki esas zorluk, cihazı özelleştirmeden iletim özelliklerini modüle edebilen plazmon modlarının uzaysal, spektral ve zamansal dinamiklerini aktif olarak kontrol etmektir.

1.5. Fano Rezonansları Aracılığıyla EOT' nin Koherent Kontrolü

Son zamanlarda birçok çalışma, plazmonik alanların pasif manipülasyonu için ekstra özgürlük sağlayan Fano rezonanslarının (FR) önemini göstermiştir. Fano rezonansı, *yol girişim etkisi* yoluyla plazmonik alanın genliğini ve salınım süresini doğrusal ve doğrusal olmayan bölgelerde kontrol edebilir. Fano rezonansları plazmon modlarının; kuantum yayıcılar (QE-Quantum Emitter), kuantum noktaları (QD-Quantum Dot) veya karanlık plazmon modlarını destekleyen nanoyapılar gibi daha uzun ömürlü sistemlerle etkileşime girdiğinde ortaya çıkar. Genel olarak Fano rezonansı, kuantum nesneleri (QE ve QD) aracılığıyla plazmon rezonanslarının manipülasyonunu kolaylaştırır ve eğer bu nesnelerin spektral özellikleri dış uyaranlarla ayarlanabiliyorsa, bu tür bir kontrol, fotonik cihaz-

lara tamamen farklı bir yenilik kazandıran plazmon rezonanslarının aktif olarak ayarlanmasının önünü açar. Böyle bir senaryoda, sabit geometrik parametrelerle, nano ölçekli yoğun yakın-alan ve ultra-hızlı sönmüleme dahil olmak üzere EOT yapısındaki SPP ve LSP modlarının uzaysal-zamansal dinamikleri, dış uyaranlar yoluyla aktif olarak kontrol edilebilir veya değiştirilebilir. EOT' nin bu tür dinamik kontrolü yalnızca çip-ölçeğinde algılamayı teşvik etmekle kalmaz, aynı zamanda frekans seçici biyo-algılama, yüksek çözünürlüklü optik görüntüleme, optik yakalama ve doğrusal olmayan etkilerin güçlendirilmesi/arttırılması için dalgaboyuna duyarlı fotonik filtrele de olanak tanır (Rodrigo vd., 2016). Üstelik ayarlanabilir bir EOT cihazı; çok işlevli, çip üzerinde fotonik entegre devreler (PIC-Photonic Integrated Circuits) oluşturmak için umut verici bir araçtır (Fang vd., 2015; Giordani vd., 2023).

Bu doktora tez çalışmasında EOT fenomeni, ultra-hızlı ışık atması ve voltajla ayarlanabilen QE' nin aracılık ettiği elektro-optik kontrol aracılığıyla aktif olarak ayarlanmıştır ve sonuçlar, plazmonik sistemin dinamiklerini ele alan hem analitik hem de nümerik yaklaşımlarla desteklenmiş ve tartışılmıştır. Teorik modelleme için plazmon-plazmon ve plazmon-yayıcı sistem, çiftlenimli harmonik osilatör modeli altında ele alınır. Nümerik benzetim çalışmalarında EOT yapısını optimize etmek ve karakterize etmek için Zamanda Sonlu Farklar Metodu (FDTD-Finite Difference Time Domain) yaklaşımı kullanılır. Geleneksel sürekli dalga uyarımının aksine, EOT sistemi ultra-hızlı bir ışık atmasıyla aydınlatılır ve sistemin tepkisi, durağan durumla karşılaştırmalı olarak ışık atması bölgesinde tartışılır. Ayrıca, voltajla ayarlanabilen QE aracılığıyla, EOT ışığının çalışma frekansı, EOT cihazını ayarlanabilir bir anahtar olarak optimize etmek için kontrol edilir. Tez, şu şekilde organize edilmiştir.

Bölüm 2, EOT fenomeninde SPP ve LSP modlarının rolünü ve yirmi yılı aşkın bir süre içindeki EOT' deki ilerlemeyi tartışan bazı teorik ve deneysel çalışmalara kısa bir genel bakış sunmaktadır. Bölüm 3' te analitik ve nümerik yaklaşımlar ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Bölüm 4' te, SPP ve LSP modlarının spektral ve zamansal ayarı, atma özelliklerinden yararlanılarak tartışılmaktadır ve QE' nin, doğrusal ve doğrusal olmayan plazmon modlarının ultra-hızlı sönmülenmesi üzerindeki etkisi araştırılmaktadır. Son olarak, polaritonların kuantum kontrolü ve EOT sinyalinin spektral ayarı, QE' nin geçiş frekansının öng erilimli (bias) voltaj yoluyla modüle edilmesiyle açık bir şekilde

tartışılmaktadır ve EOT cihazının optimizasyonu *elektriksel olarak programlanabilir kuantum EOT-anahtarı* olarak tartışılmaktadır.



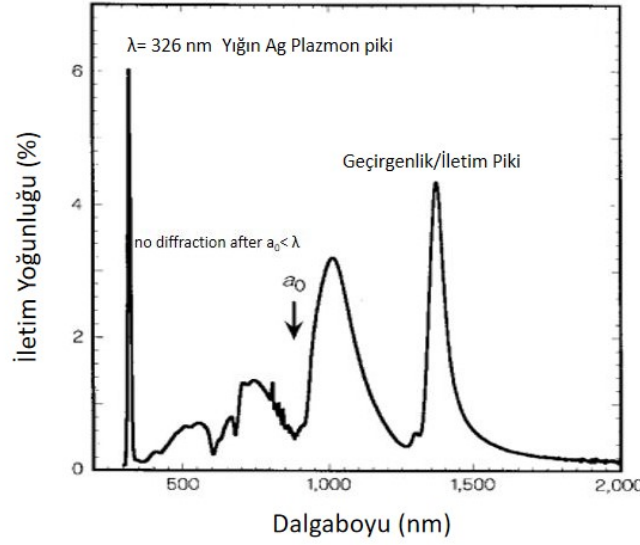
2. KAYNAK TARAMASI

Olağandışı optik geçirgenliğin keşfi, EOT' nin bir sonucu olması beklenen SPP' ye olan ilgiyi artırdı. Birçok teorik ve deneysel çalışma, EOT olgusunun nedenini araştırmış ve tüm sorulara olası açıklamalar sunmaya çalışmıştır. Çeşitli makaleler EOT' nin potansiyel etkilerini tartıştı ve bu gözlemler alt-dalgaboylu optik ve nanofotonik alanında yeni kapılar açtı. EOT fenomeni, her iki yüzeyde SPP' nin uyarılması yoluyla metal nanodelikli bir dizi yapısında gözlemlendi ve bunların karşılıklı girişimi, EOT olarak uzak-alana iletilen gelen ışığın yakın-alanda güçlenmesine yol açtı. SPP uyarımından yalnızca metal film sorumlu olduğundan, yarı iletkenler de dahil olmak üzere başka hiçbir malzemede iletim ortaya çıkmamıştır. Bu iddia, EOT sensörü olarak yarı iletken bir Germanyum (Ge) filmin kullanılmasıyla desteklenmiştir ve iletim gözlenmemiştir (Ebbessen vd, 1998; Ghaemi vd., 1998). Filmin türünün yanı sıra, malzeme konfigürasyonu ve ışık atmasının özellikleri de EOT ışığına güçlü bir bağımlılık göstermiştir. Sonuçlar; TM modlu ışık kaynağı ve nanodelik dizilerince indüklenen yüzey dalgalarının momentum eşleştirme mekanizmasına eşlik ettiği ve bu yüzey dalgalarının nanodelikler boyunca tünelleyerek SPP' yi uyarmasından dolayı, EOT fenomeninden yalnızca SPP dalgalarının sorumlu olduğu anlaşılmıştır. Metal filmin her iki yüzeyindeki SPP' ler birbiriyle girişim yapar ve uzak-alana saçılır, bu da iletim spektrumunda iyi tanımlanmış eğrilere yol açar. Alt-dalgaboylu nanodeliklerin boyutu ve şekli, dizi periyodikliği ve dielektrik ortam, plazmon rezonanslarının spektral tepkisini büyük ölçüde etkiler (Ekşioğlu vd., 2016). SPP, artırılmış EOT' nin ana kaynağı olmasına rağmen, LSP aynı zamanda nanodeliğin etkin çapındaki değişiklik yoluyla EOT yoğunluğuna da katkıda bulunur (Degiron vd., 2005).

2.1. Rezonans Geçirgenliğinin Optik Özellikleri

EOT' nin optik özelliklerini araştırmak amacıyla EOT spektrumunu elde etmek için iki ana teknik kullanılmıştır. Teorik yaklaşımda, EOT ışığının yansıma ve iletim katsayıları için sonlu elemanlar metodu (FEM-Finite Element Method) ve transfer-matris elemanı (transfer matrix element) incelenmiştir. EOT cihazlarını üretmek için deneysel olarak odaklanmış iyon ışınli frezeleme kullanılmıştır ve koherent olmayan ışık kaynakları aracılığıyla bir spektrofotometre ile sıfır-dereceli iletim spektrumları elde edilmiştir (Eb-

bessen vd., 1998; Ghaemi vd., 1998; Genet vd., 2011; Gordon vd., 2010).



Şekil 2.1. Gelen ışığın dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak olağandışı optik geçirgenlik spektrumu.

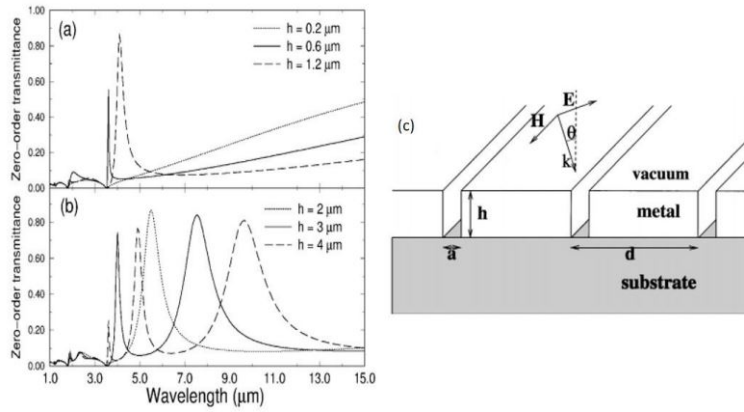
Olağandışı optik geçirgenlik spektrumu çok iyi tanımlanmış karakteristik özellikler içerir. Ag metali için yığın plazmon rezonansı, Şekil 2.1’ de gösterildiği gibi EOT spektrumunun ilk maksimumu ile temsil edilmektedir. Dalgaboyu, nanodelik dizilerinin periyodikliği ile örtüştüğünde ortaya çıkan spektrumda rezonans iletiminin iki geniş maksimumunu gözlenir. Bu tepe noktaları, metal arayüzün her iki tarafının yanı sıra aynı yüzey üzerindeki SPP çiftleniminden kaynaklanan iletim maksimumları olarak bilinir. Maksimumun genişliği nanodeliklerin homojen olmayan şekilde genişlemesiyle orantılıdır ve aynı zamanda SPP mod ömürlerini de yansıtır. Maksimum boyunca yaşanan düşüşler Wood anomalisinden kaynaklansa da, bunlar yalnızca nanodelikli yapıdan kırılan ışığın dalgaboylarında ortaya çıkar ve metal yüzeye teğet olarak yayılır (Maradudin vd., 2016). Ortaya çıkan çukurun genişliği gelen ışının dispersiyonuyla orantılıdır ve bu tamamen geometrik bir etkidir. EOT spektrumunun analizinin ardından; metal film kalınlığı, nanodelik çapı, dizi periyodikliği ve metal arayüzdeki dielektrik ortam iletim spektrumunun şekli üzerinde önemli bir etkiye sahip olan temel faktörlerdir. Bu parametrelerin modüle edilmesi EOT sisteminin pasif kontrolüne yol açar. Örneğin, nanodelik derinliğinin iletim maksimumunun genişliği üzerinde önemli bir etkisi vardır. Maksimumun konumu nano-

delik dizisinin periyodikliği ile belirlenir (Kofke vd., 2009; Mei vd., 2006). Öte yandan, nanodelik çapının artmasıyla birlikte alan/açıklık oranı azalarak SPP' nin metal yüzeyinde yayılma yolu sınırlanır ve sönümlenme/zayıflama hızını artırır. SPP' ler kavitelere yayılmadığından ve yüzey dalgası yayılımı için kaviteler küçük bir uzaysal bölgeyi temsil ettiğinden, SPP modları hızlı bir şekilde zayıflar ve yüzey boyunca yayılacak yeterli alan bulamadığı için hızla azalır. Bu durum, iletim verimliliğinin şiddetli bir şekilde azalmasıyla sonuçlanır. Metal yüzeylerin arayüzündeki dielektrik ortamın da iletim yoğunluğu üzerinde önemli bir etkisi vardır. Farklı dielektrik ortamların neden olduğu kırılma indisindeki değişiklik, her iki SPP modunun çiftlenimini entegre eder ve çiftlenim, n ' nin değerinin azalmasıyla (artmasıyla) daha güçlü (zayıf) hale gelir (Lienau vd., 2004). Bunun aksine, sürücü ışık kaynağının parametreleri de iletilen ışığı önemli ölçüde etkiler. Geliş açısından olan minimum bir sapma iletimin maksimum yoğunluğunu değiştirir ve zıt yönlerde hareket eden ve $\theta = 24^\circ$ de kaybolan yeni maksimumlara bölünür (Ghaemi vd., 1998). Bu pasif elemanların EOT ışığı üzerindeki etkisi bir sonraki bölümde detaylı olarak tartışılmaktadır.

2.2. Metal Izgara Boyunca Olağandışı Optik Geçirgenlik

Nanodelik dizileriyle karşılaştırıldığında, aynı koşullar altında yarık şeklindeki metal ızgaralar da EM radyasyonun iletilmesinde oldukça verimlidir. Izgaranın genişliği, çapı, kalınlığı ve periyodikliği gibi geometrik parametreler tıpkı nanodeliklerde olduğu gibi iletim verimliliğini etkiler. Izgara tipi yapılarda üstteki yüzey modları, yalnızca tepe yoğunluğunu değil aynı zamanda iletim dalgaboyunun spektral konumunu da etkileyen yarık yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak alttaki yüzey modlarına çiftlenir. İletim rezonanslarının öncelikle ızgara sistemindeki iki EM modu tarafından uyarıldığı öne sürülmüştür. İlk olarak, ızgara periyodikliğine eşit iletim dalgaboyu ve tepe spektral konumunun SPP' den kaynaklandığı çiftlenimli SPP modları mevcuttur. İkincisi, iletim dalgaboyu ızgara periyodundan daha uzun olduğunda, iletim tepe noktalarının bu spektral konumları dalga kılavuzu modlarından kaynaklanmaktadır.

Dalga kılavuzu modları, yarık duvarlarının her iki yüzeyde zıt işaretlerle duvarlar boyunca akım yoğunluklarını indüklemeye çok önemli bir rol oynayan SPP modlarından



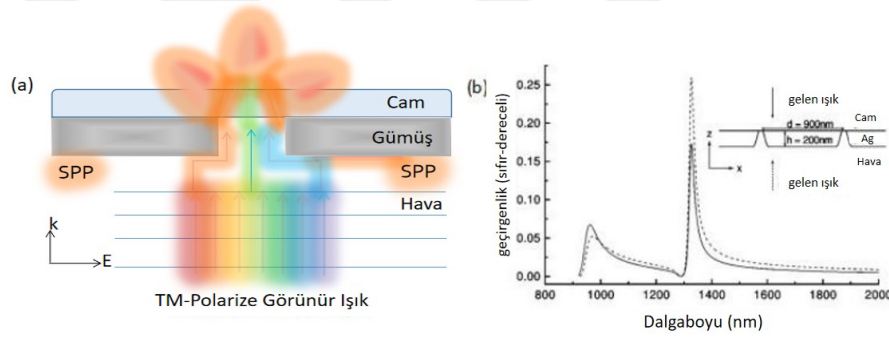
Şekil 2.2. (a,b) Farklı ızgara yükseklik (h) değerleri için normal gelişte sıfır-dereceli olağandışı geçirgenlik spektrumları. (c) Katmanlı metal ızgaraların şematik diyagramı. (Porto vd., 1999)

tamamen farklıdır. Bu yoğunluklar paralel bir yol izleyerek alt tabakanın kırılma indisinden etkilenmeden metalin diğer tarafından çıkarlar. Izgara yarıkları her EM modunun çiftlenmesine izin verir. Bu nedenle, yarığın çapının modüle edilmesi, SPP tarafından sağlanan iletim rezonansının bant genişliğini değiştirir. Yarık çapı büyük (küçük) ise iletilen rezonans, bileşen spektrumunda geniş (dar) bir çizgi genişliğine sahip olur. Büyük yarık genişlikleri için iletim rezonansları dalga kılavuzu modlarıyla ilişkilendirilir ve bu durumda iletim tepe noktasının hat genişliği yarık çapının bir fonksiyonu olarak genişler (Porto vd., 1999). Bu, hem nanodelik dizilerindeki hem de ızgara yapılarındaki iletimin tepe konumunun, periyodiklik ve kırılma indisi ile ilişkili olduğu gerçeğini ölçer. Nanodeliğin/yarığın genişliği ve yüksekliği sırasıyla iletim rezonansının hat genişliğini ve yoğunluğunu kontrol eder. Ayrıca, çiftlenimli SPP modlarıyla ilişkili geçirgenlik, geliş açısından tamamen bağımsız olan dalga kılavuzu modlarıyla karşılaştırıldığında, geliş açısına güçlü bir bağımlılığa sahiptir.

2.3. EOT' de Dielektrik Ortamın Rolü

İletim verimliliği, EOT yapısının üstündeki ve altındaki arayüzün seçiminden güçlü bir şekilde etkilenir (Shröter vd., 1998). İletim rezonansının, metal yüzey kısmına bağlı dielektrik ortama veya altaşa karşı çok hassas olduğuna dikkat edilmelidir (Iqbal 2016).

Yani, alttaşın alt ve üst yüzeyindeki iki SPP modunun enerjileri örtüşmüyorsa, çiftlenim hissedilir boyutta değildir. Bunun bir sonucu olarak çiftlenimsiz, iletim spektrumunda farklı dalgaboylarına ve düşük verimliliğe sahip iki dejenere olmayan modun ortaya çıkmasıyla iletim rezonanslarının azaldığı gözlenir (Crouse vd., 2005). İletim yoğunluğundaki bu azalma, büyük ölçüde ortamın dielektrik geçirgenliğine ve yarıkların - nanodeliğin yüksekliğine bağlıdır. Işık metal-hava arayüzüne geldiğinde, Şekil 2.3 (b)' de gösterildiği gibi, hava tarafına kıyasla cam tarafından daha yoğun bir iletim sinyali görünür. Bu güçlü iletim, SPP modlarının, tünelleyen fotonlarının ve hava tarafındaki yarığın kenarlarında harekete geçen ve kavite boyunca cam tarafına doğru yayılan yeni avalanche modlarının karşılıklı katkısından kaynaklanmaktadır. Bu modlar arasındaki güçlü çiftlenim, metal film kalınlığına bağlıdır ve kalınlığın artmasıyla bu çiftlenimin gücü zayıflar (Lienau vd., 2004).

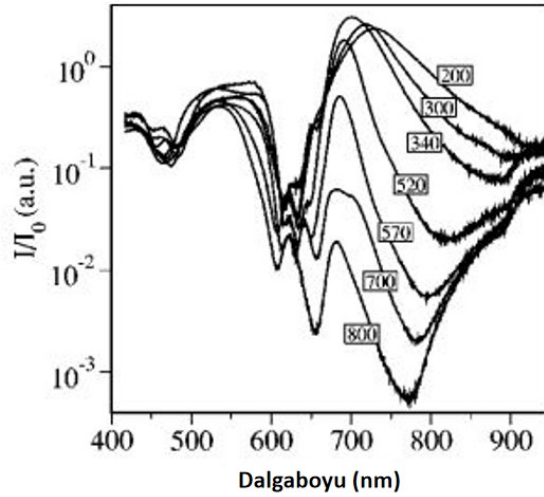


Şekil 2.3. (a) Cam alttaşa sahip tek yarıklı bir Ag metal filminin şematik diyagramı. Metal-hava arayüzünde bir düzlem dalga uyarımıyla SPP uyarımı ve metal-cam arayüzünden olan iletim. (b) Normal geliş için sırasıyla hava ve cam tarafından sıfır-dereceli iletim spektrumları (Shröter vd., 1998).

2.4. Nanodelik Derinliği, Şekli ve Boyutunun EOT Üzerindeki Etkisi

Kare dizili, silindirik nanodelikler için Degiron' un yaptığı deneysel çalışmada, iletimin tepe yoğunluğunun nanodelik derinliğinin artmasıyla azaldığı gözlenmiştir. Derin olmayan sığ nanodelikler için, kısa ömürlü dalgalar yoluyla çiftlenen iki arayüz üzerindeki SPP, SPP modlarının rezonans çiftlenimine yol açarak iletim verimliliğini artırır. Na-

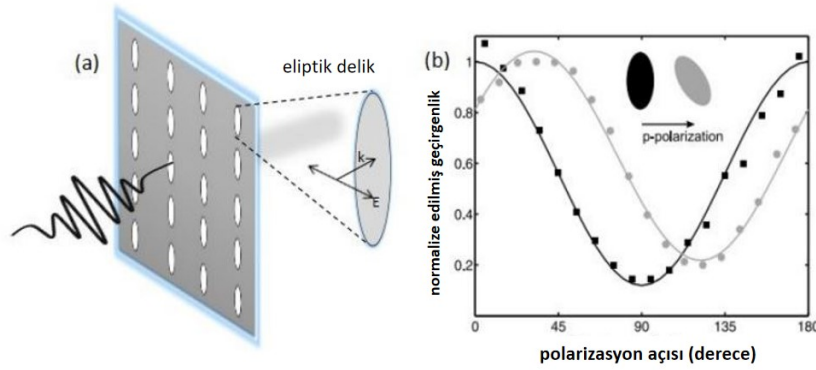
nodelikler derinleştikçe SPP modlarının çoğu çiftlenmez ve bu da nanodelik derinliğinin artmasıyla katlanarak düşen zayıf bir iletimle sonuçlanır. Bu nedenle, nanodelik derinliği azaldığında iletim, maksimumun tepe noktasının genişlemesiyle birlikte üstel olarak artar (Degiron vd., 2002). İletilen ışığın polarizasyonu, yönü ve doğrusal olmama gibi



Şekil 2.4. Her eğride gösterildiği gibi, çeşitli nanodelik derinliği h için silindirik şekilli nanodeliklerin ($d = 300$ nm, $P = 600$ nm) kare dizileri için normal gelişte sıfır-dereceli iletim spektrumları.

optik özellikleri, deliğin şekli ve yöneliminden büyük ölçüde etkilenir. Gordon ve arkadaşları, iletilen ışığın polarizasyonunun, eliptik deliklerin farklı yönelimleri için büyük ölçüde değiştiğini ve elipsin ana eksenine dik polarizasyon için maksimum iletimin meydana geldiğini gösterdi (Şekil 2.5). Eliptik nanodeliklerin en boy oranı aynı zamanda uzunlamasına ve enine SPP modlarının çiftleniminden dolayı çok-modlu iletimle sonuçlanır. Bununla birlikte nanodelik boyutundaki artış, SPP modunun ilerleme uzunluğunu azaltır ve bu da iletilen ışıktaki maviye kaymaya neden olur (Gordon vd., 2004). Öte yandan, nanodeliğin etrafındaki sınır koşulları hem açıklığın yakın-alan dağılımında hem de uzak-alan saçılımında çok önemli bir rol oynamaktadır.

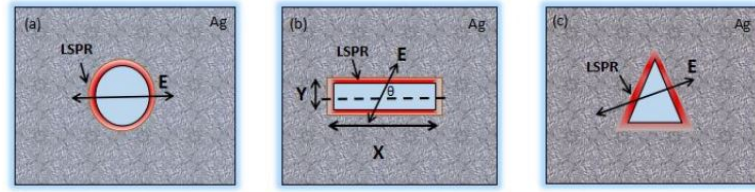
Uygun polarizasyona sahip ışık, tek bir nanodeliğe çarptığında açıklığın çıkıntısındaki LSP' yi uyarır. Dipol yapısı nedeniyle LSP' ler, SPP' lerin nanodelikten tek yönlü olarak tünelleme yapmasına neden olur. Kenarlar arasındaki boşluk, her iki taraf



Şekil 2.5. (a) p-polarize ışıkla aydınlatılan bir Ag metal film üzerinde dikey olarak yönlendirilmiş oluklu eliptik nanodeliklerin şematik konfigürasyonu. (b) Eliptik nanodeliklerin farklı yönelimleri için rezonans maksimumundaki iletimin polarizasyona olan bağımlılığı.

arasında kısa ömürlü dalgaların tünelleme yapmasında ve çiftleniminde önemli bir rol oynar. İletilen ışık esas olarak LSP modu aracılığıyla çıkıntılarda yeniden saçılır. Nanodelik boyutunun azaltılmasıyla birlikte iletim yoğunluğunun artması, tıpkı küçük metal nanopartiküller için hesaplanan saçılma kesitindeki artışa benzer. Çıkış tarafındaki dipol modlarının varlığı, ışığın uzaysal dağılımını kısıtlar ve kırınım yerine tek yönlü kalmasını sağlar. Her iki arayüzde de aynı dielektrik arka planı korumak, SPP' nin nanodelikten verimli bir şekilde tünelleme yapmasına olanak tanır, çünkü her iki taraftaki LSP modlarının sahip olduğu aynı enerji tünel açma olasılığını artırır (Fu vd., 2010; Schatz vd., 2005; Degiron vd., 2004).

LSP' nin uzaysal özellikleri büyük ölçüde gelen ışığın polarizasyonuna ve nanodeliğin geometrisine bağlıdır. Dikdörtgen şekilli bir açıklık için, uyarılmış iki mod geçirgenliğe katkıda bulunur ve bunların karşılıklı çiftlenimi, EOT spektrumunda sırasıyla enine ve boyuna LSP modlarına karşılık gelen daha yüksek ve daha düşük enerji maksimumlarına neden olur. Genel olarak modların sayısı her bir çıkıntının boyutuna ve uzaysal yönelimine bağlıdır. Bir nanodeliğin kenarları aynıysa, örneğin kare ve silindirik açıklıkta, her bir çıkıntı boyunca salınan LSP aynıdır. Bunun sonucunda iletim polarizasyondan bağımsızdır. Oysa üçgen şekilli nanodelikler için EOT ışığının optik özellikleri, yüzeydeki asimetrik SPP modlarının uyarılmasına neden olan, sentrosimetrik olmayan (yani merkeze



Şekil 2.6. Bir metal filmdeki üç farklı şekle sahip nanodelik yapısı. (a) Polarizasyon yönündeki çıkıntılarda LSP bulunan küresel şekilli nanodelik, (b) uzun eksene dik polarizasyona sahip dikdörtgen şekilli nanodelik ve (c) her iki tarafta hem uzunlamasına hem de enine LSP modlarına sahip üçgen delik.

göre simetrik konumda olmayan) nanodelik yapısına bağlı olarak değişir. Çıkıntılardaki çoklu rezonansa sahip LSP modlarının SPP' lerle çiftlenimi, metal nanodelik dizisinde yüksek güç verimliliğine sahip ikinci ve üçüncü harmonik üretimi sağlar (Drobnyh 2020).

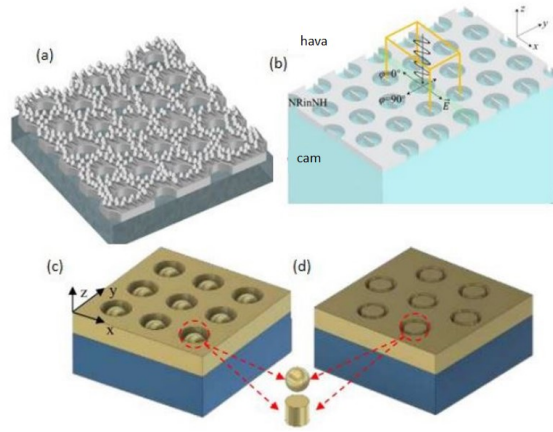
2.5. EOT' nin Uzaysal ve Spektral Kontrolü

Alt-dalgaboylu sonlu bir nanodelik dizisinden iletilen ışığın uzaysal ve spektral özellikleri, büyük ölçüde uyarıcı atmanın karakteristik özelliklerine bağlıdır. Örneğin geliş açısı, iletilen ışığın yayılma yönünü etkili bir şekilde modüle eder. Normal geliş açısına göre eğik gelişte çok daha büyük yüksek geçirgenlik verimliliğine neden olur. Ek olarak ışığın polarizasyonu, nanodelik dizilerinden asimetric iletimle sonuçlanır (Lewis vd., 2007). Yüzey dalgalarının nanodeliklerin kenarlarından geri saçılması da asimetric desenlere katkıda bulunur (Bravo-abad vd., 2006). Öte yandan, gelen ışığın dalgaboyu iletilen sinyalin spektral özelliklerini modüle eder. Öncelikle, güçlendirilmiş iletim ışığı çoğunlukla spektrumun görünür ve kızılötesi bölgelerinde gözlemlenir. Ancak bazı çalışmalar, alt-dalgaboyu görüntüleme ve ultra-hızlı spektroskopideki kapsamlı uygulamaları nedeniyle nanodelik dizileri aracılığıyla THz iletimini de araştırdı (Nahata vd., 2004; Zhang 2008). Bu sistemlerde, THz iletim özellikleri, terahertz görüntüleme, biyomedikal algılama, alt-dalgaboyu terahertz spektroskopisi ve entegre terahertz cihazlarındaki pratik uygulamasını yöneten Fano rezonansları ışığında tartışılmıştır. Yüksek bağıl elektrik geçirgenliği nedeniyle terahertz radyasyonları metal türüne daha az duyarlıdır. Ayrıca ortamdaki ihmal edilebilir soğurma nedeniyle metal kayıpları önemli ölçüde baskılanarak

iletim sinyalinin maksimum düzeyde güçlenmesi sağlanır (Grischkowsky vd., 2004; Jin vd., 2011; Qu vd., 2004). Bununla birlikte, THz bölgesinde rezonans plazmonik materyal bulunmadığından, THz bölgesinde güçlendirilmiş iletimi desteklemek amacıyla meta yüzeyler kullanılır (Wang vd., 2019). Spektrumun görünür bölgesinden uzak-kızılötesi bölgesine kadar olan bölgelerin yanı sıra, bazı çalışmalarda ultraviyole (UV) bölgesinde de EOT rapor edilmiştir. UV bölgesindeki olağandışı optik geçirgenlik; UV filtreleri, yüksek yoğunluklu optik depolama ve nanolitografi teknikleri gibi çok sayıda uygulama için yeni yolların kapılarını açmıştır. Nanodelik dizileriyle delinmiş bir Al filmi; yüksek verimlilik, dar bant genişliği ve simetrik çizgi şekilleriyle UV EOT sinyalini destekler. UV ışığının Alüminyum (Al) metal filmi ile olan etkileşimi, metalin atom başına üç iletim elektronu tarafından desteklenen yüksek plazma yoğunluğu ile kolaylaştırılır (David vd., 2007; Jalian Hu vd., 2017).

2.6. Çoklu Moda Sahip Olağandışı Optik Geçirgenlik

Çoklu moda sahip olağandışı iletimin uyarılmasıyla çoklu-yapılı bir metal nanodelik dizisi yapısı, LSP modlarını destekleyen yardımcı bir nesneyle süslenmiş nanodelik kaviteleri tarafından desteklenir. Nanoçubuklar, küresel veya silindirik nanoparçacıklar veya kazanç ortamı (Yıldız vd., 2021) formundaki yardımcı nesneler, açıklığın içinde veya çevresinde konumlandırılarak enerjinin kaviteler içinde yoğunlaştırılmasına yardımcı olur ve her iki metal yüzeydeki rezonans modlarının çiftlenim verimliliğini güçlendirir. Örneğin, küresel nanodelik etrafında desenlenmiş Ag nanoçubuklar (Şekil 2.7 (a)) EOT spektrumunda çoklu iletim modlarına neden olur. Çoklu iletim modları, LSP' nin nanodelik çıkıntıları etrafındaki nanoçubuklardan gelen dipol radyasyonu nedeniyle ortaya çıkar. Nano çubukların eklenmesi, biri nano çubukların kenarlarında ve diğeri nano deliklerin çıkıntılarında olmak üzere iki LSP modunun çiftlenimini kolaylaştırır. Bu iki uyarılmış LSP' nin güçlü çiftlenimi, SPP' nin disperse olmadan nanodeliklerden tünelleme yapmasına izin verir ve bu da geniş spektral bant genişliğine sahip güçlendirilmiş EOT ile sonuçlanır (Wang vd., 2020). İletilen ışığın spektral bant genişliği gelen ışık polarizasyonunun ayarlanması ve dahil edilen nanoçubukların uzunluğunun ve yönünün değiştirilmesiyle de modüle edilir (Larson vd., 2019). Benzer şekilde, halka rezonatörleri (RR-Ring Resonators), bağlı halka rezonatörleri (CRR-Connected Ring Resonators) ve ayrık



Şekil 2.7. (a) Ag filminin nanodelikleri etrafındaki Ag nanoçubuklar. (b) Nanodelikler dizisindeki nanoçubukların konfigürasyonu. (c,d) Nanodeliğin merkezinde nanoküre ve nanosilindir ile doldurulmuş Au nanofilmlerinin küresel nanodeliklerinden oluşan kare ve altıgen bir dizi.

halka rezonatörleri (SPR-Split Ring Resonators) formundaki periyodik nanodelik dizilerinin birleşik yapısı hem lokal hem de ilerleyen/yayılan modların koherent çiftlenimini birleştirerek yüksek kalite faktörüne (Q-Quality factors) sahip geçirgenliği gösterdiler. Dahası, nanodeliklerin içinde farklı şekillere sahip nanoparçacıkların indüklenmesi, SPP ve LSP modlarının koherent bir şekilde çiftlenmesine olanak tanır ve ortaya çıkan farklı salınım modları nedeniyle iletim spektrumunda birden fazla maksimumla sonuçlanır (Du vd., 2019). EOT yapısına metal nanoparçacıkların dahil edilmesi, geniş bir spektral bant genişliği ile iletim verimliliğinin arttığını göstermiştir. EOT sensöründeki bu değişiklikler sabittir ve ayrıca cihaz üretildikten sonra çalışma bant genişliği ayarlanamaz. Bu durum, farklı frekanslarda çalışması istenen ilgili cihazın kabiliyetini sınırlamaktadır. Sonuç olarak yapı ve geometrinin değiştirilmesi, tasarım, üretim ve test aşamaları gibi zaman alan süreçleri beraberinde getirir. Bu nedenle optik frekans sinyalleri üzerinde geçici anahtarlama veya dinamik kontrol elde etmede, EOT cihazındaki yüzey plazmonlarını dış uyaranlar aracılığıyla modüle etmek ölçeklenebilir bir yaklaşım sağlar. Bu tür bir optimal kontrol, yalnızca EOT ışığının isteğe bağlı koherent kontrolünü sağlamakla kalmaz, aynı zamanda fotonik entegre devreler (PIC) için programlanabilir fotonik sistemleri de yönetir.

2.7. Sensör Mühendisliğinde EOT' nin Aktif Kontrolü

Bazı çalışmalar, elektrik ve manyetik olarak ayarlanabilir malzemeler kullanılarak yakın kızılötesi (NIR-Near Infrared) ve THz rejiminde EOT sinyalinin aktif kontrolünü göstermiştir (Battula vd., 2007; Shaner vd., 2007). Örneğin, elektriksel olarak kontrol edilebilen n-katkılı yarı iletken (GaAs-Galyum Arsenür) malzeme, THz rejiminde iletim elde etmek için dielektrik anahtar olarak kullanılır (Chen vd., 2008). Diğer bazı çalışmalar, orta kızılötesi ve THz bölgesindeki iletim sinyalinin spektral modülasyonu için voltajla ayarlanabilen grafen nanoyapılarının kapsamını ortaya çıkarmıştır (Kim vd., 2016; Gao vd., 2021). Elektrikle ayarlanabilen grafen aynı zamanda yüzeyde güçlendirilmiş Raman spektroskopisi (SERS-Surface Enhanced Raman Spectroscopy) uygulamaları için zayıf Raman sinyallerinin ayarlanmasına da olanak tanır (Gençaslan vd., 2022). EOT sinyalinin uzaysal ve spektral özelliklerinde önemli bir güçlendirme olmasına rağmen, bu ayarlanabilir ortamlar, zayıf osilatör güçleri ve düşük taşıyıcı yoğunlukları nedeniyle (Kim vd., 2016) plazmon rezonanslarının ultra-hızlı bozunma dinamiklerini kontrol etmede sınırlıdır (Koya vd., 2023). Ayrıca algılama ve spektroskopi uygulamalarının çoğu, görünür spektral aralıkta düşük kayıp, yüksek verimlilik ve faz ayarlama yetenekleriyle çalışan ayarlanabilir EOT sensörleri gerektirir (Lukin vd., 2020).

Bu tezde, spektrumun görünür bölgesinde ultra-kısa ışık atması yoluyla EOT sisteminin aktif kontrolü önerilmiştir. Tamamen optik kontrol yalnızca EOT verimliliğini güçlendirmekle kalmaz, aynı zamanda plazmon koherens süresini de uzatır (Asif vd., 2023). SPP ve LSP' nin optik özellikleri, ultra-kısa ışık atmaları tarafından yönetilen tamamen optik ayarlama yoluyla değiştirilebilir veya yükseltilebilir; bu, ultra-hızlı aktif plazmoniklere yeni olanaklar getirir (MacDonald vd., 2009). Geniş spektral ve zamansal olarak fonksiyonel serbestlik derecelerine sahip ultra-kısa atmalar, koherent yolların eşzamanlı bir şekilde uyarılmasını sağlar ve bunların girişimi, plazmonik tepkide geçici modülasyona yol açar (Bahar vd., 2022). Karşılaştırıldığında, ultra-hızlı plazmon dinamiklerinin sürekli dalga (CW-Continuous Wave) uyarımı yoluyla durağan durumda aktif olarak ayarlanma olasılığı, kısa zaman ölçeğinde sistem içerisinde biriken enerjinin hızlı bir şekilde yeniden-dağıtılması nedeniyle oldukça düşüktür (Baumert vd., 2007). Şimdiye kadar EOT çalışmalarının çoğu CW ışığının metal nanodelik dizisi ile etkileşimi altında

rapor edildi. Bununla birlikte, bir EOT yapısındaki plazmonik tepkinin femtosaniyelik (fs) bir ışık atması yoluyla ayarlanması ve uzaysal-zamansal özelliklerin eş zamanlı bir şekilde gerçek zamanlı olarak modülasyonu henüz önerilmemiştir. EOT sisteminin geliştirilmesinde, uyarıcı atmanın zamansal özellikleri (atma şekli, süresi ve spektral bant genişliği), SPP ve LSP rezonanslarının zamana bağlı ayarlanmasında fonksiyonel serbestlik dereceleri olarak kullanılır. Bununla birlikte, bu tür bir optik kontrol, EOT sinyalinin spektral bant genişliğinin ayarlanmasını hesaba katmamıştır.

2.8. EOT' nin Kuantum Kontrolü

EOT sinyalinin hem spektral hem de zamansal modülasyonunu aynı anda tek bir çip üzerinde elde etmek için QE' nin güçlü osilatör gücü, yüksek kuantum verimliliği ve geniş bant spektral ayarlanabilirliği sayesinde kuantum sistemlerinin koherent kontrolü için potansiyel bir kaynak olarak ortaya çıkmıştır (Lim vd., 2015; Asif vd., 2022; Pradhan vd., 2019). QE' nin koherent durumlarının SPP ve LSP modlarıyla çiftlenimi, iki salınlı sistemin tek bir kuantum seviyesinde enerji alışverişini mümkün kılar. Böyle bir sistemin dinamikleri, çiftlenimli harmonik osilatör modeli aracılığıyla durağan durumda araştırılmış ve rezonans osilatörleri arasındaki enerji alışverişi Fano rezonansı ışığında incelenmiştir (Şahin 2020). Sistemdeki Fano rezonansı, yalnızca plazmon modlarının koherent bir şekilde ayarlanmasını sağlamakla kalmaz, aynı zamanda sistemin geometrik özelliklerini değiştirmeden de ışın profilini düzenleyen güçlü çiftlenim yoluyla yüksek yoğunluklu alan bölgelerini araştırır. Kuantum plazmonik alanındaki birçok çalışma; floresan güçlendirme, kendiliğinden emisyon kontrolü ve tek foton kaynakları (Hutchison vd., 2011; Akimov vd., 2007) nedeniyle zayıf ve güçlü çiftlenim bölgelerinde kuantum nesnelerinin (moleküller, kuantum noktaları ve nitrojen boşlukları gibi) plazmon rezonansları ile etkileşimini araştırmıştır (Chang vd., 2006; Zhou vd., 2019). Bu sistemlerde, plazmon modlarının ultra-hızlı yayılması ve geometrik parametreler tarafından yönetilen sabit spektral tepkisi, bu nanofotonik cihazların tek bir çip üzerinde ölçeklenebilirliğini sınırlar (Yadav vd., 2020; Wang vd., 2017; Gunay vd., 2023). Öte yandan, hibrit bir plazmon yayıcı sistem, farklı fotonik teknolojilerin tek bir entegre devreye dahil edilmesi (Kim vd., 2020; Vasa vd., 2018) için daha iyi bir çözüm sağlar ve kavitede-güçlendirilmiş tek foton emisyonu (Bitton vd., 2020; Chakraborty vd., 2015) için ölçeklenebilir ve çip

üzerinde entegre bir sistem oluşturur. Ek olarak, plazmon tepkisinin aktif ve yerinde modülasyonu, fotonik sistemlerin dinamik kontrolünü sağlamak ve çeşitli kuantum teknolojileri ve uygulamaları için işlevselliği geliştirmede bir ön koşuldur.

Bu tez çalışmasında, spektrumun görünür bölgesinde çalışan, elektriksel olarak ayarlanabilen bir EOT cihazı önerilmiş ve optimize edilmiştir. Ayarlanabilirlik, dışarıdan uygulanan bir voltajla rezonansı kolayca değiştirilebilen QE tarafından sağlanır (Güney vd., 2023; Shibata vd., 2013; Yu vd., 2022). Deneysel olarak, görünür bölgede geniş spektral ayarlama için yarı iletken malzemeler veya Stark ayarlı QD kullanılabilir (Flatte vd., 2008; Wen vd., 1995; Empedocles vd., 1997). Ayrıca, büyük geçiş dipol momentlerine sahip TMD' ler (Transition-Metal Dichalcogenide) ve tek katmanlı WSe₂ malzemeleri de güçlendirilmiş elektro-optik ayarlanabilirlik sunmaktadır (Günay vd., 2020; Sie vd., 2015; Darlington vd., 2022). Burada önerilen ve elektriksel olarak programlanabilir cihaz iki işlevsellik ile çalıştırılabilir. (i) Halihazırda üretilmiş bir EOT-QE hibrit cihazı, gelen ışığın farklı frekansları ile verimli bir şekilde çalıştırılabilir. Yani, belirli bir çalışma frekansında cihazın zayıf EOT sinyali, uygun bir ön gerilim uygulanarak birkaç çarpan kadar güçlendirilebilir. (ii) Cihaz sabit bir λ_{exc} frekansında çalıştırılır, ancak EOT sinyali elektriksel olarak sürekli olarak ayarlanabilir. Böylece Fano rezonanslarını kullanan bu yaklaşım, vazgeçilmez bir EOT cihazı sağlar. Ek olarak, LSP ve SPP' lerin salınım ömrü, ultra-hızlı bir atmaya karşı olan tepkisi araştırılmaktadır. QE' nin geçiş frekansını dışarıdan uygulanan voltaj yardımıyla değiştirerek, hibrit plazmon modlarının spektral tepkisi yalnızca koherent bir şekilde ayarlanmaz, aynı zamanda belirli bir spektral kaymada zamansal bant genişliği de artırılır. Rezonans modlarıyla QE' nin koherent çiftlenimi iki yolla optimize edilir. QE' nin uzun ömürlü olması, zayıf çiftlenim bölgesinde bile ultra-hızlı plazmon rezonanslarının salınım süresini artırmaya yardımcı olur (Yıldız 2020; Rasim vd., 2021; Taşkın 2018; Asif 2022) ve rezonans çiftlenimi kuantize modların koherent korelasyonunu gösterir; bu da her iki ışınım modunda bağımsız olarak bir değişime neden olur.

2.9. Pleksitonik Olarak Süslenmiş (Plexcitonic Dressed) Durumların Kuantum Kontrolü

Koherent olmayan bir sistemdeki kuantum durumlarının optimum kontrolü, çok işlevli yerinde programlanabilir PIC' yi optimize etmek için büyük potansiyel taşır (Fang 2015; Giordani vd., 2023). Bu sistemlerin gerçek zamanlı olarak kontrol edilmesi ve aktif ayarlama yoluyla istenilen özelliklerin elde edilmesi kuantum bilgi işleme, kuantum hesaplama ve tek foton kaynakları gibi kuantum teknolojilerinin geliştirilmesi için çok önemlidir (İmamoğlu vd., 1999; Kim vd., 2020). Bu bağlamda kuantum plazmonik, kavite kuantum elektrodinamiği (CQED) (Tame vd., 2013) aracılığıyla LSP' nin ve eksitonların (QE gibi) kuantum özelliklerini manipüle ederek bu tür bir kontrolü elde etmek için en hızlı yolu sağlar. Alanın hapsedilmesi nedeniyle plazmon kavitesi, kuantum cihazlarının tek bir foton seviyesinde koherent kontrolünü sağlayan QE ile büyük bir çiftlenim gerektirir (Toma 2015; Vasa 2018).

Çiftlenmiş plazmon-eksiton durumlarının çiftlenim kuvvetinin bir fonksiyonu olarak ayarlanması, iki farklı fenomeni, yani orta ve güçlü çiftlenim bölgeleri için sırasıyla Fano rezonansı (FR) ve vakum Rabi bölünmesini (RS-Rabi Splitting) sağlar (Leng vd., 2018; Liu vd., 2017). Her iki çiftlenim mekanizması da çiftlenmiş sistemler arasında koherent salınımları mümkün kılar ve dolanıklık ve kuantum bilgisi için esasen önemli olan farklı durumların kuantum süperpozisyonuna izin verir (Günay vd., 2023; Santis vd., 2017). Şimdiye kadar rezonans bir şekilde çiftlenmiş plazmon yayıcı sistemlerde FR ve RS gösterilmiştir. Yapının geometrik parametrelerinin modüle edilmesiyle koherent kontrol elde edilmiştir (Miroshnichenko 2010) ve bu da zorlu bir imalat sürecini beraberinde getirmiştir.

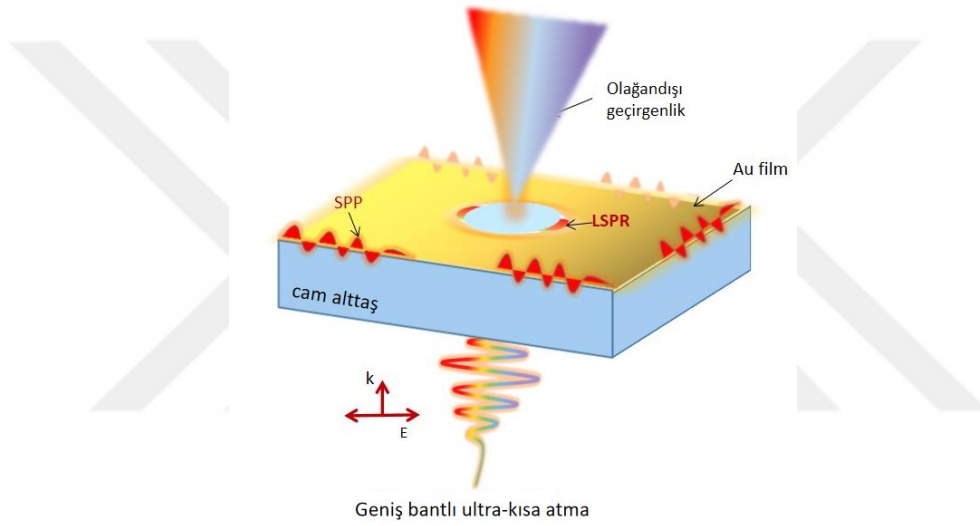
Bununla birlikte, rezonans dışı çiftlenmiş kuantum sisteminde koherent kontrolün sağlanması, ultra-hızlı anahtarlama (Schwartz vd., 2011), sinyal işleme ve nano ölçekte lazerleme (Oulton vd., 2009; Klimov vd., 2007) gibi aktif fotonik fonksiyonların uygulanmasında potansiyel öneme sahiptir. Kuantum sistemleri üzerinde dinamik kontrolü ortaya koymanın umut verici yollarından biri dış değişken etkisini kullanmaktır. Şu anda CQED yaklaşımı altında polaritonik modların aktif ayarlanması, rezonans uyarma (Vasa vd., 2013), manyetik ayarlama (Li 2021), dielektrik kontrol yoluyla (Hapuarachchi vd.,

2017) veya voltajı ayarlanabilir 2D malzemelerden (Amin 2013) ve kuantum noktalarından (Asif 2024) yararlanılarak araştırılmaktadır. Bununla birlikte; FR' yi ve polariton modlarının farklı plazmonik yapılar yoluyla ayarlanabilirliğini tartışan önceki çalışmaların aksine (Chen vd., 2014; Cao vd., 2015; Lodewijks vd., 2013), rezonans dışı kuantum durumlarının gerçek zamanlı olarak optik Stark etkisi (OSE-Optic Stark Effect) aracılığıyla koherent bir şekilde ayarlanması henüz tartışılmamıştır. Bu tezde, koherent kuantum sisteminin pleksitonik modlarının ayarlanmasına yönelik alternatif bir yaklaşım OSE aracılığıyla gösterilmiştir. Hibrit modların Stark ayarı kavramı, bir kuantum sisteminin koherent olmayışını azaltmak için kullanılabilen ve aynı zamanda görünür bölgede kendiliğinden foton emisyonunun aktif ayarını gösteren prensibin bir kanıtı olarak kuantum cihazlarının koherent kontrolünü açıklar.

3. MATERYAL VE METOT

3.1. Işık Atmasıyla Sürülen EOT' nin Tamamen Optik Kontrolü

EOT cihazının tamamen optik olarak ayarlanması için sistem, cam alttaş üzerinde uzanan tek nanodelikli bir metal film olarak modellenmiş ve SPP' ler şeklinde yüzey boyunca yayılan ve LSP' ler olarak nanodelik kenarında lokalize edilen kuantize plazmon modları, Şekil 3.1' de gösterildiği gibi z yönünde metal düzleme dik gelen, enine manyetik (TM) polarize geniş bantlı ışık kaynağı tarafından uyarılır.



Şekil 3.1. Cr' li yapışma tabakasına sahip bir cam alttaş üzerine yerleştirilen 100 nm kalınlığında bir Au filmde 200 nm çapında dairesel bir nanodelikten oluşan EOT cihazının şematik diyagramı. Uyarılmış SPP ve LSP modları, ultra-kısa bir atma ile sürülen yüzeyde ve nanodeliğin çevresinde gösterilir.

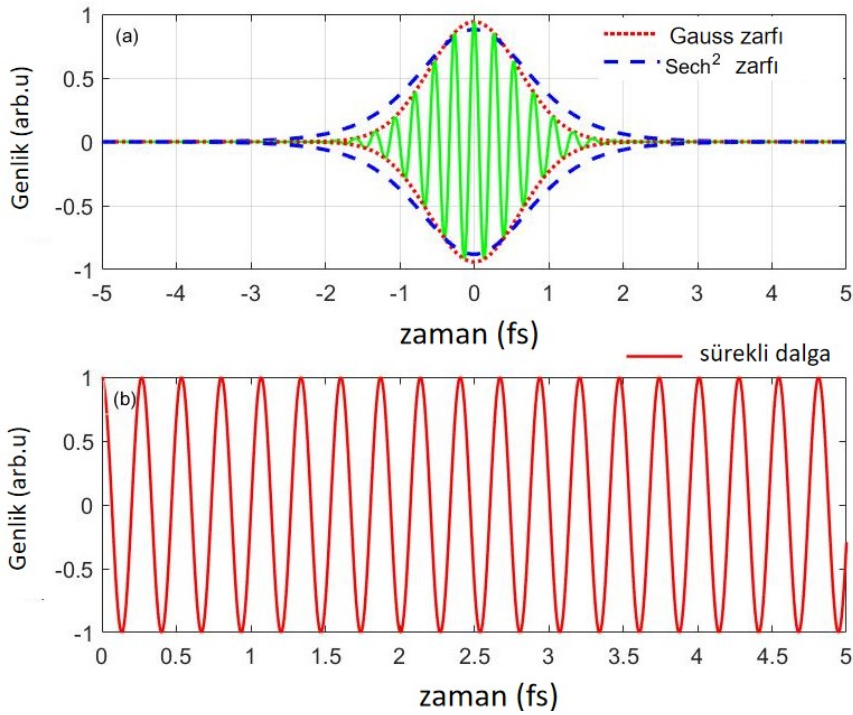
3.1.1. Teorik Çerçeve

Nanodelik-metal sistemi iki farklı uyarılma kaynağı için incelenmiştir. Yapı, ilk önce bir CW ışık kaynağıyla aydınlatılır ve her iki plazmon modunun çiftlenmiş ve çiftlenmemiş durumdaki durağan durum tepkisi incelenir. Ardından, sistemin atmaya karşı olan tepkisi, sistemin zaman alanında ultra-kısa bir atmayla (Gaussian veya $Sech^2$ zarf fonksi-

yonlarıyla şekillendirilmiş) uyarılmasıyla araştırılır. Analitik olarak bir CW ışık kaynağı, 't' zamanında sabit A taşıyıcı genliği ve ω_o frekanslı sabit bir $Ae^{-i\omega_o t}$ fonksiyonu olarak ifade edilir. Ultra-kısa bir atma için iyi bir yaklaşım, aşağıdaki formun analitik fonksiyonu tarafından verilen Gauss atmasıdır.

$$E(t) = E_o e^{-i\omega_o t} \times A(t) \quad (3.1)$$

Yukarıdaki eşitlikte A(t), Gaussian için $e^{-2\ln 2 \frac{t^2}{\tau^2}}$ ve $Sech^2$ zarfı için $Sech^2(t/\tau)$ olarak tanımlanır ve burada τ atma süresidir. CW ve femtosaniye ışık atmasının zamansal dalga formları Şekil 3.2' de gösterilmektedir. Işığın kuantum mekanik sistemi ile zamana bağlı



Şekil 3.2. Sürücü ışık kaynaklarının zamansal dalga biçimleri. (a) Sıfır taşıyıcı fazlı $\omega_o = 2.51 \times 10^{15}$ Hz taşıyıcı frekanslı $E_o = 1$ ve $\tau = 10$ fs için Gaussian ve $Sech^2$ şekilli zarflara sahip geniş bantlı ultra-kısa atma. (b) Aynı taşıyıcı frekanslı sürekli dalga (CW).

etkileşiminde, SPP ve LSP' nin koherent dinamikleri, EOT sisteminin optik tepkisini yöneten çiftlenimli harmonik osilatörlere dayanan analitik bir model aracılığıyla analiz edilir (Sahin 2020; Yıldız 2020; Günay 2020). Schrödinger resmindeki sistemin toplam Hamil-

tonyeni ($\hat{\mathcal{H}}_{tot}$),

$$\hat{\mathcal{H}}_{tot} = \hbar\omega_p \hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p + \hbar\omega_l \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_l + \hbar f_{p,l} (\hat{a}_p^\dagger \hat{a}_l + \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_p) + i\hbar E_o A(t) e^{-i\omega_o t} (\hat{a}_{p,l}^\dagger) \quad (3.2)$$

şeklinde verilir. Burada $\hbar\omega_p$ ve $\hbar\omega_l$ sırasıyla ilerleyen/yayılan (p) ve lokalize (l) normal modlar olmak üzere $\hat{a}_{p,l}^\dagger(\hat{a}_{p,l})$ yaratma (yok etme) operatörlerinin rezonans enerjileridir. Üçüncü terim, $f_{p,l}$ etkileşim parametrelili hem SPP hem de LSP arasındaki çiftlenimi gösterir. Eşitlik (3.2)' deki dördüncü terim, serbest yayılan ışık kaynağının sisteme aktardığı enerjiye karşılık gelir. Her iki kuantize modun sürülen-dağıtılan dinamikleri, Heisenberg denklemlerinin çözülmesiyle elde edilir,

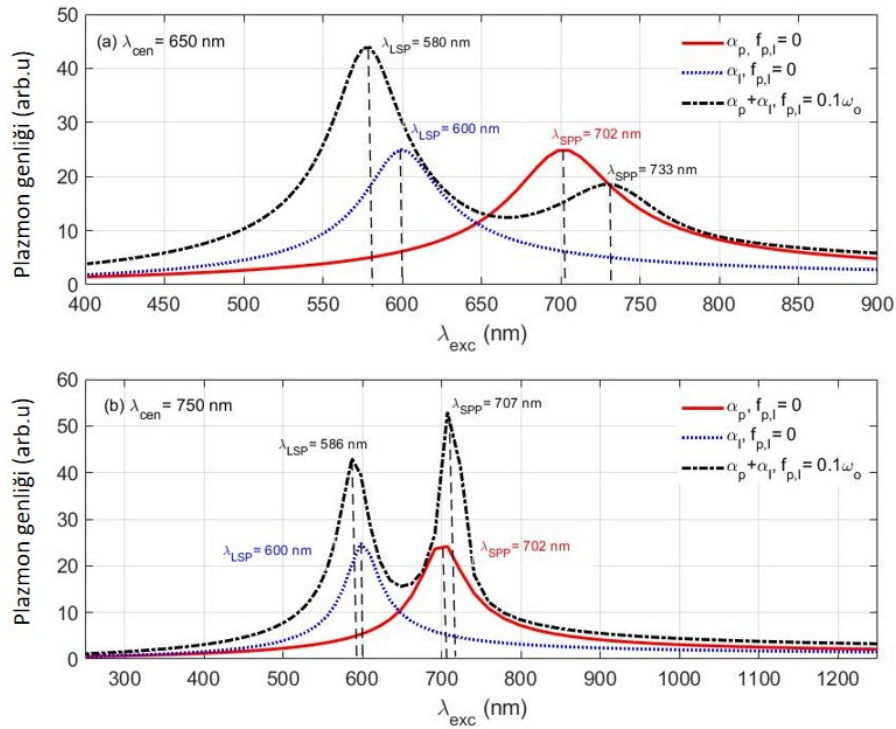
$$i\hbar\dot{\hat{a}}_p = [\hat{a}_p, \hat{\mathcal{H}}_{tot}], \quad i\hbar\dot{\hat{a}}_l = [\hat{a}_l, \hat{\mathcal{H}}_{tot}]. \quad (3.3)$$

Eşitlik (3.3) çözüldükten sonra, yayılan (α_p) ve lokalize plazmon modlarının (α_l) karmaşık genliğini temsil eden hareket denklemleri aşağıdaki gibi türetilir.

$$\dot{\alpha}_p = -(i\omega_p + \gamma_p)\alpha_p + E_o e^{-i\omega_o t} A(t) - i f_{p,l} \alpha_l \quad (3.4)$$

$$\dot{\alpha}_l = -(i\omega_l + \gamma_l)\alpha_l + E_o e^{-i\omega_o t} A(t) - i f_{p,l} \alpha_p \quad (3.5)$$

Burada γ_p ve γ_l sırasıyla SPP ve LSP modlarının sönümlenme hızlarını temsil eder. Tipik olarak plazmon salınımlarının sönümlenme hızı $\approx 10^{14}$ Hz' dir (Günay vd., 2020). EOT yapısının geometrik parametreleri, yüzey plazmon rezonanslarının spektral dalga boyları görünür bölgede yer alacak şekilde seçilir. Periyodu 400 nm olan bir nanodelik dizisi için SPP modunun rezonans dalgaboyu, dispersiyon ilişkisi kullanılarak 702 nm olarak hesaplanır (Barnes vd., 2006). Çapı 200 nm olan izole bir nanodelik için LSP modunun rezonans dalgaboyu 600 nm olarak alınır (Nehl 2008). EOT yapısında, periyodik girintiyi ayıran nano ölçekli mesafeler nedeniyle SPP ve LSP modları arasındaki etkileşim çok güçlüdür. Bu tür bir etkileşim, çiftlenimli plazmonik sistemde bir *yol girişim etkisine* neden olan ultra-hızlı enerji ve polarizasyon değişimi nedeniyle nanodelik kenarına yakın plazmon modlarının hibridizasyonuna yol açar (Binfeng vd., 2016). Güçlü çiftlenim bölgesinde $f_{p,l}$ etkileşim parametresi $0.1\omega_o$ olarak alınır. Yüzey plazmonunun gelen ışıkla koherent optik ayarı için, sırasıyla LSP ($\lambda_{lsp} = 600$ nm) ve SPP ($\lambda_{lsp} = 750$ nm) modlarının rezonans dalga boylarına yakın geniş bantlı bir ışık kaynağının taşıyıcı dalga boyları (λ_{cen}) 650 nm ve 750 nm olarak seçilir. Teorik hesaplamalarda basitlik sağlamak



Şekil 3.3. Sürücü kaynağının iki farklı taşıyıcı dalgaboyu tarafından uyarılan çiftlenimli ve çiftlenimsiz plazmon modlarının durağan durum genlikleri. (a) Taşıyıcı dalgaboyu 650 nm, $\omega_p = 0.93\omega_o$ ve $\omega_l = 1.08\omega_o$. (b) Taşıyıcı dalgaboyu 750 nm, $\omega_p = 1.07\omega_o$ ve $\omega_l = 1.25\omega_o$. Ayrıca, $\gamma_{p,l} = 0.04\omega_o$ ’dır.

amacıyla, sistemin tüm parametreleri, yani sönümlenme hızları ve plazmon modlarının frekansları (Şekil 3.3’ te bahsedilmiştir), sürücü ışık kaynağına (λ_{cen}) karşılık gelen uyarılma frekansı ω_o birimlerinde alınır. Eşitlik (3.4) ve Eşitlik (3.5)’ te verilen zamana bağlı doğrusal diferansiyel denklemler Matlab programı kullanılarak Runge-Kutta yöntemi ile nümerik olarak çözülür ve her iki plazmon modunun genlikleri, uyarılma dalgaboyunun (λ_{exc}) bir fonksiyonu olarak çizilir. Şekil 3.3 (a,b), CW ışık kaynağının iki farklı spektral bant genişliği için bir düzlem dalga tarafından sürülen plazmon mod genliğini göstermektedir. Her iki durumda da SPP ve LSP modları arasındaki çiftlenim gücünün rolünü ve bunun hibrit plazmon modlarının spektral konumları üzerindeki etkisi araştırılır.

Şekil 3.3 (a)’ da, çiftlenim olmadan ($f_{p,l} = 0$) SPP ve LSP modlarının rezonans dalgaboyları sırasıyla 702 nm ve 600 nm’ de kırmızı ve mavi eğrilerle gösterilmekte-

dir. Güçlü çiftlenim ($f_{p,l} = 0.1\omega_o$) söz konusu olduğunda rezonans tepe noktaları, farklı yüksek mertebeli modların hibridizasyonu nedeniyle önemli bir genişlemeyle zıt yönlere kayar. Hibrit plazmon modlarının iki geniş tepe noktası, sırasıyla SPP ve LSP' nin yeni tepe spektral konumlarına karşılık gelen 733 nm ve 580 nm' de görünür. 750 nm uyarma dalgaboyu için (Şekil 3.3 (b)) plazmon alanlarının hibridizasyonu, 586 nm' de LSP rezonansında maviye ve 707 nm' de SPP rezonansında kırmızıya kayma sağlar. Ayrıca, SPP' nin tepe genliği, $\lambda_{cen} = 750$ nm dalgaboylu ışık tarafından uyarılan aynı fazlı SPP modlarının girişiminden dolayı $\lambda_{lsp} = 586$ nm ile karşılaştırıldığında 707 nm konumunda daha fazladır.

3.1.2. SPP ve LSP Modlarının Yaşam Süresi

SPP/LSP modlarının ortalama yaşam süresi (t_{avg}) (Shahbazyan vd., 2016),

$$\Gamma_j = \frac{Q_j}{\mathcal{U}_j} \quad (3.6)$$

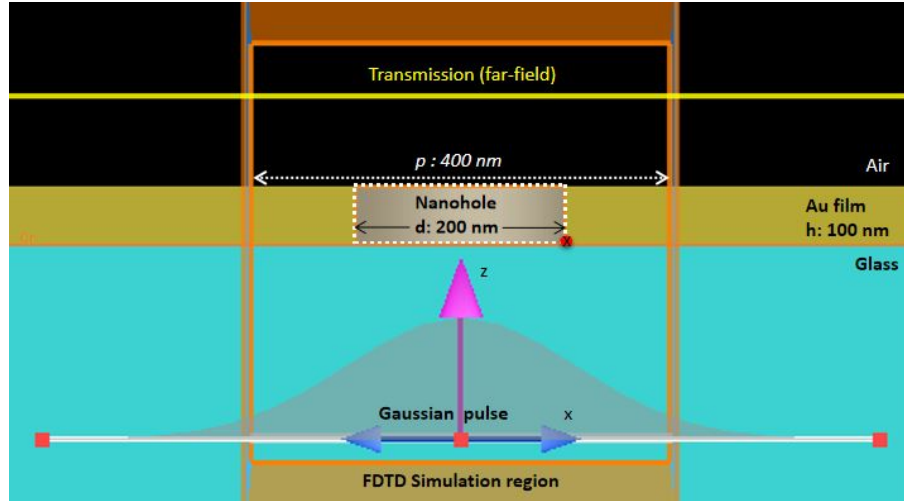
ile verilen her bir plazmon modunun sönümlenme hızının hesaplanmasıyla değerlendirilir. Burada $\mathcal{U}_j$, plazmon modlarının toplam enerjisidir ve Q_j , çiftlenimli sistemde dağıtılan gücü temsil eder. Öz-enerjiler ve toplam harcanan güçle birlikte, doğrusal olmayan plazmonik alanın yaşam süresi, zaman ağırlıklı plazmon yoğunluğunun ortalama değeri olarak aşağıdaki gibi tanımlanır (Yıldız vd., 2020),

$$t_{avg} = \frac{\int_0^\infty t \times I(t) dt}{\int_0^\infty I(t) dt}. \quad (3.7)$$

Eşitlikte verilen $I(t) = \sum_0^\infty |\alpha_{p,l}|^2$, her bir plazmon modun elektrik alan yoğunluğunu ve t , zamanı temsil eder.

3.1.3. Hesaplamalı Model

Bu bölümde 3 boyutlu FDTD yöntemi anlatılarak EOT yapısının benzetim kurulumu gerçekleştirilmektedir. FDTD yöntemi, 3 boyutlu Maxwell denklemlerinin zamana bağlı çözümlerini sağlar ve Poynting vektörü aracılığıyla güç yoğunluğu spektrumlarını değerlendirir (Şahin 2020). Nümerik benzetimlerde yakın- ve uzak-alan bölgelerindeki elektrik alan akısı sırasıyla güç ve alan monitörleri aracılığıyla hesaplanır. Frekans ve zaman alanı



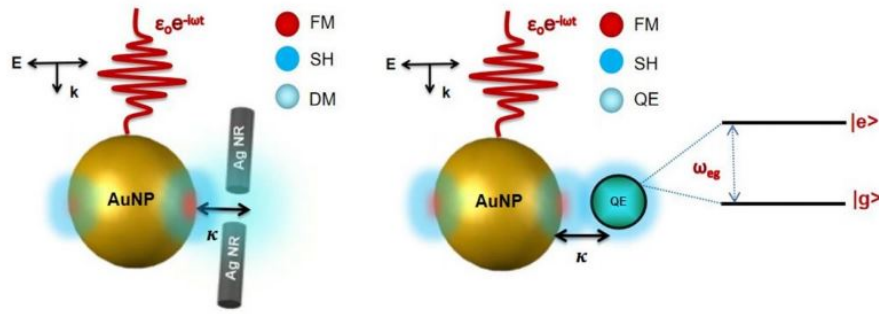
Şekil 3.4. Benzetim kurulumunun gösterimi. FDTD benzetim bölgesi, 2 nm kalınlığındaki ince Cr' li yapışkan katman üzerinde yer alan bir cam alttaşı üzerinde; $p = 400$ nm periyoduna, $h = 100$ nm kalınlığına sahip Au filmde $d = 200$ nm çaplı tek bir nanodelik üzerinde merkezlenir. z-yönünde yayılan bir TM polarize Gauss atması filmin cam tarafından gelir.

spektrumları, EOT yapısının düzleminden geçen zamana bağlı alanın standart Fourier dönüşümü yoluyla elde edilir. EOT yapısının benzetimi, Şekil 3.4' te gösterildiği gibi ince (2 nm) Cr' li yapışma katmanına sahip bir cam alttaşı üzerine katmanlı bir şekilde, 200 nm çapında dairesel nanodeliğe sahip 100 nm kalınlığındaki Au filmde oluşur. Dielektrik arka planın kırılma indisleri Au filmin alt ve üst yüzeyinde sırasıyla cam için $n_g = 1.5$ ve hava için $n_a = 1$ olarak alınmıştır. Au için frekansa bağlı ϵ_m dielektrik geçirgenlik parametreleri (Rakic 1998; Johnson 1972)' den alınmıştır. Sonsuz bir metal-dielektrik yüzey için, z yönünde mükemmel şekilde eşleşen bir katman (PML-perfectly matched layer) ve x ve y yönlerinde periyodik sınır koşulları kullanılır. FDTD benzetim bölgesi, xy düzlemindeki 2 boyutlu nanodelik dizisinin birim hücrelerini çevreler ve dizinin örgü sabiti p ise 400 nm olarak alınır. x-yönünde doğrusal olarak polarize edilmiş ve z-yönünde yayılan bir Gauss atması, EOT yapısını cam tarafından aydınlatır ve iletilen sinyal, metal yüzeyin 200 nm yukarısına bir iletim monitörü yerleştirilerek metal-hava tarafında toplanır. Sistemin yakın- ve uzak-alan bölgelerindeki tepkisi, Gauss atmasının iki farklı taşıyıcı dalga boyu (λ_{cen}) için karşılaştırılır. Uyarma atma frekansı (λ_{cen}) ilk durumda geniş spektral bant

aralığında (250 nm - 1250 nm) olmak üzere ilgili parametreler $\lambda_{cen} = 750$ nm, $\tau = 6$ fs ve 18 fs offset değerli atma olacak şekilde ayarlanmıştır. İkinci durumda ise nispeten dar bant genişliğine sahip (400 nm - 900 nm) $\lambda_{cen} = 650$ nm dalga boyunda, $\tau = 10$ fs süreli ve 30 fs offset değerli atma olacak şekilde ayarlanmıştır. Benzetimler uyumlu mesh ayarları seçilerek gerçekleştirilir ve yakınsamayı sağlamak için benzetim süresi 500 fs olarak alınır. Sisteme akan gücü değerlendirmek için, sırasıyla frekans ve zaman alanındaki iletim ve elektrik alan profillerini araştırırken benzetim bölgesine güç monitörleri yerleştirilir. Frekans alanı güç monitörleri, LSP ve SPP modlarının sırasıyla köşe etrafında ve metal-dielektrik arayüzünün üstünde/altında yakın alan dağılımını kaydetmek için y ve z düzlemleri boyunca konumlandırılmıştır.

3.2. Ultra-Hızlı Doğrusal Olmayan Plazmon Rezonans Ömrünün Artırılması

Metal nanoyapısındaki doğrusal ve doğrusal olmayan plazmon salınımlarının ömrü Fano rezonansı adı verilen bir fenomenle uzatılabilir. Fano rezonansı, çiftlenimli iki osilatörden, bir osilatörün diğerinden daha dar bir hat genişliğine sahip olacak şekilde seçilerek değişen çoklu yolların girişim yapması durumunda ortaya çıkar. Burada, daha dar hat genişliği daha uzun salınım ömrüne sahip modlara karşılık gelir. Son zamanlarda yapılan bir çalışma, zayıf çiftlenim bölgesinde (kısa ömürlü) parlak plazmon modun (uzun ömürlü) karanlık plazmon moduyla (DM-Dark Mode) etkileşime girmesiyle doğrusal plazmon modunun yaşam süresinin artırıldığı bildirmiştir (Yıldız vd., 2020). Ayrıca, daha uzun ömürlü olan QE' nin çiftlenmesi, plazmon salınım süresini uzatarak bunların yalnızca optik nanoantenler ve güneş pili uygulamalarında kullanılmasına izin vermekle kalmaz (Taşgın 2013) aynı zamanda tek moleküllü SERS (Kneipp vd., 1997; Postaci vd., 2018), açıklıksız taramalı yakın alan optik mikroskopunda (SNOM-Scanning Near-field Optical Microscope) (Ovali vd., 2021; Günay vd., 2020) ayrı ayrı moleküllerin görüntülenmesine de izin verir. Metal nanoyapılar üzerindeki güçlü alan lokalizasyonu, doğrusal olmayan plazmon modlarının kullanılmasına olanak sağlar (Kauranen 2012). Bu doğrusal olmayan optik uyarımlar, güçlendirilmiş/artırılmış doğrusal olmayan optiklerde, yüksek çözünürlüklü optik görüntüleme, gelişmiş spektroskopide ve yoğun ışık-madde etkileşimlerinde hayati bir rol oynar (Raschke vd., 2013; Stewart vd., 2008). Temel plazmon modunun (FM) güçlü bir şekilde artırılması, tekli veya çiftlenmiş plazmonik metal nanoparça-



Şekil 3.5. Doğrusal olmayan çiftlenimli plazmonik sistemler: x-polarize normal doğrultuda gelen düzlem dalgaların etkisi altındaki iki Au nanoküre, temel modu (FM) uyarır. İkinci harmonik (SH) mod (mavi bölge), FM' nin çakışması nedeniyle AuNP' lerin etrafında indüklenir. İki sistem, SH modun AgNR' nin (solda) karanlık moduyla (DM) ve çiftlenim gücü κ olan iki seviyeli bir QE (sağda) ile olan çiftlenimini temsil eder.

cık (MNP) tarafından desteklenen çoklu FM' nin üst üste binmesiyle doğrusal olmayan bir plazmon tepkisi oluşturur. Bu şekilde, doğrusal olmayan modun kurucu parçası olan FM, doğrusal olmayan sinyalin yoğunluğuna ve uzaysal-zamansal dinamiklerine katkıda bulunur. Yani doğrusal olmayan sinyali ölçerken FM' nin etkisi zaman-alanında kalır. Saf bir şekilde doğrusal olmayan etkiler elde etmek için, spektral ve zamansal bağımsızlık, doğrusal olmayan görüntüleme ve spektroskopi uygulamaları için büyük önem taşımaktadır. Burada, doğrusal olmayan plazmon modun ömrünün arttırılması, sentrosimetrik olmayan Au nanoparçacık (AuNP) tarafından desteklenen ikinci harmonik (SH-Second Harmonic) modun (i) Au nanoçubuğa (AuNR) ve (ii) iki seviyeli bir QE' ye bağımsız olarak çiftlenmesiyle incelenir. SH modunun ortalama yaşam süresindeki modülasyon, onu açıkça FM' den ayırır. ω rezonans frekansındaki yoğun elektromanyetik düzlem dalga AuNP ile etkileşime girdiğinde, doğrusal plazmon mod FM' yi ($\hat{a}_1$) uyarır. FM' nin hibridizasyonu, 2ω frekansı ile salınan bir SH plazmon modu ($\hat{a}_2$) verir. FM' nin SH plazmon moduna dönüşümü, örtüşme (overlap) integrali (Eşitlik (3.8)) maksimum değere sahip olduğunda gerçekleşir,

$$\Gamma_{SH} = \left| \int \chi^{(2)}(r) E_2^*(2\omega) E_1^2(\omega) d\Omega \right|. \quad (3.8)$$

Eşitlikte yer alan $E_1(\omega)$ ve $E_2(2\omega)$ sırasıyla temel ve SH frekanslarındaki lokal elektrik alanlardır. $\chi^{(2)}$ ise ikinci mertebeden doğrusal olmayan optik duyarlılık tensörüdür. İntegral, doğrusal olmayan Ω hacmi üzerinden alınır ve alanların çarpımı düzlem dalga için yapısal olarak toplandığında (faz-eşleştirme koşulu karşılandığında), Γ_{SH} maksimuma çıkar ve SH modunu üretir. SH alanının uzun ömürlü osilatörlerle nasıl etkileşime girdiğini kolayca görselleştirmek için AuNP-AgNR/QE' nin iki fenomenolojik modeli, Şekil 3.5' te gösterilmektedir. Bu modellerde, SH modu sırasıyla Şekil 3.5 (a) ve Şekil 3.5 (b)' de gösterildiği gibi, zayıf etkileşim altında DM ile rezonans yakın-alan çiftlenimine maruz kalır. SH sinyali kısa ömürlü olduğundan, DM veya QE ile çiftlendiğinde, iki rezonans osilatörü arasındaki enerji alışverişi yoğun bir mekansal lokalizasyonla sonuçlanır. Bir osilatörün büyük ölçüde uzun süre aktif kalması, kısa ömürlü SH modunun salınım ömrünün uzamasına neden olur.

3.2.1. Analitik Model

Çiftlenimli plazmonik sistemler için teorik modeller, zayıf çiftlenme bölgesinde çiftlenimli harmonik osilatörlere analog, etkileşimli iki nanoyapıdan oluşur (Yıldız vd., 2015; Günay vd., 2020). Düzlem dalga uyarımı altında, plazmonik sistemler farklı yaşam sürelerine sahip koherent rezonans salınımları sergiler. Modların salınım ömürleri sırasıyla SH, DM ve QE' ye ait her bir alanın sönümleme özellikleriyle ilişkilidir. Örneğin, SH alanı, DM' nin düşük sönümlemeli kanalıyla karşılaştırıldığında $\gamma_p \approx 10^{14}$ Hz civarında büyük bir sönümleme hızına sahiptir; yani $\gamma_d \approx 10^{12}$ Hz' dir (Yıldız vd., 2020). Buna kıyasla QE' nin sönümleme hızı $\gamma_{eg} \approx 10^6$ Hz mertebesinde olup (Taşgın 2013) diğer hızlı sönümlenen salınımlı sistemlere göre çok daha küçüktür. QE' nin yavaş sönümlü karakteri, çiftlenimli SH moduna ekstra bir salınım süresi sağlar, bu da karanlık moda kıyasla üstünlüğünü ortaya koyar. Ayrıca QE, ayırık seviye aralığı ve keskin frekans bandıyla, FM' nin uzaysal evriminde SH modunun ince spektral ayarını mümkün kılar. Öte yandan DM, rezonans dışı durumda bile lokal plazmon modlarıyla ayarlanması olasılığını artıran geniş bir spektral bant genişliğine sahiptir. Her iki durumda da Heisenberg hareket denklemi, SH modunun zaman evrimi tepkisini değerlendirmek için çözülür. Plazmonik sistemin zamansal bant genişliğini optimize etmek için ilk önce DM, SH moduna çiftlenir ve doğrusal ve doğrusal olmayan sistemin zamansal tepkisi, DM' nin farklı rezonans frekansları

altında analiz edilir. Bu osilatörler arasındaki çiftlenim, Şekil 3.5 (a) ve (b) gösterildiği gibi uyarma frekansı ω boyutunda bir çiftlenim gücü olarak tanımlanan fenomenolojik sabit κ ile ölçülür.

3.2.2. Doğrusal Olmayan Çiftlenimli AuNP-AgNR Plazmonik Sistemi

AuNP ve AgNR' den oluşan çiftlenimli sisteminin koherent dinamiği, $\hbar$ biriminde aşağıda verilen Hamiltonyen ile tanımlanmaktadır (Günay vd., 2020).

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{H}} = & \sum_{j=1}^3 \omega_j \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j + m(\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3 + \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_1) + \varepsilon_1 \hat{a}_1^\dagger e^{-i\omega t} \\ & + i\chi^{(2)}(\hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2) + \kappa(\hat{a}_2^\dagger \hat{a}_3 + \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_2) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Burada $\hat{a}_j$ ($\hat{a}_j^\dagger$) ve $j=1-3$ olmak üzere FM, SH ve DM alanlarının yok etme (yaratma) operatörlerini temsil eder. Hamiltonyendeki ilk terim, her plazmon moduna ait LSPR' nin enerji operatörünü yansıtır. Eşitlikte (3.9)' da ikinci ve son terimler sırasıyla FM ve SH' nin DM ile olan etkileşimini tanımlamaktadır. Burada m , temel harmonik ve DM arasındaki çiftlenim gücünü açıklar ve κ , SH ve karanlık modun çiftlenim gücünü temsil etmektedir. Ayrıca dördüncü terim, örtüşme integralinden türetilen doğrusal olmayan sinyalin gücü olan $\chi^{(2)}$ ile $\hat{a}_2$ modunu oluşturmak için $\hat{a}_1$ modunun hibridizasyonuna karşılık gelir (Artvin vd., 2020). Sürücü alanın polarizasyonu, Şekil 3.5 (a)' da gösterildiği gibi rezonans frekansı ω ile x-ekseni boyuncadır. Her bir salınım modunun sürülen-dağıtılan dinamiklerini elde etmek için Heisenberg denklemleri aşağıda verilen Eşitlik (3.10)' da, Eşitlik (3.9)' un kullanılmasıyla çözülür,

$$i\hbar \dot{\hat{a}}_j = [\hat{a}_j, \hat{\mathcal{H}}]. \quad (3.10)$$

Eşitlik (3.10) çözüldükten sonra, FM α_1 , SH mod α_2 ve DM α_3 olarak temsil edilen karmaşık alan genlikleri şu şekilde türetilir:

$$\dot{\alpha}_1 = -(i\Omega_1 + \gamma_1)\alpha_1 - i\chi^{(2)}\alpha_1^*\alpha_2 - im\alpha_3 \quad (3.11)$$

$$\dot{\alpha}_2 = -(i\Omega_2 + \gamma_2)\alpha_2 - i\chi^{(2)}\alpha_1^2 - i\kappa\alpha_3 \quad (3.12)$$

$$\dot{\alpha}_3 = -(i\Omega_3 + \gamma_3)\alpha_3 - im\alpha_1 - i\kappa\alpha_2 \quad (3.13)$$

Eşitlik (3.11) - Eşitlik (3.13)' teki ilk terimler, her plazmon modunun koherent dinamiklerini temsil eder ve karşılık gelen sönümlenme hızları γ_j ' dir. Eşitlik (3.12)' de FM' nin

üstel karesi (ya da karesel bağıllık), SH modun alan genliğinde iki kat artış sağlar. FM' nin SH' ye olan bu uzaysal bağımlılığı, DM' nin her iki moda ayrı ayrı rezonans çiftlenimiyle analiz edilir ve bunun karşılaştırmalı etkisi, her iki plazmon modunun sönümlenme zamanı üzerinde hesaplanır. Bunun için doğrusal olmayan diferansiyel denklem sistemi, Matlab programında Runge-Kutta yöntemi kullanılarak nümerik diferansiyel denklem çözücü aracılığıyla çözülür ve her bir tepkinin zaman içindeki değişimi elde edilir. Sistemin tüm parametreleri ω birimlerinde olmak üzere FM, SH ve DM' nin sönümlenme hızları $\gamma_{1,2} = 0.1\omega$, $\gamma_3 = 0.001\omega$; plazmon modlarının frekansları $\Omega_1 = 1.0\omega$, $\Omega_2 = 2.0\omega$, ve $\Omega_3 = 1.95\omega$ olarak alınmıştır (uyarma frekansı $\omega = 3.8 \times 10^{15}$ rad/sn'dir). Bu parametreler için, kritik çiftlenim gücü κ 0 ile 0.1ω arasında değişir ve $\chi^{(2)} = 10^{-5}\omega$, hesaplama kolaylığı için ω 'ye göre boyutsuz bir parametre ölçeğidir.

Ayrıca, doğrusal ve doğrusal olmayan alan genlikleri maksimuma ulaştığında çiftlenimli sistemin sönümlenme süresi araştırıldığından, başlangıç yaklaşımında sürücü etkileşim terimi ihmal edilir. Bu noktada, sürülen-dağıtılan sistemin başlangıç koşulları,

$$\alpha_1(t) = 1 \quad \alpha_2(t) = 1 \quad \alpha_3(t) = 0 \quad (3.14)$$

şeklinde tanımlanır. Alan genliklerinin zaman içindeki değişimi hesaplandıktan sonra, FM ve SH tepkilerinin zamansal dinamikleri DM ile olan çiftlenim altında incelenir. Bir sonraki bölümde SH modu, DM durumunda gerçekleştirilenle aynı temelde ve parametrelerde QE sistemine çiftlenir. Zayıf çiftlenim bölgesinde saf rezonans etkileşimi altında, AuNP (SH)-QE ile çiftlenimli sistemin zamansal dinamikleri analiz edilir ve her iki sistemin yaşam sürelerini artırma çarpanlarındaki karşılaştırmalı farklılıklar ayrıntılı olarak tartışılır.

3.2.3. Doğrusal Olmayan Çiftlenimli AuNP-QE Plazmonik Sistemi

Burada, Şekil 3.5 (b)' de gösterildiği gibi, SH plazmon alanının yakınına iki seviyeli bir QE yerleştirilir. SH modunun ince spektral ayarı için, QE' nin seviye aralığı $\omega_{eg} = 1.95\omega$ olarak SH' ye yakın seçilir ($\omega_{eg} \approx 2\omega$). Ayrıca, QE' nin uyarılmış durumunun yaşam süresi 10^{-9} s civarındadır, bu da onu SH alanını daha uzun süre türetmeye yönelik potansiyel bir sistem haline getirir. QE varlığında SH alan tepkisini incelemek

için sistemin toplam Hamiltonyeni,

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}} = & \sum_{j=1}^2 \Omega_j \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j + \omega_{eg} \langle e|e \rangle + \kappa (\hat{a}_2^\dagger |g\rangle \langle e| + \hat{a}_2 |e\rangle \langle g|) \\ & + \varepsilon_1 \hat{a}_1^\dagger e^{-i\omega t} + i\chi^{(2)} (\hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 \hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2)\end{aligned}\quad (3.15)$$

şeklinde tanımlanır. Hamiltonyendeki ilk terim, temel ve SH plazmon modlarının enerji operatörlerini içerir. İkinci terim, $|e\rangle$ uyarılmış durum ve $|g\rangle$ taban durum olmak üzere, QE' nin rezonans kuantum enerjisine atfedilir. Üçüncü terim, etkileşim parametresi κ ile birlikte QE' nin SH moduna çiftlenmesine karşılık gelir. SH tepki verimliliğinin ölçüsü $\chi^{(2)}$ olmak üzere Eşitlik (3.15)' teki son terim, $\hat{a}_1$ modu örtüşmesiyle SH modun evrişimidir. SH modun zaman evriminin tepkisi $\hat{a}_2$ için, çiftlenimli ve çiftlenimsiz sistemlerdeki Hamiltonyen, Eşitlik (3.10) kullanılarak çözülür ve doğrusal olmayan plazmonik sistemin hareket denklemleri aşağıdaki gibi türetilir.

$$\dot{\alpha}_1 = -(i\Omega_1 + \gamma_1)\alpha_1 - i\chi^{(2)}\alpha_1^*\alpha_2 - ig\rho_{ge} \quad (3.16)$$

$$\dot{\alpha}_2 = -(i\Omega_2 + \gamma_2)\alpha_2 - i\chi^{(2)}\alpha_1^2 - i\kappa\rho_{ge} \quad (3.17)$$

$$\dot{\rho}_{ge} = -(i\omega_{eg} + \gamma_{eg})\rho_{ge} + i(g\alpha_1 + \kappa\alpha_2)(\rho_{ee} - \rho_{gg}) \quad (3.18)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = -\gamma_{ee}\rho_{ee} + i(g\alpha_1^* + \kappa\alpha_2^*)\rho_{ge} \quad (3.19)$$

Eşitlik (3.16) ve Eşitlik (3.17), karşılık gelen sönümlenmeleri γ_j ile birlikte AuNP' deki salınımlı alanların zamana bağlı genliklerinin koherent dinamiklerini göstermektedir. Çiftlenimli sistemdeki QE' nin tepkisi, Eşitlik (3.18) ve Eşitlik (3.19)' da yazıldığı gibi, zamana bağlı yoğunluk matrisi elemanları ρ_{ge} ve ρ_{ee} ile gösterilir. Burada köşegen-dışı yoğunluk matrisi elemanı $\rho_{ge}(t)$, QE' nin elektrik polarizasyonunu belirler. Bunun aksine köşegen elemanlarında $\rho_{gg} + \rho_{ee} = 1$ olasılığının korunumu ve köşegen-dışı sönümlenme hızı $\gamma_{eg} = \gamma_{ee}/2$ olmak üzere $(\rho_{ee} - \rho_{gg})$ popülasyon inversiyonunu tanımlamaktadır. Temel modlar ve SH modları için frekanslar ve gevşeme hızları, sönümlenme hızı $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega$ ile birlikte $\omega_{eg} = 1.95\omega$ olarak alınan QE' nin rezonans geçiş frekansı haricinde, karanlık mod çiftlenimi durumunda olduğu gibi aynı şekilde parametrelendirilir. Doğrusal olmayan alınganlık $\chi^{(2)} = 10^{-6}\omega$ olarak alınır. Doğrusal olmayan diferansiyel denklem sistemi nümerik olarak çözüldükten sonra SH mod ömrü Eşitlik (3.20) kullanılarak hesaplanarak zamansal analiz gerçekleştirilir. Salınım ömrünün artışı, Eşitlik (3.21)'

deki çiftlenim gücü κ' nın fonksiyonu olarak hesaplanır. Aşağıdaki bölümde doğrusal ve doğrusal olmayan modlar için yaşam süresinin artış faktörü çiftlenim gücü κ' nın fonksiyonu olarak hesaplanır ve bunun mod ayarlama frekansına olan spektral bağımlılığı açık bir şekilde tartışılır.

3.2.4. Doğrusal Olmayan Plazmon Modlarının Salınım Süreleri

Rezonans salınım alanlarına sahip iki nanoyapı birbirine yaklaştığında rezonans modları, çiftlenimli salınım durumunda hibridizasyona uğrar. Bu durumda sistemin toplam enerjisi, çiftlenimli salınım moduna ait enerjilerin doğrusal birleşimi şeklinde $E(t) = \sum_{j=1}^3 |\alpha_j(t)|^2$ olarak yazılabilir. Örneğin, SH modun elektrik alan yoğunluğu, $|\alpha_2|^2$ ve karanlık modun $|\alpha_3|^2$ si, çiftlenimli sistemdeki toplam plazmon sayısını formüle etmek için birleştirilir. Dispersif dielektrik fonksiyonuna sahip bir sistem için, her bir plazmon modunun sönümlenme hızı Eşitlik (3.6) ile verilir ve doğrusal olmayan plazmonik alan ömrü,

$$t_{SH} = \frac{\int_0^\infty t E(t) dt}{\int_0^\infty E(t) dt} \quad (3.20)$$

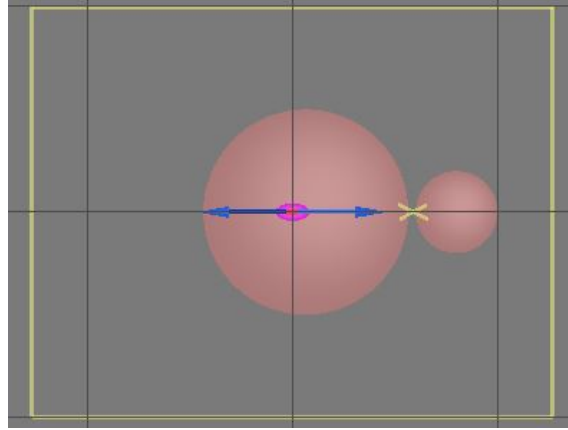
şeklinde tanımlanır. Eşitlik (3.20) takip edilerek, çiftlenim gücünün bir fonksiyonu olarak salınım ömrü artış faktörü, Eşitlik (3.21)' den türetilen çiftlenimli sistemin salınım ömrünün çiftlenimsiz sisteme bölünmesiyle elde edilir.

$$M = \frac{t_{SH}[\kappa \neq 0]}{t_{SH}[\kappa = 0]} \quad (3.21)$$

Eşitlik (3.21) kullanılarak, salınım süresi artış faktörü M, çiftlenim gücü κ' nın bir fonksiyonu olarak DM' ye çiftlenen her iki plazmon modu (FM ve SH) için hesaplanır.

3.2.5. Hesaplamalı Model

Burada doğrusal olmayan plazmonik sistem, Maxwell denklemlerinin 3 boyutlu çözümlerini sağlayan FDTD yöntemini temel alan nümerik benzetimler yoluyla gerçekleştirilir. 3 boyutlu FDTD benzetimlerinde, AuNP olarak doğrusal olmayan duyarlılığa ($\chi^{(2)} = 3.1 \times 10^{-5}$) sahip SH dönüştürücü (SHC-Second Harmonic Converter) formunda 50 nm boyutunda bir nanoküre kullanılır. 3 boyutlu FDTD çözümlerinden, SH modunun uzaysal-zamansal tepkisi, saf rezonans durumunda iki osilatör mod çiftlenimi altında



Şekil 3.6. Düzlem dalga ışık kaynağı tarafından uyarılan QE' li AuNP' den oluşan FDTD kurulum şeması.

incelenirken, geciktirme etkileri tamamen dikkate alınır. Çiftlenim gücü, iki nanoyapı arasındaki mesafe olarak ölçülür ve bu mesafe 3 nm olarak alınır. Küresel AuNP, SH frekansına karşılık gelen $\lambda_{exc} = 266$ nm uyarma dalgaboyuna sahip doğrusal polarize bir düzlem dalga kaynağının etkisi altındadır. Au' nun dielektrik fonksiyonuna ait deneysel değerler *Johnson ve Christy*' den alınmıştır (Rakic 1998; Johnson 1972). Düzlem dalga, parçacığın sağ ve sol kutuplarındaki SH plazmon alanını uyarır (uyarıcı dalga'nın x-polarizasyonuna karşılık gelir). AuNP' nin dış yüzeyindeki LSPR sıcak noktası, x ölçeğinde 55 nm' den 75 nm' ye kadar yaklaşık 20 nm genişliğe sahiptir. Şimdi, doğrusal olmayan sıcak nokta alanının uzaysal ve zamansal dinamiklerini incelemek için, AuNP' nin 3 nm uzağına 20 nm boyutunda bir QE yerleştirildi. Hesaplamalı modelde QE, 266 nm civarında konumlanmış bir rezonans maksimumuna sahip Lorentz dielektrik fonksiyonuna sahiptir.

3.3. Karanlık-Sıcak Nokta Rezonanslarıyla Karşılaştırıldığında QE' li Plazmon Modun İnce Spektral Ayarı

Bu bölümde parlak-karanlık plazmon çiftlenimi ile parlak plazmon-QE çiftlenimi arasındaki fark teorik olarak incelenmektedir. Parlak-karanlık plazmon çiftlenimi arasındaki etkileşim, popülasyon inversiyon parametresi olan y dışında, plazmon modu ve QE arasındaki etkileşimle (Taşgın 2013) aynı niteliktedir. Bu " y " parametresinin etkisi, karanlık moda kıyasla plazmon genliğinin ince spektral ayarı üzerinde analiz edilir. " y " pa-

rametresine ek olarak, dört kutuplu modun (antibonding plazmon modu) gerekliliği nedeniyle karanlık plazmon mod, doğrusal polarize ışık kaynakları ile doğrudan uyarılamaz. QE' nin karanlık plazmon rezonansları üzerindeki farklılıklarını açıklığa kavuşturmak için, öncelikle plazmon alan genlikleri, Heisenberg durağan durum çözümü ile modal sistemlerin toplam Hamiltonyeninden hesaplanır. Daha sonra ortaya çıkan plazmon alanının ayarı, bu çiftlenimli osilatörlerin farklı özelliklerinin bir fonksiyonu olarak analiz edilir.

3.3.1. Teorik Model

Parlak-plazmon çiftlenimli model, kuantum mekaniksel bir yaklaşımla gerçekleştirilir. Bu amaçla, tek bir AuNP, Şekil 3.7' de gösterildiği gibi Ag metal nanoçubuk (AgNR) dimerinin çok yakınına konumlandırılır. Burada AuNP, lokalize plazmon modlarını (parlak mod) desteklerken AgNR dimer, uyarıcı kaynağın polarizasyonunun nanoçubuklar arasındaki mesafe boyunca olması koşuluyla karanlık modu destekler. Analitik modelde bu modların etkileşimli/çiftlenimli harmonik osilatörler olduğu varsayılır. Sistemin enerjisi ayrı ayrı Hamiltonyenlerin toplamı olacak şekilde,

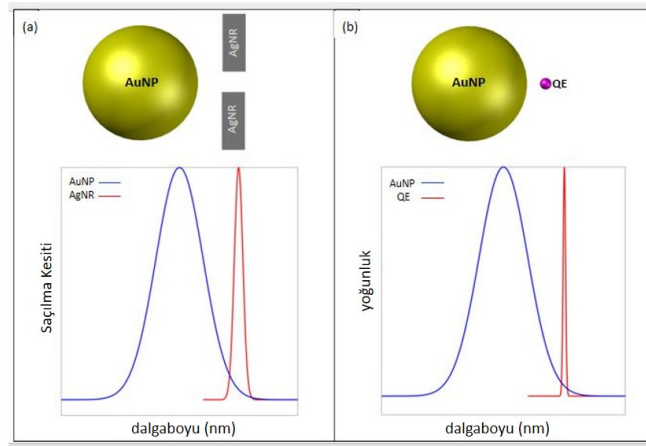
$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar\Omega_b\hat{a}_b^\dagger\hat{a}_b + \hbar\Omega_d\hat{a}_d^\dagger\hat{a}_d + i\hbar(\varepsilon\hat{a}^\dagger e^{-i\omega_{\text{exc}}t} - \text{h.c}) + \hbar f(\hat{a}_b^\dagger\hat{a}_d + \hat{a}_d^\dagger\hat{a}_b). \quad (3.22)$$

tanımlanır. Burada, $\hat{a}^\dagger$ ($\hat{a}$) yaratma (yok etme) operatörleri olmak üzere, $\hat{\mathcal{H}}$ sırasıyla parlak ($\hbar\Omega_b\hat{a}_b^\dagger\hat{a}_b$) ve karanlık ($\hbar\Omega_d\hat{a}_d^\dagger\hat{a}_d$) plazmon modlarının enerjilerini içerir. Ayrıca Ω_b ve Ω_d osilatörlerin rezonans frekanslarıdır. Aydınlik-karanlık mod arasındaki etkileşim gücü, enerji birimindeki f çiftlenim parametresi ile ölçülür. Eşitlik (3.22)' deki üçüncü terim, sürücü kaynağın enerjisini ω_{exc} frekansında temsil eder. Hareket denklemleri, $i\hbar\hat{a} = [\hat{a}, \hat{\mathcal{H}}]$ Heisenberg denklemi çözülerek elde edilir. Genlikler (uyarılacak plazmon sayısı) plazmon uyarımını temsil ettiğinden, $\hat{a}_b$ ve $\hat{a}_d$ operatörleri sırasıyla karmaşık sayılar olan α_b ve α_d ile yer değiştirir (Premaratne 2017).

$$\dot{\alpha}_b = -(i\Omega_b + \gamma_b)\alpha_b - if\alpha_d + \varepsilon e^{-i\omega_{\text{exc}}t} \quad (3.23a)$$

$$\dot{\alpha}_d = -(i\Omega_d + \gamma_d)\alpha_d - if\alpha_b \quad (3.23b)$$

γ_b ve γ_d , plazmon alanlarının sönümlenme hızlarını temsil eder. Durağan durumda, her iki osilatör de ω_{exc} sürücü frekansını takip eder, böylece çiftlenimli sistemin son plazmon



Şekil 3.7. (a) Dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak bireysel tepkilere sahip çiftlenimli plazmonik sistemde parlak plazmon modunu destekleyen AuNP ve karanlık plazmon modunu destekleyen AgNR. (b) Çiftlenimli sistemlerde AuNP-QE ve bunlara karşılık gelen tepki fonksiyonları.

genliği Eşitlik (3.24)' deki gibi elde edilir.

$$\tilde{\alpha}_b = \frac{\varepsilon}{[i(\Omega_b - \omega_{exc}) + \gamma_b] + \frac{|f|^2}{[i(\Omega_d - \omega_{exc}) + \gamma_d]}}, \quad (3.24)$$

Burada, karanlık plazmon mod uzun ömürlü osilatör görevi görür. Bununla birlikte, QE/QD aynı zamanda benzer zamansal özelliklere, yani parlak plazmon alanına ($\gamma_b > \gamma_{eg}$) göre daha küçük sönümlenme hızına sahiptir. Bu nedenle plazmonik sistemde karanlık modun yerini QE alabilir. QE' ye çiftlenen AuNP' nin model sistemi Şekil 3.7 (b)' de gösterilmiştir. Çiftlenimli sistemin toplam Hamiltonyeni plazmon salınım enerjisi (Ω_b), kuantum yayıcı (ω_{eg}), sürücü kaynağı (ω_{exc}) ve QE ile plazmon alanı arasındaki etkileşim ($\hat{H}_{int}$) enerjisinin toplamı olarak,

$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar\Omega_b\hat{a}_b^\dagger\hat{a}_b + \hbar\omega_{eg}|e\rangle\langle e| + i\hbar(\varepsilon\hat{a}_b^\dagger e^{-i\omega_{exc}t} - \text{h.c.}) + \hbar f(\hat{a}_b^\dagger|g\rangle\langle e| + \hat{a}_b|e\rangle\langle g|) \quad (3.25)$$

ifade edilir. Burada $|g\rangle$ ($|e\rangle$), QE' nin taban (uyarılmış) durumudur. γ_b , γ_{eg} ve γ_{ee} plazmon modlarının sönümlenme hızları olmak üzere QE' nin yoğunluk matrisinin sırasıyla

köşegen dışı ve köşegen elemanları ve genlikler için aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\dot{\alpha}_b = -(i\Omega_b + \gamma_b)\alpha_b - if\rho_{ge} + \varepsilon e^{-i\omega_{exc}t} \quad (3.26a)$$

$$\dot{\rho}_{ge} = -(i\omega_{eg} + \gamma_{eg})\rho_{ge} + if\alpha(\rho_{ee} - \rho_{gg}) \quad (3.26b)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = -\gamma_{ee}\rho_{ee} + i(f\rho_{ge}\alpha^* - c.c) \quad (3.26c)$$

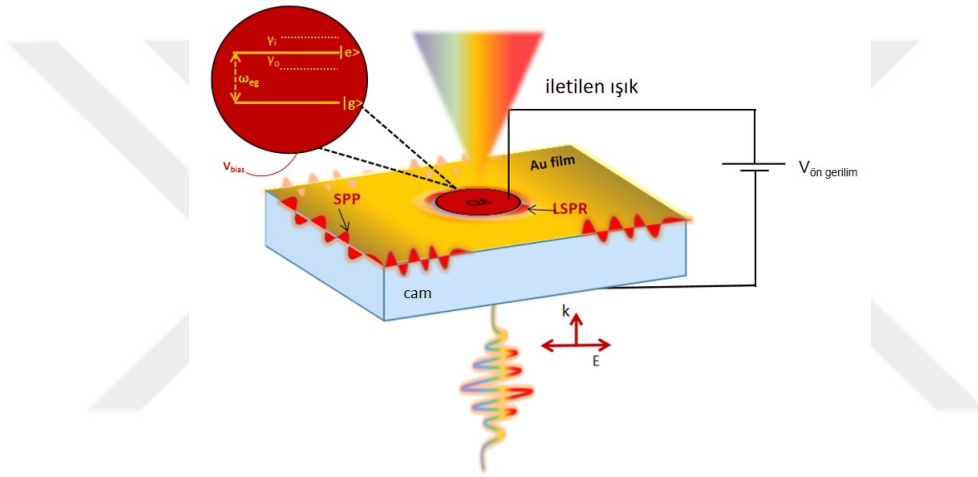
Durağan durumda, plazmon genliğinin ($\alpha_b = \tilde{\alpha}_b e^{-i\omega_{exc}t}$) ve köşegen dışı yoğunluk matris elemanının ($\rho_{ge} = \tilde{\rho}_{ge} e^{-i\omega_{exc}t}$) salınımları Eşitlik (3.27) ile sonuçlanır ki burada $y = \rho_{ee} - \rho_{gg}$ popülasyon inversiyon parametresidir.

$$\tilde{\alpha}_b = \frac{\varepsilon}{[i(\Omega_b - \omega_{exc}) + \gamma] - \frac{|f|^2 y}{[i(\omega_{eg} - \omega_{exc}) + \gamma_{eg}]} \quad (3.27)$$

Olasılığın korunumu $\rho_{ee} + \rho_{gg} = 1$ dikkate alınır ve köşegen dışı yoğunluk matris elemanı durağan durumda ($\rho_{ii} = \tilde{\rho}_{ii}$ ($i=e, g$)) salınmaz. Eşitlik (3.24) ve Eşitlik (3.27)' nin popülasyon inversiyon parametresi 'y' haricinde birbirinin karşılığı olduğu görülebilir. Her iki denklem de, uzun ömürlü osilatörle çiftlenimin olmadığı durumda ($f = 0$), plazmon genliklerinin hızla azaldığı görülür. Üstelik, ω_{exc} ve Ω_b rezonans dışı olduğunda sistemin tepkisi zayıftır. Diğer taraftan, Eşitlik (3.24) ve Eşitlik (3.27)' nin paydalarında yer alan f , Ω_d (ω_{eg}) ve γ_d (γ_{eg}) parametreleri, iki osilatör arasındaki etkileşimin plazmon genliğinin ayarlanmasında ki rolünün ne olduğunu gösterir.

3.4. Görünür Bölgede Voltajla Ayarlanabilir EOT

Bu bölümde, EOT yapısında uyarılan yayılan (p) ve lokalize (l) plazmon modlarının spektral dinamikleri ve bunların QE ile etkileşimleri, çiftlenimli harmonik osilatör modeli ışığında araştırılmaktadır (Asif vd., 2022; Sahin 2020). Orta bölgede voltaj ayarlı bir QE ile hibrit modların etkileşimi ve ayarlama mekanizması, Şekil 3.8’ de gösterildiği gibi, nanodelik yapısının içine Lorentz moleküler sistemi olarak tasarlanan iki seviyeli bir QE yerleştirilerek resmedilir. Bu konfigürasyonda QE, iki seviyeli sistemin geçiş frekansına bağlı olarak rezonans modlarıyla bağımsız olarak verimli bir şekilde çiftlenir.



Şekil 3.8. EOT sensörünün şematik diyagramı. Küresel bir nanodeliğe ($d = 200$ nm) sahip 100 nm kalınlıklı Au filmi, Cr kaplamalı bir cam alttaşı üzerine katmanlanır. Nano-delik içine iki seviyeli bir QE yerleştirilir ve dış voltaj öngerilimine bağlanır. Nanodelik kenarına yakın uyarılmış plazmon modları ve metal arayüzler, voltajla ayarlanabilen QE ile etkileşime girer.

3.4.1. Theoretical Model

İki seviyeli QE ile etkileşime giren kuantize plazmon alanının modal sistemi, hibrit kuantum plazmonik sistemlerde yaygın olarak kullanılan Jaynes-Cummings Hamiltonyen’ in tanımlanmasıyla gerçekleştirilir (Törma vd., 2015). Toplam Hamiltoniyen ise

aşağıdaki şekli alır,

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{tot}} = \sum_{j=p,l} \hbar\omega_j \hat{a}_j^\dagger \hat{a}_j + \hbar\omega_{eg} |e\rangle\langle e| + \mathcal{M} + \sum_{j=p,l} \hbar\kappa_j (\hat{a}_j^\dagger |g\rangle\langle e| + \hat{a}_j |e\rangle\langle g|) + \hbar f (\hat{a}_p^\dagger \hat{a}_l + \hat{a}_l^\dagger \hat{a}_p). \quad (3.28)$$

Eşitlikteki ilk terim, sırasıyla $\hat{a}_j^\dagger(\hat{a}_j)$ yükseltme (indirgeme) operatörleri olmak üzere SPP (LSP) modlarının $\hbar\omega_p(\hbar\omega_l)$ öz-enerjilerinin toplamını gösterir. İkinci terim QE' nin uyarılmış durum enerjisini gösterirken taban durum enerjisi sıfır olarak alınır. $\mathcal{M}$, her iki plazmon modunun, $\sum_{j=p,l} i\hbar E_o e^{-i\omega_o t} (\hat{a}_j^\dagger) + h.c$ olarak tanımlanan, ω_o frekansındaki p-polarize ışık kaynağı aracılığıyla uyarılmasını temsil eder (Günay vd., 2020; Asif vd., 2023). Dördüncü terim, nanodelik kavitesinin içine QE yerleştirildiğinde ortaya çıkan etkileşim Hamiltonyenini tanımlar ve sırasıyla $\kappa_p(\kappa_l)$ olarak ifade edilen çiftlenim gücüne sahip SPP (LSP) modları ile etkileşime girer. Son terim, her iki rezonans modunun etkileşim gücü f ile temsil edilen çiftlenimi gösterir. Hamiltonyen tanımlandıktan sonra, Eşitlik (3.28)' de tanımlanan plazmon modları ve yoğunluk matrisi operatörleri $\hat{\rho}_{eg} = |e\rangle\langle g|$, $\hat{\rho}_{ee} = |e\rangle\langle e|$ ' nin zaman içindeki evrimi, Heisenberg hareket denklemleri kullanılarak çözülür: $i\hbar\dot{\hat{a}}_j = [\hat{a}_j, \hat{\mathcal{H}}_{\text{tot}}]$, $i\hbar\dot{\hat{\rho}}_{ge} = [\hat{\rho}_{ge}, \hat{\mathcal{H}}_{\text{tot}}]$ ve $i\hbar\dot{\hat{\rho}}_{ee} = [\hat{\rho}_{ee}, \hat{\mathcal{H}}_{\text{tot}}]$. Mod operatörleri plazmon genlikleri olarak kabul edildiğinden kuantum gürültü özellikleri, yani $\hat{a}_i = \langle \hat{a} \rangle + \delta \hat{a} = \alpha + \delta \hat{a}$ lı $\langle \delta \hat{a} \rangle = 0$ (Vitali vd., 2007) ihmal edilir ve $\hat{a}_j$, $\hat{\rho}_{ge}$ and $\hat{\rho}_{ee}$ operatörleri sırasıyla α_j , ρ_{ge} ve ρ_{ee} gibi karmaşık sayılarla değiştirilir (Premaratne 2017; Artvin vd., 2020). Elde edilen sürücü-dağıtıcı dinamikler aşağıdaki gibi verilir.

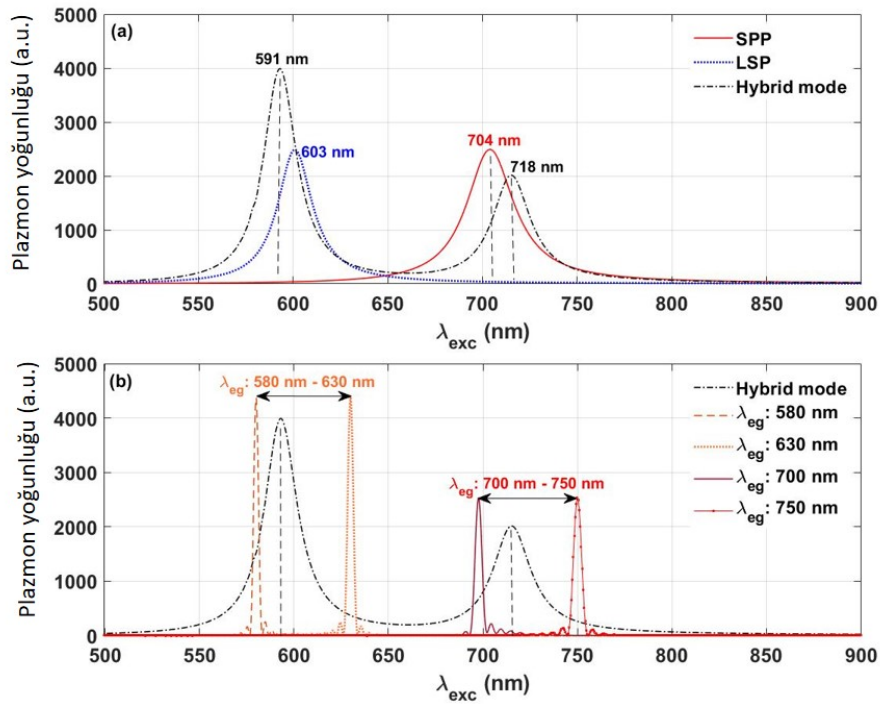
$$\dot{\alpha}_p = -(i\omega_p + \gamma_p)\alpha_p - if\alpha_l - i\kappa_p\rho_{ge} + E_o e^{-i\omega_o t} \quad (3.29)$$

$$\dot{\alpha}_l = -(i\omega_l + \gamma_l)\alpha_l - if\alpha_p - i\kappa_l\rho_{ge} + E_o e^{-i\omega_o t} \quad (3.30)$$

$$\dot{\rho}_{ge} = -(i\omega_{eg} + \gamma_{eg})\rho_{ge} + i(\kappa_p\alpha_p + \kappa_l\alpha_l)y \quad (3.31)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = -\gamma_{ee}\rho_{ee} + i(\kappa_p\alpha_p^* + \kappa_l\alpha_l^*)\rho_{ge} - c.c \quad (3.32)$$

Burada " y ", $(\rho_{ee} - \rho_{gg})$ olarak tanımlanan iki seviyeli sistemin popülasyon inversiyonudur. $\gamma_{p,l}$, γ_{eg} ve γ_{ee} sırasıyla plazmon modlarının ve QE' nin sönümlenme hızlarını temsil eder. Eşitlik (3.29)-(3.32)' nin zaman içindeki evrimi Matlab' da Runge-Kutta yöntemiyle nümerik olarak çözülür (Artvin vd., 2020; Günay vd., 2020) ve SPP ve LSP modlarının yoğunlukları, uyarılma dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak elde edilir.



Şekil 3.9. (a) Çiftlenimli ($f = 0.05\omega_o$) ve çiftlenimsiz ($f = 0$) durumlar için uyarma dalgaboyu λ_{exc} 'nin fonksiyonu olarak SPP ve LSP alan yoğunlukları. (b) 718 nm' de SPP' nin ve 591 nm' de LSP' nin maksimum rezonans dalgaboyuna sahip hibrit plazmon mod yoğunluğu (siyah eğri). QE' nin seviye aralığı (λ_{eg}), ayrı ayrı ayarlanarak LSP ve SPP modlarının rezonans dalga boylarına göre seçilir.

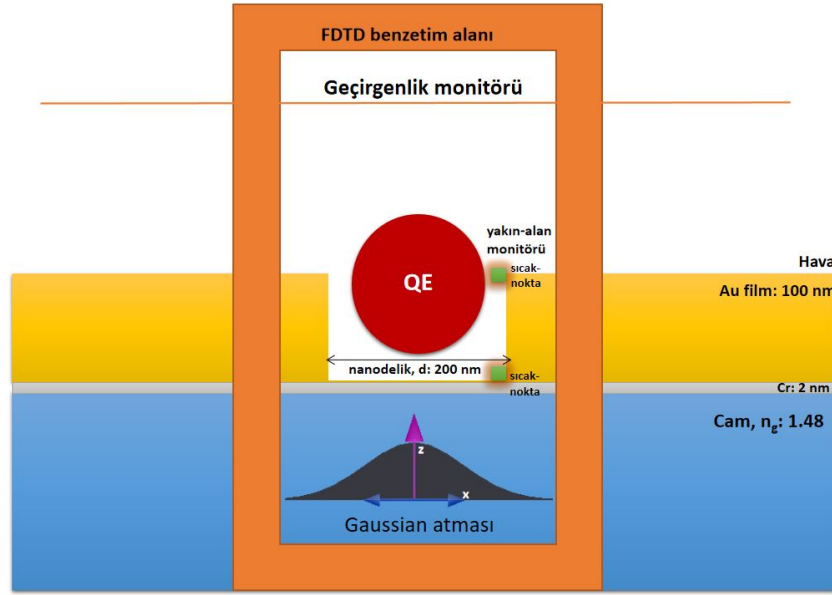
SPP ve LSP modlarının maksimum rezonans dalgaboyu, EOT yapısının geometrik parametreleriyle belirlenir. Çapı 200 nm olan küresel nanodelik durumunda, nanodeliğin kenarında uyarılan dipol modları 600 nm' lik bir spektral dalgaboyu sergiler (Nehl 2008). Oysa periyodikliği 400 nm olan bir nanodelik dizisi için SPP' nin spektral dalgaboyu, plazmon dispersiyon ilişkisi tarafından sürülen 704 nm' dir (Barnes 2006). Rezonans uyarılmasından sonra, her iki plazmon modu da EOT yapısı içindeki çiftlenimli ve çiftlenimsiz durumlarda salınımlara maruz kalır. Bu kuantize modların çiftlenimli ve çiftlenimsiz alan yoğunlukları, Şekil 3.9 (a)' da gösterildiği gibi, uyarılma dalgaboyu λ_{exc} 'nin fonksiyonu olarak elde edilmiştir. Hesaplamalarda basitlik sağlamak amacıyla tüm parametreler, yani sönümlenme hızları ve plazmon rezonans frekansları, uyarılma frekansına göre ölçeklendirilir ($\omega_o = 2.9 \times 10^{15}$ rad/sec). ($f = 0$) çiftlenmemiş durumda $\omega_l = 1.08\omega_o$ ve

$\gamma_l = 0.02\omega_o$ parametreleriyle LSP rezonans maksimumu $\lambda_{lsp} = 603$ nm' dir. Öte yandan, $\omega_p = 0.92\omega_o$ ve $\gamma_p = 0.02\omega_o$ parametreleriyle SPP rezonansı $\lambda_{spp} = 704$ nm değerinde ortaya çıkar. Nanodeliğin kenarına yakın yerde, SPP ve LSP rezonansları birbirleriyle güçlü bir şekilde çiftlenir ve $f = 0.05\omega_o$ etkileşim gücü sayesinde hibrit durum ifade edilir. Hibrit durumda, SPP modunun spektral dalgaboyu, esas olarak kavite sınırları ile saçılma etkileşimlerinden kaynaklanan 718 nm' de kırmızıya kayar. Eş zamanlı olarak, nanodeliğin kenarında yoğun LSP modları bu geçici modlardan enerji elde eder (Degiron vd., 2005), bu da 591 nm' de tepe spektral konumunda maviye kaymayla sonuçlanır.

3.4.2. Hesaplamalı Model

Hesaplamalı yaklaşımda zamana bağlı nümerik benzetim sonuçları FDTD metodu kullanılarak elde edilir. FDTD aracılığıyla, yakın-alan, uzak-alan (iletim) ve zamana bağlı güç spektrumları, voltaj ayarlı QE' nin yokluğunda/varlığında hesaplanır. Bir FDTD benzetim kurulumundaki EOT yapısının şeması Şekil 3.10' da gösterilmiştir. EOT yapısı, 200 nm çapında dairesel bir nanodeliğe sahip 100 nm kalınlığında bir altın (Au) filminden oluşur. Au filmi, 2 nm kalınlığında ince Cr' ye yapışan bir cam alttaş üzerine katmanlanır. Arka plan ortamlarının kırılma indisleri hava için $n_a = 1$ ve cam için $n_g = 1.48$ olarak alınır; bunlar sırasıyla Au filmin üstündeki ve altındaki dielektrik arayüzlerine karşılık gelir. Au için frekansa bağlı dielektrik geçirgenlik ϵ_m (Rakic 1998)' den alınmıştır.

Sonsuz bir metal-dielektrik yüzey için z yönünde bir PML kullanılırken, x ve y yönlerinde periyodik sınır koşulları kullanılır. FDTD simülasyon bölgesi, dizinin örgü sabiti p ' yi tanımlayan, xy düzleminde yer alan iki boyutlu bir nanodelik dizisinin birim hücresini kapsar. Bu özel durum için örgü sabiti 400 nm olarak ayarlanmıştır. EOT yapısı, 400 nm - 900 nm ($\lambda_{cen} = 650$ nm) arasında değişen uyarılma dalgaboyuna ve 10 fs atma süresine sahip, cam tarafından z yönünde yayılan bir TM polarize Gauss ışık atması yoluyla uyarılır. Atmanın gelmesiyle plazmon polaritonları metal-cam arayüzünde uyarılır ve kenardaki dipol modlarıyla etkileşime girdikleri nanodeliğe doğru yayılır. Bu plazmon salınımları, geçici doğaları nedeniyle hızla nanodelikten geçerek metal-hava arayüzündeki ikinci mertebe polaritonlara girişim yapar. Her iki arayüzdeki aynı fazlı SPP' lerin kolektif salınımları, LSP ile birlikte yüzey yayılımını güçlendirir ve bu daha sonra olağandışı iletim olarak uzak alana saçılır. Yakın- ve uzak-alan bölgelerindeki çiftlen-



Şekil 3.10. EOT yapısının kesitini içeren FDTD benzetim kurulumunun şematik diyagramı.

miş plazmon modlarının dinamikleri, sistemin iki farklı lokasyondaki spektral tepkisi değerlendirilerek araştırılmıştır. Yakın alan spektrumu için, Şekil 3.10’ da gösterildiği gibi nanodelik köşesinden 2 nm’ lik mesafeye bir nokta monitörü (yeşil kutu) yerleştirilir. İletim spektrumu, hava tarafındaki EOT yapısının 200 nm yukarısına konumlandırılan bir DFT monitörü aracılığıyla elde edilir. Koherent kontrol ve aktif ayarlanabilir anahtarlama için EOT yapısını optimize etmek amacıyla QE, nanodelik boşluğunun içine kenardan 5 nm’ lik uzaklığa yerleştirilir. İki seviyeli bir QE için Lorentz dielektrik fonksiyonu olarak $\epsilon(\omega) = 1 + \epsilon_L \omega_{eg}^2 / (\omega_{eg}^2 - i2\gamma_{eg}\omega_o - \omega_o^2)$ kullanılır (Wu 2010). Bu ilişkide ki ω_{eg} ve γ_{eg} QE’ nin geçiş frekansı ve sönümlenme hızını temsil ederken, ϵ_L ise benzetim hesaplamalarında 0.3 olarak alınan Lorentz geçirgenliği temsil eder.

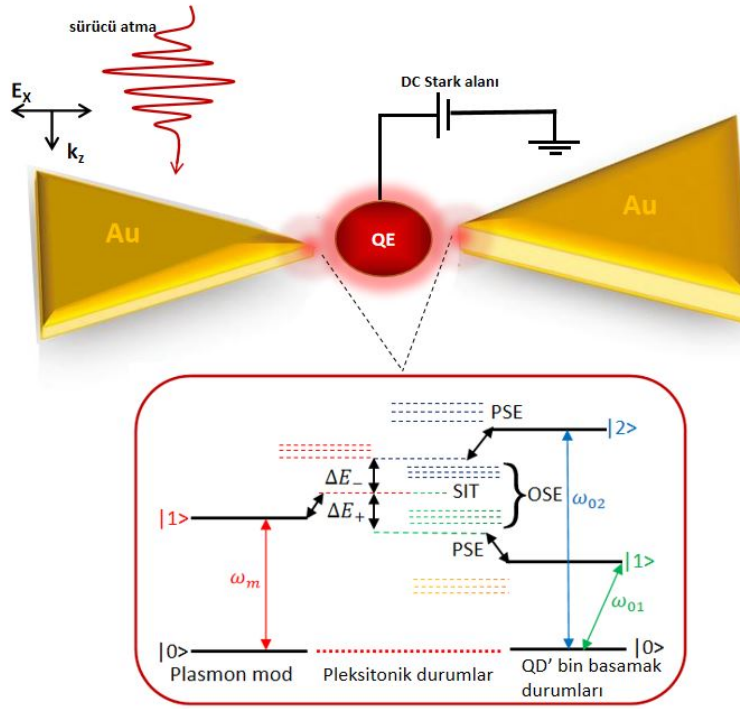
3.5. Voltajla Ayarlanabilen QE Aracılığıyla Pleksitonik Durumların Stark Ayarı

Plazmon kavitelerinin eksiton ile koherent bir şekilde etkileşimi, doğası gereği kontrollü kuantum sisteminin tüm bilgilerine sahip olan, pleksitonik olarak süslenmiş (plexcitonic dressed) durumlar olarak da bilinen karıştırılmış kuantum durumları (mixed quantum states) üretir (Fofang 2008). Burada pleksitonların Stark ayarı iki senaryoda incelen-

miştir. (i) Rezonans dışı uyarılan ve çiftlenen hibrit plazmon yayıcı sistemde, Stark (prob) alanı, üç seviyeli bir QE' nin öz-enerjilerini kaydırır ve rezonansa yakın rezonans dışı durumlarını koherent bir şekilde sürer ve bu da yol girişimine yol açar (Fano rezonansı). Pleksitonların koherent faz kayması, Stark Kaynaklı Şeffaflık (SIT-Stark Induced Transparency) adı verilen bir şeffaflık penceresi oluşturur. Ayrıca Stark alanındaki küçük bir pertürbasyonun, vakum Rabi bölünmesinde ne kadar büyük modülasyon sağladığı incelendi. (ii) Rezonansta çiftlenimli bir sistemdeki Stark alanı, çift Fano rezonansına neden olan iki seviyeli bir QE' nin uyarılmış durumunu bölerek dejenere durumunu ortadan kaldırır.

3.5.1. Teorik Çerçeve

Hibrit bir kuantum plazmonik sistemin dinamikleri, çiftlenimli harmonik osilatör bağlamında bir plazmon modu ile QE arasındaki etkileşimi basitçe tanımlayan analitik bir model formüle edilerek araştırılır (Asif vd., 2022). Hibrit plazmon-yayıcı sistem, Şekil 3.11' de gösterildiği gibi Au' dan oluşturulan papyon nanoanten (Sahin 2019) ve nanodimer arasındaki R mesafesine yerleştirilmiş bir QE' den oluşur. Papyonlu nanoanten, yoğun LSP modları yaratan p-polarize frekanslı (ω_o) ve E_o genlikli kaynakla ışınlanır. $\hat{a}$ ve $\hat{a}^\dagger$ sırasıyla yaratma ve yok etme operatörleri olmak üzere $\hbar\omega_m\hat{a}^\dagger\hat{a}$, LSP modunun pertürbe edilmemiş enerjisi olarak tanımlanır. Sürücü atmanın plazmon modu ile dipol etkileşimi $\mathcal{M} = E_o\mu_m e^{-i\omega_o t}(\hat{a}^\dagger) + H.c$ olarak ifade edilir (Hapuarachchi 2017), burada $\mu_m, \mu_m = -i\sqrt{12\pi\epsilon_o\eta r^3\hbar}$ olarak tanımlanan dipol matris elemanıdır ve r, papyon şeklindeki üçgeninin kenar boyutudur. QE, taban durumları $\hat{\sigma}^\dagger = |e\rangle\langle g|$ yükseltme ve $\hat{\sigma} = |g\rangle\langle e|$ indirgeme operatörleri olarak ifade edilen basamak konfigürasyonunda üç seviyeli bir sistem olarak modellenmiştir. QE' nin $|1\rangle$ and $|2\rangle$ uyarılmış durumlarının geçiş enerjileri sırasıyla $\hbar\omega_{01}$ ve $\hbar\omega_{02}$ olarak tanımlanırken taban durum enerjisi sıfır olarak alınır. Rezonans dışı uyarma altında, sürücü alan ile QE arasındaki etkileşim dikkate alınmaz. Bu nedenle QE' nin dipol çiftlenimi ihmal edilir. Plazmon modu ile QE arasındaki etkileşim, QE' nin dipol momenti (μ_{qe}) ile plazmon alanı M ($f = \mu_{qe}M$) arasındaki enerji transfer hızı olarak tanımlanan çiftlenim gücü (f) olarak ölçülür. Dönen dalga ve dipol yaklaşımları (Li 2021) uygulandıktan sonra hibrit sistemin Jaynes-Cummings Hamilton-



Şekil 3.11. Au papyon nanoanten ve üç seviyeli QE’ den oluşan hibrit bir sistemin şematik diyagramı. QE, hibrit pleksitonik durumlarda Stark kaymalarına neden olan dış voltaja bağlanır.

yeni (Toma 2015; Vasa 2018; Artvin 2020),

$$\hat{\mathcal{H}} = \hbar\Delta_m\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hbar(\Delta_{01} - \Delta E)\hat{\sigma}_{11} + \hbar(\Delta_{02} + \Delta E)\hat{\sigma}_{22} + i\hbar f \sum_j (\hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_{0j} - \hat{a}\hat{\sigma}_{0j}^\dagger) + \mathcal{M} \quad (3.33)$$

şeklinde tanımlanır. Eşitlikte yer alan $\Delta_m = (\omega_m - \omega_o)$ ve $\Delta_{0j} = (\omega_{0j} - \omega_o)$ ($j = 1, 2$ olmak üzere) ifadeleri sırasıyla LSP ve QE’ nin sürücü kaynağıyla olan ayar bozukluğunu (detuning) temsil eder. Eksitonik seviyelerde Stark kaymasını indüklemek için QE, Şekil 3.11’ de gösterildiği gibi dış voltaj öngerilimine bağlanır. İkinci mertebeden pertürbasyon yaklaşımı altında, QE’ nin uyarılmış durumlarında üretilen Stark kayması (ΔE), ikinci mertebeden Stark kayması olarak anılır ve $\Delta E = -1/2\alpha E^2$ bağıntısıyla hesaplanır. Bağıntıda yer alan E uygulanan elektrik alanını ve α atom sisteminin polarize edilebilirliğini temsil eder. Ayrıca, a_o Bohr yarıçapıdır ve $9/2(a_o)^3$ ’ den türetilmiştir (Bransden 2014). Bu basit modelde elektron spini ve rölativistik düzeltme ve Lamb kayması gibi diğer et-

kiler, uygulanan elektrik alanla karşılaştırıldığında küçüktür ve böylece göz ardı edilir. Doğrusal Stark etkisinin aksine, uygulanan elektrik alandan kaynaklanan enerji durumunun indüklenen dipol momentine bağlı olarak, ikinci mertebeden Stark kayması üretilir. İkinci mertebeden Stark etkisi için μ_{qe} ’daki değişiklik ikinci mertebeden alan gücüne bağlıdır. Belirli bir f değeri için, QE konumundaki kavite alan gücü sabittir ve uygulanan Stark alanına bağlı olarak indüklenen dipol momentinde değişiklik meydana gelir. Bu şekilde, alan gücü arttıkça indüklenen dipol momenti daha önemli hale gelir ve bu da pleksitonik durumlarda belirgin bir kaymaya neden olur. Ayrıca sistemin ortam rezervuarı ile etkileşimi dikkate alındığında, plazmon-yayıcı sistem Markov yaklaşımı altında açık bir kuantum sistemi gibi davranmaktadır (Breuer 2007). Şimdi, hibrit plazmon-yayıcı sistemin tam kuantum dinamiği, Heisenberg-Langevin yaklaşımı (Waks 2010) yoluyla Hamiltonyenin çözülmesiyle türetilmiştir ve hareket denklemleri aşağıda belirtildiği gibidir.

$$\hat{a} = \frac{i}{\hbar}[\hat{a}, \hat{\mathcal{H}}] - \frac{\gamma_m}{2}\hat{a} \quad (3.34)$$

$$\hat{\sigma}_{0j} = \frac{i}{\hbar}[\hat{\sigma}_{0j}, \hat{\mathcal{H}}] - \frac{\gamma_{0j}}{2}\hat{\sigma}_{0j} \quad (3.35)$$

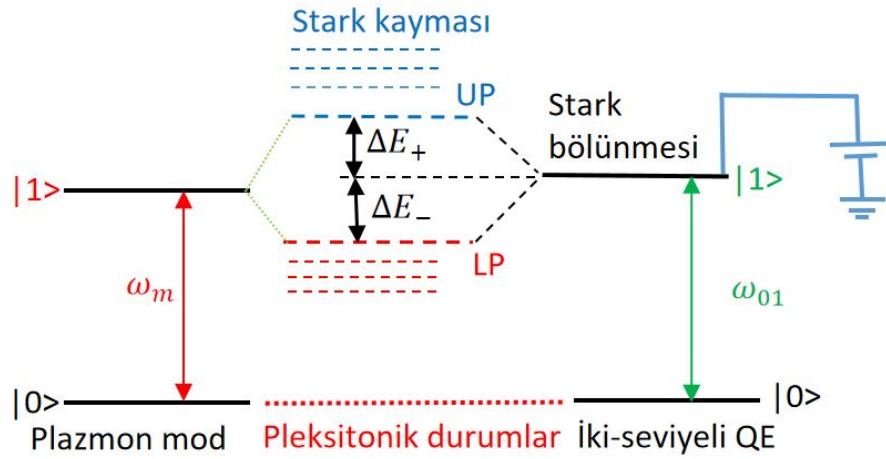
Bu denklemler, Heisenberg hareket denklemini, plazmon modunun sönümlenme hızlarını (γ_m) ve QE’ nin eksitonik seviyelerini (γ_{0j}) belirleyen rezervuar ile Markovian etkileşiminden kaynaklanan sönümleme terimleriyle birleştirir. Bozonik komütasyon ilişkileri kullanılarak QE’ nin plazmon modunun genliği $\langle \hat{a} \rangle$ ve köşegen dışı yoğunluk matris elemanları $\langle \hat{\sigma}_{0j} \rangle$ için türetilen hareket denklemleri,

$$\langle \hat{a} \rangle = -[i(\Delta_m + \gamma_m/2)]\langle \hat{a} \rangle + f\langle \hat{\sigma}_{01} \rangle + f\langle \hat{\sigma}_{02} \rangle + \mathcal{M} \quad (3.36)$$

$$\langle \hat{\sigma}_{01} \rangle = -[i(\Delta_{01} + \Delta E) + \gamma_{01}/2]\langle \hat{\sigma}_{01} \rangle + f\langle \hat{a} \rangle \quad (3.37)$$

$$\langle \hat{\sigma}_{02} \rangle = -[i(\Delta_{02} - \Delta E) + \gamma_{02}/2]\langle \hat{\sigma}_{02} \rangle + f\langle \hat{a} \rangle \quad (3.38)$$

ile verilir. Zayıf alan sınırında, eksitonik popülasyon $\langle \hat{\sigma}_{0j}^\dagger \hat{\sigma}_{0j} \rangle \ll 1$ ’ dir ve dolayısıyla $\langle \hat{\sigma}_{00} \rangle = 1$ ve $\langle \hat{\sigma}_{jj} \rangle = 0$ ’ dır. Eşitlik (3.36)-(3.38)’ in zaman evrimi Runge-Kutta yöntemi aracılığıyla nümerik olarak gerçekleştirilir ve hibrit plazmon-yayıcı sistemin ortaya çıkan saçılım yoğunluğu $I_{sca} = |\langle \hat{\sigma}_{0j} \rangle + \langle \hat{a} \rangle|^2$ ilişkisi ile hesaplanır.



Şekil 3.12. Rezonans çiftlenimli plazmon-yayıcı sisteminde çift Fano rezonans ve Stark ayarlı pleksitonik durumlar.

İki seviyeli QE’ de Stark kaynaklı bölünme, rezonansa çiftlenmiş plazmon yayıcı sistemde çift Fano rezonansını ve Rabi bölünmesini indükleyen Stark alanı aracılığıyla gösterilmektedir. Bunun için iki seviyeli QE’ nin plazmon modu ve köşegen dışı yoğunluk matris elemanları için hareket denklemleri aşağıdaki gibi tanımlanır,

$$\langle \hat{a} \rangle = -[i(\Delta_m + \gamma_m/2)]\langle \hat{a} \rangle + f\langle \hat{\sigma}_{01} \rangle + f\langle \hat{\sigma}_{02} \rangle + \mathcal{M} \quad (3.39)$$

$$\langle \hat{\sigma}_{01} \rangle = -[i(\Delta_j + \Delta E_-) + \gamma_{01}/2]\langle \hat{\sigma}_{01} \rangle + f\langle \hat{a} \rangle \quad (3.40)$$

$$\langle \hat{\sigma}_{02} \rangle = -[i(\Delta_j - \Delta E_+) + \gamma_{02}/2]\langle \hat{\sigma}_{02} \rangle + f\langle \hat{a} \rangle. \quad (3.41)$$

Burada, $\Delta_j = (\omega_{01} - \omega_m)$, inceleme alanı QE’ nin uyarılmış durumunu ω_{01} öz-enerjiye böler ve seviyelerdeki değişim ΔE olarak değerlendirilir (Şekil 3.12). Rezonans dışı uyarım için sürücü alanının frekansı $\omega_o = 1.997$ eV olarak alınır. Bununla birlikte, plazmon modu ve QE, sırasıyla $\omega_m = 2.64$ eV ve $\omega_{01} = 2.68$ eV olan öz-enerjilerle rezonans bir şekilde çiftlenir. Bunun yanı sıra, γ_m , γ_{0j} ve $\mathcal{M}$ değerleri Şekil 4.21’ de tanımlananlarla aynıdır. Eşitlik (3.39)-(3.41)’ nin zaman evrimi nümerik olarak gerçekleştirildikten sonra, hibrit sistemin saçılan yoğunluğu (I_{sca}), uyarılma dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak hesaplanır. Şekil 3.12’ de Stark alanının farklı değerleri için pleksitonik durumların enerji spektrumları gösterilmektedir.

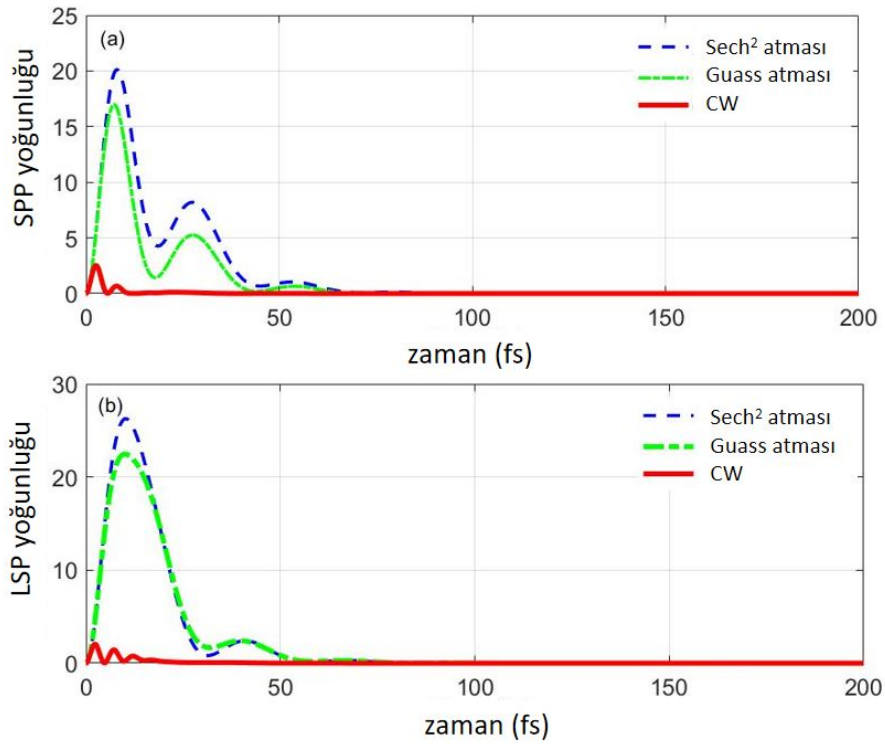
4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu bölümde, ultra-kısa atma ve voltaj ayarlı QE' nin etkileşimi altında plazmon alan genliklerinin hem teorik hem de hesaplamalı analizi gösterilmektedir. Sonuçlar, sürücü atmanın spektral ve zamansal özelliklerini ayarlayarak SPP ve LSP modlarının dinamiklerindeki uzaysal, spektral ve zamansal modülasyonun ayrıntılı analizini göstermektedir. Geleneksel CW uyarımı tarafından yönetilen sistemin durağan durum tepkisi ile karşılaştırmalı bir analiz de sunulmaktadır. Sonuçlar, geleneksel CW uyarımının aksine, ultra-kısa atmanın zamansal olarak uyarlanması ve spektral ayarlanması, yoğun nano ölçekli alanda ve plazmon modlarının ortalama salınım ömründe önemli bir artışa yol açar; bu, EOT cihazından gelen aktarımın %95' ini aşan EOT sinyalini güçlü bir şekilde değiştirir. Ayrıca, doğrusal ve doğrusal olmayan plazmon modlarının yaşam sürelerinin artırılması, uzun ömürlü QE ile resmedilmektedir. EOT sinyalinin elektro-optik ayarlama yoluyla frekans modülasyonu tartışılmaktadır. Son olarak rezonans ve rezonans dışı şemalarda pleksitonik modların Stark ayarı ayrıntılı olarak analiz edilmiştir.

4.1. Atma İle Sürülen EOT' nin Tamamen Optik Ayarı

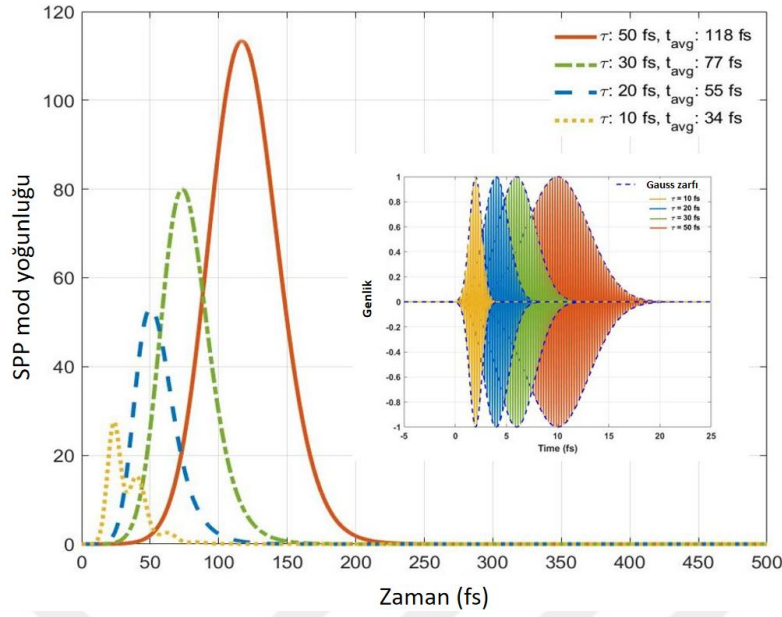
4.1.1. Atma Şeklinin ve Zamansal Bant Genişliğinin Plazmon Rezonanslarına Etkisi

Burada, atma zarfının zamansal şekli ve genişliğinin plazmon mod yoğunluğu ve salınım süresi üzerindeki etkisi araştırılmaktadır. Sistemin tepkisi Eşitlik (3.4) ve Eşitlik (3.5)' ten hesaplanır ve Şekil 4.1 (a,b)' de gösterildiği gibi SPP ve LSP alan yoğunlukları zamanın bir fonksiyonu olarak çizilir. CW uyarımı durumunda, her iki modun (SPP/LSP) alan yoğunluğu oldukça küçüktür ve 10 fs' den kısa bir süre sonra sönümlenir. Bunun aksine, Şekil 4.1 (a)' da $Sech^2$ atma uyarımı için SPP mod yoğunluğunda 10 kat bir artış gözlenir ve Gauss atması ve 60 fs' ye kadar yavaşça sönümlenen salınımların izlediği Gauss atması için 8 kattır. Öte yandan, nanodeliğin kenarında enerji birikmesinden kaynaklanan lokal dipol modları, Şekil 4.1 (b)' de gösterildiği gibi geniş bir çizgi genişliğine sahip $Sech^2$ atma durumu için alan yoğunluğunda maksimum 13 kat artış sağlar. Mod yoğunluklarındaki ve salınım periyodundaki artış esas olarak, metal arayüzlerde ve



Şekil 4.1. Gaussian, $Sech^2$ atma ve sürekli dalga (CW) uyarma kaynakları için zamanın bir fonksiyonu olarak SPP ve LSP alan yoğunlukları. Spektral parametreler, $\omega_p = 1.07\omega_o$, $\omega_l = 1.25\omega_o$, $\gamma_{p,l} = 0.04\omega_o$, $\tau = 10$ fs ve $f_{p,l} = 0.1\omega_o$ olarak alınmıştır.

nanodelik kenarı çevresinde aynı anda yüksek enerjili faz-kilitlemeli (phase-locked) plazmon polaritonlarını uyaran ultra-kısa atmanın yüksek tepe gücünden kaynaklanmaktadır. Ayrıca, zarfın taşıyıcı frekansı koherent polaritonik durumlara sahip birden fazla SPP-Bloch modunu sürer ve bu normal modların girişimi ise plazmon yoğunluğunu önemli ölçüde artırır. Plazmon yoğunluğundaki güçlenmenin yanı sıra atmanın plazmon tepkisinde eğrinin çizgi genişliğinin de genişlediği gözlenmiştir. Bu genişleme, koherent ve koherent olmayan SPP ve LSP modlarının nano ölçekli mesafeler içindeki güçlü çiftleniminden kaynaklanmaktadır. Sonuç olarak, bu salınım modları farklı spektral fazlar nedeniyle hibridizasyona uğrar. Her modun rezonans enerjisi, yoğunluk eğrisinin çizgi genişliğini genişleten karışık hibrit durumlardan etkilenir. Ayrıca zarfın bant genişliğini tanımlayan atma süresi, plazmonik alanın zamansal olarak genişlemesine yol açar. Atma süresinin plazmon modlarının salınım süresi üzerindeki geçici etkisini araştırmak için Gauss zar-



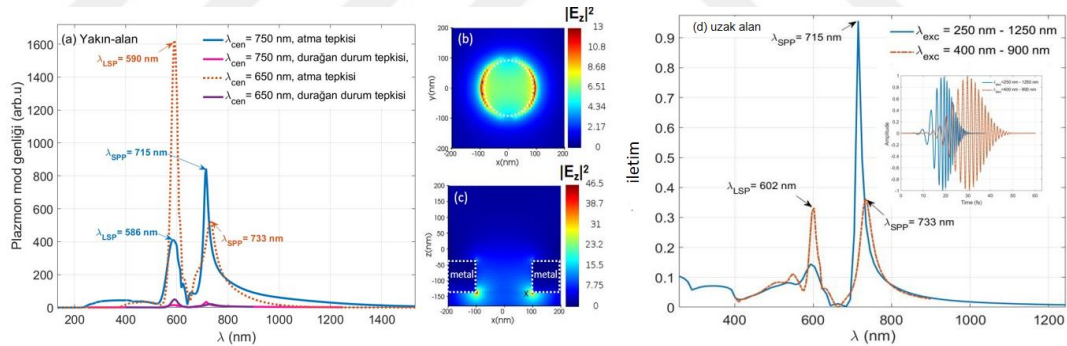
Şekil 4.2. Çeşitli atma süreleri için SPP' nin alan-zaman profili. Ek şekil, farklı FWHM' ye sahip Gauss atmalarının zamansal dalga biçimlerini gösterir. SPP salınımlarının ortalama salınım ömrü atma genişliğiyle doğrusal olarak artar. Parametreler $\omega_p = 1.05\omega_o$, $\gamma_p = 0.04\omega_o$ ve $f_p = 0.1\omega_o$ olarak alınır.

fının FWHM' si çeşitli atma sürelerine ayarlanmıştır. Şekil 4.2' de, ilgili atma genişliği için Eşitlik (3.7)' den SPP' nin elde edilen ortalama salınım ömrü ile zamanın bir fonksiyonu olarak elde edilen SPP alan dağılımını göstermektedir. Şekil 4.2' deki ek şekil, farklı atma sürelerine sahip Gauss atmalarının zamansal dalga biçimlerini göstermektedir. CW kaynağı yoluyla uyarılan plazmonik sistem için, Eşitlik (3.7)' den hesaplanan SPP rezonanslarının ortalama yaşam süresi (Şekil 4.1 (a)' daki kırmızı eğri) 10 fs' dir. Oysa 10 fs' lik Gauss atmasının etkisi altındaki SPP (Şekil 4.1 (a)) 34 fs' lik yaşam süresiyle yavaşça sönümlenir. Atma süresindeki daha fazla artış, plazmon salınımlarının sönümlenme dinamiklerini büyük ölçüde değiştirir. Şekil 4.2' deki güç spektrumları, atma sürelerinin artırılmasıyla SPP modlarının yoğunluğu ve bant genişliğindeki artışı göstermektedir. 20 fs' lik bir atma için, yayılma modlarının ortalama salınım süresi 55 fs' dir ve bu, 50 fs' lik bir atma için 118 fs' yi aşar. Polaritonik durumların lokal yoğunluğundaki atma kaynaklı değişikliklerin (Shahbazyan 2016), plazmon sönümlemesini önemli ölçüde değiştirdiği ve salınımları daha uzun süre sürdüğü açıktır. Artırılmış uzaysal ve zamansal özelliklere

sahip bu SPP' ler, ışığın olağandışı iletiminin özelliklerini modüle eder. Koherent optik ayarlama yoluyla enerji yoğunluğundaki ve iletim yoğunluğundaki artışı görselleştirmek için FDTD metodu kullanılarak 3 boyutlu nümerik benzetimleri gerçekleştirilir.

4.1.2. Frekans Alanındaki Plazmon Modlarının Yakın- ve Uzak-Alan Güç Spektrumları

Bu bölümde öncelikle, sürücü kaynağın iki farklı taşıyıcı dalgaboyu için metal-cam arayüzünde nanodelik kenarına yakın yerde (Şekil 4.3 (c)' de X noktası) plazmon mod genliği hesaplanır. Spektrum, Şekil 4.3 (a)' da gösterildiği gibi, sistemin atma ve durağan durum tepkisindeki mod genliklerinin karşılaştırmasını göstermektedir. Ek şekil, CW normalizasyonundan hesaplanan durağan durumdaki alan genliğinin yakınlştırılmış görünümünü gösterir; bu, zamana bağlı sürücü atmasına normalize edilmiş sistemin itiş gücü tepkisini sağlar. Her iki sürücü kaynağı için de hibrit plazmon modlarının spektral konumları ve durağan durum alan genlikleri teorik sonuçlarla yakın uyum içindedir (Şekil 3.3). Durağan durumun aksine, atma tepkisi, tahmin edildiği gibi plazmon alan yoğun-



Şekil 4.3. (a) Nanodelik kenarına yakın frekans alanındaki elektrik alan genliği (750 nm ve 650 nm uyarıcı atmalar için X noktası). Ek şekil, CW uyarımı için sistemin durağan durum tepkisindeki alan genliğini gösterir. 750 nm' lik atma için birim hücrenin (b) xz ve (c) xy düzlemindeki güç yoğunluğu dağılımı; veriler iletilen en yüksek dalgaboyu olan 715 nm' de kaydedilir. Kesikli çizgiler metal sınırlarını gösterir. (d) İki farklı spektral bant için Au nanodelik dizisi sisteminin olağandışı iletim spektrumları. Ekte ise Gauss atmalarının zamansal dalga formları gösterilmektedir.

luğunda önemli bir artış gösterir. Ayrıca, plazmon modlarının spektral konumlarındaki değişiklik, sürücü alanın taşıyıcı frekansının ayarlanmasıyla gözlemlenir. 650 nm dalga-boylu atma için yakın alan spektrumu, çiftlenimli durumda LSP ve SPP modlarının iki baskın maksimumunu gösterir (yani Rayleigh dalgaboyunun altındaki maksimum ($\lambda_R = 600$ nm) (Rodrigo 2016)). 590 nm dalgaboyu, lokalize dipol rezonanslarıyla (λ_{lsp}) ilişkilendirilirken, 733 nm’ de görünen maksimum, yayılan yüzey modlarından (λ_{spp}) kaynaklanır. İlginç bir şekilde, dipol modlarının gelen foton enerjisiyle güçlü ve koherent çiftlenimi nedeniyle LSP alanı, SPP’ ye kıyasla daha yoğundur. Bununla birlikte, 750 nm dalgaboylu atma için, rezonans enerjileri (her iki mod), tepe genliklerindeki değişikliklerle birlikte maviye kayar. Bu durumda, yayılma modları, LSP’ ye (583 nm) kıyasla 715 nm’ de alan genliğini yükselten faz-kilitlemeli SPP modlarının girişi nedeniyle daha fazla güç kazanır.

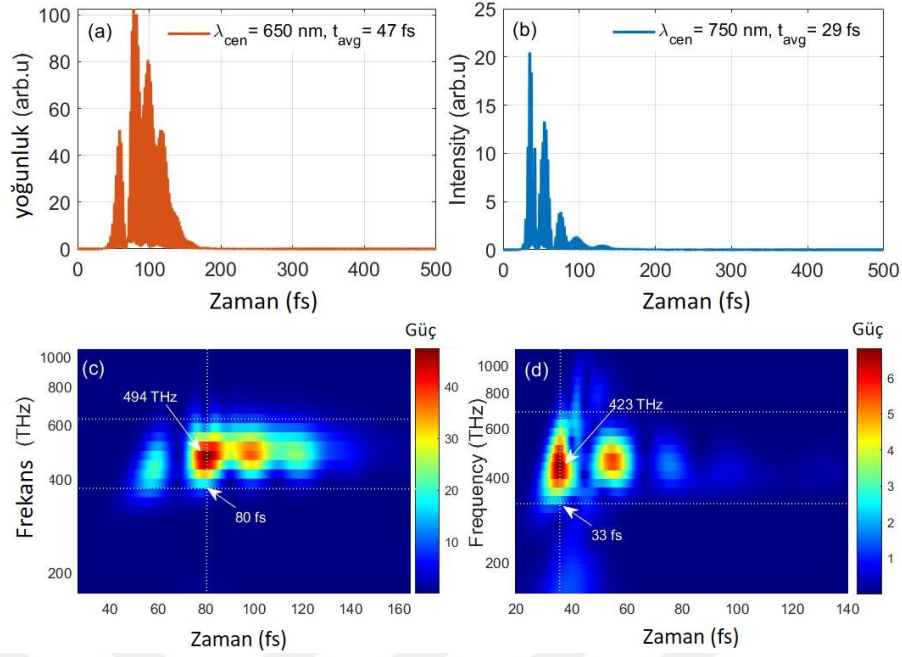
Plazmon spektrumundaki düşüş, LSP ve SPP modlarının nanodelik kenarına ve metal yüzeye yakın güçlü hibridizasyonu nedeniyle meydana gelir ve bu, belirli bir frekansta plazmon tarafından indüklenen şeffaflığa yol açar (Zahir vd., 2023; Iqbal vd., 2022). Ayrıca, nanodelikler arasındaki nano ölçekli mesafe, sırasıyla nanodelikten saçılan ışınım modlarının ve dairesel kavitenin kenarındaki daha yüksek çok kutuplu modların (ışınımlı olmayan) yol girişimine neden olur (Giannini vd., 2010). Bu etki nihayetinde çiftlenimli plazmonik sistem içinde Fano rezonansını indükler (Genet vd., 2003; Luk’yanchuk vd., 2010; Lee 2022), bu da belirli dalgaboylarında olağandışı optik geçirgenliğini önemli ölçüde güçlendirir veya baskılar. LSP ve SPP modlarının uzaysal dinamiklerinin iletim özellikleri üzerindeki etkisini açıklamak için yakın-alan dağılımı, EOT yapısının xy ve xz düzleminde 750 nm’ lik atma için 2 boyutlu frekans alanı monitörü aracılığıyla ölçülür. Güç spektrumu (Şekil 4.3 (b)) metal-hava arayüzündeki nanodeliğin etrafındaki yoğun lokalize alanın üstten görünüşünü göstermektedir. Şekil 4.3 (c), kavite kenarlarında (metal-cam arayüzü), metal düzlemin diğer bölümlerinin aksine, SPP ve LSP modlarının çiftlenmesinden dolayı alan genliğinin daha fazla güç kazandığını gösterir.

Olağandışı iletim spektrumları, Şekil 4.3 (d)’ de gösterildiği gibi iki farklı geniş bantlı atma uyarımı için ölçülür ve ek şekilde Gauss atmalarının zamansal profilleri gösterilir. Geniş bantlı (750 nm) atma için spektrumlar, λ_{spp} ve λ_{lsp} rezonans dalgaboylarıyla ilişkili iki EOT modunu gösterir. 715 nm’ de, 733 nm’ deki maksimuma kıyasla maksi-

mumun geçirgenliğinde üç kat artış/güçlenme meydana gelir. Bunun nedeni, birden fazla SPP-Bloch modunun koherent uyarılmasını indükleyen ve nanodeliğin girişinde ve çıkışında faz-kilitlemeli lokal (kenarda) ve kısa menzilli (SR-short range) yayılma modlarının üst üste gelmesine izin veren Gauss atmasının büyük spektral bant genişliğinden kaynaklanmaktadır. SR sızıntı modları büyük bir elektromanyetik durum yoğunluğu sunduğundan, gelen ışığın geniş bantlı TM bileşenlerine kolayca çiftlenir. Ayrıca kesme dalgaboyu, metalin yüzey derinliğinden daha büyüktür, bu da koherent SPP rezonanslarının metal filmin her iki arayüzünde de güçlü bir şekilde çiftlenimini sağlar. Koherent fazlara sahip hem sızan hem de bağlı rezonans durumları, EOT sinyalinin tepe yoğunluğunu 0.95' e artırır; bu da, EOT yapısından gelen ışığın %95' lik iletimine karşılık gelir. Bunun aksine, dar bantlı (650 nm) atmayla, 733 nm' de 0.35 kırmızıya kayan tepe geçirgenliğine sahip iki EOT modu verir. Maksimum noktası, birinci mertebeden kırınımında serbest-uzay alanına çiftlenen lokalize olmuş normal modlar tarafından desteklenen iletilen mod nedeniyle $\lambda_R = 600$ nm' de rezonansa yakın ortaya çıkar. Hibrit plazmon modlarının ultra-hızlı bir sürücü atması aracılığıyla koherent kontrolü, EOT sinyalinin isteğe bağlı olarak aktif olarak ayarlanmasını sağlar ve bu, ultra-hızlı optik anahtarlama kullanıldığını gösterir (Zhang 2019; de Galarreta vd., 2022). Ayrıca, yakın alanların yakınındaki plazmonu görüntülemek için izleyici sürücü alan deneylerini kullanan mevcut deneysel araştırmaların (Koya 2022) aksine; sonuçlar, çiftlenmiş plazmon rezonansları üzerinde kontrolün olduğunu ve bunların spektral ve zamansal davranışlarının yalnızca bir optik sürücü atması ile gerçek zamanlı olarak uyarlandığını göstermektedir.

4.1.3. Yakın-Alan Plazmon Rezonansları İçin Zaman-Çözümlemeli Spektrum

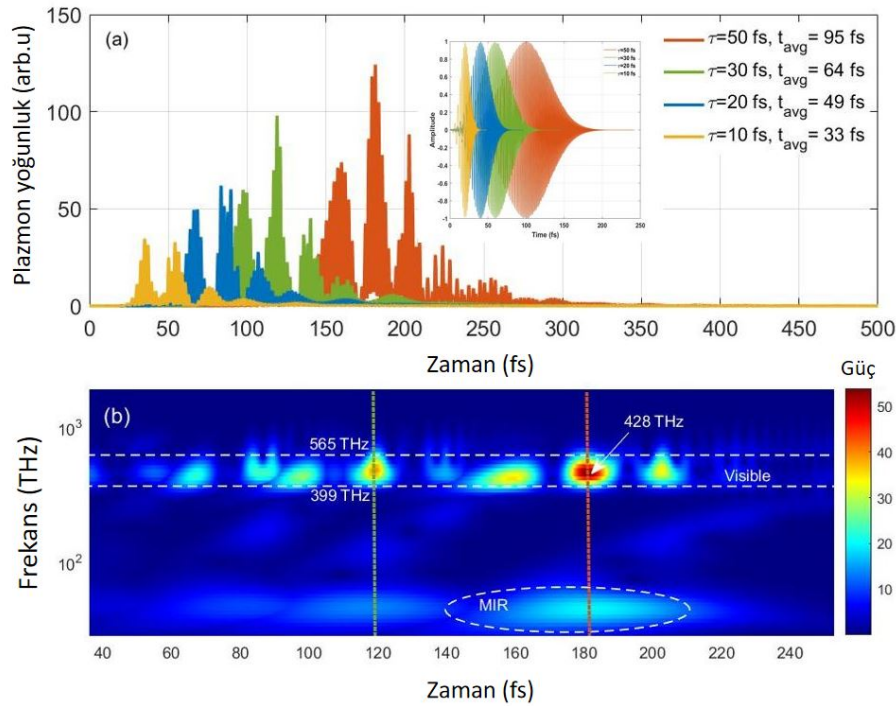
Bu bölümde, alan-zaman dağılımına ve karmaşık Morlet dalgacık analizine dayalı olarak plazmon modlarının zamansal ve spektral dinamikleri analiz edilmektedir. Genel olarak, FDTD' deki plazmon modlarının spektroskopik özellikleri, frekans-alanı spektrumu yoluyla veya zamana bağlı elektrik alanı sinyalinin Fourier dönüşümü alınarak türetilir. İkinci durumda, güç spektrumu her bir frekans bileşeninin zaman alanı karakterini ve onun zaman evrimini ortaya çıkaramaz. Plazmon modunun zaman-çözümlemeli spektral dinamiklerini anlamak için, koherent plazmon salınımlarının zaman ölçeği içindeki zaman-frekans uzayındaki plazmonik sinyalin karmaşık spektral ve zamansal özelliklerle-



Şekil 4.4. (a) $\tau = 10$ fs süreli 650 nm' lik bir atma ve 30 fs ofset süresi ve (b) $\tau = 6$ fs ve 18 fs atma ofsetine sahip 750 nm geniş bant darbesi için nanodelik kenarına (X noktası) yakın zamanın bir fonksiyonu olarak elektrik alanı yoğunluğu. (c), (d) Plazmon modlarının ilgili alan-zaman profilleri için sürekli dalgacık dönüşümü (CWT-Continuous Wavelet Transform) spektrumları.

rini ayrıştıran sürekli dalgacık dönüşümü (CWT-Continuous Wavelet Transform) kullanılır. Bu, sistemdeki baskın normal modları ve bu modların zaman içinde nasıl değiştiğini ve EOT sinyaline nasıl katkıda bulunduğunu belirlemeye olanak tanır. Zaman-bağlı bir plazmonik sinyal, farklı frekanslarda salınan modların kombinasyonundan oluşur. Lokal frekans bilgisini çıkarmak için, metal-cam arayüzündeki nanodelik kenarına yakın yerleştirilen alan-zaman monitöründen elde edilen elektrik alan güç spektrumu üzerinde CWT gerçekleştirilir. Şekil 4.4 (a) ve (b), 650 nm ve 750 nm' lik atmalar için plazmon modlarının nümerik olarak benzetimi yapılan yakın alan güç spektrumlarını göstermektedir. Her spektrum, impulsif uyarımı takiben çiftlenimli plazmonların sönümlü periyodik salınımlarını sergiler. Şekil 4.4 (a)' da, 80 fs civarında maksimum yoğunluğa sahip plazmon salınımları, 120 fs' den kısa bir süre sonra sönümlenen maksimum zarf konumunda uyarılan rezonans LSP modlarına karşılık gelir. Bunun aksine, Şekil 4.4 (b)' de, ultra-kısa

atmanın geniş spektral bandı, lokal alanları dışarıya doğru yayılan modlarla çiftlenen ve nanodelik kenarı yakınında LSP' nin daha düşük alan kuvvetiyle sonuçlanan SPP modlarının biriken yolları arasında yapıcı girişime neden olur. Şekil 4.3 (a)' da, λ_{lsp} noktasındaki maksimumun genliği ile açık bir korelasyon gösterir; bu, 750 nm' lik atmadaki LSP salınımlarının aksine daha yoğundur. Şimdi güç spektrumundaki aktif rezonans modlarını belirlemek için, Şekil 4.4 (a) ve (b) şekillerindeki alan-zaman profilleri üzerinde ayrı ayrı CWT gerçekleştirilir. Bir zaman alanı sinyali $E(t)$ için, Morley dalgacık yöntemi (Deng



Şekil 4.5. (a) X noktasında ölçülen farklı atma süreleri için zamanın bir fonksiyonu olarak elektrik alan güç spektrumları. Şekil eki: Farklı τ için Gauss atmaları. (b) Her eğriye karşılık gelen rezonans modlarının anlık frekanslarının zamana bağlı dağılımını temsil eden bir CWT spektrogramı.

vd., 2005) kullanılarak CWT, $S(w, a)$

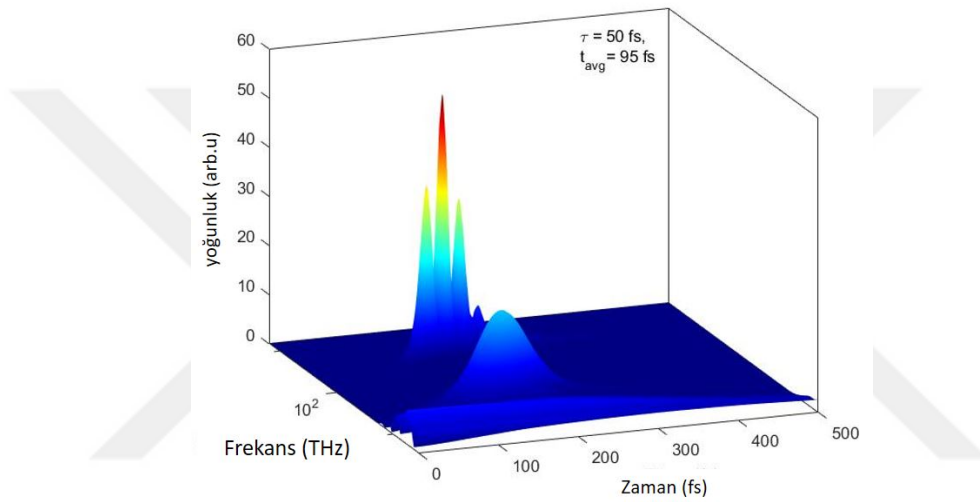
$$S(a, w) = \frac{1}{\sqrt{(a)}} \int_{-\infty}^{\infty} E_z(t) \psi^* \left(\frac{t-w}{a} \right) dx, \quad (4.1)$$

şeklinde tanımlanır. Burada, a ölçek çarpanı ve w dalgacık dönüşümünün zaman-bağlı öteleme çarpanı olup sırasıyla zaman-frekans dağılımının frekansına ve zamanına bağlıdır. $\psi^* \left(\frac{t-w}{a} \right)$, Morlet dalgacık fonksiyonunun karmaşık eşleniğidir ve karmaşık elektrik

alanı genliği ile Gauss penceresinin çarpımı olarak tanımlanır,

$$\psi(t) = \frac{1}{(\pi)^{1/4}} e^{-i\omega_c t - \frac{t^2}{2\tau_b^2}}. \quad (4.2)$$

Eşitlikteki τ_b , bant genişliği parametresidir ve ω_c dalgacığın merkezi frekansıdır. Ölçek ve frekans parametreleri seçilerek ve Matlab yazılımındaki CWT algoritması kullanılarak, zaman ve frekans-çözümlemeli CWT spektrumları Şekil 4.4 (c) ve 4.4 (d)' de gösterildiği gibi çizilir. CWT spektrogramı, sisteme akan maksimum güçle birlikte belirli bir anda sistemde gelişen baskın rezonans modlarının anlık frekansının olasılık dağılımını gösterir.



Şekil 4.6. 750 nm' lik atma ve 50 fs' lik süre için zaman alanındaki plazmon modlarının spektral dağılımının 3 boyutlu haritası. Çiftlenimli rezonans modlarının ortalama salınım süresi 95 fs' dir.

Şekil 4.4 (c)' de, 430 THz ve 529 THz aralığındaki baskın frekans bandı, 50 fs' den itibaren salınmaya başlar ve 120 fs civarında sönümlenir. Bu bantta 494 THz, 608 nm dalgaboyuna karşılık gelen yüksek mertebeli moddur ve en yüksek maksimum noktasının gücü 80 fs' de görünür, bu da nanodelikten geçen toplam alanın %35' ine katkıda bulunur. Bunun aksine, Şekil 4.4 (d)' de mod dağılım haritası, 25 fs' den başlayıp 70 fs civarında biten, 344 THz' den 642 THz' e kadar geniş bir bantta aktif baskın modları gösterir. Bu durumda, baskın rezonans modları ile uzak frekans bantları arasındaki enerji alışverişi, yoğun bir EOT sinyaline yol açan yayılma modlarının koherent salınımını güçlendirir. 423 THz frekansa ve 709 nm taşıyıcı dalgaboyuna sahip daha yüksek mertebeli

TM₀₁ modu, 33 fs' de maksimum yoğunluğa ve alan genişliğinde çok daha hızlı bir düşüşe sahiptir. Her iki durumda da salınım modlarının hızlı sönüm dinamikleri, Eşitlik (4.1)' den plazmon modlarının ortalama ömürleri hesaplanarak araştırılır. Şekil 4.4 (a)' da, 10 fs' lik bir Gauss atması tarafından uyarılan plazmon modlarının ortalama ömrü 47 fs' dir. Buna karşılık, 6 fs' lik bir atma için elde edilen güç spektrumu (Şekil 4.4 (b)) ortalama 29 fs' lik bir ömürle plazmon modlarının hızlı bir şekilde sönümlendiğini gösterir. SPP' nin sönümlenme zamanından daha kısa atma süresi için, metal-cam arayüzündeki uyarım impulsiftir ve yayılma dinamikleri, plazmon rezonanslarının salınım gücüne göre değişir. Her iki durumda da plazmon modlarının salınım zamanlarındaki fark, sürücü atmanın zamansal ve spektral genişliklerinden kaynaklanmaktadır. Örneğin, 750 nm' lik bir atmada, büyük bir spektral genişlik, sistemdeki birden fazla SPP modunu harekete geçirir. Ancak küçük atma süresi nedeniyle, plazmon modlarının bozunma dinamiklerinde dikkate değer bir değişiklik gözlenmez.

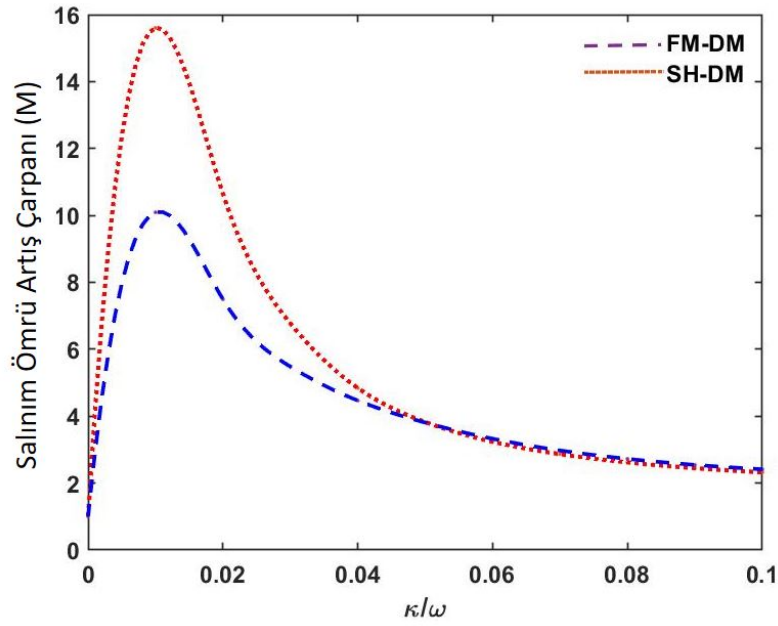
Daha sonra, hibrit plazmon modlarının yoğunluğundaki ve salınım süresindeki değişiklik, atma süresi değiştirilerek analiz edildi. Şekil 4.5 (a) ve (b) nanodelik köşesinin yakınında ölçülen farklı τ (750 nm) değerleri için elde edilen güç spektrumlarını ve baskın rezonans modlarının anlık dağılımını temsil eden ve karşılık gelen CWT spektrogramını gösterir. 10 fs' lik bir atma için, nanodelik kenarına yakın salınan plazmon modunun ortalama salınım ömrü 33 fs' ye kadar artmıştır. Atma genişliği genişledikçe, sönümlenen plazmonlar, atma zarfının süresine bağlı olarak sürücü atmadan enerji kazanır. 20, 30 ve 50 fs' lik atmalar için, zamansal modülasyon, Şekil 4.2' de elde edilen analitik sonuçlarımızla uyumlu olarak, plazmon modlarının ortalama ömründe önemli bir artış sağlar.

Şekil 4.5 (b)' de, CWT spektrogramı, Şekil 4.5 (a)' nın her spektrumundaki baskın rezonans modlarını ve bunların zaman içindeki evrimini gösterir. Güç spektrumları, plazmon modlarının uzaysal ve zamansal koherensinin, sürücü alanının zamansal profiline güçlü bir şekilde bağlı olduğunu göstermektedir. Atma genişliğinin değiştirilmesiyle, atma enerjisindeki artış, plazmon modlarının salınım gücünü ve sönümlenme uzunluğunu modüle eder. Yüksek alan yoğunluğuna ve artırılmış zamansal çözünürlüğe sahip bu modlar, görünür spektral bölgede (399 THz - 565 THz) lokal olarak daha fazla hapsedilmiştir. 50 fs' lik bir atma durumunda, 180 fs' de meydana gelen baskın rezonans modlarının (428 THz - 459 THz frekansları) koherent girişimi EOT sinyaline katkıda bulunur. Bu zaman-

sal pencerede, orta kızılötesi (MIR-Mid-infrared) bölgesinde de uzun menzilli modların (uzun sönümlenme uzunluklarına sahip) küçük bir bant görünür. 50 fs' lik Gauss atması tarafından uyarılan periyodik salınımların 3 boyutlu gösterimi, Şekil 4.6' da gösterildiği gibi, nanodelik kenarına yakın lokal elektrik alan bileşenlerinin zamana bağlı spektral dağılımını gösteren 3 boyutlu skalogram ile verilmiştir ve salınım eğilimleri, plazmonik sistemdeki yüksek ve düşük mertebeli SPP ve LSP modları tarafından yönetilir.

4.2. Doğrusal Olmayan Plazmon Modunun Yaşam Süresinin Artışı

Bu bölümde, salınım ömrü artış çarpanı M , κ çiftlenim gücünün bir fonksiyonu olarak hem FM hem de SH plazmon modları için Eşitlik (3.20) kullanılarak hesaplanır. DM çiftlenimi altında FM ve SH plazmon modunun yaşam süreleri arasındaki karşılaştırma Şekil 4.7' de gösterilmektedir. Çünkü, SH modunun genliği FM' nin karmaşık genliğinin karesi ile orantılıdır. Bu nedenle, SH-DM çiftlenimli sistemin normalize edilmiş yaşam süresi, FM-DM çiftlenimli sisteme kıyasla %50 daha fazladır (Şekil 4.7 noktalı eğri). Ayrıca, artış çarpanları, DM' nin rezonans frekansına bağlılığını belirleyen çiftlenim gücünün optimum değerinde maksimum yapar. Bunu açıklamak için, artış çarpanının maksimum olduğu konumdaki modülasyon, Şekil 4.8' de gösterildiği gibi DM' nin farklı ayar frekanslarında analiz edilir. Çiftlenim sabitinin küçük değeri, metaforik olarak iki nanoyapı arasındaki büyük mesafeyle ilişkili olan zayıf çiftlenim bölgesine karşılık gelir. Bu bölgede, SH ve DM modları arasındaki ince spektral ayar, maksimum yaşam süresi artışı sağlayabilir. Bununla birlikte, rezonans dışı ayarlama için, SH modunun salınım ömrünün artırılması, güçlü çiftlenim bölgesine yol açan iki nanoyapı arasında büyük çiftlenim gücü ve küçük ayrılma gerektirir. Şekil 4.8' deki eğriler, çiftlenim sabiti κ ' nın optimum değerlerinde DM' nin üç ayar frekansı için SH modunun $\Omega_2 = 2\omega$ normalize edilmiş ömrünü gösterir. Burada, SH ve DM modu arasındaki küçük bir ayar bozma için $(\Omega_2 - 1.95\omega) = 0.05\omega$, maksimum salınım ömrü artışı $\kappa = 0.01\omega$ ' da gerçekleşir (zayıf çiftlenim bölgesi). Ancak büyük ayar bozumu için, $(\Omega_2 - 1.75\omega) = 0.25\omega$, en yüksek artış, optimum çiftlenim gücü 0.025ω ' da gerçekleşir; bu, aynı maksimum salınım ömrü artışı elde etmek için daha güçlü çiftlenimin gerekli olduğunu gösterir. Optimum değerinden daha büyük κ değerleri için salınım ömrü azalır, bu da MNP ile uzun ömürlü osilatör arasındaki büyük çiftlenim gücünü gösterir. Ve teorik model, zayıf çiftlenim bölgesindeki etkileşimi

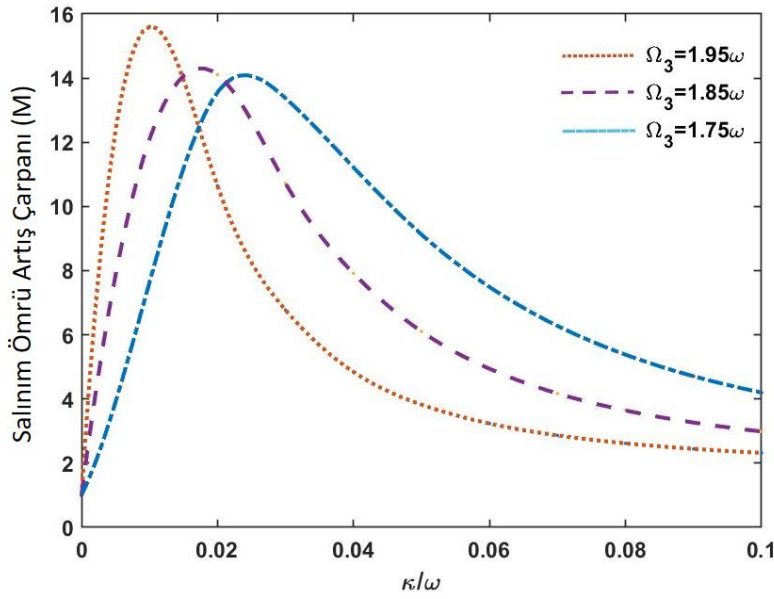


Şekil 4.7. Çiftlenimli sistemlerin salınım ömrü artış çarpanı, κ çiftlenim gücünün bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. FM' nin DM' ye çiftlendiği durumu temsil eden kesikli çizgi için alınan parametreler $\Omega_1 = 1.0\omega$, $\Omega_3 = 0.95\omega$ ve $\gamma_1 = 0.1\omega$ dir. SH modun DM' ye çiftlendiği durumu temsil eden noktalı çizgi için alınan parametreler $\Omega_2 = 2.0\omega$, $\Omega_3 = 1.95\omega$ ve $\gamma_2 = 0.1\omega$ şeklindedir. Her iki durumda da $\gamma_3 = 0.001\omega$.

araştırdığından, her iki nanoyapının birbirine çok yakın olduğu fiziksel durumun hesaba katılmamasının nedeni budur. Bir sonraki bölümde, QE ile çiftlenimli SH sistemi, karanlık plazmon mod durumunda gerçekleştirilenle aynı temelde ve parametrelerde optimize edilmiştir. Zayıf çiftlenim bölgesinde saf rezonans etkileşimi altında, AuNP (SH)-QE ile çiftlenimli sistemin zamansal dinamikleri analiz edilir ve her iki sistemin salınım ömrü artış çarpanlarındaki karşılaştırmalı farklılıklar ayrıntılı olarak tartışılır.

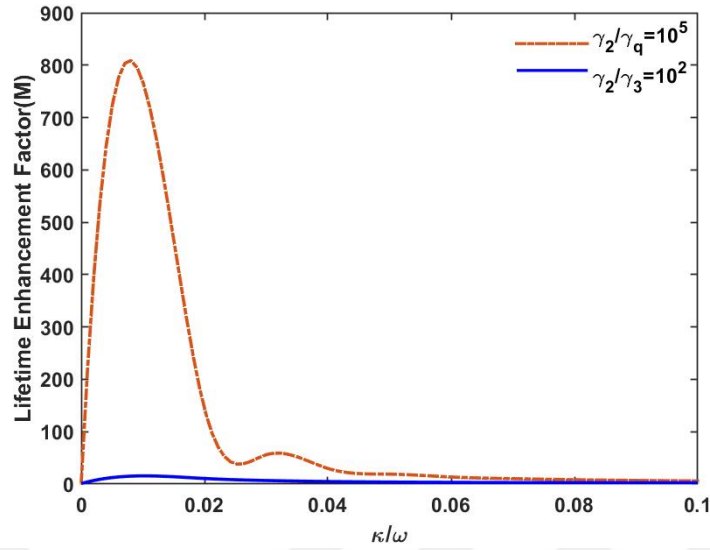
4.2.1. AuNP-QE Çiftlenimi İçin Doğrusal Olmayan Plazmonik Modun Salınım Ömrünün Artışı

Yukarıda tartışılan her iki sistemin salınım sürelerindeki farkı gözlemlemek için, SH-QE çiftlenimli sistem ve SH-DM çiftlenimli sistem için salınım ömrü artış çarpanı (LEF-Lifetime Enhancement Factor) eğrileri, Şekil 4.9' da gösterildiği gibi birlikte kar-



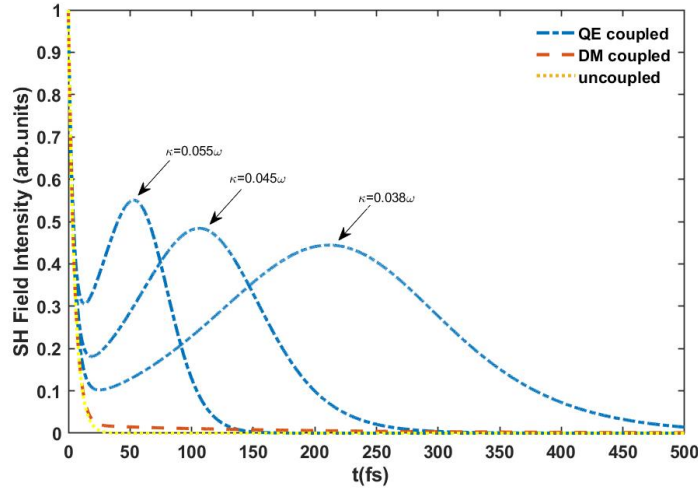
Şekil 4.8. DM’ nin farklı rezonans frekansları için SH-DM çiftlenimli sistemin κ çiftlenim gücünün bir fonksiyonu olarak normalize edilmiş yaşam süreleri; $\Omega_3 = 1.95\omega$ (noktalı çizgi), $\Omega_3 = 1.85\omega$ (kesikli çizgi), $\Omega_3 = 1.75\omega$ (kesikli-noktalı çizgi).

şılaştırılmalı olarak verilir. LEF, Eşitlik (3.21)’ den türetilmiştir. Karakteristik eğriler, her iki sistemin artan salınım ömründeki belirgin bir kontrastı göstermektedir. QE ile çiftlenimli durumunda, DM çiftlenimli sisteme kıyasla 800 kat daha fazla artış gözlemlenir (eğrilerin tepe değerlerini karşılaştırın). Bu ultra yüksek artış, SH modunun DM’ ye olan sönümlenme hızı oranının aksine $\gamma_2/\gamma_3 = 10^2$, SH ve QE sistemlerinin $\gamma_2/\gamma_{eg} = 10^5$ civarındaki büyük sönümlenme hızı oranını açıklar. Ayrıca, SH modunun QE’ nin keskin geçiş frekansı yoluyla verimli ince spektral ayarı, geniş spektral bant genişliğini destekleyen DM ile karşılaştırıldığında etkileşimini daha güçlü ve diğer salınım modlarına karşı yüksek düzeyde rezonans dışı hale getirir (Asif 2022). DM’ nin SH alanıyla rezonans etkileşimi, AgNR’ de istenen rezonans modunu uyarmak için özel konfigürasyon koşullarının karşılanması gerektirir (Yıldız vd., 2020). Bununla birlikte, iki seviyeli bir QE bu tür ön koşullardan muaf. QE’ yi $\hat{a}_2$ modunun sıcak nokta alanının yakınına yerleştirmek, çok zayıf bir çiftlenim gücü olsa dahi SH sinyalinin salınım gücünü ve süresini yükseltir. Çiftlenim kuvvetinin optimum değerindeki maksimum noktanın artışı, her iki osilatörün rezonans frekanslarındaki küçük bir ayar bozulmasına atfedilir. Eğrinin düzgün



Şekil 4.9. İki durum için SH plazmon modunun salınım ömrü için artış çarpanları. Noktalı Çizgi: Sönümlenme hızı oranı $\gamma_2/\gamma_{ge} = 10^5$ için SH-QE çiftlenimli sistem. Düz çizgi: Sönümlenme hızı oranı $\gamma_2/\gamma_3 = 10^2$ için SH-DM çiftlenimli sistem.

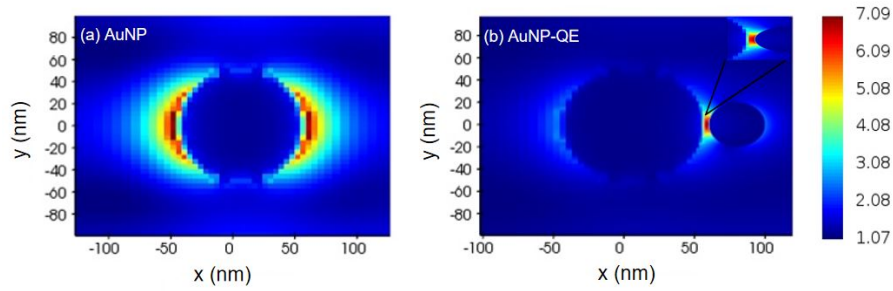
bir şekilde sönümlenmesi ve büyük κ değerleri, güçlü çiftlenimin iki modun hibridizasyonuna yol açtığını gösterir. Daha sonrasında, SH alan yoğunluğunun evrimi, Şekil 4.10' de gösterildiği gibi, çiftlenimli (DM/QE) ve çiftlenimsiz durumdaki bir fonksiyon zamanı olarak ele alınır. Çiftlenimin olmadığı (noktalı çizgi) durumda SH alanı hızla sönümlenir. DM, SH moduna çiftlendiğinde alan minimum yoğunlukla salınmaya devam eder ve Şekil 4.10' da gösterildiği gibi (küçük resme bakın) bundan kısa bir süre sonra (kesikli çizgi) sönümlenir. Bununla birlikte QE, SH moduna (kesikli noktalı çizgi) çiftlendiğinde, SH alan yoğunluğunun sönümlenme dinamikleri farklı çiftlenim güçleri için değişir. Küçük çiftlenim sabiti için ($\kappa = 0.038\omega$) sönümlenme, büyük çiftlenim sabiti ($\kappa = 0.055\omega$) ile karşılaştırıldığında daha yavaş gerçekleşir. Yoğunluktaki artış (kesikli noktalı çizgi), SH alan genliğinin arttırılmasına yardımcı olan QE' nin büyük osilatör gücünden kaynaklanmaktadır ve uyarılmış durumun uzun salınım ömrü, SH modunu daha uzun süre türetmektedir. Ardından, çiftlenimli sistemin değiştirilmiş zamansal dinamiklerini değerlendirmek için, QE' li ve QE' siz plazmon modunun tepkisine dayalı olarak nümerik benzetim hesaplama sonuçları tartışılmaktadır.



Şekil 4.10. Üç farklı çiftlenim sabiti κ ve $\Omega_2 = 2.0\omega$, $\Omega_3 = 1.95\omega$, $\omega_{eg} = 1.95\omega$, $\gamma_2 = 0.1\omega$, $\gamma_3 = 0.001\omega$, $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega$ için çiftlenimli (DM/QE) ve çiftlenimsiz sistemlerin zamana karşı ikinci harmonik alan yoğunluğu.

4.2.2. QE ile Çiftlenen SH Modunun Zaman-Alanındaki Nümerik Benzetimleri

QE, SH moduyla rezonansa ayarlandığında ($\Omega_2 = \omega_{eg}$), Şekil 4.11 (b)' de görüldüğü gibi AuNP ve QE arasındaki sıcak nokta yoğunlaşır. Ek şekilde ise yakın-alan çiftleniminin daha belirgin bir görünümü gösterilmektedir. Sistem, QE ile çiftlendikten sonra SH plazmon mod yoğunluğunda bir artış ve salınım süresinde bir uzama sergiler. Bu, yine rezonans etkileşiminden ve QE tarafından emisyonun izotropik olmasından kaynaklanmaktadır. Dolayısıyla, SH artışı yalnızca gelen alan polarizasyonuna dik yönde gerçekleşir. Burada SH plazmon rezonansının alan-zaman tepkisi, QE ile etkileşim üzerine değerlendirilir. Bunun için, sıcak nokta alanının maksimumuna yakın, 59 nm (x ölçeği) konumuna bir nokta monitör yerleştirilir. Şekil 4.11' de SH alanı yoğunluğu zamanın bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. QE' nin yokluğunda, güç spektrumu (kırmızı çizgi) 3.5 civarında bir maksimum tepe genliği sergiler ve ortalama 9.9 fs' lik salınım ömrüyle hızla sönümlenir. QE, SH alanının yakınına getirilerek ve zaman monitörünü sıcak noktaya ve alan monitörünü sistem etrafına ayarlayarak, sıcak nokta alanı QE ile AuNP arasındaki bölgede yoğunlaşır. Bu bölgede sıcak nokta alanı, izole edilmiş SH modunun yoğunluğundan beş kat daha fazla kazanç (güçlendirme) elde eder. Bu, QE geçiş frekansındaki absorpsiyon



Şekil 4.11. Üç farklı çiftlenim sabiti κ ve $\Omega_2 = 2.0\omega$, $\Omega_3 = 1.95\omega$, $\omega_{eg} = 1.95\omega$, $\gamma_2 = 0.1\omega$, $\gamma_3 = 0.001\omega$, $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega$ için çiftlenimli (DM/QE) ve çiftlenimsiz sistemlerin zamana karşı ikinci harmonik alan yoğunluğu. Ek şekil, $\kappa = 0.038\omega$ için yakınlaştırılmış eksenler gösterilmektedir.

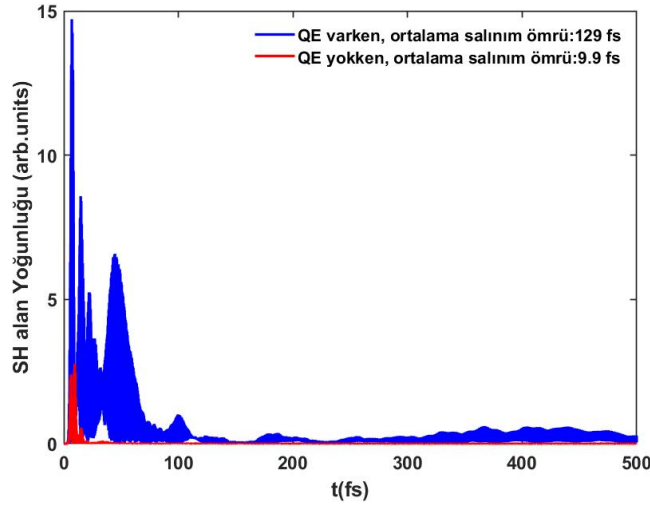
yoluyla polariton-plazmon çiftleniminden kaynaklanır.

İlginç bir şekilde, SH-QE çiftlenimli sisteminin modifiye edilmiş sönümlenme hızı nedeniyle, plazmon salınımları, plazmonun doğal sönümlenme süresinden sonra da devam eder ve alan, daha uzun sürelerde bile salınmaya devam eder. SH alanının ortalama salınım ömrü (Şekil 4.12 mavi eğri) 129 fs olarak hesaplanır. Burada, QE' nin plazmon mod frekansına yakın geçiş frekansı, alanın genliğinin üst üste binmeyle yükseltildiği ve uzun bir süre boyunca salınım için yeterli enerji elde ettiği sistem koherent rezonans durumunu sağlar. 3 boyutlu benzetim sonucu, QE varlığında SH alanının salınım ömrünün, izole edilmiş plazmonik alanın salınım ömrüne kıyasla bir kat arttığını gösterir.

4.3. QE ile Plazmon Modunun İnce Spektral Ayarı

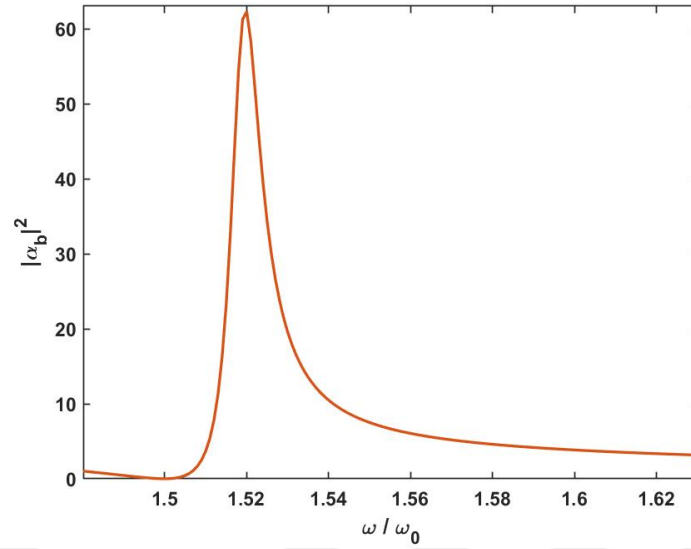
İki osilatör arasındaki çiftlenim ($f \neq 0$) (yani parlak mod ve QE), plazmon genliğini ($\tilde{\alpha}$) artırmak için Eşitlik (3.27) ve Eşitlik (3.26c)' teki paydaların uygun $\Omega_d(\omega_{eg})$ değeriyle en aza indirilmesini sağlar. Uygulamada ise, bir yardımcı molekülün (bu amaç için çeşitli moleküller kullanılabilir (Taniguchi 2018)) bir plazmonik sistemin yakınına yerleştirilmesiyle veya karanlık plazmon modu açığa çıkarmak için uygun bir metal nanoçubuk dimer yapısının tasarlanmasıyla (boyut, şekil veya malzeme türü) yapılabilir.

Bütün bunlar literatürde geniş çapta tartışılmasına ve doğrusal ve doğrusal olmayan plazmon genliklerinin daha hassas kontrolünü sağlamasına rağmen, popülasyon in-



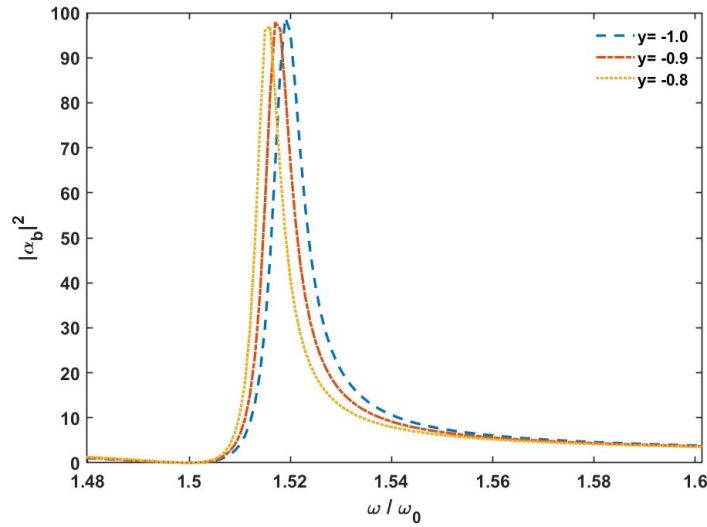
Şekil 4.12. Salınım süresinin bir fonksiyonu olarak SH alan yoğunluğu, $\Omega_2 = \omega_{eg}$ için QE' li ve QE' siz doğrusal olmayan plazmonik sistemin 3 boyutlu FDTD benzetimlerinden elde edilir ve MNP ile QE arasındaki mesafe 3 nm' dir.

versiyon parametresi olan " y "' nin önemi hesaba katılmamıştır (Eşitlik (3.27) denkleminin paydasındaki ikinci terim). Ancak y parametresi olmadan da birleşik sistem tam olarak çözülebilir. Ancak, " y "' nın eklenmesi, " y " parametresinin negatif bir değer (-1 ile 0 arasında) aldığı durağan durumda değerini belirlemek için zaman evrimi gereklidir. Üstelik, " y " varlığında Eşitlik (3.27)' nin tepki fonksiyonu her zaman Eşitlik (3.26c)' den daha yüksek olur, bu da onu çiftlenimli parlak-karanlık plazmon sistemine kıyasla daha esnek bir kontrol şeması haline getirir. Parlak plazmon modunun karanlık moda çiftlenmesi üzerine spektral tepki, Şekil 4.13' te gösterildiği gibi, uyarılma frekansı ω ' nın bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Çiftlenmiş bir plazmon sisteminin koherent tepkisinde y parametresinin rolünü araştırmak için, parlak plazmon modunun yoğunluğu, Şekil 4.14' te gösterildiği gibi farklı y değerleri için hesaplanır. Şekil 4.14' te gösterilen Eşitlik (3.27)' den elde edilen sonuç, parlak plazmon modunun tepe yoğunluğu açısından Şekil 4.13' ten net bir ayrım göstermektedir. Bunun nedeni, çiftlenimli durumda parlak plazmon modunun tepe yoğunluğunu artıran durağan durum genliği Eşitlik (3.27)' nin paydasındaki y parametresi formunda QE tarafından sağlanan büyük osilatör gücünden kaynaklanmaktadır. Başka bir deyişle, çiftlenen parlak-QE plazmon modu, çiftlenen parlak-karanlık plaz-



Şekil 4.13. Karanlık mod parlak plazmon moduna çiftlendiğinde normalize edilen uyarma frekansı ω/ω_0 'nın bir fonksiyonu olarak çizilen parlak plazmon modun yoğunluğu, $\Omega_b = 1.0\omega_0$, $\Omega_d = 1.5\omega_0$, $\gamma_b = 0.1\omega_0$, $f = 0.1\omega_0$ ve $\gamma_d = 0.001\omega_0$ olarak alınan parametrelerle Eşitlik (3.26c)'dan elde edilir.

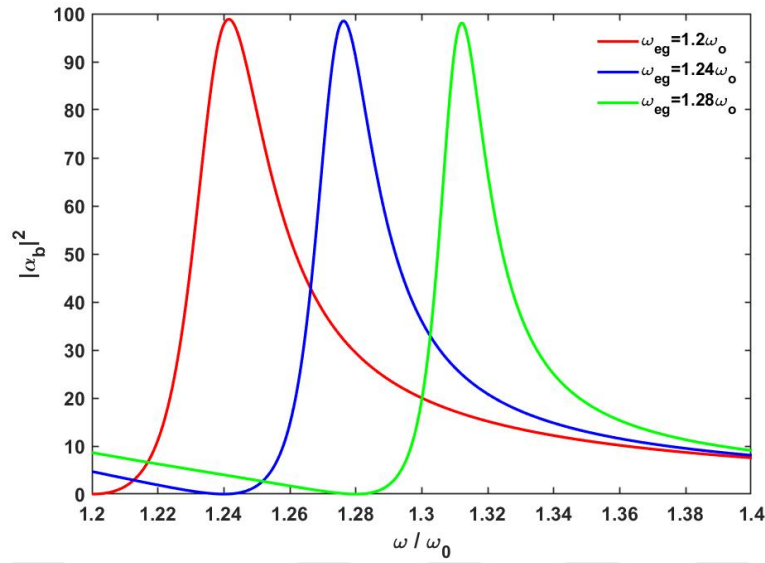
mon sistemleriyle karşılaştırıldığında, Eşitlik (3.26c) ve Eşitlik (3.27) oldukça benzer olsa bile, daha yüksek plazmon genliklerine ulaşılabilir. Ardından, zayıf veya güçlü çiftlenim altında parlak plazmon moduyla QE' nin ince spektral ayarı, QE' nin farklı seviye aralığı ω_{eg} için analiz edilir. Şekil 4.15' teki eğriler, QE seviye aralığının farklı değerleri için plazmon yoğunluğunu göstermektedir. Aynı seviye aralıkları tarafından sağlanan QE' nin keskin rezonansı elektriksel olarak ayarlanabilir; bu da kusur merkezlerinde ve kuantum noktalarında koherent kuantum durumlarını destekler (Chakraborty 2015; Schwarz vd., 2016). Bu sistemlerin ayarlanabilir spektral tepkisi, ultra yüksek çözünürlüklü tek moleküllü görüntüleme için plazmonik sistemleri kontrol etmek ve araştırmak amacıyla onları karanlık sıcak rezonanslara karşı daha elverişli hale getirir (Ovali vd., 2020) ve yüzeyde artırılmış Raman spektroskopisi SERS' te plazmon genliğinin sessizce artırılmasının (silent-enhancement) önünü açar (Postaci vd., 2018).



Şekil 4.14. QE parlak plazmon moduna çiftlendiğinde normalize edilmiş ω/ω_0 frekansının bir fonksiyonu olarak çizilen parlak plazmon modunun yoğunluğu, popülasyon inversiyon parametresi y ' nin farklı değerleri için Eşitlik (3.27)' den elde edilir ve parametreler $\Omega_b = 1.0\omega_0$, $\omega_{eg} = 1.5\omega_0$, $\gamma_b = 0.1\omega_0$, $f = 0.1\omega_0$ ve $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega_0$ olarak alınır.

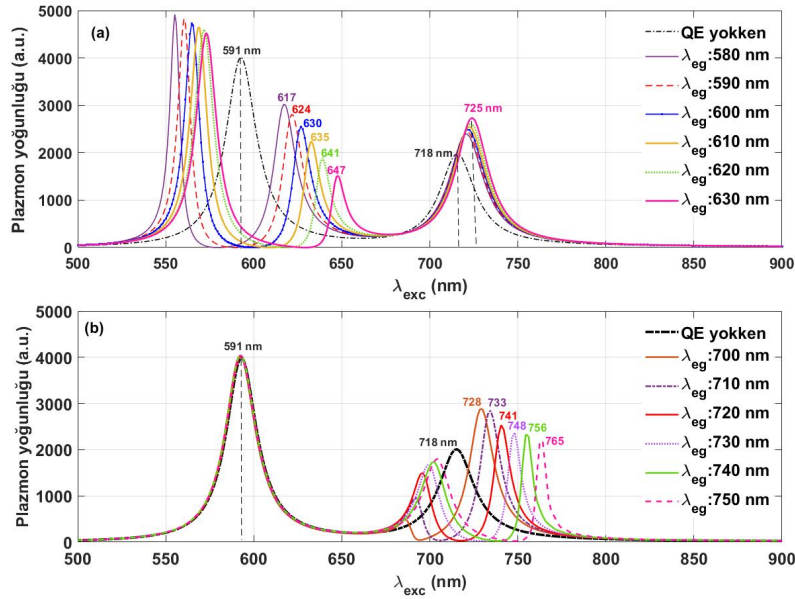
4.4. Voltajla Ayarlanabilen QE ile Plazmon Rezonanslarının Elektrik Ayarı

Bu bölümde, salınım modlarının spektral özelliklerindeki modülasyon ve kavite modlarının uzak-alan iletim spektrumuna katkısı açık bir şekilde gösterilmiştir. Şekil 4.16 (a) ve (b), ara çiftlenim bölgesinde voltajla ayarlanabilir bir QE ile hibrit SPP ve LSP modlarının ayarlama mekanizmasını göstermektedir. Şekil 3.9 (a) ve (b) QE' nin tepe geçiş dalga boyları (λ_{eg}), hibrit durumda LSP ve SPP modlarının rezonans konumu etrafında çizilir. Spektral ayarlamayı optimize etmek için, λ_{eg} 580 nm' den 630 nm' ye kadar taranır ve her geçiş dalgaboyu arasında 10 nm' lik bir fark bulunur. SPP' nin ayarı için λ_{eg} , 700 nm ile 750 nm arasında seçilir; bu, modun rezonans dalgaboyu λ_{spp} ile ilgili küçükten büyüğe kadar olan ayarlamaları kapsar. Bu ayarlamaların her iki kuantize mod üzerindeki etkisini görmek için, Şekil 4.16 (a) ve (b)' de gösterildiği gibi, farklı λ_{eg} dalgaboyları için plazmon yoğunluğu çizilir. Şekil 4.16 (a), QE ve LSP mod çiftlenimini göstermektedir. λ_{eg} 580 nm' ye ayarlandığında, 591 nm' deki λ_{lsp} modu iki rezonans maksimumuna bölünür ve 617 nm' de kırmızıya kayar. Eğrideki düşüş, QE' nin seviye aralığındaki so-



Şekil 4.15. Parlak plazmon modunun yoğunluğu Eşitlik (3.27) kullanılarak farklı QE' in frekansları için hesaplanmıştır. Kullanılan parametreler $\Omega_b = 1.0\omega_0$, $\gamma_b = 0.1\omega_0$, $\gamma_{eg} = 10^{-6}\omega_0$ and $f = 0.1\omega_0$ şeklindedir.

ğurmayı gösterir ve LSP eğrisinde bölünmeye yol açar. Ayrıca nanodeliğin kenarındaki belirgin alan gücünden dolayı QE, LSP' ye güçlü bir şekilde çiftlenerek tepe noktalarında daha uzun dalgaboylarına doğru bir kaymaya neden olur. Dahası, büyük ayar bozukluğu, bağlı bant genişliğinde %10 artışla 647 nm' de tepe rezonans konumunda maksimum kırmızıya kaymaya neden olur. Her ayarlanmış rezonans maksimumunun, önceki tepe noktasından tutarlı bir 6 nm mesafede ortaya çıktığı gözlemlendi; bu, QE' nin eşit mesafeli seviye aralığı nedeniyle rezonans modunda düzgün aralıklı bir spektral kaymayı gösterir. Benzer şekilde, Şekil 4.16 (b), QE' nin geçiş frekansındaki modülasyona bağlı olarak SPP modunun maksimumun spektral pozisyonundaki değişimi göstermektedir. QE' nin yokluğunda, λ_{spp} 718 nm' de bulunur. Seviye aralığının 700 nm' ye ayarlanması üzerine plazmon modunun maksimumu, SPP modunun tepe yoğunluğunda %86 artışla 728 nm' ye kayar. Farklı λ_{eg} için plazmon modlarının rezonans konumlarındaki değişimle birlikte yoğunluktaki bu artış, her iki arayüzde de uzun ve kısa menzilli SPP modları arasındaki girişimi artıran QE' nin kavite rezonanslarıyla koherent bir şekilde çiftleniminden kaynaklanır (Berini 2000). λ_{eg} ' nin 720 nm' den 740 nm' ye artırılmasıyla, SPP modunun

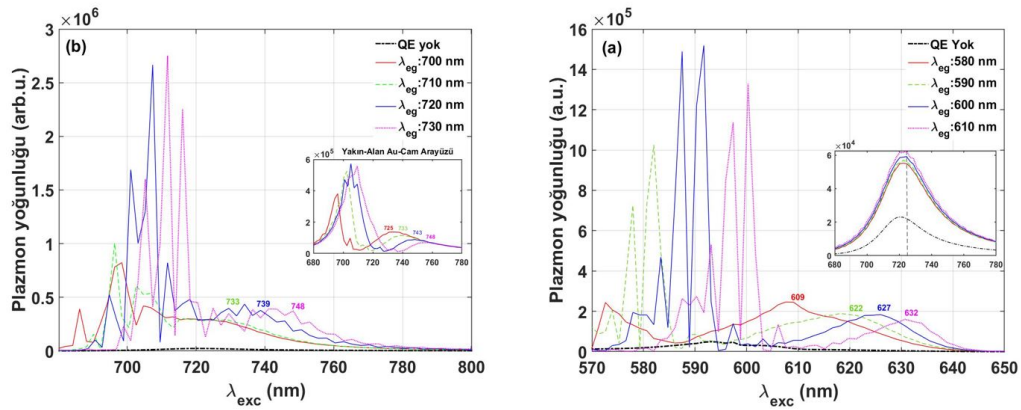


Şekil 4.16. (a) $\lambda_{eg} = 580 \text{ nm}$ ' den $\lambda_{eg} = 630 \text{ nm}$ ' ye kadar değişen farklı geçiş dalga boyları için LSP modunun QE ile ayarlanması. κ_l ise $0.04\omega_o$ olarak alınır. (b) $\lambda_{eg} = 700 \text{ nm}$ ' den $\lambda_{eg} = 750 \text{ nm}$ ' ye kadar değişen farklı geçiş dalga boyları için SPP modunun QE ile çiftleniminin ayarlanması. κ_p ise $0.03\omega_o$ olarak alınır.

tepe konumu, plazmon yoğunluğunda bir azalmayla birlikte IR dalga boylarına doğru kırmızıya kayar. Maksimum spektral kayma $\lambda_{eg}=750 \text{ nm}$ için, 718 nm ' den 765 nm ' ye, toplam 104 meV enerji kaymasıyla elde edilir. Bu analitik bulguları doğrulamak için EOT yapısı, zamana bağlı FDTD nümerik benzetimleri gerçekleştirilerek optimize edilir.

4.4.1. Plazmon Rezonanslarının Yakın-Alan Spektrumu

Burada, QE' nin yokluğunda ve varlığında hem LSP/SPP rezonanslarının tepe yoğunluğundaki artış hem de spektral konumdaki değişiklik, FDTD sonuçları aracılığıyla gösterilmiştir. Şekil 4.17 (a) ve (b) QE' nin indüklenmiş farklı voltaj emisyon çizgi genişliği için hibrit plazmon modlarının yakın alan spektrumlarını gösterir. QE' nin yokluğunda spektrumda, hibrit durumdaki LSP ve SPP modlarına karşılık gelen 591 nm ve 718 nm ' de iki geniş maksimum noktası ortaya çıkar. Bu baskın modlar, seviye aralığı ayarlanarak ayrı ayrı QE ile çiftlenir. QE, LSP rezonans frekansı etrafında ayarlandığında, hibrit modun hem tepe yoğunluğu hem de spektral enerjisi önemli ölçüde değişir. $\lambda_{eg}=580 \text{ nm}$



Şekil 4.17. Au-hava arayüzünde nanodeliğin kenarına yakın olarak ölçülen, uyarılma dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak QE' li ve QE' siz plazmon yakın-alan yoğunluğu. (a) Farklı λ_{eg} için LSP modunun yakın alan modülasyonu. (b) Farklı λ_{eg} için SPP rezonansının yakın-alan modülasyonu. Her iki mod rezonansındaki spektral kaymalar, her bir λ_{eg} dalgaboyu için gösterilir.

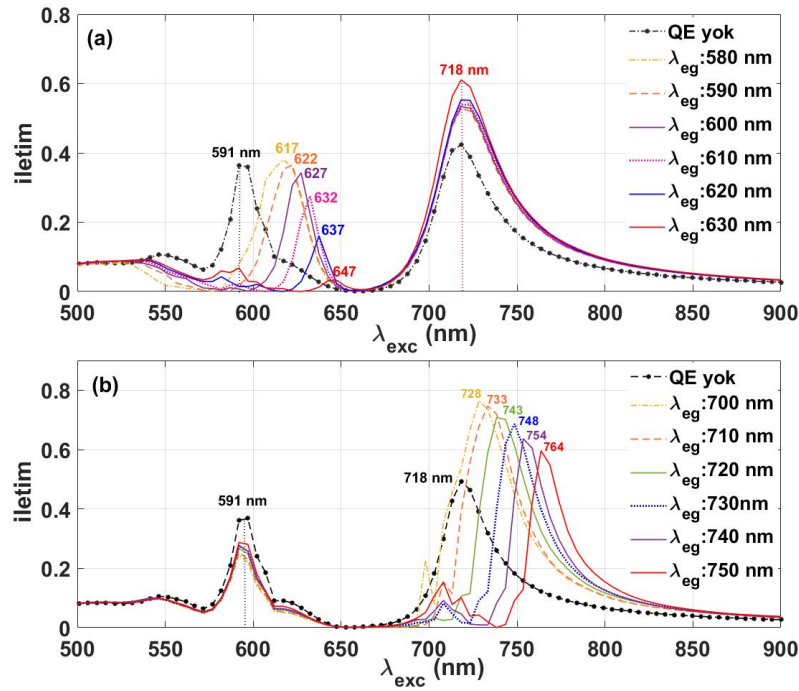
için, LSP mod yoğunluğu iki büyüklük mertebesine kadar artırılır ve rezonans konumu, Şekil 4.17 (a)' da gösterildiği gibi 62 meV değerinde spektral enerji kaymasıyla 609 nm' ye kayar. Yoğunluktaki bu artış ve rezonans maksimumundaki değişim, QE seviye aralığındaki salınım enerjisi ve soğurma değişiminden kaynaklanmaktadır. Küçük ayar bozukluğu için $(\lambda_{eg} - \lambda_{lsp})$, rezonans dalgaboyuna yakın maksimum yoğunlukta birden fazla LSP modu görünür. Bu çoklu tepe noktaları, yoğun LSP modlarının nanodelik kavitelelerinde QE ile güçlü çiftlenimi nedeniyle Rabi salınımlarından kaynaklanır. Burada yalnızca yayılan dalgalarla çiftlenen ve uzak-alana katkıda bulunan LSP modlarıyla ilgilenilir. Bunun için öz-frekanstan kırmızıya kayan tepe noktaları dikkate alınır. Ayar bozukluğu arttıkça tepe noktaları, LSP modunun yoğunluğunun azalmasıyla birlikte daha uzun dalga boylarına doğru kayarken, SPP modu yoğunluğu 720 nm' de iki katına kadar artar. Şekil içindeki ekte, yeni LSP modlarıyla olan çiftlenim nedeniyle artan yoğunluklara sahip SPP maksimumlarının yakınlaştırılmış görünümü gösterilmektedir. Dalga kılavuzları ve optik kaviteleler gibi farklı rezonans modlarının çiftlenimi nedeniyle hibrit modlar ortaya çıktığında, ayar bozukluğu, bunların bağlı frekanslarında veya enerji dağılımlarında değişikliklere yol açabilir (Genet 2003). Ayrıca bu modülasyonlar, QE ve grafen plazmonlarının

rezonans dışı çiftlenimlerinde bile meydana gelir (Günay vd., 2020). FDTD benzetim sonuçları, analitik olarak elde edilen plazmon spektrumları ile açık bir uyum içindedir (Şekil 4.16). SPP ayarlaması için, λ_{eg} 700 nm' den 750 nm' ye değiştirilir ve SPP modu rezonansındaki değişim gözlemlenir. Spektral konumda netlik sağlamak için, Şekil 4.17 (b)' de yalnızca beş spektrum gösterilmektedir. Spektrum, yalnızca üst ve alt arayüzdeki faz-kilitlemeli girişimin uzak-alana ulaşmadan önce SPP dalgalarını artıran SPP modlarının çoklu rezonans maksimum noktalarından oluşur. Ek şekil, Au-cam arayüzünde uyarılan ve daha sonra Au-hava tarafındaki rezonans modlarına çiftlenen koherent SPP modlarının spektral konumlarını göstermektedir. Her iki arayüzdeki bu koherent modların dalga boyları sayılarla gösterilir (Ek: Şekil 4.17 (b)). λ_{eg} değiştirildiğinde, spektral değişim her iki durumda da oldukça görünür hale gelir. Rezonanstan uzak seviye aralığı için, yani 730 nm' de, 748 nm' deki mod yoğunluğu, 710 nm' deki çizgi genişliğinin artmasıyla azalır. Yakın alan varyasyonlarının uzak alan spektrumları üzerindeki etkisi, Şekil 4.18 (a) ve (b)' de gösterildiği gibi QE seviye aralığının farklı değerleri için geçirgenliğin grafiği çizilerek analiz edilir.

4.4.2. EOT Cihazının Rezonans Dışı Çalışması

İletim spektrumları, uzak-alan bölgesindeki SPP ve LSP modlarının spektral dinamiklerindeki modülasyonu ortaya koymaktadır. Yakın alan spektrumlarından beklendiği gibi, farklı ayar bozma frekansları için, görünür bölgede EOT spektrumlarında belirgin spektral kaymalar gözlemlenmektedir. Büyük ayar bozuklukları için, her iki arayüzdeki plazmon rezonanslarının enerjisindeki ve bağlı fazdaki değişiklikler nedeniyle tepe spektral konumları daha uzun dalga boylarına doğru kayar. Şekil 4.18 (a), $\lambda_{lsp} = 591$ nm, $\lambda_{eg} = 580$ nm' ye çiftlendikten sonra, toplam 84 meV enerji kaymasıyla 617 nm' ye kayar. Öte yandan, $\lambda_{spp} = 718$ nm' de iletim verimliliği, QE' siz sistemle karşılaştırıldığında %61' e kadar artırılmıştır. Bununla birlikte, LSP maksimumundaki kayma, kenardaki çoklu LSP modları arasındaki girişim korelasyonunu değiştiren QE emisyon hattı genişliğinin indüklediği pertürbasyondan kaynaklanmaktadır. Ayarlanan her seviye aralığı için, her LSP değişimi arasındaki fark 5 ile 10 nm civarındayken (Şekil 4.18 (a)), maksimum spektral kayma ise 647 nm' de 181 meV enerjiyle üretilir. Şekil 4.18 (b)' de, $\lambda_{eg} = 700$ nm için 728 nm tepe noktasında iletim yoğunluğunda %55 artış gözlemlenir ve

enerjideki kırmızıya kayma 23 meV civarındadır. Tepe noktaları, aralarında 10 nm' lik bir mesafe olacak şekilde daha yüksek dalga boylarına doğru, düzgün bir şekilde kaydırılır. λ_{eg} rezonans seviyesi aralığının (750 nm) çok uzağına ayarlandığında, iletim maksimum noktasında 104 meV' ye kadar maksimum enerji kayması elde edilir. Polaritonik durumların enerji yoğunluğundaki değişiklik, yapıdaki çoklu rezonans ve rezonans dışı modlarla girişim yaparken lokal durum yoğunluğundaki (LDOS-Local Density Of States) değişiklikten kaynaklanır.



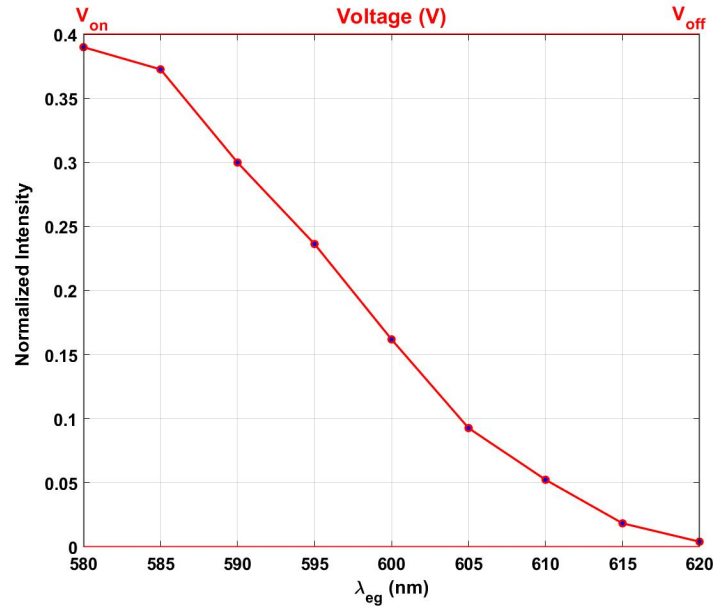
Şekil 4.18. Dalgaboyunun bir fonksiyonu olarak normalize edilmiş EOT sinyali. Bu senaryoda EOT cihazı üretildikten sonra çalışma frekansları uygulanan voltajla ayarlanabilir. Bu, iletim spektrumunun (a) LSP bandı ve (b) SPP bandındaki Fano rezonansları kullanılarak gerçekleştirilebilir. Örneğin (a)' da EOT' nin tepkisi, QE olmadan 630 nm' de (He-Ne lazerlerin çalışma dalgaboyuna yakın) çok zayıftır. Bununla birlikte, QE rezonansı elektriksel olarak $\lambda_{eg} = 590$ nm' ye ayarlandığında iletim 0.08' den 0.4' e (%500) yükselir. Bu fenomen SPP bandında daha da güçlüdür. $\lambda_{exc} = 764$ nm için iletim, QE' in olmadığı cihaz için yalnızca 0.1' dir. Ancak QE varlığında rezonans 750 nm' ye ayarlandığında 0.6' ya kadar ulaşır.

QE ve plazmon modu arasındaki çiftlenim, bağımsız olarak LSP' de (veya SPP' de) kaymaya neden olan kuantize edilmiş modların koherent korelasyonunu ortaya çıkarır. Daha açık bir şekilde, EOT yoğunluğu, örneğin, $\lambda_{exc} = 632 \text{ nm}$ ' de, QE olmadan 0.04'tür. Bununla birlikte, $\lambda_{exc} = 610 \text{ nm}$ olan bir QE kullanıldığında iletim aynı dalgaboyunda $\lambda_{exc} = 632 \text{ nm}$ ' de 0.28' e ulaşır (Şekil 4.18 (a)). Aynı mekanizma SPP dalga boyları ($\sim 730 \text{ nm}$) etrafında da elde edilebilir. Örneğin, $\lambda_{eg} = 750 \text{ nm}$ olan bir QE nanodeliğe yerleştirilir ve EOT sinyali $\lambda_{exc} = 764 \text{ nm}$ ' de ölçülür. Şekil 4.18 (b)' den görülebileceği gibi, EOT sinyali 0.12' den (QE olmadan) 0.60'a (QE ile) yükseltilmiştir.

4.4.3. Elektriksel Olarak Programlanabilen EOT Cihazı

EOT sinyalinin spektral modülasyonu dikkate alındığında, önerilen EOT cihazı basit bir yapıda kuantum anahtarı olarak kullanılabilir. QE' nin sabit seviye aralığı, maksimum yoğunlukta plazmon modlarında spektral bir kayma sağlar. QE' ye voltaj uygulanırsa, ayarlanan geçiş dalgaboyu, uzak alandaki EOT sinyal yoğunluğunu minimumdan (kapalı durum) maksimuma (açık durum) modüle eder.

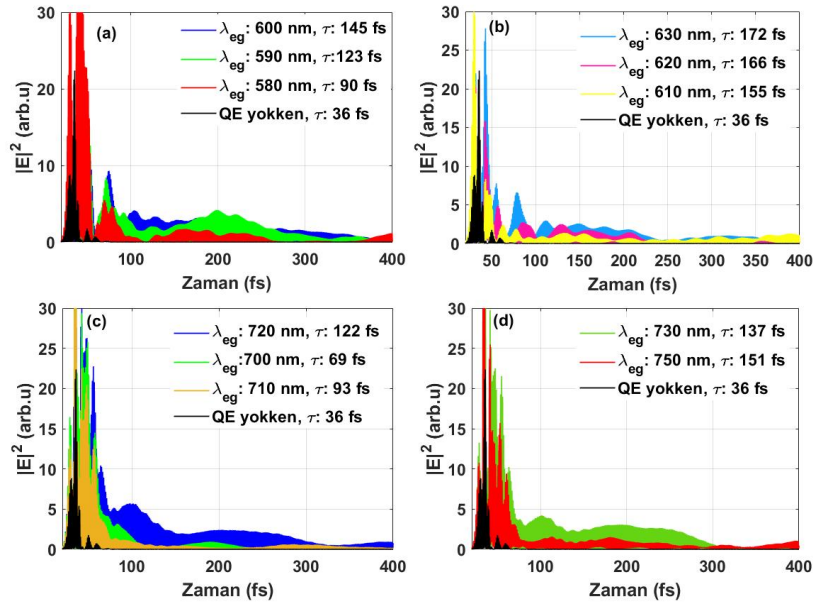
Bu şekilde, voltajı ayarlanabilen kuantum EOT anahtarı için çeşitli spektral tepkilere sahip dinamik bir QE sistemi kullanılabilir. Bunu göstermek için, EOT sinyalinin yoğunluğu, öngerilim uygulandıktan sonra QE' nin ayarlanmış geçiş dalgaboyunun (λ_{eg}) bir fonksiyonu olarak $\lambda_{exc} = 617 \text{ nm}$ ' de (Şekil 4.19) ölçülerek çizilir. QE' nin başlangıç seviye aralığı 620 nm ' ye ayarlanmıştır ve çeşitli volt değerleri uygulandıktan sonra kademeli olarak sola kaymaktadır. Ayrıca uygulanan gerilime karşılık olarak QE' nin seviye aralığı için kayma miktarı da tahmin edilmektedir (Shibata vd., 2013; Urbakh vd., 2008). QE' nin yerleştirilmesi, LSP veya SPP modlarının rezonanslarını, EOT cihazının başlangıçta önemli bir tepki vermediği dalgaboylarına kaydırır (Şekil 4.18 (a) ve (b)). Bu nedenle, EOT cihazı, $\lambda_{exc} = 617 \text{ nm}$ olarak belirtilen belirli bir dalgaboyunda uyarılarak rezonans dışı olarak çalıştırılabilir (sanki rezonansa uyarımı gibi) ve aynı anda bu dalgaboyundaki iletim yoğunluğu ölçülebilir. Bu değerlendirme, Şekil 4.19' da gösterilen bir senaryo olan, iletimi modüle eden dışardan uygulanan bir öngerilim voltajının uygulanmasıyla birlikte gerçekleşir. Dikkat çekici bir şekilde, iletim, V_{on} ' da maksimum değerine ulaşır.



Şekil 4.19. Voltajla ayarlanabilir (programlanabilir) EOT cihazı $\lambda_{exc} = 617$ nm’ de çalışmaktadır. QE’ nin varlığı, $\lambda_{eg} = \lambda_{exc} = 620$ nm için EOT sinyalini kapatır (3×10^{-4}) ve seviye aralığını $\lambda_{eg} = 580$ nm’ ye ayarlamak için öngerilim uygulandığı için değeri 0.4’ e kadar artırır. Dahası, $\lambda_{exc} = 617$ nm değerindeki EOT, QE’ nin yokluğunda yalnızca 0.088’ dir. Daha da önemlisi, EOT sinyali $\lambda_{eg} = 620$ nm ile 580 nm arasında sürekli olarak ayarlanabilir. QE’ nin dielektrik fonksiyonu için FDTD benzetimlerinde deneysel değerler kullanılmıştır.

4.4.4. EOT Sinyalinin Zamansal Artışı

Yüksek salınım kuvvetinin yanı sıra, QE’ nin uyarılmış durumunun ömrü ~ 10 ns’ dir ve bu, ultra-hızlı plazmon salınımlarıyla (~ 10 fs) karşılaştırıldığında oldukça uzundur (Kirakosyan 2016). Her iki osilatörün sönümlenme hızı özelliklerindeki fark, daha önce belirtildiği gibi hızlı-sönümlenen plazmon alanının zamansal dinamiklerini değiştirmeye yardımcı olur. Bununla birlikte, burada salınım ömürlerindeki artış olgusu yalnızca plazmon rezonanslarının ayarlanmış spektral konumlarında beklenmektedir. Bu şekilde, iletilen sinyalin ince spektral ayarının yanı sıra, EOT cihazının koherens süresi de tek bir çip üzerinde eş zamanlı olarak modüle edilir. Bu süreç, cihazın verimliliğini artırmanın yanı sıra sinyal durağanlığının uzun süre korunmasını da sağlar. Plazmon modunun



Şekil 4.20. Voltajla ayarlanabilir (programlanabilir) EOT cihazı $\lambda_{exc} = 617 \text{ nm}$ ' de çalışmaktadır. QE' nin varlığı, $\lambda_{eg} = \lambda_{exc} = 620 \text{ nm}$ için EOT sinyalini (3×10^{-4}) kapatır ve seviye aralığını $\lambda_{eg} = 580 \text{ nm}$ 'ye ayarlamak için öngerilim uygulandığı için 0.4' e kadar artar. Üstelik $\lambda_{exc} = 617$ değerindeki EOT, QE' nin yokluğunda yalnızca 0.088'dir. Daha da önemlisi, EOT sinyali $\lambda_{eg} = 620 \text{ nm}$ ile 580 nm arasında sürekli olarak ayarlanabilir. QE' nin dielektrik fonksiyonu için FDTD benzetimlerinde deneysel değerler kullanılmıştır.

ortalama salınım ömründeki değişikliği optimize etmek için plazmon alan yoğunluğu zamanın bir fonksiyonu olarak çizilir. Şekiller 4.20 (a)-(d), ayarlanmış farklı rezonans dalga boyları için LSP [(a), (b)] ve SPP [(c), (d)] modlarının alan salınımindaki modülasyonu göstermektedir. Sistemde QE olmadığında, hibrit durumdaki plazmon modları, 36 fs' lik ortalama salınım ömrü (τ) ile hızlı bir şekilde sönümlenir. Bununla birlikte, sistemdeki QE ile ayarlanabilir özellikler, her iki modun spektral fazlarını önemli ölçüde modüle ederek plazmonik sistemim artan zamansal verimliliğine yol açar.

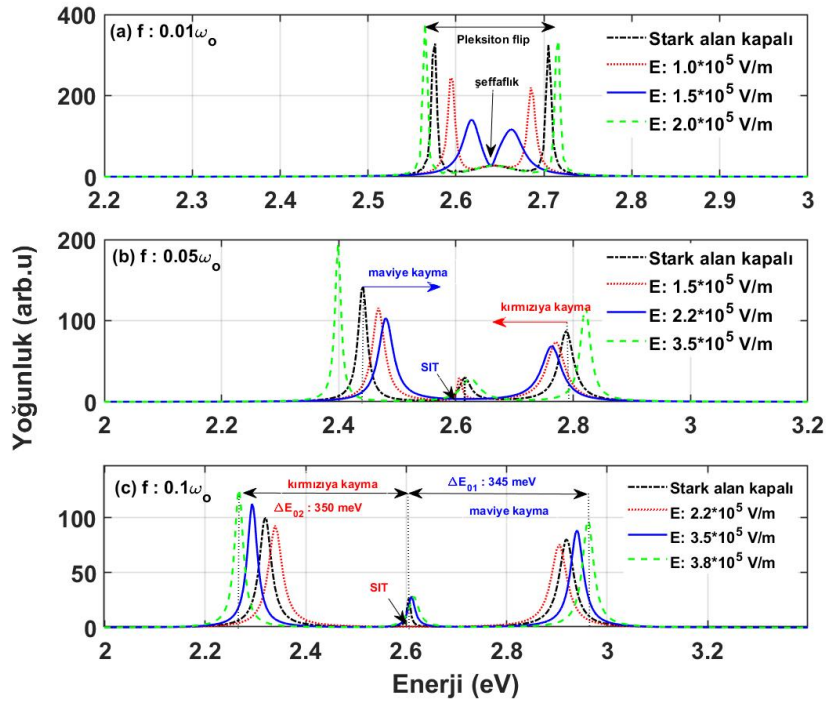
Güç spektrumunun ortalama salınım ömrü Eşitlik (3.20)' den hesaplanır. Şekil 4.20 (a)' da, plazmon salınımları, sistemde QE' nin olmadığı duruma kıyasla $\lambda_{lsp} = 617 \text{ nm}$ maksimum noktasında ($\lambda_{eg} = 580 \text{ nm}$ ' de ayarlama için) salınım ömründe %50 artış

göstermektedir. Büyük bir ayar bozukluğu için, $\lambda_{eg} = 630$ nm emisyon çizgi genişliği, 172 fs' ye kadar maksimum salınım ömrü artışı ile $\lambda_{lsp} = 647$ nm' de bulunan spektral kaymayı indükler (Şekil ref:4.20(b)). SPP durumunda, ortalama salınım süresiyle birlikte enerjide düzgün bir kayma Şekil 4.20 (c) ve (d)' de görülebilir. Maksimum spektral kayma ve büyük salınım genliği ile iletim modu 764 nm' de zirveye ulaşır ($\lambda_{eg} = 750$ nm ayarlama için) ve 151 fs' lik en uzun salınım süresine sahiptir. QE' nin frekansı ve çizgi genişliğindeki voltajın indüklediği değişiklik, yalnızca EOT ışığının spektral bant genişliğini ayarlamakla kalmaz, aynı zamanda istenen foton enerjisinde koherens süresini de modüle eder.

4.5. Rezonans ve Rezonans Dışı Pleksitonik Durumların Stark Kontrolü

4.5.1. Rezonans Dışı Çiftlenmiş Pleksitonik Durumlarda Stark Kaynaklı Kayma

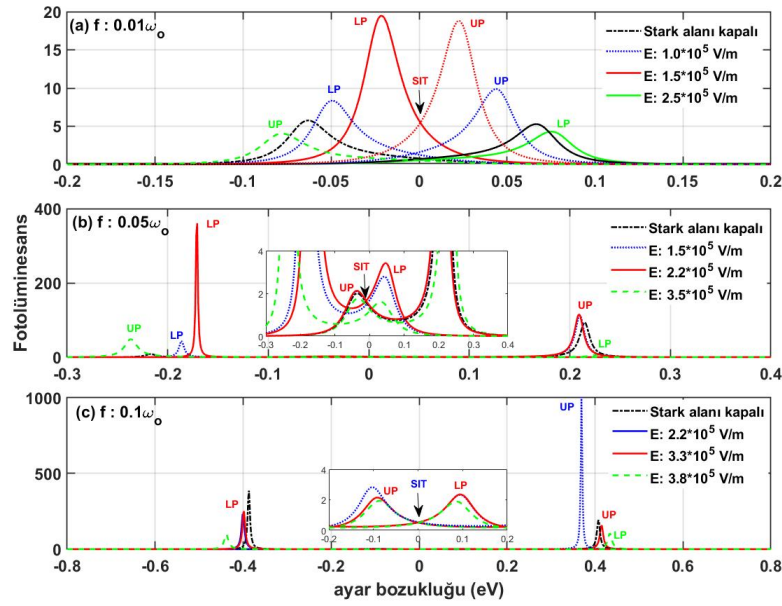
Bu bölümde, Şekil 4.21' de gösterildiği gibi, plazmon yayıcı sistemin saçılma yoğunluğu zayıf ($f = 0.01\omega_o$), orta ($f = 0.05\omega_o$) ve güçlü ($f = 0.1\omega_o$) çiftlenim bölgelerinde analiz edilir (Leng 2018). Enerji spektrumları, hibrit sistemdeki Alt Pleksiton (LP-Lower Plexciton), Plazmon Modu (PM-Plasmon Mode) ve Üst Pleksiton' a (UP-Upper Plexciton) karşılık gelen üç pleksitonik durumu göstermektedir. QE' nin geçiş frekansları $\omega_{01} = 2.5$ eV ve $\omega_{02} = 2.7$ eV, PM $\omega_m = 2,64$ eV frekansına göre rezonans dışı tutulur. Sürücü alan, uyarılma frekansı $\omega_0 = 1,997$ eV ile hem QE hem de PM' den rezonans dışı olarak alınır. Stark alanının yokluğunda, yalın (bare) durumların plazmon modu ile çiftlenimi nedeniyle eksitonik seviyelerde bir kayma gözlenir, bu tür rezonans dışı kayma, yalın enerji seviyelerinin bükülmesine neden olur. Dispersif limitte, $\Delta = (\omega_{0j} - \omega_m) \gg f$ ve $f \ll (\gamma_{0j} - \gamma_m)/2$ olduğunda, pleksitonik durumlardaki kayma Plazmonik Stark Etkisi (PSE-Plasmonic Stark Effect) nedeniyle meydana gelir (Zheng 2021). Şekil 4.21 (a)' da, enerjileri sırasıyla 2.72 eV ve 2.55 eV olan UP ve LP durumlarını oluşturan eksitonik seviyelerde bir PSE kayması gözlemlenir. İnceleyici alan açıldığında, UP kırmızıya kayarken, LP plazmon rezonans frekansına doğru maviye kayar. Alan gücünün artırılması üzerine, koherent olmayan pleksitonik durumlar rezonans bölgesine girerek UP ve LP durumlarının LSP ile yol girişimine neden olur. Pleksitonların Stark alanından dolayı koherent etkileşimi Fano rezonansını verir (Bayraklı 2021) ve plazmon rezonans frekansında



Şekil 4.21. Stark, rezonans dışı çiftlenim altında pleksitonik durumlarda kaymalara ve şeffaflığa neden oldu. Spektrumlar sırasıyla (a) zayıf, (b) orta ve (c) güçlü çiftlenim gücü f' deki süslenen durumun (dressed state) ayarını gösterir. Stark alanının optimum değeri için her durumda plazmon mod frekansında ($\omega_m = 2.64$ eV) SIT görüntülenir. QE' nin birinci ve ikinci uyarılmış durumlarının öz-frekansları, sönümlenme hızları $\gamma_m = 72$ meV, $\gamma_{0j} = 5, \mu$ eV ile birlikte $\omega_{01} = 2.5$ eV and $\omega_{02} = 2.7$ eV olarak alınır.

($\omega_m = 2.64$ eV) bir şeffaflık penceresi açığa çıkar. Bu şeffaflığa Stark kaynaklı şeffaflık (SIT-Stark Induced Transparency) adı verilir. Elektrik alan kuvvet gücünün ikinci mertebeden Stark kaymasında önemli bir artış gözlenir, bu da UP ve LP durumlarının yalın enerji seviyelerinden ters yönde değişmesine neden olur. Ara çiftlenim bölgesinde ($f = 0.05\omega_0$) UP durumu 2.78 eV değerinde maviye, LP ise 2.44 eV değerinde kırmızıya kayar. Stark alanı açıldığında, UP seviyesi 26 meV' lik bir enerji düşüşüyle aşağı doğru kayar ve LP seviyesi, 39 meV' e kadar bir enerji artışıyla daha yüksek bir seviyeye kayar. Seviyeler, polaritonların rezonans enerji durumuna doğru ilerledikçe, koherent etkileşim Fano girişimine ve 2.60 eV değerinde şeffaflığa neden olur. UP ve LP durumlarındaki kırmızı ve maviye kaymalar hibrit moleküler sistemin genel dinamiklerini değiştirir.

Pleksiton seviyelerinin her iki tarafa geçmesi, polariton mod rezonansından 226 meV'



Şekil 4.22. Stark'ın fotolüminesans spektrumları (a) zayıf, (b) orta ve (c) güçlü çiftlenim bölgeleri için (Δ_m) ayar bozukluğunun bir fonksiyonu olarak pleksitonik kaymaları indükler. Spektral parametreler Şekil 4.21' de belirtilenlerle aynıdır.

lik bir enerji farkıyla LP modunda ikinci mertebeden bir kayma nedeniyle vakum Rabi bölünmesine yol açar ve UP' deki kayma, 194 meV' lik bölünmeye neden olur. Elektrik alanındaki küçük bir artış, koherent olmayan durumları rezonansla salınan koherent bir sisteme dönüştürür. Stark alanının $\Omega \leq 350$ meV' in maksimum Rabi bölünmesini indüklediği güçlü çiftlenimli pleksitonik durumlarda da benzer etkiler gözlemlenir. Burada Ω , karşılık gelen polariton modu ile kaydırılan seviyelerin geçiş frekansları arasındaki farktır. Bu kaymaları doğrulamak için, Fotolüminesans (PL-Photoluminescence) spektrumları, ayar bozukluğunun (Δ_m) bir fonksiyonu olarak çizilir. Kavite-yayıcı çiftlenimli bir sistem için PL,

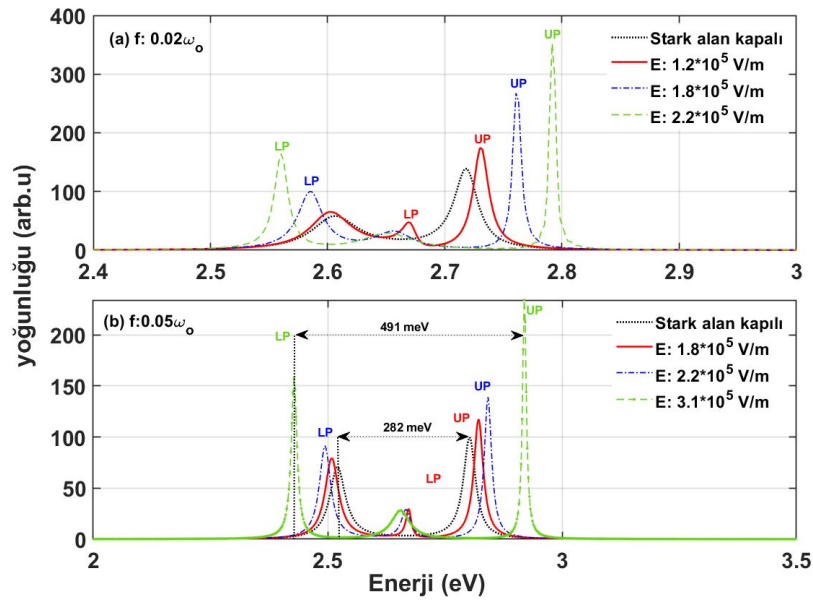
$$PL = \frac{\gamma}{\pi} \left| \frac{-if}{(\gamma_+ + i(\Delta/2 - i\Delta_m)^2 + (\Omega_R/2)^2)} \right|^2 \quad (4.3)$$

şeklinde tanımlanır (Cui 2006). Burada Ω_R , $\gamma_+ = |\frac{\gamma_{oj} + \gamma_m}{4}|$ ve $\gamma_- = |\frac{\gamma_{oj} - \gamma_m}{4}|$ enerji dağılım hızlarıyla birlikte $\Omega_R = \sqrt{4f^2 - (4\gamma_- + i\Delta_{0j})^2}$ olarak tanımlanan genelleştirilmiş

Rabi frekansının karmaşık biçimidir. PL yoğunluğu, Stark alanının farklı değerleri için hesaplanır ve UP ve LP’deki ikinci mertebeden kayma, Şekil 4.22’de gösterildiği gibi üç farklı çiftlenim bölgesi için değerlendirilir. Enerji dağıtan bölgede, sıfıra yakın ayar bozucu bölgeye yakın rezonans durumlarına sahip pleksiton maksimum PL’yi verir (Şekil 4.22 (a)’daki SIT noktası). Bunun aksine, Şekil 4.22 (b)’de, UP ve LP maksimumları büyük ayar bozukluğu ile bölünür ve maksimum geçişler, sıfır ayarına yakın geçiş noktasında meydana gelir (Şekil 4.22 (b)’de ek şekil) ve seviyeler büyük ayar bozulmasına doğru ilerledikçe, hem UP hem de LP durumlarından PL ciddi biçimde azalır (yeşil kesikli çizgi). Güçlü çiftlenimde, UP/LP durumlarının bölünmesi alan gücündeki artışla birlikte güçlenir ve indüklenen şeffaflıkta maksimum PL meydana gelir (mavi noktalı eğri) (Şekil 4.22(c)). Pleksitonik seviyelerin ayarlanması yalnızca spektral bir kayma üretmekle kalmaz, aynı zamanda hibrit sistemin koherent dinamiklerini dışardan uygulanan bir ‘izleyici/araştırıcı’ aracılığıyla modüle ederek fotoluminesans yoğunluğunu açık/kapalı konuma getirir. Ayrıca, görünür bölgede çalışıp önerilen sistem, PL’nin optik frekans aralığında ayarlandığını göstermektedir. Bu şekilde, koherent olmayan bir kuantum sisteminin Stark ayarı, onu görünür bölgede operasyonel frekansa sahip nano ölçekli lazer ve isteğe bağlı PIC teknolojileri için güçlü bir potansiyel taşıyan, aktif olarak ayarlanabilen koherent fotonik cihaza dönüştürür.

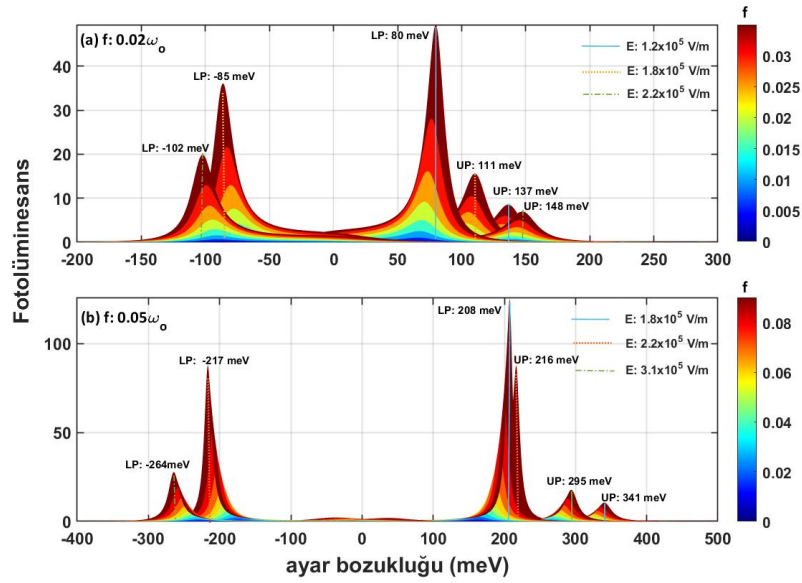
4.5.2. Rezonansta Çiftlenmiş Pleksitonik Durumlarda Stark’ın Neden Olduğu Bölünme

Şekil 4.23 (a) ve 4.23 (b)’deki siyah noktalı eğri, bir izleyici alan yokluğunda hibrit modlara karşılık gelen iki tepe noktasını gösterir. Hibrit modların tepe spektral pozisyonları, zayıf çiftlenimli sistem için ($f = 0.01\omega_o$) 2.6 eV ve 2.71 eV ve ara çiftlenim bölgesi için ($f = 0.05\omega_o$) 2.52 eV ve 2.8 eV olarak görünmektedir. Stark alanı açıldığında QE’nin eksitonik seviyesi ikiye bölünür ve daha sonra mevcut polaritonik moda çiftlenir. Ayrık durumların süreklilik moduyla çiftlenmesi, üç koherent durumun yol girişimiyle sonuçlanır ve bu da çift Fano rezonansına yol açar. Yeni pleksitonik modlar PM, LP ve UP durumu için sırasıyla 2.52 eV, 2.67 eV ve 2.73 eV enerjilerine sahip üç tepe noktasını gösterir (Şekil 4.23 (a) ve 4.23 (b)’deki kırmızı). Alan gücü arttıkça pleksitonik durumlar Mollow üçlülerinin (Ge 2013) imzasını gösterir. Ancak bu durumda Mollow üçlülere, yo-



Şekil 4.23. Stark ayarlı, rezonantta çiftlenen plazmon-yayıcı sistemdeki pleksitonik ve çift Fano rezonansı.

ğün LSP' nin Stark bölünmüş eksitonik seviyeleri ile etkileşiminden kaynaklanır. İzleyici alanın artmasıyla birlikte, PM ile büyük bir ayar bozulmasıyla LP kırmızıya ve UP de maviye kayar. $f = 0.05\omega_o$ çiftlenimi için hibrit mod, 282 meV' lik bir enerji kaymasıyla bölünür. Stark alanının varlığında bölünme, enerjileri 2.7 eV (UP) ve 2.8 eV (LP) olan iki yeni pleksitonik durum üretir. Alan gücü 3.1×10^5 V/m' ye yükseldikçe, pleksiton dinamiği 491 meV' lik maksimum enerji kaymasıyla büyük ölçüde değişir (Şekil 4.23 (b)). Bu pleksiton ayarı PL spektrumları aracılığıyla doğrulanır ve sistemin optik tepkisi Stark alanının farklı değerleri için değerlendirilir. Şekil 4.24 (a) ve (b), ayar bozmanın bir fonksiyonu olarak (Δ_m) UP ve LP durumları için PL' nin kontur grafiklerini gösterir. $E = 1.2 \times 10^5$ V/m ve $E = 1.8 \times 10^5$ V/m değeri için, LP ve UP' nin tepe noktaları, sırasıyla (a) 57 meV ve (b) 133 meV pleksitonları arasındaki minimum enerji farkıyla çift Fano rezonansının imzasını gösterir. Alan gücü arttıkça, UP ve LP' nin spektral enerjisi ve PL yoğunluğu büyük ölçüde modüle edilir. UP pleksitonu 148 meV maksimum enerjiyle maviye ve LP ise 102 meV ile kırmızıya kayar (Şekil 4.24 (a)). Bunun aksine, güçlü bir şekilde çiftlenen LP ve UP modları için, spektral enerji kaymaları, sırasıyla 264 meV



Şekil 4.24. (a) $f = 0.02\omega_o$ ve (b) $f = 0.05\omega_o$ için ayar bozukluğunun bir fonksiyonu olarak $(\omega - \omega_m)$ Stark ayarlı pleksitonik durumların fotolüminesans spektrumları. Stark alan gücü arttıkça UP pleksiton maviye ve LP de kırmızıya kayar.

ve 341 meV ayar bozukluğunda daha belirgindir (Şekil 4.24 (b)). Burada, pleksitonda Rabi bölünmesinin (Leng 2018) imzasını gösteren yoğun UP/LP maksimumlarının yanı sıra bazı küçük maksimum değerleri de sıfıra yakın ayar bozulması gibi görmektedir. Bununla birlikte, UP ve LP durumları arasındaki bölünme arttıkça, PL yoğunluğu kademeli olarak azalır ve bu, kendiliğinden foton emisyonunun yüksekten (açık) düşüğe (kapalı) doğru geçişini gösterir. Bu şekilde, eksitonun Stark bölünmesi yalnızca hibrit durumların enerjisini modüle etmekle kalmaz, aynı zamanda izleyici alanın bir fonksiyonu olarak PL yoğunluğunu (açık/kapalı) aktif olarak ayarlar.

5. SONUÇLAR

EOT, metal nanodelikli dizi yapısındaki SPP ve LSP modlarının uyarılmasına atfedilir. SPP dalgaboyunun dispersiyon ilişkisi yoluyla hesaplanmasında, nanodelik dizisi periyodikliğinin, plazmon modlarında spektral kayma sağladığı ve EOT tepe spektral pozisyonunda kaymaya izin verdiği bulunmuştur. Öte yandan, LSP' yi destekleyen nanodelik çapı, plazmon rezonanslarının yoğunluğuna ve çizgi genişliğine etkili bir şekilde katkıda bulunarak EOT sinyalinde daha büyük bir artışa yol açar. Ancak, EOT sinyalinin geometrik parametreleri değiştirilerek gerçekleştirilen pasif kontrol, aynı EOT çipinde istenen fonksiyonelliğin elde edilmesinde oldukça zordur. Bu nedenle, EOT sinyalinin karmaşık yapıları özelleştirmeden aktif kontrolünün sağlanması birçok potansiyel uygulama için çok önemlidir. Bu tez çalışmasında, EOT sinyalinin tamamen optik ve elektro-optik kontrolü, yüzey plazmon rezonanslarının (SPP/LSP) kendine özgü özelliklerinin modüle edilmesiyle gösterilmiştir. İki dış uyaran aracılığıyla yönetilen aktif ayarlama, EOT sinyalinin yüksek spektral ve zamansal verimlilikle modülasyonunu ve birden fazla uygulama için geliştirilmiş cihaz ölçeklenebilirliğini göstermiştir.

Tamamen optik ayarlama, SPP ve LSP modlarının spektral, uzaysal ve zamansal dinamikleri, ultra-hızlı bir ışık atması yoluyla femtosaniye zaman ölçeğinde modüle edilir. Ultra-kısa bir atmanın hibrit plazmon modlarının spektral ve zamansal özellikleri üzerindeki etkisi, geleneksel bir CW ışık kaynağına karşılık analiz edilir. Bu tür optik kontrolün serbestlik dereceleri; ultra-kısa atmanın zamansal şekli, süresi ve spektral bant genişliğidir. Bölüm 4.1' de ayrıntılı olarak açıklandığı gibi, LSP ve SPP' nin karmaşık genlikleri, (i) CW ve (ii) Gauss ışık atması şeklinde iki uyarma kaynağı için Heisenberg hareket denklemleri aracılığıyla değerlendirildi. Plazmon rezonanslarının ortalama salınım ömrü, her iki uyarma kaynağı için analitik bir yaklaşımla elde edildi. Analitik sonuçlar, CW ışık kaynağının aksine Gauss atması ile ışımlandığında SPP ve LSP modunun salınım ömründe üç kat artış olduğunu göstermektedir. Daha sonra, atma süresinin 50 fs' ye çıkarılmasıyla her iki modun salınım süresinde bir büyüklük mertebesi kadar artış elde edildi. 3 boyutlu FDTD nümerik benzetimlerinde, EOT yapısının Gauss ışık atması ile uyarılmasıyla iletim spektrumları, güç yoğunluğu (Poynting vektörü) ve alan-zaman profili elde edildi. Plazmon modlarının spektral, uzaysal ve zamansal tepkileri, atmanın

farklı spektral bant genişlikleri için güç spektrumları ve alan-zaman profilleri aracılığıyla değerlendirildi. Bu spektrumlar, Gauss atmasının geniş spektral bant genişliğinin, metal-cam arayüzündeki delik köşesine yakın güçlü bir şekilde bağlanmış SPP ve LSP modlarının genliğinde önemli bir artışa yol açtığını gösterdi. Ayrıca, geniş bantlı (250 nm - 1250 nm) bir atma, her iki metal arayüzde aynı anda birden fazla rezonans SPP modunu uyarır ve bu eş fazlı modların yapıcı girişimi, 715 nm dalgaboyundaki gelen ışığın %95' inin alt-dalgaboylu nanodelikten iletilmesine izin veren lokal plazmon alanlarını güçlendirir. Sonuçlar, Gauss atmasının tepe gücünün yalnızca plazmon alan yoğunluğunu arttırmakla kalmayıp aynı zamanda atma süresinin de plazmonik alanın salınım süresini 100 femtosaniyeye kadar artırdığını gösterdi. Bunun yanı sıra, atma bant genişliğinin modüle edilmesi, EOT sinyalinin spektral ayarlanmasına olanak tanır. SPP ve LSP modlarının uzaysal ve zamansal tepkisindeki artış aynı zamanda EOT sinyalinin kullanım süresinin artırılmasını da içerir. Ultra-hızlı plazmon rezonanslarının optik olarak ayarlanması, biyokimyasal bir sensör olarak kullanımını gösteren ve gelişmiş spektroskopik ve algılama uygulamaları için optoelektronik elemanların çip üzerinde aktif olarak ayarlanmasını sağlayan EOT cihazının aktif kontrolünü sağlamanın bir yolunu sağlar. Atma ile sürülen EOT ışığının optik kontrolünün elde edilen sonuçları "Journal of Optics" te yayınlandı ve dört uluslararası konferansta sunuldu.

Bölüm 4.2' de ayrıntılı olarak açıklandığı gibi, SH plazmonik alanının salınım ömrü artışı, zayıf çiftlenim bölgesinde çiftlenmiş AuNP ve AgNR/QE sisteminde incelenmektedir. SH salınımları 10 - 20 fs arasında değişen kısa bir salınım ömrüne sahiptir. SH modunun hızlı sönümlenen salınımı, AgNR ve QE tarafından desteklenen karanlık mod gibi daha uzun salınım ömürlü koherent salınım sistemleriyle etkileşime sokularak kontrol edilir. Teorik çerçevede, harmonik osilatör modeli, LSP modlarının karmaşık genliklerini hesaplamak ve doğrusal ve doğrusal olmayan plazmon modlarının üretilmesinin ardındaki mekanizmaya ilişkin fikir sağlamak için kullanılır. Çeşitli osilatörlerin etkileşimi, zayıf çiftlenim bölgesinde bile, izole edilmiş doğrusal olmayan plazmonik alanın aksine, SH modunun salınım ömründe gözle görülür bir artış sergiler. Salınım süresinin tepe spektral konumlarının eğilimi de değişen rezonans frekansı ile tartışılmakta ve SH plazmon alanının salınım ömrünü artıran faktörler belirlenmektedir. Ayrıca, DM ve QE' nin spektral ve zamansal özellikleri, SH sinyalinin sönümlenme hızı özelliklerinin de-

ğiştirilmesinde karşılaştırılmıştır. Sonuç, çiftlenimli SH-QE sisteminin daha yüksek bir sönümlenme hızı oranının, çiftlenimli SH-DM sistemle karşılaştırıldığında kullanım süresi bakımından maksimum artış sağladığı anlaşılmıştır. Benzetim sonucu, QE ile SH alanının salınım ömründeki artışın, izole edilmiş SH modunun salınım ömründen (10 fs) bir büyüklük mertebesi (129 fs) kadar daha yüksek olduğunu gösterdi. Ayrıca, SH alanının yoğunluğundaki ve salınım süresindeki artış, SH modunun tamamen FM' nin doğal sönümlenmesinden sonra zamansal olarak araştırıldığını gösterir. Artırılmış alan gücü ve uzun salınım süresi ile doğrusal olmayan plazmonik alan, doğrusal olmayan yakın alan optik görüntüleme (SNOM), artırılmış doğrusal olmayan plazmonik cihazlarda ve yüksek harmonik nanolazer sistemlerinde muazzam bir potansiyel göstermiştir. Doğrusal olmayan ultra-hızlı plazmon rezonanslarının salınım ömrünün artırılmasına ilişkin elde edilen sonuçlar, "Journal of Optics" te bilimsel olarak yayınlanmış ve bir ulusal ve iki uluslararası konferansta sunulmuştur.

Bölüm 4.3' te detaylandırıldığı gibi, parlak plazmon modunun ince spektral ayarı, parlak-karanlık plazmon çiftlenimi ve parlak plazmon-QE çiftlenimi arasındaki farklar araştırılarak incelenir. Heisenberg resmindeki model sistemlerin toplam Hamiltonyeninden elde edilen durağan durumdaki plazmon genlikleri, "*y*-popülasyon" parametresi dışında benzer matematiksel ifadeler içermektedir. Buna ek olarak QE, parlak plazmon rezonans moduna çiftlenerek daha esnek ince spektral ayar sağlar. Elde edilen sonuçlardan, QE görevi görebilecek stres-kaynaklı merkezlerin voltajla ayarlanabilir özelliklerinin, plazmon-kusurlu merkez çiftleniminin Fano tepkisinin spektral ayarlanmasını mümkün kıldığı sonucuna varılmıştır. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar, "Turkish Journal of Physics" te bilimsel olarak yayınlanmış ve uluslararası bir konferansta sunulmuştur.

Bölüm 4.4' te, EOT sinyalinin aktif kontrolü, QE' nin geçiş dalgaboyunun dış voltaj öngerilimi yoluyla ayarlanmasıyla gösterilmektedir. İletilen ışığın spektral ve zamansal modülasyonu, hibrit plazmon modlarının ara çiftlenme bölgesinde iki seviyeli QE ile çiftlenimiyle optimize edilir. Ayar mekanizması iki şekilde düzenlenmiştir. (i) LSP modlarıyla (604 nm) çiftlenim için QE' nin seviye aralığı (λ_{eg}) 580 nm' den 630 nm' ye kadar uzanan bir aralıkta ve (ii) seviye aralığı, 718 nm' de SPP moduyla çiftlenecek şekilde 700 nm' den 750 nm' ye kadar olan aralıkta ayarlandı. QE, her iki plazmon moduyla ayrı ayrı çiftlendiğinde, maksimumun spektral konumu ve plazmon modlarının ortalama salınım

ömründeki artış, güçlü bir şekilde modüle edildi. Bu varyasyon hem (i) hem de (ii) durumları için araştırıldı. Benzetim sonuçları, sabit seviye aralığında, örneğin 630 nm' de, LSP mod yoğunluğu 617 nm' de yani kapalı durumda minimum değerdeydi. Voltaj açıldığında yoğunluk 617 nm tepe konumunda yani açık durumda maksimuma ulaşana kadar artmaya başladı. Bu spektral ve güç ayarı, voltajla ayarlanabilir EOT cihazının ayarlanabilir kuantum anahtarı gibi çalışmasını sağlar. Ayrıca, her ayarlanmış geçiş dalgaboyundaki spektral kayma, rezonans dışı bölgede elde edildi; bu, EOT sinyal yoğunluğunun ve spektral modülasyonunun, QE' nin plazmon modlarıyla rezonans dışı çiftlenimi yoluyla elde edilebileceğini göstermektedir. Ek olarak, kapalı durumdan açık duruma maksimum spektral kayma 180 meV civarında elde edildi. Öte yandan, QE varlığında her iki arayüzde plazmon modlarının koherent çiftlenimi, plazmonların salınım süresini artırır. Böylece, hibrit modların gevşeme süresini $\lambda_{lsp} = 647$ nm için 172 fs' ye ve $\lambda_{spp} = 764$ nm için 151 fs' ye kadar artırır. Bu uzun salınım süresi, yalnızca kaymış dalga boylarında iletilen ışığın ortalama salınım süresindeki artışı içerir..

QE' nin voltaj ayarlı özellikleri, karmaşık cihaz özelleştirmesine gerek kalmadan iletim sinyallerinin spektral tepkisini modüle etmek için harika bir fırsat sunar. Ayarlanmış spektral, zamansal ve güç fonksiyonelliğine sahip bu tür programlanabilir EOT cihazı, bir ışık ekranıyla entegre edilebilir veya sırasıyla fotonik entegre devrelerde (PIC-Photonic Integrated Circuits) ve kuantum bilgi işlemede kuantum anahtarı olarak kullanılabilir. Ek olarak, bu tür EOT yapıların yüksek zamansal ve spektral duyarlılığı; EOT yapılarını biyokimyasal algılama, görüntüleme, güneş enerjisi toplama ve bireysel moleküler sistemlerin spektroskopisinde kullanıma uygun hale getirir. Bu çalışmadan elde edilen sonuçlar, prestijli "Physical Review B" dergisinde bilimsel makale olarak yayınlanmış ve uluslararası bir konferansta sunulmuştur.

Bölüm 4.5' te, koherent olmayan kuantum sistemlerinde pleksitonik durumların koherent kontrolü, Optik Stark Etkisi (OSE-Optical Stark Effect) aracılığıyla teorik olarak araştırılmaktadır. Hibrit pleksiton modlarının Stark ayarı, çiftlenimli bir plazmon yayıcı sistemde gösterilmiştir. Uygulanan alandaki küçük bir pertürbasyon, hibrit modları koherent bir şekilde modifiye eden QE' nin enerji öz-durumlarını modüle eder. İlk olarak, rezonans dışı çiftlenimli sistemde pleksiton durumlarının Stark kaynaklı spektral kaymaları değerlendirilir. Eksitonik seviyelerdeki belirgin rezonans değişimleri, süsle-

nen durumların koherent girişimiyle sonuçlanır ve bu da ayarlanabilir Fano rezonansına yol açar. Hibrit durumlarda Stark' ın neden olduğu şeffaflık, hem zayıf hem de orta düzeydeki çiftlenim bölgelerinde rapor edilmektedir. Güçlü çiftlenim bölgesinde Stark kayması, bölünmeyi 350 meV' e yükselten güçlü Rabi salınımlarına neden olur. Ayrıca, QE' nin enerji durumunun bölünmesi nedeniyle rezonans olarak çiftlenimli pleksiton modlarında çift Fano rezonansı gösterilmiştir. Stark kaynaklı bölünme, üst ve alt pleksitonlar arasında 491 meV' e kadar maksimum enerji bölünmesiyle pleksitonik modlarda Mollow üçlülerinin imzasını gösterir. Pleksitonların Stark ayarının etkisi aynı zamanda foton geçişlerinin aktif kontrolünü ve görünür bölgede kendiliğinden emisyonun (spontaneous emission) açılıp kapanmasını gösteren fotoluminesans spektrumları aracılığıyla da analiz edilir. Stark etkisi yoluyla kuantum durumlarının önerilen koherent optik kontrolü, bunun kuantum bilgi işleme ve kuantum hesaplama uygulamalarındaki potansiyelini gösterir. Buna ek olarak, bu tür ayarlanabilir durumlar, lazerleme, ultra-hızlı anahtarlama, optik modülasyon, tek foton emisyonu ve algılama uygulamaları gibi potansiyel uygulamalara sahip dinamik nanofotonik sistemlerin mühendisliği için kullanılabilir.

6. KAYNAKLAR

- Akbari, H., Biswas, S., Jha, P. K., Wong, J., Vest, B., and Atwater, H. A. 2022. Lifetime-Limited and Tunable Quantum Light Emission in h-BN via Electric Field Modulation. *Nano Letters*, 22(19), 7798-7803.
- Akimov, A. V., Mukherjee, A., Yu, C. L., Chang, D. E. Zibrov, A. S. Hemmer, P. R., Park, H., and Lukin, M. D. 2007. Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots. *Nature* 450, 402.
- Akselrod, G. M., Argyropoulos, C., Hoang, T. B., Ciracì, C., Fang, C., Huang, J., and Mikkelsen, M. H. 2014. Probing the mechanisms of large Purcell enhancement in plasmonic nanoantennas. *Nature Photonics*, 8(11), 835-840.
- Amin, M., Farhat, M., and H. Bağci. 2013. A dynamically re-configurable fano metamaterial through graphene tuning for switching and sensing applications, *Scientific Reports*, 3, 2105.
- Anker, J. N., Hall, W. P., Lyandres, O., Shah, N. C., Zhao, J., and Van Duyne, R. P. 2008. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature Materials*, 7(6), 442-453.
- Artvin, Z., Gunay, M., Bek, A., and Tasgin, M. E. 2020. Fano control of down-conversion in a nonlinear crystal via plasmonic–quantum emitter hybrid structures, *Journal of Optical Society of America B*, 37, 3769.
- Asif, H., BeK, A., Taşgın, M.E., and Şahin, R. 2024. Voltage-controlled Extraordinary Optical Transmission in the Visible Regime. *Physical Review B*, 109, 125425.
- Asif, H., and Sahin, R. 2022. Modulating the temporal dynamics of nonlinear ultrafast plasmon resonances. *Journal of Optics*, 24(4), 045003.
- Asif, H., Tasgin, M. E., and Sahin, R. 2023. All-optical control of ultrafast plasmon resonances in the pulse-driven extraordinary optical transmission. *Journal of Optics*, 25(7), 075501.

- Asif, H., Ovali, R. V. and Sahin, R. 2022. The fine spectral tuning of plasmon mode and quantum emitter coupling and its comparison with the dark-hot resonances, *Turkish Journal of Physics*, 46, 104.
- Bahar, E., Arieli, U., Stern, M. V., and Suchowski, H. 2022. Unlocking Coherent Control of Ultrafast Plasmonic Interaction Laser. *Photonics Review*, 16 2100467.
- Baumert, T., Helbing, J., and Gerber, G., 2007. Coherent Control with Femtosecond Laser Pulses. New York: Wiley, 101, 47–82.
- Bao, Y. J., Peng, R. W., Shu, D. J., Wang, M., Lu, X., Shao, J., and Ming, N. B. 2008. Role of Interference between Localized and Propagating Surface Waves on the Extraordinary Optical Transmission Through a Subwavelength-Aperture Array. *Physical Review Letters*, 101(8), 087401.
- Barnes, W. L., Dereux, A., and Ebbesen, T. W. 2003. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424(6950), 824-830.
- Bashir, A. I. Zahir, A., Khan, N., and Hayat, S. S. 2022. Controlling optical properties and drag of photon and surface plasmon polaritons in triple quantum dot molecules and dots-metal plasmonic interface via tunneling-assisted quantum coherence. *Optics, and Laser Technology*, 149, 107915,
- Battula, A. Chen, S. Y. Lu, R. Knize, J. and Reinhardt, K. 2007. Tuning the extraordinary optical transmission through a subwavelength hole array by applying a magnetic field, *Optics Letter*. 32, 2692.
- Bayrakli, I. 2021. Electromagnetically induced transparency natural and artificial molecules, *Optics and Laser Technology*, 141, 107168.
- Bitton, O., Haran, G. 2022. Plasmonic Cavities and Individual Quantum Emitters in the Strong Coupling Limit. *Accounts of Chemical Research*, 55(12), 1659-1668.
- P. Berini, 2000. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of symmetric structures, *Physical Review B*, 61, 10484.

- Bethe, H. A. 1944. Theory of Diffraction by Small Holes. *Physical Review*, 66(7-8), 163-182.
- Bransden, B., and C. Joachain, 1938. Physics of Atoms and Molecules. John Wiley and Sons Inc., United States, 225–227.
- Breuer, H. P., and F. Petruccione. 2007. The theory of open quantum systems, Oxford, 97.
- Brolo, A. G., Gordon, R., Leathem, B., and Kavanagh, K. L. 2004. Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films. *Langmuir*, 20(12), 4813-4815.
- Bravo-Abad, J., Degiron, A., Przybilla, F., Genet, C., Garcia-Vidal, F.J., Martin-Moreno, L., and Ebbesen, T.W. 2006. How light emerges from an illuminated array of subwavelength holes. *Nature Physics* 2(2), 120–123.
- Burke, J. J., Stegeman, G. I., and Tamir, T. 1986. Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films. *Physical Review B*, 33(8), 5186-5201.
- Cai, W., Shalaev, V. 2010. Optical Metamaterials. New York, NY: Springer New York.
- Cao, Y. P., Wang, Y. Y., Geng, Z. X., Liu, J., Yang, Y. P., and Chen, H. D. 2010. Tuning of fano resonances in terahertz metamaterials. *Journal of Applied Physics*, 117(6), 063107.
- Cetin, A. E., Dršata, M., Ekşioğlu, Y., and Petráček, J. 2017. Extraordinary Transmission Characteristics of Subwavelength Nanoholes with Rectangular Lattice. *Plasmonics*, 12(3), 655-661.
- Chakraborty, C., Kinnischtzke, L., Goodfellow, K. M., Beams, R., and Vamivakas, A. N. 2015. Voltage-controlled quantum light from an atomically thin semiconductor. *Nature Nanotechnology*, 10(6), 507-511.
- Chan, H. B., Marcet, Z., Woo, K., Tanner, D. B., Carr, D. W., Bower, J. E., and Taylor, J. A. 2006. Optical transmission through double-layer metallic subwavelength slit arrays. *Optics Letters*, 31(4), 516.

- Chang, S. H., Gray, S. K., and Schatz, G. C. 2005. Surface plasmon generation and light transmission by isolated nanoholes and arrays of nanoholes in thin metal films. *Optics Express*, 13(8), 3150-3165.
- Chang, D. E., Sørensen, A. S., Hemmer, P. R., and Lukin, M. D. 2006. Quantum optics with surface plasmons, *Physical Review Letter* 97, 053002.
- Chen S, Meng L, Hu, J., and Yang Z 2015. Fano interference between higher localized and propagating surface plasmon modes in nanovoid arrays. *Plasmonics*, 10, 71.
- Chen, H.T., Lu, H., Azad, A. K., Averitt, R. D., Gossard, A. C., Trugman, S. A., and Taylor, A. J. 2008. Electronic control of extraordinary terahertz transmission through subwavelength metal hole arrays. *Optics Express*, 16(11), 7641.
- Chen, Z. X., Chen, J. H., Wu, Z. J., Hu, W., X. J. Zhang, and Lu, Y. Q. 2014. Tunable fano resonance in hybrid graphene-metal gratings, *Applied Physics Letters*, 114(16), 161114.
- Cui, G., and Raymer, M. G., 2006. Emission spectra and quantum efficiency of single-photon sources in the cavity-strong-coupling regime, *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 73, 053807.
- Darlington, T. P., Rahaman, M., Kwock, K. W. C., Yanev, E., Wu, X., Holtzman, L. N., and Schuck, P. J. 2023. Highly tunable room-temperature plexcitons in monolayer WSe₂ /gap-plasmon nanocavities. arXiv:2311.02513.
- David, C., Solak, H.H., and Ekinici, Y. 2007. Extraordinary optical transmission in the ultraviolet region through aluminum hole arrays. *Optics Letters*, 32(2), 172-174.
- Degiron, A., and Ebbesen, T. W. 2005. The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 7(2), 90-96.
- Degiron, A., Lezec, H. J., Yamamoto, N., and Ebbesen, T. W. 2004. Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal. *Optics Communications*, 239(1-3), 61-66.

- de Galarreta, C. R., Casquero, N., Humphreys, E., Bertolotti, J., Solis, J., Wright, C. D., and Siegel, J. 2022. Single-Step Fabrication of High-Performance Extraordinary Transmission Plasmonic Metasurfaces Employing Ultrafast Lasers. *ACS Applied Matter Interfaces*, 14, 3446.
- Di Vece, M. 2018. Very Long Plasmon Oscillation Lifetimes in the Gap Between Two Gold Particles. *Plasmonics*, 13(4), 1367-1371.
- Drobnyh, E., and Sukharev, M. 2020. Plasmon-enhanced second harmonic generation by periodic arrays of triangular nanoholes coupled to quantum emitters. *Journal of Chemical Physics* 152(9),094706.
- Ebbesen, T. W., Lezec, H. J., Ghaemi, H. F., Thio, T., and Wolff, P. A. 1998. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays. *Nature*, 391(6668), 667-669.
- Ekşioğlu, Y., Cetin, A. E., Petráček, J. 2016. Optical Response of Plasmonic Nanohole Arrays: Comparison of Square and Hexagonal Lattices. *Plasmonics*, 11(3), 851-856.
- Empedocles, S. A., and Bawendi, M. G. 1997. Quantum-confined Stark effect in single CdSe nanocrystallite quantum dots, *Science*, 278, 2114.
- Fang, Y., Sun, M. 2015. Nanoplasmonic waveguides: towards applications in integrated nanophotonic circuits. *Light: Science Applications*, 4(6), 294-294.
- Flatté, M. E., Kornyshev, A. A., and Urbakh, M. 2008. Giant Stark effect in quantum dots at liquid/liquid interfaces: A new option for tunable optical filters. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 105(47), 18212-18214.
- Fofang, N. T., Park, T. H., Neumann, O., Mirin, N. A., Nordlander, P., and Halas, N. J. 2008. Plexcitonic nanoparticles: Plasmon-exciton coupling in nanoshell-j- aggregate complexes, *Nano Letters* 8, 3481.
- Fu, Y., Li, K., Kong, F. 2010. Enhanced optical transmission through a silver plate with a slit array. *Optik* 121, 259-262.

- Gammon, D., Snow, E. S., Shanabrook, B. V., Katzer, D. S., and Park, D. 1996. Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots. *Physical Review Letters*, 76(16), 3005-3008.
- Gao, Z., Shi, Y., Li, M., Song, J., Liu, X., Wang, X., and Yang, F. 2021. Tunable Extraordinary Optical Transmission with Graphene in Terahertz. *ACS Omega*, 6(44), 29746-29751.
- Garcia-Vidal, F. J., Martin-Moreno, L., Ebbesen, T. W., and Kuipers, L. 2010. Light passing through subwavelength apertures. *Reviews of Modern Physics*, 82(1), 729-787.
- Garcia-Vidal, F.J., Lezec, H.J., Ebbesen, T.W., and Martin-Moreno, L. 2003. Multiple paths to enhance optical transmission through a single subwavelength slit. *Physical Review Letters* 90, 4.
- Giordani, T., Hoch, F. Carvacho, G. Spagnolo, N. and F. Sciarrino, Integrated photonics in quantum technologies La Rivista del Nuovo Cimento 46, 71.
- Giannini, V., Fernández-Domínguez, A.I., Sonnefraud, Y., Roschuk, T., Fernández-García, R. and Maier, S.A. 2010. Controlling Light Localization and Light-Matter Interactions with Nanoplasmonics. *Small*, 6, 2498-2507.
- Genet, C., Ebbesen, T. W. 2007. Light in tiny holes. *Nature*, 445(7123), 39-46.
- Gencaslan, A., Aytas, T.T., Asif, H., Taşgın. M.E., and Sahin, R. 2022. Silent enhancement of multiple Raman modes via tuning optical properties of graphene nanostructures. *European Physics Journal Plus*, 137, 1330.
- Ghaemi, H. F., Thio, T., Grupp, D. E., Ebbesen, T. W., and Lezec, H. J. 1998. Surface plasmons enhance optical transmission through subwavelength holes. *Physical Review B*, 58(11), 6779-6782.
- Gordon, R., Brolo, A. G., Sinton, D., and Kavanagh, K. I. 2010. Resonant optical transmission through hole-arrays in metal films: physics and applications. *Laser and Photonics Reviews*, 4(2), 311-335.

- Gordon, R., Brolo, A.G., McKinnon, A., Rajora, A., Leathem, B., and Kavanagh, K. L. 2004. Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays. *Physical Review Letters* 92, 4.
- Grischkowsky, D., Qu, D., and Zhang, W. 2004. Terahertz transmission properties of thin, subwavelength metallic hole arrays. *Optics Letters*, 29(8), 896-898.
- Grupp, D. E., Lezec, H. J., Thio, T., and Ebbesen, T. W. 1999. Beyond the Bethe Limit: Tunable Enhanced Light Transmission Through a Single Sub-Wavelength Aperture. *Advanced Materials*, 11(10), 860-862.
- Günay, M., Artvin, Z., Bek, A., and Tasgin, M. E. 2020. Controlling steady-state second harmonic signal via linear and nonlinear Fano resonances. *Journal of Modern Optics*, 67(1), 26-34.
- Günay, M., Das, P., Yüce, E., Polat, E. O., Bek, A., and Tasgin, M. E. 2023. On-demand continuous-variable quantum entanglement source for integrated circuits. *Nanophotonics*, 12(2), 229-237.
- Günay, M., Karanikolas, V., Sahin, R., Ovali, R. V., Bek, A. and Tasgin, M. E. 2020. Quantum emitter interacting with graphene coating in the strong-coupling regime, *Physical Review B* 101, 165412.
- Ge, R. C., Vlack, C. V., Yao, P., Young, J. F., and Hughes, S. 2013. Accessing quantum nanoplasmonics in a hybrid quantum dot-metal nanosystem: Mollow triplet of quantum dot near a metal nanoparticle. *Physical Review B*, 87, 205425.
- Hajebifard, A., and Berini, P. 2017. Fano resonances in plasmonic heptamer nano-hole arrays. *Optics Express*, 25(16), 18566.
- Harris, S. E. 1997. Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today*, 50(7), 36-42.
- Homola, J., Koudela, I., Yee, S. S. 1999. Surface plasmon resonance sensors based on diffraction gratings and prism couplers: sensitivity comparison. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 54(1), 16-24.

- Hutchison, J. A., O'Carroll, D. M., Schwartz, T., Genet, C., and Ebbesen, T. W. 2011. Absorption-induced transparency, *Angewandte Chemie*, 50, 2085.
- Hapuarachchi, H., Premaratne, M., Bao, Q., Cheng, W., Gunapala, S. D., and Agrawal, G. P. 2017. Cavity QED analysis of an exciton-plasmon hybrid molecule via the generalized nonlocal optical response method. *Physical Review B*, 95, 245419.
- Imamoglu, A., Awschalom, D. D., Burkard, G. D., Vincenzo, P. D., Loss, D., Sherwin, M., and Small, A., Quantum information processing using quantum dot spins and cavity QED, *Physical Review Letters*, 83, 4204.
- Jin, B., Zhang, C., Cao, C., Dai, H., Wang, H., Chen, J., Wu, J., Kang, L., Wu, P., Jia, T., and Xu, W. 2011. Extraordinary terahertz transmission in superconducting subwavelength hole array. *Optics Express*, 19(2), 1101-1106.
- Jinlian, H., Maozhen, S., Zhigang, L., Xinhua, L., Guangqiang, L., Xiangdong, W., Caixia, K., and Yue, L. 2017. Dual-channel extraordinary ultraviolet transmission through an aluminum nanohole array. *Nanotechnology* 28 215205.
- Johnson, P. B., and Christy, R. W. 1972. Optical Constants of the Noble Metals. *Physical Review B*, 6(12), 4370-4379.
- Kabashin, A. V., Evans, P., Pastkovsky, S., Hendren, W., Wurtz, G. A., Atkinson, R., and Zayats, A. V. 2009. Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing. *Nature Materials*, 8(11), 867-871.
- Kauranen, M., and Zayats, A. V. 2012. Nonlinear Plasmonics *Nature Photonics*, 6, 737.
- Kim, S., Jang, M. S., Brar, V. W., Tolstova, Y., Mauser, K. W., and Atwater, H. A. 2016. Electronically tunable extraordinary optical transmission in graphene plasmonic ribbons coupled to subwavelength metallic slit arrays. *Nature Communications*, 7(1), 12323.
- Kim, J.H., Aghaeimeibodi, S., Carolan, Englund, J. D., and Waks, E. 2020. Hybrid integration methods for on-chip quantum photonics, *Optica* 7, 291.

- Kirakosyan, A. S., Stockman, M. I., and Shahbazyan, T. V. 2016. Surface plasmon life-time in metal nanoshells. *Physical Review B*, 94(15), 155429.
- Klimov, V. I., Ivanov, S. A., Nanda, J. Achermann, M., Bezel, I., McGuire, J. A., and Piryatinski, A. 2007. Single-exciton optical gain in semiconductor nanocrystals, *Nature*, 447, 441.
- Kneipp K, Wang Y, Kneipp H, Perelman, L. T., Itzkan I., Dasari, R. R., and Feld, M. S. 1997. Single Molecule Detection Using Surface-Enhanced Raman Scattering (SERS). *Physical Review Letters*, 78 1667.
- Kofke, M. J., Waldeck, D. H., Fakhraai, Z., Ip, S., and Walker, G. C. 2009. The effect of periodicity on the extraordinary optical transmission of annular aperture arrays. *Applied Physics Letters*, 94(2), 023104.
- Kolwas, K., Derkachova, A., and Shopa, M. 2009. Size characteristics of surface plasmons and their manifestation in scattering properties of metal particles. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110(14), 1490-1501.
- Koya, A. N., Romanelli, M., Kuttruff, J., Henriksson, N., Stefancu, A., Grinblat, G., Maccaferri, N. 2023. Advances in ultrafast plasmonics. *Applied Physics Reviews*, 10(2), 021318.
- Larson, S., Luong, H., Song, C., Zhao, Y. 2019. Dipole radiation-induced extraordinary optical transmission for silver nanorod-covered silver nanohole arrays. *Journal of Physical Chemistry C* 123, 5634–5641.
- Leng, H., Szychowski, B., Daniel, M. C., and Pelton, M., 2018. Strong coupling and induced transparency at room temperature with single quantum dots and gap plasmons. *Nature Communications*, 9, 4012.
- Li, J. Shen, S., Ding, C., and Wu, Y. 2021. Magnetically induced optical transparency in a plasmon-exciton system, *Physical Review A*, 103, 053706.
- Lienau, C., Ropers, C., and Muller, R. 2004. Femtosecond light pulse propagation through metallic nanohole arrays: The role of the dielectric substrate. *Optics Express*, 12, 21, 5067-5081.

- Lim, S. J., Zahid, M. U., Le, P., Ma, L., Entenberg, D., Harney, A. S., and Smith, A. M. 2015. Brightness-equalized quantum dots. *Nature Communications*, 6(1), 8210.
- Limonov, M. F., Rybin, M. V., Poddubny, A. N., and Kivshar, Y. S. 2017. Fano resonances in photonics. *Nature Photonics*, 11(9), 543-554.
- Liu, H., and Lalanne, P. 2008. Microscopic theory of the extraordinary optical transmission. *Nature*, 452(7188), 728-731.
- Liu, Y., Liu, Q., Chen, S., Cheng, F., Wang, H., and Peng, W. 2015. Surface Plasmon Resonance Biosensor Based on Smart Phone Platforms. *Scientific Reports*, 5(1), 12864.
- Liu, Z., Li, J., Li, Z. W., Li, J., Gu, C., and Li, Z. Y., 2017. Fano resonance Rabi splitting of surface plasmons, *Scientific Reports*, 7, 8010.
- Lewis, A., Israel, A., Taha, H., Mrejen, M., and Palchan, M. 2007. Near-field characterization of extraordinary optical transmission in sub-wavelength aperture arrays. *Optics Express*, 15 (15), 9129-9138.
- Lodewijks, K., Ryken, J., Roy, W. V., Borghs, G., Lagae, L., and Dorpe, P. V. 2013. Tuning the Fano resonance between localized and propagating surface plasmon resonances for refractive index sensing applications. *Plasmonics*, 8, 1379.
- Lukin, D. M., White, A. D., Trivedi, R., Guidry, M. A., Morioka, N., Babin, C., and Vučković, J. 2020. Spectrally reconfigurable quantum emitters enabled by optimized fast modulation. *Npj Quantum Information*, 6(1), 80.
- Luk'yanchuk, B., Zheludev, N. I., Maier, S. A., Halas, N. J., Nordlander, P., Giessen, H., and Chong, C. T. 2010. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature Materials*, 9(9), 707-715.
- MacDonald, K. F., Sármson, Z. L., Stockman, M. I., and Zheludev N. I. 2009. Ultrafast active plasmonics *Nature Photonics*, 3, 55-58.
- Mahan, G. D. 2018. Lifetime of surface plasmons. *Physical Review B*, 97(7), 075405.

- Maier, S. A. 2007. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. New York, NY: Springer US.
- Martin-Moreno, L., Garcia-Vidal, F.J., Lezec, H.J., Pellerin, K.M., Thio, T., Pendry, J.B., and Ebbesen, T.W. 2000. Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays. *Physical Review Letter*, 86, 1114.
- Melikyan, A., and Minassian, H. 2004. On-surface plasmon damping in metallic nanoparticles. *Applied Physics B*, 78(3-4), 453-455.
- Murray, W. A., Astilean, S., and Barnes, W. L. 2004. The transition from localized surface plasmon resonance to extended surface plasmon-polariton as metallic nanoparticles merges to form a periodic hole array. *Physical Review B*, 69(16), 165407.
- Müller, R., and Bethge, J. 2018. Near-field dynamics at a metallic transmission grating with femtosecond illumination: A theoretical study. *Physical Review B*, 98(8), 085428.
- Müller, R., Ropers, C., and Lienau, C. 2004. Femtosecond light pulse propagation through metallic nanohole arrays: The role of the dielectric substrate. *Optics Express*, 12(21), 5067-5081.
- Nahata, A., and Cao, H. 2004. Resonantly enhanced transmission of terahertz radiation through a periodic array of subwavelength apertures. *Optics Express*, 12(6), 1004–1010.
- Nesterenko, D. V., Hayashi, S., Aazou, S., Laghfour, Z., Ulyashin, A., Slaoui, A., and Sekkat, Z. 2018. Absorption Enhancement in Thin-Film Solar Cells with Perforated Holes. *Plasmonics*, 13(3), 939-945.
- Niu, J., Jun Shin, Y., Lee, Y., Ahn, J. H., and Yang, H. 2012. Graphene-induced tunability of the surface plasmon resonance. *Applied Physics Letters*, 100(6), 061116.
- Olkkonen, J., Kataja, K., and Howe, D. G. 2005. Light transmission through a high index dielectric-filled sub-wavelength hole in a metal film. *Optics Express*, 13(18), 6980.

- Otto, A. 1968. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Zeitschrift Für Physik A Hadrons and Nuclei*, 216(4), 398-410.
- Oulton, R. F., Sorger, V. J., Zentgraf, T., Ma, R. M., Gladden, C., Dai, L., Bartal, G., and X. Zhang, Plasmon lasers at deep subwavelength scale, *Nature*, 461, 629.
- Ovali, R. V., Sahin, R., Bek, A., and Tasgin, M. E. 2021. Single-molecule-resolution ultrafast near-field optical microscopy via plasmon lifetime extension. *Applied Physics Letters*, 118(24), 241103.
- Ozbay, E., Bilotti, F., Alici, K.B., and Vegni, L. 2009. Optimization and tunability of deep subwavelength resonators for metamaterial applications: complete enhanced transmission through a subwavelength aperture. *Optics Express*, 17(8), 5933-5943.
- Palacios-Berraquero, C., Kara, D. M., Montblanch, A. R. P., Barbone, M., Latawiec, P., Yoon, D., and Atatüre, M. 2017. Large-scale quantum-emitter arrays in atomically thin semiconductors. *Nature Communications*, 8(1), 15093.
- Popov, E., Bonod, N., Nevière, M., Rigneault, H., Lenne, P. F., and Chaumet, P. 2005. Surface plasmon excitation on a single subwavelength hole in a metallic sheet. *Applied Optics*, 44(12), 2332-2337.
- Postaci, S., Yildiz, B. C., Bek, A., and Tasgin, M. E. 2018. Silent enhancement of SERS signal without increasing hot spot intensities. *Nanophotonics*, 7(10), 1687-1695.
- Pradhan, S., Stasio, F. D., Bi, Y., Gupta, S., Christodoulou, S., Stavrinadis, A., and Konstantatos, G. 2019. High-efficiency colloidal quantum dot infrared light-emitting diodes via engineering at the supra-nanocrystalline level, *Nature Nanotechnology*, 14, 72.
- Premaratne, M., and Stockman, M. I. 2017. Theory and technology of SPASERs. *Advances in Optics and Photonics*, 9(1), 79.

- Qu, D., and Grischkowsky, D. 2004. Observation of a new type of THz resonance of surface plasmons propagating on metal-film hole arrays. *Physical Review Letters* 93, 196804.
- Raether, H. 1988. Surface plasmons on smooth and rough surfaces and gratings. Springer Tracts in Modern Physics, 111. Springer, Berlin, Heidelberg.
- Rakić, A. D., Djurišić, A. B., Elazar, J. M., and Majewski, M. L. 1998. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied Optics*, 37(22), 5271-5283.
- Rodrigo, S. G., De Leon-Perez, F., and Martin-Moreno, L. 2016. Extraordinary Optical Transmission: Fundamentals and Applications. *Proceedings of the IEEE*, 104(12), 2288-2306.
- Raschke, M. B., Berweger, S., and Atkin, J. M. 2013. Ultrafast and Nonlinear Plasmon Dynamics Challenges and Advances in Computational Chemistry and Physics, Ch 7, 15 237–81.
- Sahin, R. 2019. Improving field localization and figure-of-merit value in plasmonic structures via path-interference effect. *Superlattices and Microstructures*, 133, 106218.
- Sahin, R. 2020. Control of EOT on sub-wavelength Au hole arrays via Fano resonances. *Optics Communications*, 454, 124431.
- Sambles, J. R., Bradbery, G. W., and Yang, F. 1991. Optical excitation of surface plasmons: An introduction. *Contemporary Physics*, 32(3), 173-183.
- Sangiao, S., Freire, F., de León-Pérez, F. D., Rodrigo, S. G., Teresa, J. M. D. 2016. Plasmonic control of extraordinary optical transmission in the infrared regime *Nanotechnology*, 27, 505202.
- Santis, L. D., Anton, C., Reznichenko, B., Somaschi, N., Coppola, G., Senellart, J., Gomez, C., Lemaitre, A., Sagnes, I., White, A. G., Lanco, L., Auffeves, A., and Senellart, P. 2017. A solid-state single-photon filter, *Nature Nanotechnology* 12, 663.

- Schuller, J. A., Barnard, E. S., Cai, W., Jun, Y. C., White, J. S., Brongersma, M. L. 2010. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature Materials*, 9(3), 193-204.
- Schwarz, S., Kozikov, A., Withers, F., Maguire, J. K., Foster, A. P., Dufferwiel, S., Tartakovskii, A. I. 2016. Electrically pumped single-defect light emitters in WSe₂. *2D Materials*, 3(2), 025038.
- Schwartz, T., Hutchison, J. A., Genet, C., and Ebbesen, T. W. 2011. Reversible switching of ultrastrong light-molecule coupling. *Physical Review Letters*, 106, 196405.
- Schatz, G.C., Chang, S.H., and Gray, S.K. 2005. Surface plasmon generation and light transmission by isolated nanoholes and arrays of nanoholes in thin metal films. *Optics Express*, 13(8), 3150-3165.
- Scully, M. O., and Zubairy, M. S. 1997. Quantum Optics (1. bs). Cambridge University Press.
- Shaner, E. A., Cederberg, J. G., Wasserman, D. 2007. Electrically tunable extraordinary optical transmission gratings. *Applied Physics Letters*, 91(18), 181110.
- Shahbazyan, T. V. 2016. Local Density of States for Nanoplasmonics. *Physical Review Letter*, 117 207401.
- Shibata, K., Yuan, H., Iwasa, Y., and Hirakawa, K. 2013. Large modulation of zero-dimensional electronic states in quantum dots by electric-double-layer gating. *Nature Communications*, 4(1), 2664.
- Sie, E. J., Mciver, J. W., Lee, Y. H., Fu, L., Kong, J., and Gedik, N. 2015. Valley-selective optical Stark effect in monolayer WS₂. *Nature Materials*, 14(3), 290-294.
- Singh, S. K., Abak, M. K., Tasgin, M. E. 2016. Enhancement of four-wave mixing via interference of multiple plasmonic conversion paths. *Physical Review B*, 93(3), 035410.
- Stewart, M. E., Anderton, C. R., Thompson, L. B., Maria, J., Gray, S. K., Rogers, J. A., Nuzzo, R. G., 2008. *Chemical. Review*. 108 494.

- Stockman, M. I. 2011. Nanoplasmonics: past, present, and a glimpse into future. *Optics Express*, 19(22), 22029.
- Stockman, M. I., Bergman, D. J., Kobayashi, T. 2004. Coherent control of nanoscale localization of ultrafast optical excitation in nanosystems. *Physical Review B*, 69(5), 054202.
- Tame, M. S., McEnery, K. R., Özdemir, Ş. K., Lee, J., Maier, S. A., Kim, M. S. 2013. Quantum plasmonics. *Nature Physics*, 9(6), 329-340.
- Taniguchi, M., Lindsey, J. S. 2018. "Database of Absorption and Fluorescence Spectra of >300 Common Compounds for use in PhotochemCAD. *Photochemistry and Photobiology*, 94(2), 290-327.
- Taşgın, M. E. 2013. Metal nanoparticle plasmons operating within a quantum lifetime. *Nanoscale*, 5(18), 8616-8624.
- Taşgın, M. E., Bek, A., Postacı, S. 2018. Fano Resonances in the Linear and Nonlinear Plasmonic Response. İçinde E. Kamenetskii, A. Sadreev, and A. Miroshnichenko (Ed.), *Fano Resonances in Optics and Microwaves* (C. 219, ss. 1-31). Cham: Springer International Publishing.
- Thio, T., Pellerin, K. M., Linke, R. A., Lezec, H. J., and Ebbesen, T. W. 2001. Enhanced light transmission through a single subwavelength aperture. *Optics Letters*, 26(24), 1972.
- Törma, P., and Barnes, W. L. 2001. Strong coupling between surface plasmon polaritons and emitters. *A review, Report sports on Progress in Physics*, 78, 013901.
- Vasa, P., Lienau, C. 2018. Strong Light-Matter Interaction in Quantum Emitter/Metal Hybrid Nanostructures. *ACS Photonics*, 5(1), 2-23.
- Verellen, N., Sonnefraud, Y., Sobhani, H., Hao, F., Moshchalkov, V. V., Dorpe, P. V., Maier, S. A. 2009. Fano Resonances in Individual Coherent Plasmonic Nanocavities. *Nano Letters*, 9(4), 1663-1667.

- Vitali, D., Gigan, S., Ferreira, A., Böhm, H., Tombesi, P., Guerreiro, A., Vedral, V., Zeilinger, A., Aspelmeyer, M. 2007. Optomechanical entanglement between a movable mirror and a cavity field, *Physical Review Letter*. 98, 030405.
- E. Waks and D. Sridharan, Cavity QED treatment of interactions between a metal nanoparticle and a dipole emitter. *Physical Review A*, 82, 043845.
- Wang, F., Shen, Y. R. 2006. General Properties of Local Plasmons in Metal Nanostructures. *Physical Review Letters*, 97(20), 206806.
- Wang, X., Meng, H., Deng, S., Lao, C., Wei, Z., Wang, F., Tan, C., Huang, X. 2019. Hybrid metal graphene-based tunable plasmon-induced transparency in terahertz metasurface. *Nanomaterials*, 9(3), 385.
- Wang, Y., Luong, H., Zhang, Z., Zhao, Y. 2020. Coupling between plasmonic nanohole array and nanorod array: The emergence of a new extraordinary optical transmission mode and epsilon-near-zero property. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 53 275202.
- Wang, H., Wang, H. Y. A. Toma, T. A. Yano, Q. D. Chen, H. L. Xu, Sun, H. B., and Zaccaria, R. P. 2016. Dynamics of strong coupling between CdSe quantum dots and surface plasmon polaritons in subwavelength hole array, *Journal of Physical Chemistry Letter*, 7, 4648.
- Wen, G. W., Lin, J. Y., Jiang, H. X., Chen, Z. 1995. Quantum-confined Stark effects in semiconductor quantum dots. *Physical Review B*, 52(8), 5913-5922.
- Wu, W., Dass, C. K., Hendrickson, J. R., Montaña, R. D., Fischer, R. E., Zhang, X., and Pettes, M. T. 2019. Locally defined quantum emission from epitaxial few-layer tungsten diselenide. *Applied Physics Letters*, 114(21), 213102.
- Wu, X., Gray, S. K., and Pelton, M. 2010. Quantum-dot-induced transparency in a nanoscale plasmonic resonator. *Optics Express*, 18(23), 23633-23645.
- Yadav, R. K., Bourgeois, M. R., Cherqui, C., Juarez, X. G., Wang, W., Odom, T. W., and Basu, J. K. 2020. Room Temperature Weak-to-Strong Coupling and the Emer-

- gence of Collective Emission from Quantum Dots Coupled to Plasmonic Arrays. *ACS Nano*, 14(6), 7347-7357.
- Yanik, A. A., Cetin, A. E., Huang, M., Artar, A., Mousavi, S. H., Khanikaev, A., and Altug, H. 2011. Seeing protein monolayers with the naked eye through plasmonic Fano resonances. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 108(29), 11784-11789.
- Yi, F., Shim, E., Zhu, A. Y., Zhu, H., Reed, J. C., and Cubukcu, E. 2013. Voltage tuning of plasmonic absorbers by indium tin oxide. *Applied Physics Letters*, 102(22), 221102.
- Yi, Z., Liu, M., Luo, J., Xu, X., Zhang, W., Yi, Y., and Tang, Y. 2017. Optical Properties and Local Electromagnetic Field Enhancement of Periodic Rectangular Nanohole Arrays in Au-Interlayer-Au Multilayer Films. *Plasmonics*, 12(6), 1929-1937.
- Yildiz, B. C., Bek, A., and Tasgin, M. E. 2020. Plasmon lifetime enhancement in a bright-dark mode coupled system. *Physical Review B*, 101(3), 035416.
- Yildiz, B. C., Tasgin, M. E., Abak, M. K., Coskun, S., Unalan, H., and Bek, A. 2015. Enhanced second harmonic generation from coupled asymmetric plasmonic metal nanostructures. *Journal of Optics*, 17 125005
- Yu, J., Park, S., Hwang, I., Demmerle, K. D., Boehm, F. G., Amann, M. C., Belkin, M. A., and Lee, J. 2022. Electrically tunable nonlinear polaritonic metasurface, *Nature Photonics*. 16, 72.
- Zahir, A., Bashir, A.I., Khan, N., and Hayat, S. S. 2023. Quantum coherence-enhanced optical properties and drag of photons and SPPs in semiconducting quantum dots and resonantly-coupled dot–nanoparticle plasmonic interfaces, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 172, 111088.
- Zhang, W. 2008. Resonant terahertz transmission in plasmonic arrays of subwavelength holes. *The European Physical Journal Applied Physics* 43, 1–18.

- Zhang, X., Yang, J. 2019. Ultrafast Plasmonic Optical Switching Structures and Devices. *Frontiers in Physics*, 7 190
- Zheng, P., J. Kang, Paria, D., Kang, J. U. and Barman, I. 2017 Molecular radiative energy shifts under strong oscillating fields. *Small*, 17, 2007244.
- Zhou, Z. K., Liu, J. Bao, Y. Wu, L., Png, C. E., Wang, X.H., and Qiu, C.W. 2019. Quantum plasmonics get applied. *Progress in Quantum Electron*, 65, 1-20.



ÖZGEÇMİŞ

Hira ASİF

ÖĞRENİM BİLGİLERİ

Doktora 2019-2024	Akdeniz Üniversitesi Antalya Türkiye Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans 2012-2014	Government College University Lahore Pakistan Fen Fakültesi, Fizik Bölümü
Lisans 2007-2011	Government College University Lahore Pakistan Fen Fakültesi, Fizik Bölümü

MESLEKİ VE İDARİ GÖREVLER

TÜBİTAK Proje Bursiyeri No: (123F156) 2023-2024	Akdeniz Üniversitesi Antalya Fen Fakültesi, Fizik Bölümü
TÜBİTAK Proje Bursiyeri No: (121F030) 2022-2023	Akdeniz Üniversitesi Antalya Fen Fakültesi, Fizik Bölümü
TÜRKİYE BURSLARI Bursiyeri No: (18PK008130) 2018-2022	Akdeniz Üniversitesi Antalya Fen Fakültesi, Fizik Bölümü
Öğretim Görevlisi 2015-2018	Government College University Lahore Fen Fakültesi, Fizik Bölümü

ESERLER:

Ulusal ve Uluslararası hakemli dergilerde yayımlanan makaleler

- 1- Asif, H., and Sahin, R. 2024. Stark control of plexcitonic states in incoherent quantum systems, *Physical Review A*, in press.
- 2- Asif, H., BeK, A., Taşgın, M.E., and Şahin, R. 2024. Voltage-controlled Extraordinary Optical Transmission in the Visible Regime. *Physical Review B*, 109, 125425. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.109.125425>
- 3- Asif, H., and Sahin, R. 2022. Modulating the temporal dynamics of nonlinear ultrafast plasmon resonances. *Journal of Optics*, 24(4), 045003. 10.1088/2040-8986/acd0c1
- 4- Asif, H., Tasgin, M. E., and Sahin, R. 2023. All-optical control of ultrafast plasmon resonances in the pulse-driven extraordinary optical transmission. *Journal of Optics*, 25(7), 075501. 3.10.1088/2040-8986/ac58a3
- 5- Gencaslan, A., Aytas, T.T., Asif, H., Taşgın. M.E., and Sahin, R. 2022. Silent enhancement of multiple Raman modes via tuning optical properties of graphene nanostructures. *European Physics Journal Plus*, 137, 1330.10.48550/arXiv.2206.05405
- 6- Asif, H., Ovali, R. V. and Sahin, R. 2022. The fine spectral tuning of plasmon mode and quantum emitter coupling and its comparison with the dark-hot resonances, *Turkish Journal of Physics*, 46, 104. 10.55730/1300-0101.2692
- 7- Asif, H., and Sahin, R. 2024. Tunable Extraordinary Optical Transmission for Integrated Photonics, *Applied Physics B*, under review process.

Ulusal ve Uluslarsı bilimsel toplantılarda sunulan ve bildiri kitaplarında basılan bildiriler

- 1- Asif, H. (2024). Voltage-Controlled Extraordinary Optical Transmission in the Visible Regime. Plasmonics, International School on Plasmonics and Nano-Optics, Lake Como, Italy. 03-07 June. (Poster Sunucusu)
- 2- Asif, H. (2024). Quantum control of ultrafast plasmon resonances in the pulse-driven extraordinary optical transmission. 3rd colloquium of physics and applications of Meta-

surfaces, ETH Zurich, Switzerland. 22-26 January. (Poster Sunucusu)

3- Asif, H. (2023). All-optical control of ultrafast plasmon resonances in the pulse-driven Extraordinary Optical Transmission. Women in Photonics conference, held in Leibniz Institute of Photonics (IPHT) Jena, Germany 26-30 November. (Poster ve Sözlü Sunucu)

4- Asif, H. (2023). All-optical control of ultrafast plasmon resonances in the pulse-driven Extraordinary Optical Transmission. Photonics Workshop, Koç University, Istanbul, Turkey. 8 September. (Poster Sunucusu)

5- Asif, H. (2023). Quantum control of plasmon-induced extraordinary optical transmission. International school on the frontier of light with free electrons, held in Institute of Photonics (ICFO), Barcelona, Spain. 5-7 July. (Poster Sunucusu)

6- Asif, H. (2023). Modulating the temporal dynamics of nonlinear ultrafast plasmon resonances. CLEO World of Photonics Congress, held in Munich, Germany. 26-30 June. (Poster Sunucusu)

7- Asif, H. (2023). Modulating the temporal dynamics of nonlinear ultrafast plasmon resonances. 12th International Conference on Molecular Plasmonics, held in Leibniz Institute of Photonics (IPHT) Jena, Germany. 11-13 June. (Poster Sunucusu)

8- Asif, H. (2022). Lifetime enhancement of nonlinear plasmon modes. 38th International Conference of Turkish Physical Society (TPS) held in Bodrum, Turkey. 30 August- 4 September June. (Sözlü Sunucu)