

**KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FİZİK ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

**DİFERANSİYEL FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ İLE
NANOMETRE-ALTI YERDEĞİŞTİRME VE NANORADYAN AÇI ÖLÇÜM
YÖNTEMLERİNİN GELİŞTİRİLMESİ VE NANOMETROLOJİ
UYGULAMALARI**

MEHMET ÇELİK

KOCAELİ 2017

KOCAELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

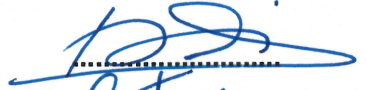



FİZİK
ANABİLİM DALI

DOKTORA TEZİ

DİFERANSİYEL FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ ile
NANOMETRE-ALTI YERDEĞİŞTİRME ve NANORADYAN AÇI
ÖLÇÜM YÖNTEMLERİNİN GELİŞTİRİLMESİ ve
NANOMETROLOJİ UYGULAMALARI

MEHMET ÇELİK

Prof. Dr. Arif DEMİR
Danışman, Kocaeli Üniversitesi
Prof. Dr. Elif KAÇAR
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi
Doç. Dr. Ersin KAYAHAN
Jüri Üyesi, Kocaeli Üniversitesi
Prof. Dr. Necdet ASLAN
Jüri Üyesi, Yeditepe Üniversitesi
Prof. Dr. Kadir ESMER
Jüri Üyesi, Marmara Üniversitesi


.....

.....

.....

.....

.....

Tezin Savunulduğu Tarih: 06.07.2017

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu çalışmada bana bilgi ve tecrübelerini aktaran tez danışman hocam sayın Prof. Dr. Arif Demir'e, tez gözlemci danışmanım Dr. Mustafa Çetintaş'a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca çalışmalarım sırasında faydalı tartışmaları, yardımları ve danışmanlıklarından dolayı, Doç. Dr. Ramiz Hamid, Dr. Ersoy Şahin, Dr. Cengiz Birlikseven ve Cafer Kırbaş'a çok teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasında gerçekleştirilen ölçümlerde kullanılan interferometrelerin temellerinin atıldığı EMRP projeleri; EMRP Nanotrace, EMRP Subnano ve EMRP Angles projelerine proje ortağı olarak katılım sağlanmış ve Avrupa birliği tarafından destek alınmıştır. EMRP Nanotrace proje koordinatörü, Dr. Marco Pisani (İNRİM, İtalya), EMRP Subnano proje koordinatörü Dr. Birk Andreas, (PTB, Almanya), açılı ölçümlerinin birlikte gerçekleştirildiği EMRP Angles proje koordinatörü Doç. Dr. Tanfer Yandayan'a (TÜBİTAK UME) ve X-ışınları interferometresi karşılaştırma ölçümlerinin birlikte gerçekleştirildiği Dr. Andrew Yacoot'a (NPL, İngiltere) teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca, EMRP projeleri için, Avrupa Metroloji Organizasyonu EURAMET ve Avrupa Birliği tarafından sağlanan finansal desteklere, tezde yer alan çalışmaların gerçekleştirilmesinde sağlanan teknik altyapı için TÜBİTAK UME'ye teşekkürlerimi belirtmek isterim.

Çalışmalarım esnasında her türlü desteği veren yardımlarını esirgemeyen TÜBİTAK UME Zaman-Frekans ve Dalgaboyu Standartları Laboratuvarından çalışma arkadaşlarıma teşekkürü borç bilirim. Tez çalışmasında kullanılan lazer elektronik servo ünitelerinin tasarımı ve üretimindeki katkılarından dolayı Savaş Acak'a çok teşekkür ederim.

Sizler olmadan bu tez çalışması gerçekleştirilemezdi, minnettarım...

Temmuz – 2017

Mehmet ÇELİK

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	iv
TABLOLAR DİZİNİ.....	vii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ.....	viii
ÖZET.....	xii
ABSTRACT.....	xiii
GİRİŞ.....	1
1. FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ (FPİ).....	6
1.1. Tarihçe.....	6
1.2. Rezonatör Kararlılığı ve FPİ En Yaygın Türleri.....	7
1.3. Fabry-Perot İnterferometresi Parametreleri ve İlgili Denklemler.....	13
1.4. Ayna Pürüzlülük (Roughness) Etkileri.....	24
1.5. Mode – matching (Mod-eşleştirme).....	28
1.6. Boyuna (Eksenel) Modlar ve Enine (Eksenel Olmayan) Modlar.....	29
1.7. Fabry-Perot Rezonatör Kayıpları.....	38
1.8. Hermite-Gaussian ve Laguerre-Gaussian Modları.....	43
1.9. Kalite Faktörü (Q-factor) ve Foton Yaşam Süresi.....	50
2. FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ VE NANOMETROLOJİ UYGULAMALARI.....	52
2.1. X-ışınları İnterferometresi (XRI) ve Diferansiyel Fabry-Perot İnterferometresi (DFPI) ile Pikometre Yerdeğiştirme Ölçümleri.....	52
2.2. Yüksek Hassasiyetli Küçük Açılı Üretici (HPSAG) ve Nanoradyan Açılı Ölçümleri.....	53
2.3. Gravitasyonel Dalga Dedeksiyonu (GWD).....	55
2.4. Cavity Ring Down Spectroscopy (CRDS).....	57
2.5. Lazer Rezonatör.....	63
2.6. Lazer Frekans Diskriminasyonu ve Stabilizasyonu.....	64
2.7. Optik Saatler.....	65
2.8. Lazer Spektroskopisi İşaretleyici.....	70
2.9. Mutlak Mesafe Ölçümleri.....	70
2.10. Diğer Uygulamalar.....	71
3. LAZER DİYOTLAR VE DIŞ KAVİTELİ DİYOT LAZERLER (ECDL).....	72
3.1. Lazer Diyotlar.....	72
3.2. Dış Kaviteli Diyot Lazerler (ECDL).....	92
3.3. ⁸⁵ Rb, ⁸⁷ Rb Atomları Enerji Diyagramları ve Geçiş Olasılıkları.....	97
3.4. Lazer Doyum Soğurum Spektroskopisi.....	105
3.5. Lazer Frekansının Atom ve Moleküllerin Enerji Geçişlerine Kilitlenmesi.....	122
3.5.1. Lock-in dedeksiyon yöntemi.....	123
3.5.2. Yüksek frekans modülasyonu.....	126
3.6. Lazer Heterodin Fark Frekans Yöntemleri ve Lazer Kararlılık Ölçümleri.....	129
4. DENEY DÜZENEGİ.....	132
4.1. Metrolojik Fabry-Perot İnterferometrik Sistemi.....	132
4.2. Yerdeğiştirme Ölçümleri Deney Düzenegi (DFPI-XRI).....	152
4.3. Açılı Ölçümleri Deney Düzenegi (DFPI-HPSAG).....	156

5. BULGULAR VE TARTIŞMA	163
5.1. Nanometre-altı Belirsizlikle Yerdeğiştirme Ölçümleri	163
5.2. DFPI ve XRI Kullanımı ile Pikometre Seviyesinde Yerdeğiştirme Ölçümleri.....	168
5.3. DFPI ve HPSAG Kullanımı ile Nanoradyan Açı Ölçümleri	178
6. LİMİTLER VE BELİRSİZLİK BÜTÇESİ	185
6.1. Belirsizlik Hesaplamaları	185
6.1.1. Model fonksiyon	185
6.1.2. Belirsizlik bütçesine katkı sağlayan parametreler	186
6.1.3. Belirsizlik bütçesi tablosu	189
7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER	192
KAYNAKLAR	196
KİŞİSEL YAYINLAR VE ESERLER	207
ÖZGEÇMİŞ	211



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1.	Fabry-Perot interferometresi	6
Şekil 1.2.	Dikdörtgensel hiperbol grafiği	8
Şekil 1.3.	İki aynalı lineer rezonatörlerin kararlılık grafiği	9
Şekil 1.4.	Konfokal Fabry-Perot interferometresi	11
Şekil 1.5.	Düzlem-düzlem rezonatör	12
Şekil 1.6.	Kararsız rezonatör çeşitleri	13
Şekil 1.7.	Düzlem aynalı Fabry-Perot interferometresi.....	14
Şekil 1.8.	FPI transmisyonu (Airy formülü)	15
Şekil 1.9.	Reflektivite değerlerine karşılık reflektivite finesse grafiği	18
Şekil 1.10.	Defect finesse'ini etkileyen defect türleri	20
Şekil 1.11.	Konfokal Fabry-Perot interferometresi kavite içi ışık demet dögüsü.....	22
Şekil 1.12.	Çakışık modlar.....	31
Şekil 1.13.	Fabry-Perot interferometresinin mod spektrumunun şematik gösterimi.....	31
Şekil 1.14.	TÜBİTAK Fabry-Perot interferometresi için L/R ve N grafiği.....	35
Şekil 1.15.	Denklem (1.77)'nin çözümünden elde edilen konumlar	35
Şekil 1.16.	Düşük dereceli bazı Hermite-Gaussian modlar	48
Şekil 1.17.	Düşük dereceli bazı Laguerre-Gaussian modlar	49
Şekil 1.18.	TEM ₃₁ Laguerre-Gauss modunun 3 adet Hermite-Gauss modu (TEM ₁₄ , TEM ₃₂ and TEM ₅₀) ile temsil edilmesi	49
Şekil 2.1.	NPL X-ray interferometresi (XRI)	53
Şekil 2.2.	LIGO genişleyen evren	57
Şekil 2.3.	Kavite CRDS sönüm zamanı	58
Şekil 2.4.	Boş ve dolu kaviteler için sönüm zaman eğrileri.....	62
Şekil 2.5.	Pound-Drever-Hall frekans stabilizasyonu şematik gösterimi.....	65
Şekil 2.6.	Frekans-Genlik dönüştürücü olarak kullanılan transmisyon eğrisi.....	65
Şekil 2.7.	Yıllara göre atomik saatlerin belirsizliklerinin değişimi	66
Şekil 2.8.	⁸⁷ Sr atomlarının optik örgü saatlerinde kullanılan enerji geçişleri	67
Şekil 2.9.	⁸⁷ Sr optik örgü saatinin şeması	68
Şekil 2.10.	Farklı mimarilere sahip ultra-kararlı optik kaviteler	68
Şekil 3.1.	Dahili ve harici kırınım ağılı dar-bantlı lazer ışınması için optik kaviteler (DFB,DBR ve ECDL)	73
Şekil 3.2.	Çıkış gücünün akımla (P-I) değişimi grafiği.....	76
Şekil 3.3.	Slope (Kuantum) verimliliği $\eta=dP/dI$ sıcaklıkla değişim grafiği	76
Şekil 3.4.	Tek modlu lazer diyot sıcaklığının değişimi neticesinde görülen mod-atlamaları.....	79
Şekil 3.5.	Farklı çıkış güçlerinde Fabry-Perot lazer diyot optik spektrumu	81
Şekil 3.6.	Dış kaviteli diyot lazer geribesleme modeli	86
Şekil 3.7.	Kırınım ağılı dış kaviteli diyot lazerin (ECDL) frekansını etkileyen faktörlerin şematik gösterimi	89
Şekil 3.8.	Tübitak UME'de üretilmiş ECDL'nin 3D görünümü.....	93
Şekil 3.9.	⁸⁷ Rb D ₁ ve D ₂ enerji geçişleri diyagramı	99
Şekil 3.10.	⁸⁷ Rb ve ⁸⁵ Rb D ₂ enerji geçişleri diyagramı.....	104
Şekil 3.11.	Cam küvet içindeki atomik gazla etkileşime giren lazer ışın demeti	106

Şekil 3.12. Maxwell dağılımınca atom sayısının hızlarına göre değişimi.....	107
Şekil 3.13. Elektromanyetik dalganın atom tarafından soğurumu	107
Şekil 3.14. Atomlar tarafından soğurulan lazer ışık gücünün atomların hızlarına göre değişimi.....	108
Şekil 3.15. Atom soğurum rezonansında hızından dolayı oluşan Doppler genişlemesi	109
Şekil 3.16. Alt-Doppler doyum soğurum rezonanslarının gözlenmesi amacıyla kurulmuş deney düzeneği.....	112
Şekil 3.17. Doppler soğurum spektrumu üzerinde bir lazer demeti ile elde edilen çökme	113
Şekil 3.18. Doppler soğurum spektrumunda rezonans frekansta ($\omega=\omega_0$) oluşan Lamb çukuru	113
Şekil 3.19. $S_0=0,1, 1, 10$ rezonans durum satürasyon parametresi değerleri için spektral çizgideki güç genişlemesi kaynaklı genişlemeler.....	118
Şekil 3.20. Doğrudan soğurum tekniği ile elde edilebilecek gaz soğurum rezonansı.....	123
Şekil 3.21. Lock-in dedeksiyon yöntemi şematik gösterimi	125
Şekil 3.22. Düşük frekans modülasyonu (lock-in dedeksiyon) yöntemi.....	128
Şekil 3.23. Yüksek frekans modülasyonu (Pound-Drever-Hall yöntemi, PDH)	129
Şekil 3.24. Fark frekans ölçüm düzeneği blok diyagramı.....	130
Şekil 4.1. Metrolojik FPİ sistemi blok diyagramı.....	132
Şekil 4.2. Taranabilir konfokal Fabry-Perot interferometresi kesit görünümü	134
Şekil 4.3. Metrolojik Fabry-Perot interferometresi fotoğrafı ve kesit görünümü	135
Şekil 4.4. Kilitle-bırak-kilitle yöntemi şematik gösterimi.....	136
Şekil 4.5. Tamamı yerli üretim frekansı kararlı ECDL lazer sistemi ve elektronik servo kontrol ünitesi.....	137
Şekil 4.6. Rb atomik gazı soğurum spektrumu ve Fabry-Perot interferometresi transmision rezonansları	139
Şekil 4.7. ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları doyum soğurum spektrumu.....	141
Şekil 4.8. ^{87}Rb : $5S_{1/2}$ ($F_g=2$) – $5P_{3/2}$ ($F'=1, 2, 3$) geçişleri doyum soğurum spektrumu.....	142
Şekil 4.9. ^{85}Rb : $5S_{1/2}$ ($F_g=3$) – $5P_{3/2}$ ($F'=2, 3, 4$) geçişleri doyum soğurum spektrumu.....	143
Şekil 4.10. Fabry-Perot İnterferometresi kavite boyu (serbest spektral aralık – free spectral range) ölçümleri deney düzeneği blok diyagramı.....	144
Şekil 4.11. Direkt olarak modüle - edilebilir ECDL fotoğrafı	145
Şekil 4.12. Modüle-edilebilir ECDL lazerinin Fabry-Perot interferometresi transmision spektrumu.....	145
Şekil 4.13. 1,5 GHz olarak öngörülen bir Fabry-Perot FSR ölçümü veri setine Lorentzian bir fonksiyonun fit edilmesi.....	146
Şekil 4.14. Diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin basitleştirilmiş blok diyagramı.....	147
Şekil 4.15. 1 GHz'lik FSR değerine sahip konfokal Fabry-Perot interferometresi deney düzeneği fotoğrafı.....	148
Şekil 4.16. XRI – DFPI yerdeğiştirme ölçümleri deney düzeneği blok diyagramı.....	153
Şekil 4.17. NPL, İngiltere X-ışınları interferometresi (XRI) ve DFPI karşılaştırma ölçümleri deney düzeneği fotoğrafı	154
Şekil 4.18. Şekil 4.17'de görülen kapalı kutunun iç kısmının fotoğrafı	155
Şekil 4.19. Ultra-küçük açı ölçümleri deney düzeneği fotoğrafı.....	156

Şekil 4.20.	HPSAG tarafından üretilen ultra-küçük açıların DFPİ kullanılarak algılandığı ve ölçümlerinin gerçekleştirildiği deney düzeneği blok diyagramı	157
Şekil 5.1.	Taranabilir konfokal Fabry-Perot interferometreleri	164
Şekil 5.2.	Zamana karşı sıcaklık kayması grafiği	165
Şekil 5.3.	3 GHz'lik bir Fabry-Perot interferometresi ve lazer fark frekans ölçüm tekniğinin kullanıldığı 33 nm'lik (20 – 53,3 nm) bir yerdeğiştirme ölçüm grafiği	165
Şekil 5.4.	Tek ve çift kanal interferometre ile sıcaklık kayması ölçümleri	166
Şekil 5.5.	1 GHz'lik bir diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile 40 nm'den 43,5 nm'ye kadar olan bir yerdeğiştirme ölçüm grafiği.....	167
Şekil 5.6.	1 GHz'lik bir diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile 185 MHz'lik (277 - 462 MHz) bir frekans değişimine denk gelen 36 nm tepe-tepe (54 - 90 nm) yerdeğiştirme ölçüm grafiği	167
Şekil 5.7.	1 GHz'lik bir diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile 2,05 MHz'lik (465,65 – 467,7 MHz) bir frekans değişimine denk gelen 0,40 nm tepe-tepe (90,80 - 91,20 nm) yerdeğiştirme ölçüm grafiği	168
Şekil 5.8.	XRI - DFPİ yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümleri deney düzeneği fotoğrafları	174
Şekil 5.9.	Yaklaşık olarak 10 dakikalık bir ölçüm zamanı aralığında, her iki yönde çeyrek ve yarım ve aşağı yönde tam saçak yerdeğiştirme ölçüm adımları	175
Şekil 5.10.	Yukarı ve aşağı yönlü çoklu çeyrek, yarım ve tam saçak yerdeğiştirme adımları	175
Şekil 5.11.	Yukarı ve aşağı yönlü 4 adet basamak şeklinde çeyrek saçak yerdeğiştirme adımı	176
Şekil 5.12.	Aşağı yönlü 4 adet yarım saçak yerdeğiştirme adımı	176
Şekil 5.13.	XRI serbest çalışma modunda yarım ve tam saçak yerdeğiştirmeleri	177
Şekil 5.14.	0,1 arcsec (500 nrad) adımlı 0,5 arcsec'e (2500 nrad) kadar açı ölçümlerinin zamana göre değişimi grafiği	183
Şekil 5.15.	0,01 arcsec (50 nrad) ölçüm aralığında HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen 0,002 arcsec (10 nrad) adımlı beş basamaklı açının zamanla değişimi grafiği.....	184
Şekil 5.16.	0,001 arcsec (5 nrad) ölçüm aralığında üretilen 0,0002 arcsec (1 nrad) adımlı HPSAG ve DFPİ tarafından algılanan açılarının zamanla değişim grafikleri (üst-HPSAG, alt-DFPİ).....	184
Şekil 6.1.	Havanın kırılma indisi hesaplayıcı ekran görüntüsü	186

TABLolar DİZİNİ

Tablo 1.1. Dejenerelik durumları için; kavite uzunlukları ve kavite uzunluklarına karşılık gelen N ve α değerleri	34
Tablo 1.2. Farklı rezonatör ve optik yapılar için konfokal parametre ve demet çapı(beli) konumları	36
Tablo 3.1. Alkali atomlarının 2P durumları için ince yapı yarılmaları (cm^{-1}).....	100
Tablo 3.2. ^{85}Rb D_2 çizgisi geçişleri için geçiş kuvvet katsayıları (C_F^2).....	103
Tablo 3.3. ^{87}Rb D_2 çizgisi geçişleri için geçiş kuvvet katsayıları (C_F^2).....	103
Tablo 3.4. Atomik frekans standartlarında kullanılan bazı atomlarla ilgili bilgiler.....	116
Tablo 3.5. Allan varyans istatistikisi hesaplaması için kullanılan temsili veri değerleri	131
Tablo 4.1. Düzlem aynalı bir interferometre için kavite boyu ve karşılık gelen serbest spektral aralık değerleri	135
Tablo 5.1. Ayna teknik özellikleri	169
Tablo 5.2. HPSAG ve DFPİ (açı – frekans) dönüşümleri	179
Tablo 6.1. Ayna tilt hatası hesaplamaları.....	188
Tablo 6.2. Doğrusal sıcaklık ile uzama hatası hesaplamaları	188
Tablo 6.3. Kosinüs hatası hesaplamaları.....	188
Tablo 6.4. Frekans ölçümlerinden elde edilen ΔL yerdeğiştirmesi için belirsizlik hesaplamaları.....	190

SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

α	: Çizgi kalınlığı genişleme faktörü
Ω	: Dither frekansı
α	: Enine mod aralığı parametresi
θ	: Gelen demet diverjansı açısı
θ	: Gelen ışınma açısı
ϕ	: Gidiş-dönüş (round trip) faz değişimi
λ	: Işık dalgaboyu, (nm)
ρ	: İletkenin direnci, ($\Omega.m$)
α	: İnce yapı sabiti
τ	: Kavite sönüm zamanı
σ	: RMS surface roughness, (yüzey pürüzlülüğü)
α	: Sıcaklıkla uzama katsayısı, ($^{\circ}C^{-1}$)
$\Delta\nu$: Detuning (lazer frekansının atomik geçiş frekansından farkı)
$\delta\nu$: Rezonans çizgi kalınlığı, (Hz)
$\Delta\nu$: Serbest spektral aralık, (Hz)
$\rho(\nu)$: Spektral enerji yoğunluğu
τ_0	: Boş kavite için kavite sönüm zamanı
ΔL	: Yerdeğiştirme miktarı, (m)
τ_{nat}	: Natural (doğal) yaşam süresi
τ_{ph}	: Kavite içi photon (foton) yaşam süresi
τ_{sp}	: Kendiliğinden emisyon yaşam süresi
Δ	: Optik yol farkı
μ	: İletkenin mutlak manyetik permeabilitesi, ($\mu=\mu_0 \times \mu_r$)
$\mu m.$: mikrometre
A	: Absorpsiyon kayıpları
A_{21}	: Einstein kendiliğinden yayılım katsayısı
A_{hfs}	: Manyetik dipol sabiti
arcsec.	: ark saniye
b	: Konfokal parametre
B_{12}	: Einstein uyarılmış soğurum katsayısı
B_{21}	: Einstein uyarılmış yayılım katsayısı
B_{hfs}	: Elektrik quadrupol sabiti
c	: Işık hızı, (m/s)
C_p	: İlgili geçiş için karakteristik olan basınç genişlemesi katsayısı
Cs	: Sezyum atomları
d	: aynalar arası mesafe
d_{220}	: silikon kafes parametresi
dB	: Desibel
E_1	: Temel enerji seviyesi
E_2	: Üst enerji seviyesi
E_g	: Foton Enerjisi, (eV)
F	: Atomun toplam açısal momentum quantum sayısı
F	: Finesse (serbest spektral aralığın rezonans çizgi kalınlığına oranı)
f	: frekans
f	: Odak uzaklığı

f	: Şekil (shape) faktörü
FM	: Frekans modülasyonu
fs.	: femto saniye
g _{1,2}	: Rezonatör parametreleri
GHz.	: GigaHertz
g _{th}	: birim uzunluk başına eşik kazanç
h	: Planck Sabiti, ($\approx 6,62607 \times 10^{-34}$ js)
Hz.	: Hertz
I	: Çekirdek açısal momentumu
I _{sat}	: Doyum şiddeti
I _{th}	: Threshold (eşik) akımı
J	: Elektronun toplam açısal momentumu
K.	: Kelvin
kW.	: kiloWatt
L	: Elektronun yörünge açısal momentumu
L	: kavite boyu, (m)
L _{ECDL}	: Dış (harici) kavite boyu
Li	: Lityum atomları
I _{LD}	: Lazer diyot fiziksel boyu
M	: Atomik kütle
M	: bir tamsayı
M	: yüzey flatness doğruluğu (dalga boyunun kesri şeklinde (örn. $\lambda/100$ için; M=100))
MeV.	: Mega Elektron Volt
MHz.	: Mega Hertz
mK.	: mili Kelvin
mW.	: mili Watt
N	: Atomların sayı yoğunluğu
N	: Dejenereliğin derecesi
n	: Ortamın kırılma indisi
NA	: Nümerik açıklık
N _F	: Fresnel rezonatör sayısı
nm.	: 10^{-9} m (nanometre)
nrad.	: nanoradyan
p	: gaz basıncı
Pa.	: Pascal
pm.	: 10^{-12} m (pikometre)
P _{top}	: Lazer diyot toplam çıkış gücü
Q-factor	: Kalite faktörü
R	: Ayna yansıtma katsayısı
R _{1,2}	: Ayna eğrilik yarıçapları
Rb	: Rubidyum atomları
R _E	: Rydberg sabiti
S	: En dış elektronun spin açısal momentumu
S	: Saçılma kayıpları
S/N	: Sinyal/gürültü
S ₀	: Rezonans durum satürasyon parametresi
Si	: Silikon
SNR	: Sinyal – gürültü oranları
T	: Ayna transmisyonu
T	: Sıcaklık
ΔT	: Sıcaklık değişimi, (°C)
T	: Transmisyon (geçirgenlik)
TEM ₀₀	: Temel mod

T_{FPI}	: Cihaz transmisyonu
T_{max}	: Maksimum cihaz geçirgenliği
w_0	: Kavite merkezindeki demet beli (beam waist)
$w_{1,2}$: Ayna yüzeylerindeki demet belleri (yarıçapları)
Z_R	: Rayleigh mesafesi
α	: Kavite soğurum (kayıp) katsayısı
Γ	: Confinement factor
$\gamma_{\text{çarp}}$: Çarpışma kaynaklı çizgi genişlemesi
γ_{nat}	: Doğal çizgi genişliği
γ_{rad}	: Radyatif veya güç genişlemiş bant genişliği
Δ_{Gouy}	: Gouy frekansı
$\zeta(z)$: Gouy fazı
$\sigma_y^2(\tau)$: Allan Varyans
τ_{trans}	: Transit (geçiş) veya etkileşim zamanı
η	: Cihaz verimliliği, (%)

Kısaltmalar

AC	: Alternating Current (Alternatif akım)
AR	: Anti – Reflection (Anti – Refleksiyon)
Cavity QED:	Cavity Quantum Electro Dynamics (Kavite Kuantum Elektro Dinamiği)
CRDS	: Cavity Ringdown Spectroscopy (Kavite Sönüm Zamanı Spektroskopisi)
CTE	: Coefficient of Thermal Expansion (Sıcaklıkla Uzama Katsayısı)
DBR	: Distributed Bragg Reflector (Dağıtılmış Bragg Reflektör)
DC	: Direct Current (Doğru Akım)
DFB	: Distributed FeedBack (Dağıtılmış Geribesleme)
DFPI	: Differential Fabry-Perot Interferometer (Diferansiyel Fabry-Perot İnterferometresi)
ECDL	: External Cavity Diode Laser (Dış Kaviteli Diyot Lazer)
EIT	: Electromagnetically Induced Transparency (Elektromanyetik Etkili Saydamlık)
EOM	: Elektro-Optic Modulator (Elektro-Optik Modülatör)
ESA	: European Space Agency (Avrupa Uzay Ajansı)
FPI	: Fabry-Perot Interferometer (Fabry-Perot İnterferometresi)
FSR	: Free Spectral Range (Serbest Spektral Aralık)
GWD	: Gravitational Wave Detection (Gravitasyonel Dalga Dedeksiyonu)
HG	: Hermite-Gaussian
HPSAG	: High Precision Small Angle Generator (Yüksek Hassasiyetli Küçük Açđ Üretici)
INRIM	: The Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (Ulusal Metroloji Enstitüsü, İtalya)
LD	: Laser Diode (Lazer Diyot)
LED	: Light Emitting Diode (Işık Yayan Diyot)
LG	: Laguerre-Gaussian
LIGO	: Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (Lazer İnterferometre Gravitasyonel-Dalga Gözlemevi)
LO	: Local Oscillator (Lokal Osilatör)
NPL	: National Physical Laboratories, UK (Ulusal Fizik Laboratuvarları, Birleşik Krallık)
PTB	: Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Ulusal Metrology Enstitüsü, Almanya)

PDH	:	Pound-Drever-Hall
ppm	:	Part Per Million (Milyonda Bir (10^{-6}))
PZT	:	Piezo-Elektric Transducer (Piezo-Elektrik Transdüser)
RF	:	Radio Frequency (Radyo Frekans)
RoC	:	Radius of Curvature (Eğrilik Yarıçapı)
TEC	:	Thermo-Electric Cooler (Termo-Elektrik Soğutucu)
THK	:	Türk Hızlandırıcı Merkezi
TIS	:	Total Integrated Scattering (Toplam Entegre Saçılma)
TÜBİTAK	:	Türkiye Bilimsel ve Teknolojik Araştırma Merkezi
ULE	:	Ultra-Low-Expansion (Ultra-Düşük-Uzama)
UME	:	Ulusal Metroloji Enstitüsü, Türkiye
XRI	:	X-ray Interferometer (X-ışınları İnterferometresi)



DİFERANSİYEL FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ İLE NANOMETRE-ALTI YERDEĞİŞTİRME VE NANORADYAN AÇI ÖLÇÜM YÖNTEMLERİNİN GELİŞTİRİLMESİ VE NANOMETROLOJİ UYGULAMALARI

ÖZET

Yerdeğiştirme, doğruluk, çözünürlük ve konumlandırma kabiliyeti açısından nanometre-altı uzunluk metrolojisine artan bir talep bulunmaktadır. Metrolojik Fabry-Perot interferometreleri ultra küçük yerdeğiştirme ölçümleri için yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar. Bununla birlikte; bu interferometreler, çoğunlukla, ölçümlerin nispeten küçük bir aralıkta yapılabildiği sınırlı taranabilirliğe sahip lazerler (He-Ne / I₂ gibi) kullanılmaktadırlar. Ölçüm aralığının genişletilmesi için; ölçüm deney düzeneklerini karmaşıktırarak kilitle-bırak yöntemlerinin kullanılması gerekmektedir. Bu tez çalışmasında; doğrusallık hatalarından etkilenmeyen, izlenebilir yerdeğiştirme ölçümleri için; Diferansiyel Fabry-Perot İnterferometresi (DFPİ) ile birlikte; genişletilmiş ölçüm aralığında taranabilir, Rb stabilize Dış Kaviteli Diyot Lazerler (ECDL'ler) kullanılmıştır. Ölçümleri etkileyen çevresel etkilerin baskılanması için diferansiyel konfigürasyonun kullanılması kaçınılmaz olmuştur. X-ışını interferometrisi (XRI), hem nanometre-altı ölçümler hem de yerdeğiştirmeler için boyutsal nanometroloji alanının önemli bir aracı olarak ortaya çıkmaktadır. Avrupa Birliği araştırma fonları ile desteklenen bu tez çalışmasında; XRI ve DFPİ cihazları arasında, her iki cihazın pikometre yerdeğiştirme metrolojisi için yeteneklerinin gösterilmesi amacı ile bir dizi karşılaştırma ölçümü gerçekleştirilmiştir. Sonuçlar, iki cihaz arasında iyi bir mutabakat olduğunu göstermesine karşın, 5 pm'den daha küçük bazı küçük farklar gözlemlenmiştir. DFPİ, aynı zamanda nanoradyan (nrad) hassasiyetli ultra-küçük açılarının tespiti için de uygulanmıştır. Uygulama esnasında, mevcut Yüksek Hassasiyetli Küçük Açılı Üretici (HPSAG) kullanılarak 1 nrad'a kadar açısal adımlar üretilmiş ve bu adımlar, frekansı kararlı lazerleri kullanan, geleneksel açı interferometrelerine alternatif ve mükemmel performans sağlayan bir yöntemle tespit edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Diferansiyel Fabry-Perot İnterferometresi, Nanometre-Altı Yerdeğiştirme Ölçümleri, Nanometroloji, Nanoradyan Açılı Ölçümleri.

DEVELOPMENT OF METHODS FOR SUB-NANOMETER DISPLACEMENT AND NANORADIAN ANGLE MEASUREMENTS USING DIFFERENTIAL FABRY-PEROT INTERFEROMETER AND ITS' APPLICATIONS IN NANOMETROLOGY

ABSTRACT

There is an increasing demand for length metrology at the sub-nanometre level, in terms of displacement, accuracy, resolution and positioning capability. Metrological Fabry-Perot interferometers have been widely used for ultra-small displacement measurements. However they mostly use limited tunability lasers (such as He-Ne/I₂) by which measurements can be performed in a relatively small range. In order to extend the measurement range lock-unlock methods that complicate the measurement set-ups are required. In this thesis; a Differential Fabry-Perot Interferometer (DFPI) together with extended range tunability Rb stabilized External Cavity Diode Lasers (ECDLs) have been used for nonlinearity free traceable displacement measurements. Differential configuration has been necessarily used for the suppression of environmental effects influencing the measurements. X-ray interferometry (XRI) is emerging as an important tool for dimensional nanometrology both for sub-nanometre measurements and displacements. In this thesis, supported by European research funds; a set of comparison measurements between the XRI and the DFPI have been realized to demonstrate the capabilities of both instruments for picometre displacement metrology. The results show good agreement between the two instruments, although some minor differences of less than 5 pm have been observed. DFPI has also been applied to detection of ultra-small angles in the level of nanoradian (nrad) precision. During application, down to 1 nrad angular steps have been generated using available High Precision Small Angle Generator (HPSAG) and these steps have been detected using the frequency stabilised lasers as an alternative and outperforming method to conventional angle interferometers.

Keywords: Differential Fabry-Perot Interferometer, Sub-Nanometer Displacement Measurements, Nanometrology, Nanoradian Angle Measurements.

GİRİŞ

Günümüzde ultra hassas yerdeğiştirme ölçümleri için interferometrik yöntemler yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar. Nanoteknoloji, nanometroloji ve entegre çip teknolojilerindeki gelişmeler, nanometre-altı doğruluklu boyutsal ölçümlere olan gereksinimi arttırmıştır. Çip üretiminde hassas konumlandırma, litografi, yer bilimleri, nano-üretim gibi pek çok alanda nanometre-altı çözünürlükte izlenebilir yer değiştirme ölçümlerine ihtiyaç duyulmaktadır.

Yerdeğiştirme ölçümleri, boyutsal ölçümler ve rotasyon ölçümleri için yaygın olarak kullanılan interferometrelere örnek olarak Michelson, Mach-Zehnder, Jamin, Fizeau, Sagnac ve benzeri interferometreler gösterilebilir. İki demet interferometreleri; yerdeğiştirme ölçümleri için dönen faz olarak adlandırılan quadrature iki sinyalin analizi prensibini kullanmaktadır. Bu sinyaller arasındaki faz gecikmeleri, genlik farklılıkları ve ofset seviyelerindeki farklılıklar iki sinyalin oluşturduğu dairelerin tam çemberden farklılık göstermesine sebep olmaktadır. Bu durum kullanılan ışınım kaynağının dalgaboyunun altındaki bir yerdeğiştirme miktarı bulunurken periyodik veya interpolasyon hatalarından kaynaklanan bazı hatalara sebebiyet vermektedir. Bu hatanın miktarı 2π faz açısının $1/100$ 'ü kadar dahi olduğunda kırmızı lazer ($\lambda/2 = 633/2 \approx 316$ nm) kullanılan bir interferometre periyodik hatası 3 nm'ler civarında olmaktadır. Non-linearite hatası olarak da bilinen bu hatalar iki demet lazer homodin interferometrelerinin kullanıldığı durumlarda birkaç nm'lere kadar çıkabilmektedir. Heterodin interferometreler; homodin interferometrelerden farklı olarak birkaç MHz ötelenmiş iki farklı AC sinyal arasındaki faz farkı prensibi ile çalıştığından; ölçümde kullanılan sinyallerin kalitesine daha az duyarlıdır. Dolayısı ile ölçümde kullanılan iki sinyalin genlik ve ofset seviyelerindeki değişiklikler faz ölçümlerini etkilememektedir. Buna rağmen, heterodin interferometreler; farklı frekanslı ve farklı polarizasyon durumlarına sahip iki demete ayrıştırıldığından polarizasyon karışması (mixing) hatalarından etkilenmektedir. İnterferometrik sistemde kullanılan PBS (polarizasyon demet bölücü) geçirgenlik/yansıtma oranları veya yokolma oranları (extinction ratio) 99% / 1% veya tam tersi olmaktadır. Bu durumda farklı frekans ve polarizasyondaki demetlerden birinin çok düşük bir kesrinin diğer interferometrik kola sızması söz konusudur. PBS'lerin mükemmel olduğu durumlarda dahi mükemmel şekilde doğrusal polarize ve birbirine dik

doğrultulu demetleri elde etmek çok zordur. Az da olsa eliptiklik her zaman mevcuttur ve polarizasyon karışması etkileri kaçınılmaz bir şekilde görülmektedir. Bu durumda da bir önceki durumdakine benzer şekilde bu kez periyodikliği π olan tekrarlayan bir hata gözlenecektir. %1'lik bir polarizasyon karışması hatası birkaç nanometre'ye kadar yerdeğiştirme ölçüm hatasına sebep olmaktadır. Pratik olarak; hata düzeltici bazı yöntemler kullanılmadan bu hataların 1 nm'nin altına düşürülmesi oldukça zordur. Heydemann (Heydemann, 1981) yöntemi olarak bilinen bir yaklaşım; bu hataların belli bir seviyeye kadar düşürülmesine yardım eden bir yöntemdir. Bu yöntemde; interferometre kontrollü bir şekilde hareket etmekte, faz dairesinin şekli gözlenmekte ve gerekli olan düzeltmeler sisteme tanıtılmaktadır. Eliptik veya benzeri (distorsiyona bağlı) şeklin tam çember şekline dönüştürülmesi için bazı dönüşümler uygulanarak gerekli düzeltmeler yapılmaktadır. Heydemann düzeltmeleri hem homodin hemde heterodin interferometre hatalarının azaltılması için uygulanabilmektedir.

Yukarıda bahsi geçen, klasik interferometrik yöntemlerle elde edilen non-linerite hataları 1 veya birkaç nm mertebesinde olabilmekte bu ise bilimsel ve endüstriyel alanlarda ihtiyaç duyulan < 10 pm çözünürlük ve doğruluklu izlenebilir yerdeğiştirme ölçüm taleplerini karşılayamamaktadır. Bu tez çalışmasının da temellerinin atıldığı EMRP Nanotrace Projesi kapsamında farklı pek çok yöntem ve interferometrenin tanıtımı yapılmış; pikometre ölçüm metrolojisi için uygunluklarının test edilmesi amacı ile X-ışınları interferometresi ile karşılaştırma ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Optik-kapasitif sensörlerin bir araya getirildiği heterodin interferometre (Seppa ve diğ., 2011) geliştirilmiştir. Uzaysal olarak ayrıştırılmış ölçüm ve referans kollarının kullanıldığı heterodin interferometredeki polarizasyon karışması hatalarının giderildiği yöntem (Pisani ve diğ., 2012) tanıtılmıştır. Proje kapsamında, birbirinden oldukça farklı dalgaboylarına (yeşil ve kırmızı) sahip iki lazerin kullanıldığı homodin interferometre (Kren ve Balling, 2009), kollarından birine konumlandırılmış Elektro Optik Modülatöre (EOM) uygulanan gerilim ile fazın sürekli sabit bir değerde (0 faz) tutulması yolu ile polarizasyon hatalarının kompanse edildiği başka bir heterodin interferometrenin yanı sıra, çoklu yansımalar neticesinde optik yolun uzatılması ve çözünürlüğün artırılması prensibinin kullanıldığı Michelson interferometreleri geliştirilmiş ve karşılaştırma ölçümleri gerçekleştirilmiştir (Pisani ve diğ., 2012).

Lazer interferometrik ölçümlerin yanı sıra kapasitif ve indüktif sensörler, taramalı probe mikroskopları da nanometrik seviyede boyutsal, uzunluk ve yerdeğiştirme ölçüm kapasiteli sensörlerdir. Buna rağmen bu sensör ve cihazlar da, lazer

interferometredesine benzer şekilde doğrusallık hataları, mekanik ve elektronik sistem kaymalarından etkilenmekte çözünürlük ve doğrulukları limitlenmektedir. Sensörlerin dikkatli bir şekilde tasarlanması; bu hataları minimize etmekle birlikte izlenebilirlik problemini ortadan kaldıramamaktadır.

Sensör ölçümlerinin bir primer uzunluk standardına izlenebilir olması gerekmektedir. Bu izlenebilirlik; ya sadece izlenebilir elemanların kullanıldığı ölçüm yöntemleri ya da izlenebilir bir cihazın kullanılması ile mümkündür.

Gelişmiş interpolasyon teknikleri kullanan interferometreler, ölçüm lazerleri, Fabry-Perot İnterferometrelerinin kullanıldığı ölçüm sistemleri izlenebilir cihazlara örnek olarak verilebilir. X-ışınları interferometresi de izlenebilir yerdeğiştirme ölçümleri için kullanılabilir.

Bu tez çalışması kapsamında yukarıda bahsi geçen ileri interferometrik ölçüm yöntemleri ve ultra hassas ölçüm sensörlerinden farklı olarak Fabry-Perot interferometrik ölçüm yöntemleri üzerinde odaklanılmıştır. Fabry-Perot interferometrik ölçüm yöntemi bu tür periyodik hataları barındırmayan non-linerite-bağımsız bir yöntem olarak oldukça dikkat çekicidir. Fabry-Perot interferometresi rezonans frekansı kavite aynaları arasındaki mesafeye doğrudan bağlıdır. Frekansı taranabilir kararlı lazer kavite rezonansına kilitlenirse aynalar arasındaki mesafe değişiklikleri kendini lazer frekansındaki değişiklikler olarak göstermektedir. Yerdeğiştirmelerinin tanıtıldığı Fabry-Perot interferometresine kilitli lazer izleyici lazer olarak isimlendirilir ve referans lazerle beat edilerek frekans bazlı yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilebilir. Frekans bazlı ölçümlerin ultra-yüksek çözünürlüklere müsaade etmesinden dolayı, pikometre ve altı yerdeğiştirme ölçümleri elde edilebilmektedir. Tez çalışması kapsamında sıcaklık ve vakum kontrollü tek kanallı Fabry-Perot interferometreleri ve yerinde ölçüm kapasitesinin kazandırıldığı, kırılma indisi ve çevresel etkilerden kaynaklı hataların ölçüm sonuçları üzerindeki etkisinin azaltılması için düşük uzama katsayılı invar malzemeden ürettirilmiş diferansiyel Fabry-Perot interferometreleri kurulmuştur. Kurulan sistemlerin validasyonunun sağlanması amacı ile X-ışınları interferometresi ile yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümleri gerçekleştirilmiştir. X-ışınları interferometresi karşılaştırma ölçümleri için; diferansiyel Fabry-Perot interferometresi, frekansı kararlı taranabilir Dış Kaviteli Diyot Lazerler (ECDL) ve beat (fark) frekans ölçüm teknikleri kullanılarak X-ışınları interferometresinin çeyrek, yarım ve tam saçak (192 pm) yerdeğiştirmeleri 5 pm altında doğruluk ile

ölçülmüştür. Geleneksel yöntemden farklı olarak düşük taranabilirliğe sahip He-Ne/I₂ lazerler yerine daha yüksek taranabilirlik aralığına sahip dış kaviteli diyot lazerlerin kullanımı > µm ölçüm aralığında pikometre doğruluk ve çözünürlüklü ölçümlerin gerçekleştirilmesini olanaklı kılmış; böylelikle; lazerlerin kilitli-bırak yöntemlerinin kullanılmasından kaynaklanan hatalarından kaçınılmıştır.

Temel fiziksel sabitlerin daha hassas ölçülebilmesi ve nanoteknoloji endüstrisinin ihtiyaç duyduğu nanometre - altı doğruluklu ölçüm taleplerinin karşılanabilmesi için < 10 pm çözünürlüklü lazer interferometre tasarlanmış ve kurulmuştur. Kararlı lazerler ve beat (fark) frekans ölçüm tekniklerini kullanan TÜBİTAK UME Diferansiyel Fabry-Perot İnterferometrik Ölçüm Sistemi ile nanometre - altı (pikometre) hassasiyetli izlenebilir yer değiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

TÜBİTAK UME'de kurulan kararlı (atomik enerji geçişlerine kilitli) ECDL lazerler ve İnterferometrik sistemlerin ulusal nanoteknoloji, nanometroloji alanlarının ve savunma sanayiinin nanometre-altı ölçüm ihtiyaçlarının karşılanmasına katkı sağlaması da hedeflenmektedir.

Tez konusunun başlığından da anlaşılacağı üzere yerdeğiştirme ölçümlerinden elde edilen pikometre doğruluklu ve çözünürlüklü ölçüm kabiliyetleri; yerdeğiştirme ölçümlerinin bir pivot nokta etrafında gerçekleştiği açı ölçümlerine aktarılmıştır. Bu kapsamda TÜBİTAK UME'de geliştirilmiş olan Yüksek Hassasiyetli Küçük Açık Üreticinin (HPSAG) ürettiği ve aynı zamanda ölçtüğü nanoradyan-altı açılar eş zamanlı olarak TÜBİTAK diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile ölçülmüştür.

Tezin içeriği aşağıdaki şekilde olmuştur:

1. bölümde; oldukça detaylı bir biçimde Fabry-Perot İnterferometresi tanıtımı yapılmıştır. Rezonatör kararlılığı, rezonatör çeşitleri, ayna yüzey pürüzlülüğü etkileri, mode-matching kavramları tanıtılmıştır. Fabry-Perot interferometresi boyuna, enine modları ve bu modların çözümleri olarak algılanabilecek Hermite-Gaussian ve Laguerre-Gaussian modlardan bahsedilmiştir. Rezonatör kayıpları ve rezonatör kalite faktörü ve kavite içi foton yaşam süresi gibi kavramlar verilmiştir.

2. bölümde; diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile kombine bir şekilde kullanılan, nanometre-altı yerdeğiştirme ve nanoradyan açı ölçümleri için kritik öneme sahip olan X-ışınları interferometresi ve yüksek hassasiyetli küçük açı üretici hakkında kısa bir bilgilendirme yapılmıştır. Ardından; Fabry-Perot interferometresinin doğrudan veya dolaylı bir şekilde kullanıldığı farklı uygulama alanlarından

bahsedilmiştir. Konunun genişliği ve Fabry-Perot interferometresi uygulama alanlarının fazlalığı nedeni ile bu alanların bir kısmının kısaca tanıtımı yapılmış diğer bir kısmı ise sadece listelenebilmiştir.

3. bölümde bu çalışmanın en temel ve önemli öğelerinden biri olan frekansı kararlı, taranabilir, dar-bantlı dış kaviteli diyot lazerlerin tanıtımı yapılmış, öncesinde ECDL lazerin kalbinde yer alan lazer diyotlar ile ilgili oldukça detaylı bilgiler aktarılmıştır. Alt başlık altında ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları ile ilgili genel kavramlar verilmiş hemen ardından lazerlerin frekans kilitlemesinde kullanılan temel yöntemlerden biri olan doyum soğurum spektroskopisi (Saturated Absorption Spectroscopy, SAS) yöntemi tanıtılmıştır. Lazer frekansının atom, molekül ve referans kavitelere kilitlemesi ile ilgili tanıtımın ardından lazer heterodin fark frekans yöntemleri, lazer kararlılık ölçüm ve analiz yöntemlerine değinilmiştir.

4. bölümde deney düzeneği detaylı bir şekilde anlatılmıştır.

5. bölümde tez çalışmasının bulguları ve elde edilen sonuçlar mevcut literatür bilgisi ile birlikte tartışılmıştır.

6. bölümde ölçüm sistemi modellenmiş; ilgili limitler belirlenmiş ve ölçüm sisteminin belirsizlik bütçesi oluşturulmuştur.

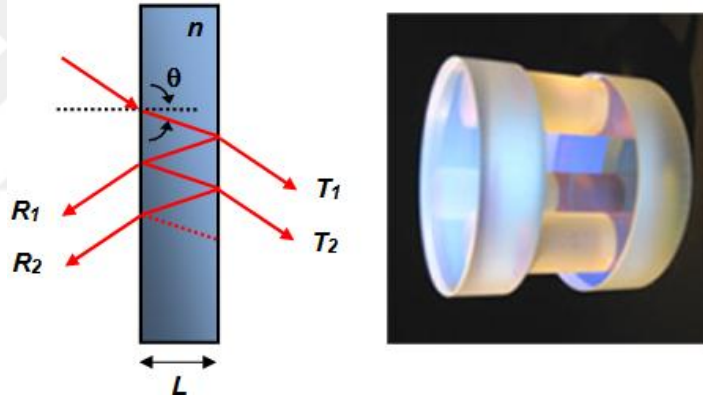
7. bölümde elde edilen sonuçlar özetlenmiş, kurulan sistem ve elde edilen sonuçların olası yararları ve uygulama alanları belirtilmiştir.

Kaynaklar, kişisel yayınlar ve eserler ve özgeçmiş verilerek tez dökümanı sonlandırılmıştır.

1. FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ (FPI)

1.1. Tarihçe

Charles Fabry ve Alfred Perot 1899 yılında, spektral özelliklerin yüksek çözünürlükle elde edildiği bir interferometreden bahsettiler (Perot ve Fabry, 1899). 1914 yılında taramalı Fabry-Perot interferometresinin astronomi alanında kullanılabileceğini raporladılar. Fabry-Perot interferometresi paralel iki yansıtıcı yüzey ya da yüksek yansıtma özellikli iki aynadan ibarettir (Şekil 1.1). Kromatik ışık kaynağı gönderilen interferometre çıkışında aynalardan olan yansımalar neticesinde çoklu demet girişimi gözlenmektedir. Girişim yapan bu ışınlar yüksek çözünürlüklü bir interferometre oluştururlar (Mulligan, 1998), (URL-1).



Şekil 1.1. Fabry-Perot interferometresi (URL-2)

İki demet (two beam) interferometresi olarak Michelson interferometresi, çoklu demet (multiple beam) interferometresi olarak ise Fabry-Perot interferometresi (FPI) örnek olarak gösterilebilir. Michelson interferometresi dağınık (diffuse) saçaklara sahip iken Fabry-Perot interferometresi çok daha keskin saçaklara sahiptir. Kavite finesse değerleri düştükçe keskinlik azalır ve Michelson interferometresindeki benzer saçaklarla karşılaştırılır. Bilindiği üzere kavite finesse değeri FPI serbest spektral aralığına (Free Spectral Range, FSR) kaç tane rezonansın sığabildiği ile ilgilidir. Dolayısı ile finesse değerinin 1'e yakınsadığı durumlarda FPI rezonansları da Michelson interferometrik rezonanslarına benzerlik gösterir.

Genellikle interferometre aynalarının sabit kaldığı yapılar 'etalon', aynalardan birinin veya her ikisinin hareketli olduğu yapılar ise Fabry-Perot interferometresi olarak adlandırılmaktadırlar.

Görünür bölge ve daha kısa dalgalarda sıklıkla düzlem aynalı interferometreler kullanılırken kızılaltı ve uzun dalgalarda eğri (curved) aynalı yapılar tercih edilmektedir. Sabit bir ayna boyut büyüklüğü için eğri aynalı yapılarda enerji kavite içine daha iyi aktarılabilir. Mikrodalga bölgesinde küresel ayna kullanımı evrenseldir, aksi takdirde devasa boyutlu yapılar kaçınılmaz olmaktadır (Chantry, 1982). Uzun dalgalarda (mikrodalga örneğin) FPİ genellikle açık rezonatör olarak adlandırılır ve yüksek frekanslarda dielektrik özelliklerin araştırılmasında kullanılır (Amity, 1970).

Dielektrik özellikler belirlenirken Skin Depth kavramından bahsetmekte fayda vardır.

Skin Depth (URL-3) için Denklem (1.1) ifadesi kullanılabilir;

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \quad (1.1)$$

ρ : iletkenin direnci ($\Omega.m$)

f : frekans

μ : iletkenin mutlak manyetik permeabilitesi ($\mu = \mu_0 \times \mu_r$).

Kısa dalgalarda aynalar kullanılırken, orta, yakın-mm ve mm-altı dalga bölgelerinde tel kafesler ve ızgaralar yansıtıcı olarak kullanılmaktadırlar.

Fabry-Perot interferometresinin kesin bir teorisi Maxwell Alan denklemlerinin sınır değer koşullarındaki analitik çözümlerine ihtiyaç duyar. Bu tez çalışmasının kapsamı dışında görüldüğünden alan denklemlerinin çözümleri üzerine yoğunlaşmamıştır. Fabry-Perot interferometresi ile ilgili detaylı bilgilere ilerleyen sayfalarda yer verilmiştir.

1.2. Rezonatör Kararlılığı ve FPİ En Yaygın Türleri

Denklem (1.2)'deki koşulu sağlayan interferometreler kararlı olarak ifade edilirler (Kogelnik ve Li, 1966);

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \cdot \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (1.2)$$

Burada; L aynalar arası mesafe, R_1 ve R_2 ise ayna eğrilik yarıçaplarıdır.

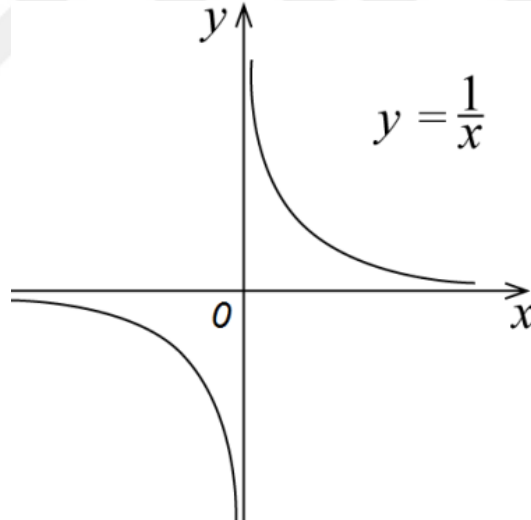
Denklem (1.3)'te verilen y'ye karşı Denklem (1.4)'te verilen x'in grafiği çizdirilirse, elde edilen grafik, her iki eksen ve dikdörtgensel hiperbolle (Şekil 1.2.) sınırlandırılmış kararlılık alanlarını gösterecektir;

$$y = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \quad (1.3)$$

$$x = \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \quad (1.4)$$

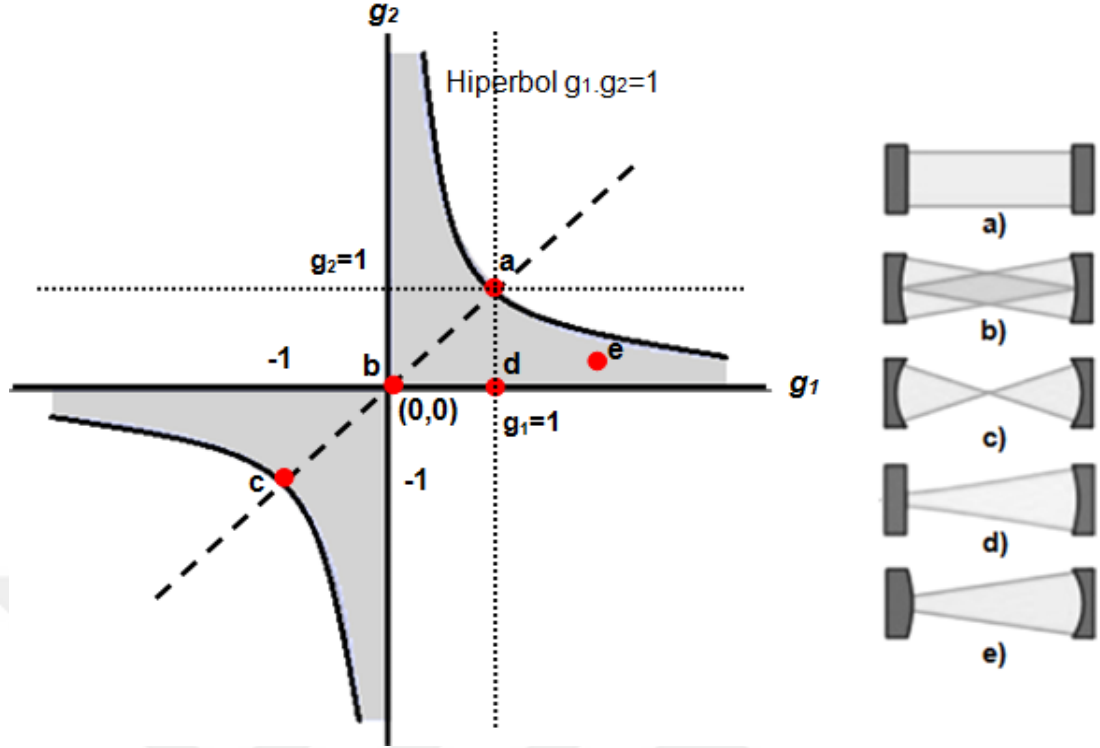
$$xy = 1 \quad (1.5)$$

$$y = \frac{1}{x} \quad (1.6)$$



Şekil 1.2. Dikdörtgensel hiperbol grafiği

Rezonatör kararlılığı diyagramlarında x ve y yerine g_1 ve g_2 rezonatör parametreleri kullanılmaktadır. Rezonatör kararlılığı için $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$ koşulunun sağlanması gerekmektedir, aksi takdirde rezonatör kararlı değildir ve bu durumda hiçbir Gaussian demet kavite tarafından tuzaklanamamaktadır. Denklem (1.2)'nin daha detaylı çıkarımı (Verdeyen, 1995; Millonni ve Eberly, 1988; Siegman, 1986) verilmiştir. Fakat bahsi edilen durumun grafiksel gösterimi pratik uygulamalar için oldukça yeterlidir ve Şekil 1.3'te verilmiştir.



Şekil 1.3. İki aynalı lineer rezonatörlerin kararlılık grafiği. a) – e) sırası ile, düzlem - düzlem, konfokal, konsentrik, hemisferik ve konkav-konveks rezonatördür

Kararlılık grafiğine hem pasif (Fabry-Perot) hem de aktif (lazer) rezonatör tasarımlarında başvurulabilir. Lazer veya Fabry-Perot kavitesi kararlılığı kavite aynaları arasındaki L mesafesi ve ayna geometrisi (ayna eğrilik yarıçapı) ile ilişkilidir. Sistemde kullanılacak ayna parametre ve geometrilerine bağlı olarak ışımının gerçekleşmesi veya kavite kararlılığının sağlanması için ihtiyaç duyulan kavite boyu belirlenir. Stabilite ve instabilite bölgelerinin belirlenmesi için rezonatör g parametrelerine başvurulur (Jackson ve Bauen, 2001). Eğer kavite g parametreleri grafikteki taralı alanların içinde ise kavite kararlı, dışında ise kararsız, hiperbolün sınırında ise koşullu - olarak kararlı durumdadır ve bu durum kusursuz bir kavite ayarlamasını gerektirmektedir (Verdeyen, 1995).

Tüm simetrik rezonatörler $g_1=g_2$ doğrusu üzerindedirler. Doğrusal simetrik rezonatörler özdeş ayna çifti kullandıklarından ($R_1=R_2=R$), rezonatör parametreleri $g_1=g_2=g$ şeklinde verilebilir. Dolayısı ile simetrik rezonatörler için kararlılık koşulu aşağıdaki şekilde de verilebilir (Saleh ve Teich, 1991);

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (1.7a)$$

$$0 \leq g^2 \leq 1 \quad (1.7b)$$

$$-1 \leq g \leq 1 \quad (1.7c)$$

$$-1 \leq 1 - \frac{L}{R} \leq 1 \quad (1.7d)$$

$$0 \leq \frac{L}{R} \leq 2 \quad (1.8)$$

Burada; Denklem (1.8)'de verilen ifade, simetrik rezonatörler için kararlılık koşuludur.

Düzlem - düzlem, konfokal ve konsentrik kavite koşullu kararlı konfigürasyonlara örnek olarak verilebilir. Her üç yapı da simetrik rezonatördür ve rezonatör parametreleri $g_1=g_2$ şeklindedir. Şekil 1.3'te kararlılık grafiği ile birlikte bazı iki aynalı rezonatör konfigürasyonları da gösterilmiştir. Her bir rezonatör grafik üzerinde bir nokta ile gösterilmiştir. Bu noktaların taralı bölgeye düştüğü durumlar kararlıdır ve belli sayıda Gaussian modu tuzaklayabilmektedir.

Rezonatörlerin bazı özel durumları dikkate değerdir:

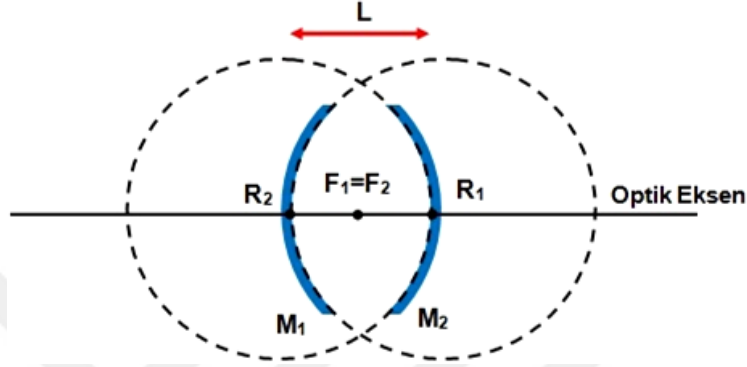
Hiperbol üzerindeki bir noktada $g_1g_2=1$ 'dir ve dolayısı ile $L= R_1 + R_2$ 'dir ve rezonatör konsentrik olarak adlandırılır. Eğrilik yarıçapları birbirine eşit ise bu durumda eğrilik yarıçapları kavite boyunun yarısına eşittir. Bu tür bir kaviteye, bütün ayna açıklığını ve dolayısıyla kavite açıklığını dolduran geniş bir demet kuplanırsa kavite merkezinde difraksiyon limitli bir demet yarıçapı (beam waist) oluşturur.

Dikkat çekici ve yaygın olarak tercih edilen bir başka konfigürasyon konfokal kavitedir. Konfokal tasarım (Şekil 1.4); ayna eğrilik yarıçaplarının birbirine ve kavite boyuna eşit ($R_1=R_2=R=L$) olduğu bir tasarımdır. Konfokal kavite için g parametreleri $g_1=g_2=0$ 'dir. Tasarım konfokal olarak adlandırılmıştır, çünkü her iki küresel aynanın odak noktaları kavite merkezinde ve çakışıktır (Neal, 2009). Konfokal tasarım belli bir kavite boyu için aynalar üzerindeki en küçük demet çaplarını mümkün kılmaktadır. Sıklıkla lazerlerde, özellikle de enine mod yapısının saflığının önemli olduğu uygulamalarda kullanılmaktadır. Bu tür kavite, hemisferik kavite ile birlikte lazer ve referans kavite uygulamalarında en sık kullanılan yapılardır. Konfokal durum kararlılık grafiğinin merkezindeki bir nokta ile temsil edilmektedir. Konfokal bir rezonatör için kavite merkezindeki ve ayna yüzeylerindeki demet yarıçapları (beam waist) için Denklem (1.9) ve Denklem (1.10) yazılabilir;

$$w_0^2 = \frac{L\lambda}{2\pi} \quad (1.9)$$

$$w_1^2 = w_2^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \quad (1.10)$$

Burada L, kavite boyu, λ ise ışımının dalgaboyudur.



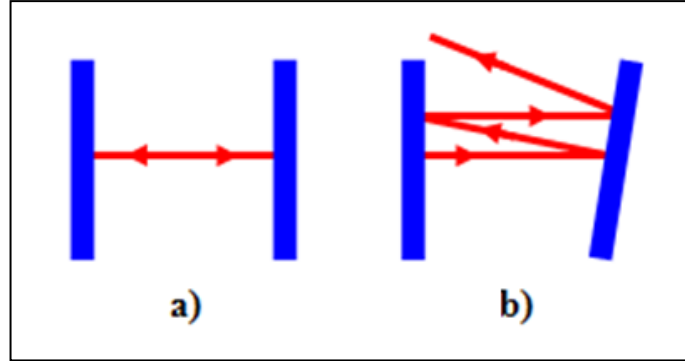
Şekil 1.4. Konfokal Fabry-Perot interferometresi

Aynalarından bir tanesi düzlem, diğeri ise küresel olan, küresel aynasının eğrilik yarıçapı, kavite boyu L'ye eşit olan hemisferik kavite de dikkat çekicidir. Hemisferik bir kavite için, minimum demet beli veya boyutu (beam waist veya spot size), düzlem ayna üzerindedir. Kavitenin lazer kavite olarak kullanıldığı durumda, demet boyutunun çok az daha büyütülmesi için düzlem ayna eğrilik yarıçapına eşit olan kavite boyunun ($L=R$), ΔL mesafesi kadar kaydırılması gereklidir. Şekil 1.3'ten de görülebileceği üzere $g_1=1$ ve $g_2=1$ doğruları bir aynası düzlem ayna olan ($R \rightarrow \infty$) rezonatörlere karşılık gelmektedir. Düzlem aynanın sol tarafta olduğu (1,0) noktası $g_1=1$ doğrusu üzerindedir.

Konkav-konveks bir kavite; aynalarından bir tanesinin eğrilik yarıçapının negatif olduğu bir tasarımdır. Bu tasarımda, demetin kavite içi odaklanması söz konusu değildir ve bu durum çok yüksek güçlü kavite içi ışımalarının kavite içi ortama (sayet aktif lazer kavite ise) ve kavite aynalarına zarar vermesini engellemek için de tercih edilebilmektedir.

Kararlı rezonatör (kavite) yapılarından bir başkası ve belkide en yaygın olanı her iki aynası da düzlem olan ($R \rightarrow \infty$), kavite parametreleri $g_1=g_2=1$ şeklinde ifade edilebilen düzlem – düzlem (plano-plano veya plane-parallel) kavitedir. Basit yapı bir kavite gibi gözükmeyle birlikte, ayarlanma güçlükleri nedeniyle büyük boyutlu lazer ve Fabry-Perot rezonatör uygulamalarında tercih edilmezler. Ayna paralelliği

birkaç arcsec (açısal saniye) doğrulukta sağlanmalıdır. Aksi takdirde ışınımı kavite içinde tutmak imkansız hale gelmektedir (Şekil 1.5).

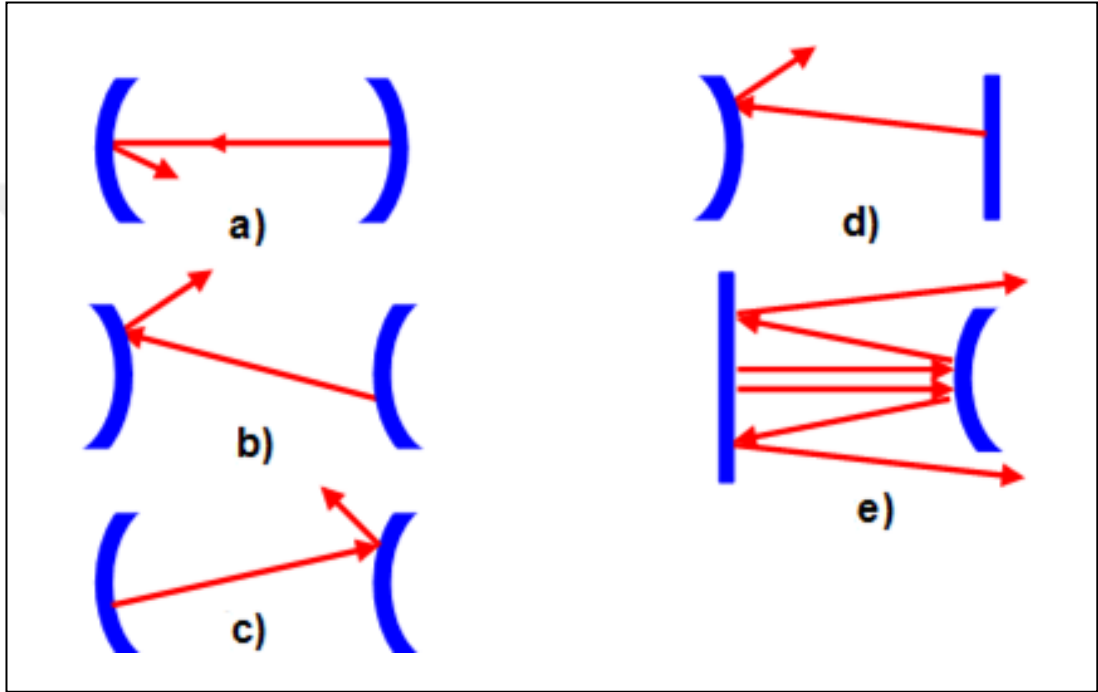


Şekil 1.5. Düzlem-düzlem rezonatör a) optik eksene paralel bir ışık demeti, birbirine kusursuz bir şekilde paralel hale getirilmiş aynaların oluşturduğu kavite içinde kalır b) aynalar yeterince paralel hale getiremez ise ışık demeti kavite dışına çıkar

Kararlılık denklemi ve grafiği ray-matris formalizminin kompakt bir gösterimidir. Kararlılık koşulunun sağlandığı ve kararlılık grafiğinde taralı bölge içinde bulunan bir nokta ile temsil edilen kavite içinde hareket eden bir ışın bağlıdır (bounded) ve çok sayıda kavite içi yansımasından sonra bile kavite içine hapsedilmiştir. Denklem (1.7a)'nın sağlanamadığı durumda ışının konumu bağlı değildir ve ışın nihai olarak kaviteden kurtulacaktır. Böyle bir kavite kararsız olmakla beraber bazı durumlarda tercih edilebilmektedir. Kavite içi ışınların kavite içinde hapsedilebilip edilememelerine bağlı olarak kararlı ve kararsız olarak adlandırılırlar. Lazer ve Fabry-Perot rezonatör çıkış aynaları kavite içi arzulanan yansıtıcılığın sağlanması için hassas kaplanmışlardır. Kavite içi ışınım çok şiddetli ise aynalar zarar görebilir hatta kırılabilir. 2 kW'a kadar kararlı kavite tasarımları kullanılabilir, bu tasarımlar optik eksenin merkezinden olan ışınları mümkün kılmaktadır. Bunun yanı sıra, bu tasarımlar ışık demetlerinin kavite içinde çok sayıda osilasyonuna izin vermekte aktif (lazer) rezonatör durumunda yüksek kazançlar elde edilebilmektedir. Odak özellikleri ve yönlülük özellikleri bakımından da kararlı yapılar kararsız yapılara kıyasla avantaj sağlamaktadır.

Buna rağmen, yüksek güçlü lazerler için Şekil 1.6'da gösterilen kararsız rezonatörler sıkça kullanılmaktadırlar. Şekil 1.6 e)'de, lazer ışınması tamamen yansıtıcı metal çıkış aynasının köşesinden olmaktadır. Yüzük şeklindeki demet ayna yüzeyindeki ışık şiddetini azaltmakta ve ayna kırılma ve zarar görme etkilerini azaltmaktadır. Kararsız kavite, aynaları arasında yüksek sayıda osilasyon gerektirmeyen osilasyon

başına kazanç oranları yüksek lazer sistemleri için uygundur. Buna ilaveten, Şekil 1.6 e)'den de görülebildiği üzere lazer çıkış ışınları yüzük şeklinde olduğu için gerekli durumlarda aynayı soğutmakta mümkündür. Şekil 1.6 a) – d) Milonni ve Eberly (2010)'dan alınmış, Şekil 1.6 e) sonradan eklenmiştir. Şekil 1.6 a) – Şekil 1.6 e)'yi temsilen sırası ile; a) $R_1 = R_2 = L/3$, $g_1.g_2 = 4$, b) $R_1 = R_2 = -L$, $g_1.g_2 = 4$, c) $R_1 = L/2$, $R_2 = -L$, $g_1.g_2 = -2$, d) $R_1 = -L$, $R_2 = \infty$, $g_1.g_2 = 2$, e) $R_1 = \infty$, $R_2 = -L$, $g_1.g_2 = 2$ ifadeleri verilebilir.



Şekil 1.6. Kararsız rezonatör çeşitleri

Gaussian demet parametreleri ve bu parametrelerin rezonatör optiği ile ilişkisi ve yüksek dereceden modlar, kavite kararlı mod çözümlerini veren Hermite-Gauss, Laguerre-Gauss modları ve aralarındaki ilişkilere ilerleyen bölümlerde değinilecektir.

1.3. Fabry-Perot İnterferometresi Parametreleri ve İlgili Denklemler

Yüksek yansıtma özellikli bir aynaya lazer ışığı gönderildiğinde ($R=0,9$ olduğu varsayılın) gönderilen ışığın çok az bir kısmı aynadan geçer (ayna malzemesinin geçirgen olduğu durumda). Aynı aynadan bir tane daha alınıp yansıtıcı yüzeyleri birbirine bakacak şekilde konumlandırıldığında normalden çok daha az bir ışığın aynalardan geçmesi beklenir. Ancak, aynalar birbirine göre hassas bir şekilde ayarlanır ve aşağıdaki rezonans koşul sağlanırsa durum değişir ve ayna arkalarında geçen ışın algılanır.

Rezonant durumda, L kavite boyu için, Denklem (1.11), Denklem (1.12) ve Denklem (1.13) ifadeleri türetilebilir;

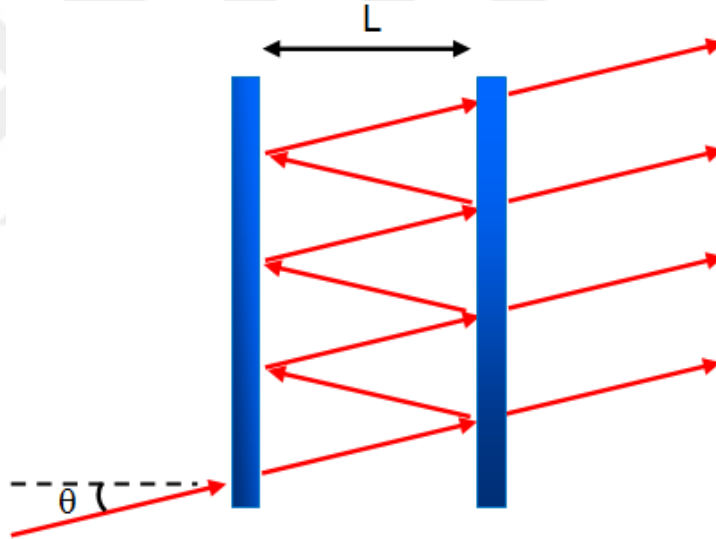
$$kL=N\pi \quad (1.11)$$

$$\frac{2\pi}{\lambda}L=N\pi \quad (1.12)$$

$$L=N\frac{\lambda}{2} \quad (1.13)$$

Burada; k, propagasyon (ilerleme) vektörü, λ , ışık dalgaboyu ve N bir tamsayıdır.

Rezonant durumda, kavite içinde yüzeylerden olan çoklu yansıyan ışık dalgaları yapıcı girişim yapar ve kavite içinde şiddetli bir ışık alanı oluşur. İdealize bir durumda böyle bir optik sistemde 100% bir geçirgenlik beklenir.



Şekil 1.7. Düzlem aynalı Fabry-Perot interferometresi

Fabry-Perot interferometresinden (Şekil 1.7) olan geçirgenlik (transmisyon) Airy formülü olarak adlandırılır ve kusursuz kayıpsız aynalar için Denklem (1.14) ve Denklem (1.15) ile ifade edilebilir;

$$T=\left[1+\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)\right]^{-1} \quad (1.14)$$

$$\phi=\frac{2\pi}{\lambda}2nL\cos\theta \quad (1.15)$$

Burada; ϕ , gidiş-dönüş (round trip) faz değişimini ifade etmektedir.

Yansıma esnasında olabilecek faz değişimlerinin ihmal edildiği durumda rezonans ifadesi Denklem (1.16)'daki gibidir;

$$2nL \cos \theta = m\lambda \quad (1.16)$$

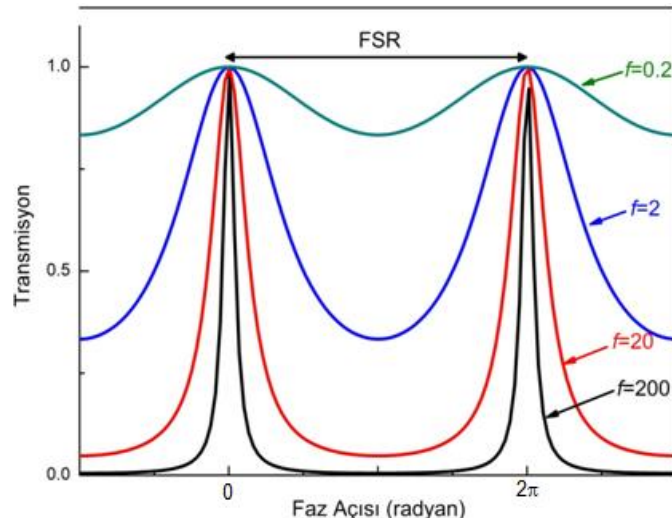
n , aynalar arasındaki ortamın kırılma indisi, θ , gelen ışın açısı ve m bir tamsayıdır. Dalgaboyunun tamsayı katlarının kavite bir tam döngü mesafesine sığıdığı durumlarda rezonans gözlenir. Bu durumda; Airy ifadesi Denklem (1.17) ile ifade edilebilir;

$$T = \frac{1}{1 + f \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right)} \quad (1.17)$$

Burada; f şekil (shape) faktörü olarak adlandırılır ve ayna yansıtıcılığı (R) cinsinden Denklem (1.18)'deki eşitlikle ifade edilmektedir;

$$f = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (1.18)$$

Görüldüğü üzere FPI transmisyonu faz açısı, ϕ nın periyodik bir fonksiyonudur. Ayna yansıtma katsayısı R nin değeri ne kadar yüksek ise transmisyon pikleri o kadar dar bantlı olmaktadır. Ayna yansıtıcılığı R 'e ($R \rightarrow 1$) giderken şekil fakörü f sonsuza ($f \rightarrow \infty$) gitmekte ve transmisyon pikleri daha dar hale gelmektedir (Protopopov, 2014). Bu durum Şekil 1.8'de gösterilmektedir; rezonansların keskinliği ayna yansıtıcılığıyla yakından ilişkilidir, aynalar ne kadar yüksek yansıtıcılığa sahip ise o denli keskin rezonanslar gözlenmektedir.



Şekil 1.8. FPI transmisyonu

FPI transmisyonu \sin^2 teriminden dolayı periyodiktir. Fonksiyonun periyodu FSR (Free Spectral Range)-Serbest Spektral Aralık olarak adlandırılır. FSR iki ardışık rezonans arasındaki frekans farkı (Hz), dalgaboyu (nm) ve dalgasayısı (cm^{-1}) cinsinden, sırası ile Denklem (1.19), Denklem (1.20) ve Denklem (1.21) ile ifade edilebilir;

$$\text{FSR}=\Delta\nu=\frac{c}{2nL} \quad (1.19)$$

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda^2}{2nL} \quad (1.20)$$

$$\Delta\bar{\nu}=\frac{1}{2nL} \quad (1.21)$$

İnterferometre veya etalonların performansı hakkında bilgi veren yararlı terimlerden biri finesse'tir. Finesse serbest spektral aralığın (FSR veya $\Delta\nu$), rezonansın çizgi kalınlığına (FWHM (Full Width at Half Maximum) veya $\delta\nu$) oranıdır. Verilen bir FSR değeri için yüksek finesse yüksek spektral çözünürlüğe işaret etmektedir.

Rezonans çizgi kalınlığı ifadesi Denklem (1.22)'de verilmiştir;

$$\delta\nu=\text{FWHM}=\frac{\Delta\nu(1-R)}{\pi\sqrt{R}} \quad (1.22)$$

Serbest spektral aralığın rezonansın çizgi kalınlığına oranı ile ilgili ifadelerin Denklem (1.22)'deki eşitliğin bir tarafına toplanacak şekilde düzenlenmesi ile ideal reflektivite finesse'i, F_r için Denklem (1.23) 'teki eşitlik elde edilir;

$$F_r=\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}=\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.23)$$

Bu formülden de anlaşılacağı üzere ayna yansıtma katsayısı, R arttıkça düzlem aynalı Fabry-Perot interferometresinin spektral çözünürlüğü artmaktadır. Teorik finesse değerlerinin 100-200 aralığında olması için R'nin değerinin $> 0,98$ olması gereklidir. Ayna yansıtma katsayısının yüksek olduğu durumlar için ($R \rightarrow 1$) Denklem (1.23) aşağıdaki yaklaşıklıkla verilebilir;

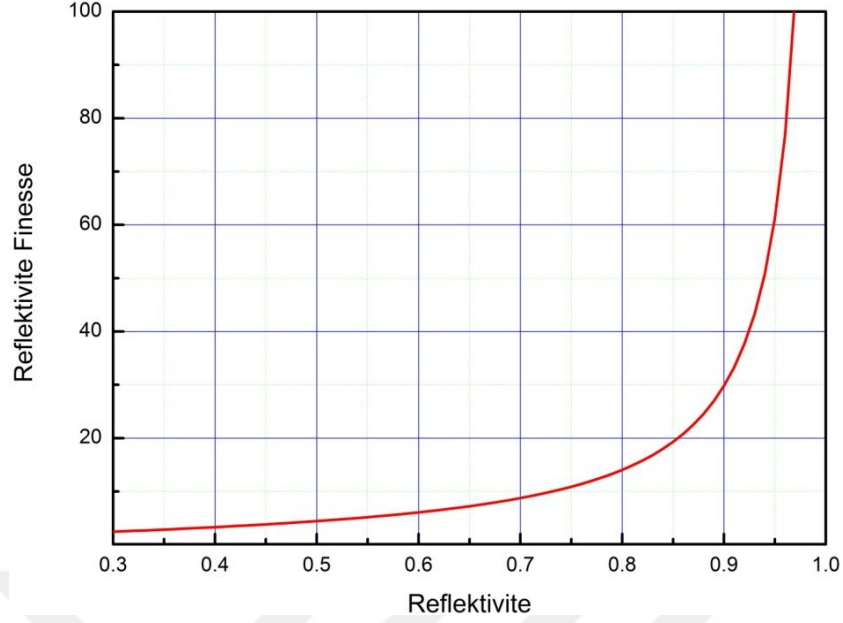
$$F_r \approx \frac{\pi}{1-R} \quad (1.24)$$

İnterferometrede kullanılan aynaların yansıtma katsayılarının farklılık gösterdiği durumlarda Denklem (1.23) aşağıdaki formda yazılabilir;

$$F_r = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (1.25)$$

Yukardaki verilen kavramları bir örnek üzerinden açıklamak gerekirse, aynaları arasındaki mesafenin 5 cm alındığı, ayna yansıtma katsayısının $R=0,95$ olduğu ve interferometre finesse'inin reflektivite-sınırlı olduğu varsayılan bir interferometre için $F \cong 60$ ve $FSR=\Delta\nu=3$ GHz dolayısı ile rezonans çizgi kalınlığı $\delta\nu=50$ MHz bulunur. 780 nm dalgaboyu için bu $\delta\nu$, $\delta\lambda=1 \times 10^{-4}$ nm değerine karşılık gelir, öyle ki bu değer ticari kırınım-ağlı spektrometrelere çok daha yüksek bir çözünürlüğe işaret etmektedir. Bu yüksek çözünürlüğe rağmen yukarıdaki örnekte de görüleceği üzere 0,006 nm'ye karşılık gelen sınırlı bir FSR'ye sahiptir. Bu nedenle Fabry-Perot interferometreleri geniş bantlı kaynakların spektroskopisi için tek başlarına uygun değildirler. Kullanılacak kaynağın düşük çözünürlüklü bir kırınım-ağlı spektrometre ile filtrelenmesi gerekebilir (Nachman ve Bernstein, 1997).

Denklem (1.24), $R \sim 1$ 'e çok yakın olduğu durumlar için finesse değerlerinin çok yüksek olacağını açık bir şekilde göstermekte dolayısı ile de çok yüksek çözünürlüklere işaret etmektedir. Buna rağmen, bazı etkenler ulaşılabilecek finesse ve çözünürlük değerlerine bir üst limit koymaktadır. Öncelikle; düzlem dalgalar aslında idealizasyondur ve monokromatik bir demet sonlu enine (transverse) içeriğine rağmen düzlem dalgalardan oluşmuştur ve düzlem aynalı Fabry-Perot interferometresinden geçerken geliş açısına bağlı farklı transmisyonlar gerçekleşmektedir. Toplam etki saçakların genişlemesi ve spektral çözünürlüğün (ve finesse'in) kötüleşmesidir. Açısal içeriğini azaltmak için demet boyutlarını büyütme, aynaların boyutlarının büyümesi ile birlikte aynaların istenen düzlemsellikte üretilmemesinden dolayı arzulanan sonuçları vermemektedir. İnterferometre optiğinin yeterince düzlemsel olmaması pratik uygulamalarda kendini gösterir ve finesse değerlerini düşürür. Dolayısı ile düzlem-düzlem aynalı Fabry-Perot interferometreleri için elde edilebilen finesse değerleri yaklaşık olarak 100 ile sınırlıdır. Şekil 1.9 ayna kaplaması reflektivite değerlerine karşılık reflektivite finesse değerlerini göstermektedir.



Şekil 1.9. Reflektivite değerlerine karşılık reflektivite finesse grafiği

Buna rağmen bu durum yukarıda da bahsedildiği üzere kusursuz olduğu düşünülen teorik etalonlar için geçerlidir. Gerçekte en iyi etalonlar bile teorik olarak beklenen performanslarını bazı defectlerden (kusurlardan) dolayı gösteremezler. Gerçek etalonlarda elde edilen finesse değerleri reflektivite finesse değerlerinden genellikle düşüktür. Etalon ve düzlem aynalı interferometreler için aşağıdaki finesse ifadeleri dikkate alınmalıdır.

Reflektivite (F_r), gelen demet diverjans (F_θ) ve difraksiyon limitli finesse'ler (F_D) için sırasıyla Denklem (1.26), Denklem (1.27) ve Denklem (1.29) ifadeleri verilebilir;

$$F_r = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.26)$$

$$F_\theta = \frac{\lambda}{L \tan^2 \theta} \quad (1.27)$$

$$F_D = \frac{CA^2}{2L\lambda} \quad (1.28)$$

Bunun yanı sıra, defect (yüzey kusurları) finesse'inden bahsetmekte fayda vardır. Yüzey kusurları kaynaklı finesselerden en dikkat çekici olan ve toplam (etkin) defect finesse (F_θ) hesaplamalarında katkısı büyük olan finesse; küresellikten sapma ile ilişkili hataların neticesinde görülen küresel deviasyon finesse'idir (spherical deviation finesse, F_{ds}). Yüzeylerde küresellik bulunması durumunda, ışığın fazı

yüzey boyunca değişime uğramaktadır Küresellik hataları tahmin edilebilirler ve bu yüzden defect finesse hesaplamalarında sıklıkla kullanılırlar. Düzlemsellik (flatness) veya yüzey şekli (surface figure) kusur finesse'i olarak da adlandırılabilen küresellik deviasyon finesse'i için açık ifade Denklem (1.29)'daki gibidir;

$$F_{ds} = \frac{M}{2} \frac{\lambda}{633 \text{ nm}} \quad (1.29)$$

Toplam defect finesse değeri (F_d), spherical (küresel) deviasyon defect finesse'i (F_{ds}), yüzey düzensizlikleri (irregularity) defect finesse'i (F_{dg}) ve paralellik defect finesse'inin (F_{dp}) katkıları neticesinde kötüleşmektedir. Paralellik defect finesse'i tilt veya wedge finesse'i olarak da düşünülebilir. Fabry-Perot etalon veya interferometresinin aynalarının birbirine paralel olmaması durumunda etalon içindeki ışımının fazı paralellikten sapmanın boyutlarına bağlı olarak değişiklik göstermektedir. Bu ise finesse değerini düşürmektedir (URL-2).

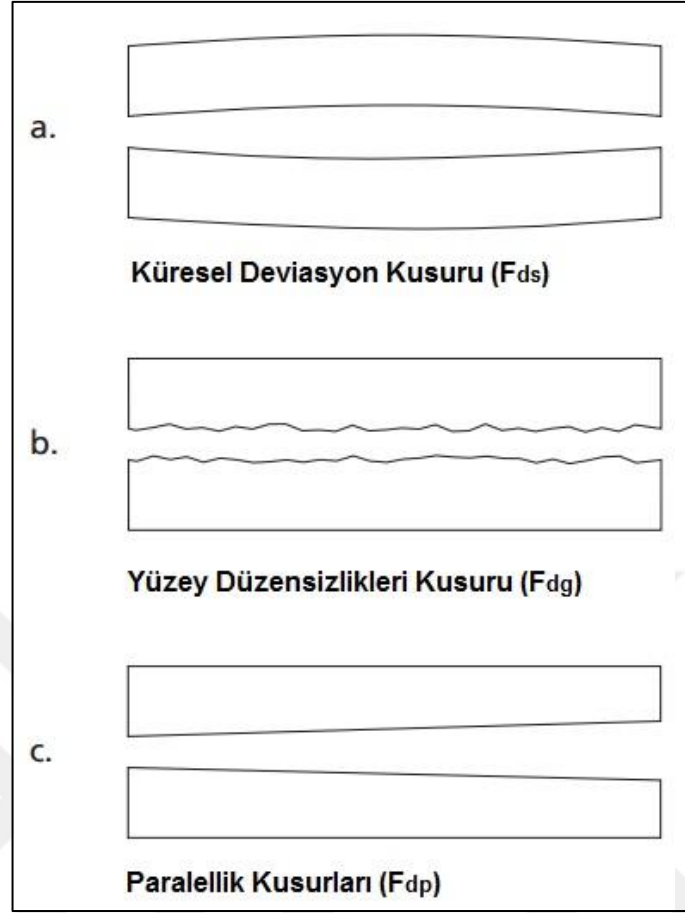
Defect ilişkili finesse'ler Şekil 1.10'da verilmiştir. Şekil 1.10'dan da görüldüğü üzere, her üç defect toplam defect finesse'ine katkı vermektedir. Dolayısı ile toplam defect finesse (F_d) Denklem (1.30) ile ifade edilebilir;

$$\frac{1}{F_d^2} = \frac{1}{F_{ds}^2} + \frac{1}{F_{dg}^2} + \frac{1}{F_{dp}^2} \quad (1.30)$$

Defect finesse katkıları göz önünde bulundurularak toplam (etkin) finesse, F_{top} için Denklem (1.31)'deki ifade elde edilmektedir;

$$\frac{1}{F_{top}^2} = \frac{1}{F_r^2} + \frac{1}{F_{\theta}^2} + \frac{1}{F_D^2} + \frac{1}{F_d^2} \quad (1.31)$$

Etkin finesse değeri Denklem (1.28)'de tanımlanan mutlak açıklığın (Clear Aperture, CA) yanı sıra bu açıklığın kullanılan kısmı ile de ilişkilidir. Bu durum özellikle yüksek finesse değerlerine ihtiyaç duyulduğunda göz önünde bulundurulmalıdır (URL-4).



Şekil 1.10. Defect finesse'ini etkileyen defect türleri. Kusurlar daha net görülmesi amacı ile büyütülmüştür (URL-4)'ten adapte edilmiştir

Malzeme ve saçılma kayıpları da etkin finesse değerlerini etkilemektedirler. Saçılmalar ışımının etalon veya interferometrenin dışına çıkmasına sebep olmakta yüzey kaplamaları da ışımayı soğurabilmektedir. Düzgün kaplamalar ve doğru malzeme seçimi sayesinde bu kayıplar < 200 finesse değerlerinin arzulandığı durumlar için genellikle ihmal edilebilir seviyededirler.

Finesse ile ilgili tartışmaların verildiği paragraflarda;

- R, ayna yansıtma katsayısı,
- L, aynalar arası mesafe,
- θ , gelen demet diverjansı açısı,
- M, yüzey flatness doğruluğu (dalga boyunun kesri şeklinde (örn. $\lambda/100$ için; $M=100$)),
- λ , ışık dalga boyu,
- CA, etalon açıklık çapıdır.

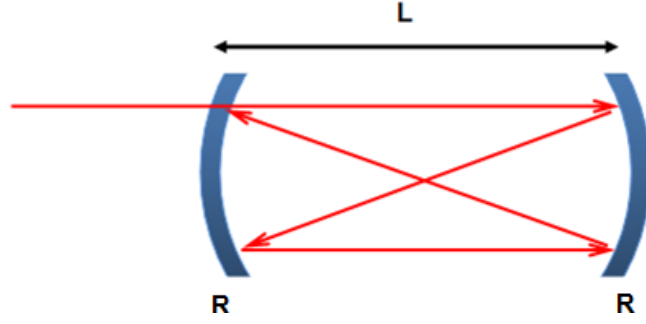
İnterferometre rezonans durumunda değişiklik, ışığın dalgaboyunun, aynalar arası mesafenin, kırılma indisinin veya ışık geliş açısının değiştirilmesi ile sağlanabilmektedir. Fabry-Perot rezonansları, bunlardan biri veya birkaçının birlikte değiştirilmesi ile kaydırılabilmektedir. Rezonans durum değişiklikleri sıklıkla aynalar arası L mesafesinin piezo hareket ettiricilerin kullanılması ile değiştirilmesi veya demet geliş açısının, etalonun tilt edilerek değiştirilmesi ile sağlanmaktadır. Yine geniş bantlı bir ışık kullanılıyorsa lens veya saçıcı bir malzeme kullanılarak ışık dispersiyona uğratarak dairesel saçakların karakteristik bir seti oluşturulabilir.

Yeri gelmişken; kararlı bir düzlem aynalı interferometre tasarımı ve interferometre ayarlamaları için önemli olan tilt açısı ile ilgili bazı bilgilerin verilmesi faydalı olacaktır. Düzlem aynalı bir interferometrenin aynaları arasındaki paralellikten olan sapma olarak düşünölebilecek olan tahmini maksimum tilt açısı Denklem (1.32) ile ifade ifade edilebilir;

$$\alpha < \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda}{D.F} \sim \frac{\lambda}{D.F} \quad (1.32)$$

Burada; D, lazer demet çapı, F, finesse değeri, λ ise lazer ışınımının dalgaboyudur. Demet çapı: 3 mm, finesse, F: 100 ve lazer dalgaboyu: 780 nm alınır; kararlı bir düzlem aynalı interferometre için bulunan < 3 μ rad tilt açısı toleransı dikkat çekicidir. Tilt açısı, düzlem aynalı ve konfokal interferometre ayarlamaları ile ilgili daha detaylı bilgiler (Protopopov, 2014) tarafından verilmiştir.

Şu ana kadar bahsi geçen tartışmalar düzlem aynaları kullanan etalon ve Fabry-Perot interferometreleri için gerçekleştirilmiştir. Benzer tartışmalar en az düzlemsel konfigürasyonlar kadar yaygın bir şekilde kullanılan konfokal Fabry-Perot konfigürasyonlar (Şekil 1.11) için de geçerlidir. Konfokal interferometreler kolay kurulmaları, ayarlanmaları ve kullanılmaları itibarı ile önemlidirler. Düzlem aynalı interferometrelerden farklı olarak çok hassas ayna açısal ayarlamalarına da ihtiyaç duymazlar.



Şekil 1.11. Konfokal Fabry-Perot interferometresi kavite içi ışık demet döngüsü

Şekil 1.11’de aynaları arasındaki mesafenin ayna eğrilik yarıçaplarına eşit olduğu ($L=R$) konfokal interferometre yapısı gösterilmiştir. Düzlem aynalı interferometreden farklı olarak, kavite içindeki ışık demetinin bir tam döngüsü için bu kez 4 geçiş gerekmektedir bu nedenle Airy ve FSR formüllerinde $2L$ yerine $4L$ kullanılmalıdır. Her demet bir tam turunda normalden 2 kat fazla refleksiyona uğramaktadır, dolayısıyla Airy formülü ve finesse denklemlerinde R yerine R^2 kullanılmalıdır. Gerekli düzeltmeler yapıldıktan sonra konfokal kavite Airy fonksiyonu, ϕ gidiş-dönüş faz değişimi, serbest spektral aralık ve ve reflektivite finesse’i için yeni ifadeler sırası ile Denklem (1.33) – Denklem (1.36)’daki gibidir;

$$T = \left[1 + \frac{4R^2}{(1-R^2)^2} \sin^2 \left(\frac{\phi}{2} \right) \right]^{-1} \quad (1.33)$$

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} 4nL \cos \theta \quad (1.34)$$

$$FSR = \Delta \nu = \frac{c}{4nL} \quad (1.35)$$

$$F_r = \frac{\Delta \nu(FSR)}{\delta \nu} = \frac{\pi R}{(1-R^2)} \approx \frac{\pi}{2(1-R)} \quad (1.36)$$

Dikkat edilirse; konfokal durumda aynı ayna yansıtma katsayısı R için, düzlem aynalı durumdan 2 kat daha düşük reflektivite finesse değerleri elde edilebilmektedir. Yine; düzlem aynalı durumdan farklı olarak teorik maksimum transmisyon değeri ise 50% ile limitlenmiştir. İlerleyen paragraflarda konfokal Fabry-Perot interferometresi cihaz transmisyonu ile ilgili kavramlardan bahsedilecektir.

Konfokal Fabry-Perot interferometresinin performansı hakkında bilgi veren en önemli parametreler finesse ve interferometre transmisyonudur. Ölçülen bir finesse değerini etkileyen faktörler, ayna reflektivite finesse'i, küresel (spherical) aberasyon finesse'i ve ayna yüzey kalitesi (surface quality) finesse'idir (Thorlabs, 2017). Küresel aynaların kalıtsal bir özelliği olan küresel aberasyon konfokal interferometrenin finesse'ini kötüleştirmektedir. Dördüncü dereceden bir dalga yüzeyi (wavefront) etkisi olan küresel aberasyon ışınların tek noktaya odaklanmaması, her ışının odak noktası etrafındaki dar bir aralığa dağılması ile ilgilidir. Aydınlatma şartları (demet ayarlamaları ve ayna çapı) ile ilgili finesse'te aynı başlık altında değerlendirilebilir. Ayna eğrilik yarıçapları; ayna çaplarından çok büyük ise küresel ayna aberasyon etkileri de oldukça azdır. Küresel aberasyondan kaynaklanan optik yol farkı Denklem (1.37) ile verilmektedir;

$$\Delta = \frac{\rho^4}{R_{oc}^3} \quad (1.37)$$

Burada ρ ; ışığın aynalara değdiği noktalarda eksenden olan (off-axis) mesafedir. R_{oc} ise konfokal durum için hem ayna eğrilik yarıçapı hem de aynalar arası mesafeye denk gelmektedir (Neal, 2009).

Küresel aberasyon finesse'i Denklem (1.38) ile;

$$F_{sph} = \frac{\lambda/2}{\rho^4/4R_{oc}^3} = \frac{2\lambda R_{oc}^3}{\rho^4} \quad (1.38)$$

etkin (toplam) finesse ise Denklem (1.39) ile ifade edilmektedir (Heck ve Kramer, 2017);

$$\frac{1}{F_{top}^2} = \frac{1}{F_r^2} + \frac{1}{F_{sph}^2} + \frac{1}{F_q^2} \quad (1.39)$$

F_r , Denklem (1.36)'da verilmişti. Ayna düzensizliklerinin ihmal edildiği durumda irregularity (surface quality) finesse sonsuza gitmektedir ($F_q \rightarrow \infty$), bu durumda Denklem (1.39) tekrar yazılırsa; yeni toplam finesse ifadesi Denklem (1.43)'teki gibi olmaktadır;

$$\frac{1}{F_{\text{top}}^2} = \frac{1}{F_r^2} + \frac{1}{F_{\text{sph}}^2} = \left(\frac{1}{F_r}\right)^2 + \left(\frac{1}{F_{\text{sph}}}\right)^2 \quad (1.40)$$

$$\left(\frac{1}{F_{\text{top}}}\right)^2 = \left(\frac{1-R^2}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{\rho^4}{2\lambda R_{\text{oc}}^3}\right)^2 \quad (1.41)$$

$$\left[(F_{\text{top}})^{-2}\right]^{-1/2} = \left[\left(\frac{1-R^2}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{\rho^4}{2\lambda R_{\text{oc}}^3}\right)^2\right]^{-1/2} \quad (1.42)$$

$$F_{\text{top}} = \left[\left(\frac{1-R^2}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{\rho^4}{2\lambda R_{\text{oc}}^3}\right)^2\right]^{-1/2} \quad (1.43)$$

Herhangi bir interferometre tasarlanırken çözünürlüğün (çok yüksek reflektivite) yanı sıra cihaz transmisyonu (T_{FPI}) da göz önünde bulundurulmalıdır. Çok yüksek reflektivite aynı zamanda düşük cihaz geçirgenliğine yol açmaktadır ve bu da pek istenen bir durum değildir. Reflektivite arttıkça absorpsiyon ve saçılma kaynaklı kayıplar yükseltilmiş olur. Konfokal bir Fabry-Perot interferometre cihaz transmisyonu Denklem (1.44) ile ifade edilebilir;

$$T_{\text{FPI}} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{A}{1-R}\right)^2 \quad (1.44)$$

Burada; A, absorpsiyon ve saçılma kayıplarının toplamıdır (Toptica, 2001).

Standard optik kaplama kayıpları 200 ppm (0,0002 veya 0,02%) – 1000 ppm (0,001 veya 0,1%) aralığındadır. Cihaz transmisyunun, reflektivite ve kavite içi kayıplar ile olan ilişkisi hakkında örnek vermek gerekirse; $R=99,6\%$ (0,996) ve $A=0,1\%$ (0,001) değerleri için; Denklem (1.44) kullanılarak; $T_{\text{FPI}}=0,28$ (~ 30%) transmisyon değeri bulunur.

1.4. Ayna Pürüzlülük (Roughness) Etkileri

A absorpsiyon ve saçılma kayıplarının toplamı (içsel kayıplar); bütün kayıpların saçılma kaynaklı olduğu varsayıldığı durumda Denklem (1.45) ile ifade edilebilir;

$$A \approx S = \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \quad (1.45)$$

Burada; σ , nm cinsinden RMS yüzey pürüzlülüğüdür (surface roughness). Denklem (1.45) yeniden düzenlenerek Denklem (1.46) elde edilebilir;

$$\sigma = \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{A} \quad (1.46)$$

$\lambda=780$ nm dalgaboylu bir ışık kaynağı ve $A=0,001$ (1000 ppm) bir standart kaplama için; RMS yüzey pürüzlülüğü, σ ; Denklem (1.46) kullanılarak hesaplandığında, $\sigma = \left(780 \times 10^{-9} / 4\pi\right) \sqrt{0,001} = 2$ nm olarak bulunur. RMS yüzey pürüzlülüğünün $\sigma \approx 1,4$ nm olduğu durumda; $A=0,0005$ değerindedir. Bu değer ve $\sim 30\%$ transmisyona değerinin elde edildiği durumdakine özdeş reflektivite değerinin ($R=0,996$) kullanıldığı varsayılırsa cihaz transmisyonu; $T_{FPI} \cong 0,38 \cong 38\%$ olmaktadır.

Tahmin edilebileceği üzere 50% geçirgenliğin arzu edildiği bir durumda ≤ 1 nm'lik bir yüzey pürüzlülüğü yeterli olmaktadır. 1 nm RMS yüzey pürüzlülüğü; $A=0,00025$ içsel kayıplara karşılık gelmekte, reflektivite, $R=0,996$ değeri kullanıldığında ise cihaz geçirgenliği; $T_{FPI}=0,48$ olarak hesaplanmaktadır.

Görüldüğü üzere cihaz tasarımı gerçekleştirilirken, ayna reflektiviteleri ve kavite içi absorpsiyon ve saçılma kayıplarının göz önünde bulundurulduğu en iyileştirme çalışmalarının yapılması önemlidir.

Benzer şekilde düzlem aynalı Fabry-Perot interferometresi veya etalon için maksimum transmisyona, toplam finesse değerinin reflektive finesse değerine oranı şeklinde de verilebilir;

$$T_{\max} = \frac{F_{\text{top}}}{F_r} \quad (1.47)$$

Fabry-Perot Etalon veya interferometresinin nihai (toplam) finesse değeri, çoğunlukla kaplama yansıtıcılığı (reflektivite) finesse'i, F_r , yansıtıcı yüzey düzlemselliği (flatness) finesse'i, F_{ds} ve yüzeylerin paralelliği finesse'i, F_{dp} tarafından belirlenmektedir. Yüzey düzlemselliği ve yüzeylerin paralelliğinin $\lambda/100$ ($M=100$) mertebesinde sağlandığı, ayna yansıtıcılık değerinin $R=99,7\%$ ve karşılık gelen reflektivite finesse değerinin $F_r=1045$ olduğu bir durum için etkin veya toplam finesse Denklem (1.48)'deki gibidir;

$$F_{\text{top}} = \left(\frac{1}{F_r^2} + \frac{1}{F_{ds}^2} + \frac{1}{F_{dp}^2} \right)^{-1/2} = \left(\frac{1}{1045^2} + \frac{1}{61,6^2} + \frac{1}{61,6^2} \right)^{-1/2} \cong 43,5 \quad (1.48)$$

Denklem (1.48)'de girilen F_{ds} ve F_{dp} değerleri ($F_{ds}=F_{dp}=(M/2) \cdot (\lambda/633 \text{ nm})=(100/2) \cdot (780 \text{ nm}/633 \text{ nm})=61,6$); Denklem (1.29) kullanılarak elde edilmiş finesse değerleridir. Denklem (1.47) kullanılarak cihaz geçirgenliği hesaplanacak olursa; $T_{\text{max}} = 43,5 / 1045 \cong 0,04=4\%$ değerinde nispeten düşük bir maksimum cihaz geçirgenliği elde edilir. T_{max} için bulunan bu 4%'lik değer aynı zamanda kavite verimliliğidir.

Yüksek finesse'e ihtiyaç duyan yüksek çözünürlüklü spektroskopi uygulamalarında düşük cihaz geçirgenliği kabul edilebilir bir durumdur. Buna rağmen; astronomi alanındaki bazı uygulamalar için yeterli cihaz çözünürlüklerinin (finesse=30-35) yanı sıra yüksek cihaz geçirgenlikleri de kritik öneme sahiptir (URL-5).

Nispeten yüksek çözünürlük ve yüksek geçirgenliğin elde edilmesi için yukarıda verilen örnek durumun ayna yansıtıcılık değerleri değiştirilerek yeni hesaplamalar yapılabilir. Bu yeni durum için ayna yansıtıcılığı $R=0,93$ düşürülür ve karşılık gelen reflektivite finesse değeri ($F_r = 43,3$) kullanılırsa; bu durumda toplam finesse $F_{\text{top}} \cong 30,7$ olarak bulunur. Yeni durum için cihaz maksimum geçirgenliği, T_{max} dolayısı ile kavite verimliliği ($F_r/F_{\text{top}}=30,7 / 43,3 \cong 0,70$) yaklaşık 70% olarak bulunur.

Bu tartışmalardan da anlaşılacağı üzere paralelliğin $\lambda/100$ mertebesinde sağlandığı düzlem aynalı bir etalon veya interferometre için çok yüksek reflektivite finesse'ine cihaz transmisyonu ve cihaz maksimum verimliliği düşünüldüğünde ihtiyaç duyulmamaktadır.

Denklem (1.45) aynı zamanda toplam entegre saçılma (TIS) ifadesidir. Bu ifade; TIS ve RMS yüzey pürüzlülüğü arasındaki ilişkiyi göstermektedir ve saçılma kayıplarının iki aynalı bir rezonatör performansını nasıl etkilediği hakkında bilgi vermektedir. Rezonatör aynalarından birinde ölçülen toplam entegre saçılma kayıpları iki aynalı bir rezonatör için cihaz verimliliği (dolayısı ile geçirgenliği) hesaplamaları için de kullanılabilir (Klaassen ve diğ., 2007). Cihaz verimliliği Denklem (1.49) ile ifade edilebilir;

$$\eta = \frac{T}{A+T} \quad (1.49)$$

Burada; A, absorpsiyon kayıplarının ihmal edildiği durum için saçılma kayıplarını, T ise ayna transmisyonunu (geçirgenlik) ifade etmektedir. Konu ile ilişkili bazı denklemler aşağıda verilmiştir.

Tek geçiş fazı ϕ 'nin bir fonksiyonu olarak rezonatör geçirgenliği Denklem (1.50) ile ifade edilebilir;

$$T(\phi) = \frac{P_T(\phi)}{P_i} = \left(\frac{T}{A+T} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \right)^2 \sin^2 \phi} \quad (1.50)$$

Burada; F, finesse'tir. Yüksek yansıtıcılığa ($R \sim 1$) sahip aynaların kullanıldığı durum için;

$$F = \frac{\pi}{1-R} = \frac{\pi}{A+T} \quad (1.51)$$

eşitliği ile verilebilir. Rezonatör maksimum pik geçirgenliği ($\phi=0$ için);

$$T_{FPI} = \left(\frac{T}{A+T} \right)^2 = \eta^2 \quad (1.52)$$

ifadesi yazılabilir. Rezonatör maksimum geçirgenlik ifadesinde,

$$T = 1 - R - A \quad (1.53)$$

$$A + T = 1 - R \quad (1.54)$$

ifadeleri kullanılırsa; cihaz transmisyonu Denklem (1.55) ile verilebilir;

$$T_{FPI} = \left(\frac{1-R-A}{1-R} \right)^2 = \left(1 - \frac{A}{1-R} \right)^2 \quad (1.55)$$

Görüldüğü üzere Denklem (1.44)'te verilen Fabry-Perot interferometresi maksimum geçirgenlik ifadesi tekrar çıkarılmıştır. Önceki ifadede kullanılan $\frac{1}{2}$ katsayısı konfokal konfigürasyon için kullanılmıştır. Anlaşılacağı üzere konfokal bir rezonatör için maksimum pik geçirgenlik değeri düzlem aynalı bir konfigürasyondaki değer yarısı kadar olabilmektedir (URL-5).

Bahsedilen tartışmalar doğrultusunda rezonatör kayıpları hakkında; spektral ve zamansal ölçüm yöntemleri kullanılarak bilgi elde etmek mümkündür. Bu amaçla Fabry-Perot interferometresinin performansının en önemli göstergesi olan finesse

değerinin hassas bir şekilde belirlenmesi gereklidir. Rezonatör kayıpları ile ilişkili finesse ifadesi Denklem (1.51)'de verilmişti. Kavite finesse'inin ölçülebildiği ve ayna geçirgenliğinin bilindiği bir durumda kavite verimliliği η ve/veya kavite içi kayıplar belirlenebilir. Spektral ve zamansal yöntemle finesse değerinin belirlenmesi ile ilgili daha detaylı bilgi Fabry-Perot rezonatör kayıpları başlığı altında yeniden verilecektir.

1.5. Mode – matching (Mod-eşleştirme)

İzleyici lazer modunun interferometrenin kabul ettiği en düşük mod olan TEM_{00} moduna uyumlu hale getirilmesidir. Bu amaçla; lazer ile FPI eksen ayarlamaları yapılır. Mercek ya da mercek seti kullanılarak, lazer demetinin, optik rezonatör (FPI) demet parametreleri ile uyumlu hale getirilmesi sağlanır.

Gelen ışık demetinin kavite modu ile uyumluluğunun (mode-matching) sağlanması önemlidir. Herhangi bir rezonatörden herhangi bir yönde uzaklaşıldıkça ışık demetleri iraksamaktadır. Yansıyan ışımının kullanıldığı bir durumda mode-matching'in sağlanması dolayısı ile TEM_{00} modunun uyarılması için kavite önüne ışık demetinin geçebileceği büyüklükte bir deliğe sahip beyaz bir kart yerleştirilir. Kaviteden yansıyan ışık demeti beyaz kart üzerinde gelen ışık demetinden çok daha büyük bir nokta şeklinde görülür. Kavite önüne uygun odak uzunluğuna sahip bir mercek yerleştirilerek kaviteye doğru gelen ve kaviteden yansıyan ışık demet çaplarının yakın olması sağlanır. Uzunluğu birkaç cm kadar olan bir kavite için 500 mm'lik bir odak uzunluğuna sahip bir merceğin kavite merkezinden 250 mm uzağa yerleştirilmesi uygundur (URL-6). Tez çalışması kapsamında kurulan sistemde makul bir mode-matching yeterli olmaktadır. Bu nedenle daha ileri ve teori ile desteklenmiş mode-matching hesaplamalarına gerek görülmemiştir.

Bunun yanı sıra transmisyon rezonanslarına bakılarak da mode-matching ayarlamaları yapılabilir. Mercek mesafesi değiştirilerek, kavite ayarlamaları yapılarak, lazer frekansı veya interferometre rampa sinyali (Piezo-Elektrik Transdüser'e (PZT) gerilim uygulanarak) genliği değiştirilerek osiloskop ekranında TEM_{00} modunun baskın hale getirilmesine çalışılır. Genellikle yeterince iyi ayarlama durumlarında bile transmisyon spektrumunda TEM_{00} moduna karşılık gelen rezonanslarla birlikte genlikleri daha küçük olan yüksek dereceli mod rezonansları da görülebilmektedir. Bundan daha iyisini gerçekleştirmek teorik olarak bile mümkün olmayabilir. Bunun sebebi ise ya uygun olmayan bir mode-matching merceğin kullanılması nedeni ile üst dereceden bazı modların uyarılması ya da kavite içine

yönlendirilen lazer demetinin kendisinin kusursuz bir TEM₀₀ modunda olmamasıdır. Böyle bir demeti bir mercek aracılığıyla genişletip, demet şekline bir ekran üzerinden bakılırsa kusursuz Gaussian bir şekle sahip olmadığı görülecektir. Işık dalga-düzlem (wavefront) şekilleri için düzlem dalga yaklaşımı yeterli değildir. Dalga şekilleri gerçek durumda eğriliğe sahiptir ve ışık kaynağı ile ilişkili pozisyonuna göre farklılık gösterebilmektedir. Yani görünür bölgedeki bir ışık (380-780 nm) için dalga şekli kaynaklı dalgaboyu farklılıkları pm seviyesinde olabilmektedir. Nanometre-altı doğruluklu yerdeğiştirme ve uzunluk ölçümleri için dalga şekilleri kesin bir şekilde belirlenmeli ve ölçülen değerlerde ilgili düzeltmeler yapılmalıdır (URL-7).

1.6. Boyuna (Eksenel) Modlar ve Enine (Eksenel Olmayan) Modlar

Genel olarak q, m, n boyuna ve enine elektrik alan indisleri ile gösterilen doğrusal optik bir kavite için mod frekansları Denklem (1.56) ile verilir (Baran ve diğ., 2009);

$$v(q,m,n)=\frac{c}{2L}\left[q+(m+n+1)\frac{1}{\pi}\cos^{-1}\sqrt{g_1g_2}\right] \quad (1.56)$$

Burada,

$$g_1=\left(1-\frac{L}{R_1}\right) \quad (1.57)$$

$$g_2=\left(1-\frac{L}{R_2}\right) \quad (1.58)$$

Şayet R₁ ve R₂ birbirine eşit ve her ikisinde L'ye eşit olursa bu durumda kavite konfokal kavite olarak isimlendirilir ve basitleşmiş Denklem (1.59) ve Denklem (1.60) ile ifade edilebilir;

$$v(q,m,n)=\frac{c}{2L}\left[q+\frac{1}{2}(m+n+1)\right] \quad (1.59)$$

$$v(q,m,n)=\frac{c}{4L}[2q+(m+n+1)] \quad (1.60)$$

Görüldüğü üzere bu konfigürasyonda faz bağımlılığı ortadan kalkmıştır ve tüm transverse (enine) modlar konfokal kavitenin bu özel boyu için rezonant hale gelmiştir. Eğer eşit sayıda tek ve çift modlar var ise q, m ve n sayıları tek bir l tamsayısı ile ifade edilebilirler. Rezonans frekanslar için daha da basitleştirilmiş formül bu durumda Denklem (1.61) ile verilebilir (Neal, 2009);

$$v(l) = \frac{c}{4L} l \quad (1.61)$$

Denklem (1.61) kavite boyu L için yeniden yazılırsa; Denklem (1.62) elde edilir;

$$L = \frac{\lambda}{4} l \quad (1.62)$$

Denklem (1.62) çeyrek dalga boylarının tam katları için bütün enine modların dejenere olduğunu demonstre etmektedir, böyle bir durumda Konfokal Fabry-Perot İnterferometresi tüm uzaysal modlar için mod-uyumlu haldedir. Buna rağmen konfokal Fabry-Perot interferometresinin yüksek finesse ve transmisyon için teorik olarak mode-matching'e ihtiyaç duymamasına rağmen konfokal FPI'ye gönderilen demetin paralel olmadığı durumlarda mode-matching'in avantaj sağladığı ve konfokal FPI transmisyonunun 2 kat artırılabilirdiği gösterilmiştir (Munnerlyn ve Balliett, 1970).

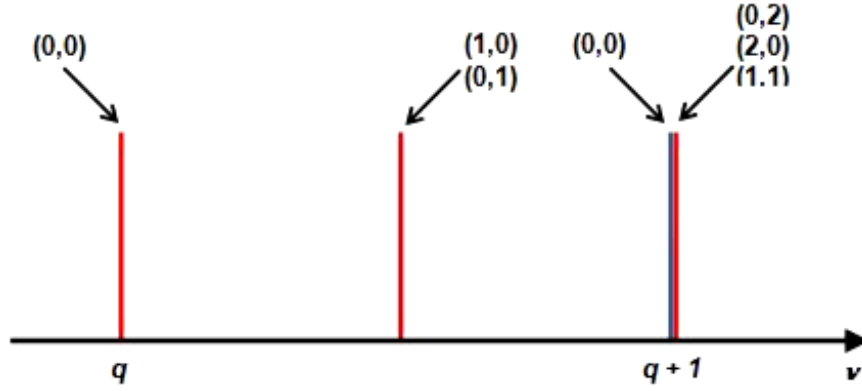
Özetle söylemek gerekirse, m + n bir tek sayı ise enine modların öz frekansları, temel boyuna veya aksenal modlar ile çakışık (modlar dejeneredir). m + n nin çift olduğu durumda enine mod öz fonksiyonları, c/2L mod frekans ötelemesine sahip boyuna modlardan c/4L kadar ötelenmiştir. Netice itibarı ile konfokal rezonatör modları arasındaki frekans farkı (aynı zamanda serbest spektral aralık);

$$\Delta v = \frac{c}{4L} \quad (1.63)$$

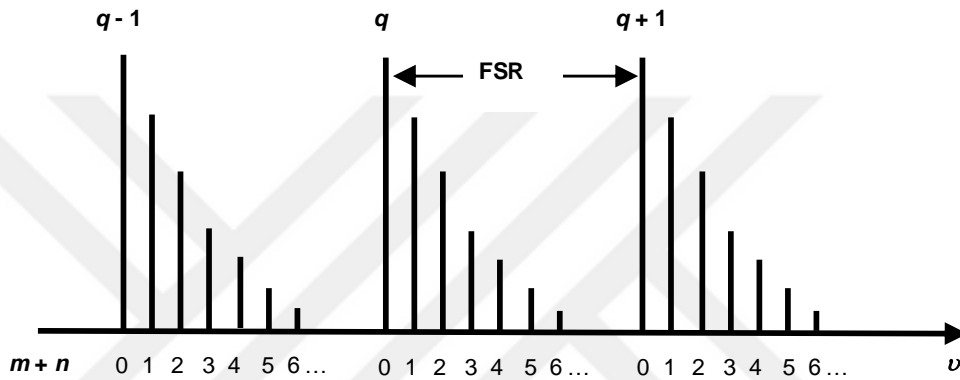
eşitliği ile ifade edilir. Bu tür konfokal rezonatör için boyuna modlar ile üst dereceden enine modlar çakışık durumdadır (Şekil 1.12).

Ayna eğrilik yarıçapları R₁ ve R₂ nin birbirinden ve rezonatör boyu L'den farklı (L ≠ R₁ ≠ R₂) olduğu iki aynalı, simetrik olmayan doğrusal bir rezonatör için enine modların öz fonksiyonları üzerindeki dejenerelik ise kalkmaktadır (Şekil 1.13).

Benzer durum konfokal konfigürasyondan çok az dahi uzaklaşıldığında görülmektedir. Konfigürasyondan uzaklaşıldığında enine mod frekanslarında kaymalar oluşur, çakışık olan modlar ayrılmaya başlarlar. Modların temel modun sağında veya solunda olmasına bağlı olarak temel moddan daha yüksek mi yoksa alçak mı olduğuna karar verilir. Temel modun sağındaki bir mod daha yüksek bir moda, solundaki bir mod ise daha alçak bir moda işaret etmektedir.



Şekil 1.12. Konfokal rezonatör çakışık modları



Şekil 1.13. Fabry-Perot interferometresinin mod spektrumunun şematik gösterimi

Kavite rezonans frekansları için en genel ifade Denklem (1.64)'te verilmiştir;

$$\nu(q,m,n) = \frac{c}{2L} \left[q + (m+n+1) \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \right] \quad (1.64)$$

Burada; q, boyuna mod terimi, m ve n ise enine mod terimleridir. Eğri (küresel) ayna kullanan bir kavite, fazı bir tam tur için 2π ve katları olan frekanslarda rezonant bir davranış sergiler. Bu durumda Denklem (1.64); Denklem (1.65) şeklinde Denklem (1.66) kullanılarak yeniden yazılabilir;

$$\nu_{\text{rez}} = \frac{c}{2L} [q + (m+n+1)\alpha] \quad (1.65)$$

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \arccos \pm \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.66)$$

α ; enine mod aralığı parametresidir. Enine mod aralığı parametresi;

$$\alpha = \frac{2}{\pi} \arctan \frac{L}{2z_R} \quad (1.67)$$

Denklem (1.67) ile de verilmektedir, Denklem (1.67)'deki z_R ise Rayleigh mesafesidir.

Denklem (1.66)'daki karakökün işareti g_1 'in işareti ile aynıdır (rezonatör kararlı ise g_1 'in işareti g_2 'nin işareti ile aynıdır);

$$g_i = \left(1 - \frac{L}{R_i}\right) \quad (1.68)$$

eşitliğinde konkav aynalar için $R_i > 0$, konveks aynalar için ise $R_i < 0$ alınır. Bu durumda karekökün işareti, $g_1 \cdot g_2$ çarpım sonucunun negatif olduğu durumlar için (-) alınır.

Böyle bir konfigürasyonda rezonans frekanslar serbest spektral aralığın tam katlarında değildir. Rezonans frekanslarda biraz kayma olmakta fakat rezonans davranış değişmemektedir. Şayet α parametresi rasyonel bir sayı ($0 \leq \alpha \leq 1$) ise bu durumda sıfırıncı dereceden bir enine modun ($m=0, n=0$), düşük bir boyuna modlu yüksek dereceden bir enine mod ile dejenereliği (çakışıklığı) söz konusudur. Lazerlerin referans kaviteleer kullanılarak kararlı hale (stabilize) getirildiği uygulamalar için bu durum pek arzu edilmez. Düşük dereceli dejenerelik için kavite tasarımının optimizasyonu, yüksek dereceden dejenereliğin önlenmesi için ise düzgün bir mode-matching'in uygulanması gereklidir (Swinkels, 2006).

Tez çalışmasında kullanılan Fabry-Perot interferometresi kanallarından herbiri bir aynası konkav ($R_1=0,075$ m) diğeri ise düzlem ($R_2=\infty$) olan bir ayna çifti kullanılmaktadır. Konkav ayna eğrilik yarıçapı üretici firma tarafından $R_1=0,075$ olarak belirtilmiştir. Deneyler sırasında maksimum genlikli refleksiyon rezonansları $L=0,0562$ m değerinde gözlenmiştir.

Deneysel olarak elde edilen ve deneysel düzenek kısmında detaylı bir şekilde anlatılacak olan bu non-konfokal Fabry-Perot interferometresi ile ilgili teorik hesaplamalarla da aynı değerler elde edilmiştir. Bu tez çalışmasında kullanılan interferometre için; aynalarından birisinin düzlemsel ($R=\infty$) olduğu göz önünde bulundurularak, enine mod aralığı parametresi Denklem (1.71) ile ifade edilebilir;

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.69)$$

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_\infty}\right)} \quad (1.70)$$

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R_1}\right)} \quad (1.71)$$

Denklem (1.71)'de R_1 ve L için değerler yerine konulursa; enine mod aralığı parametresi, $\alpha=0,333$ olarak bulunur. Mod aralığı parametresi α ;

$$\alpha = \frac{1}{N} \quad (1.72)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada N dejenereliğin derecesidir ve kullanılan konfigürasyonda 3. dereceden bir dejenerelik vardır. N . dereceden bir dejenereliğe sahip bir interferometre serbest spektral aralığı (FSR), Denklem (1.73) kullanılarak bulunabilir;

$$\Delta\nu = \text{FSR} = \frac{c}{2LN} \quad (1.73)$$

Denklem (1.71)'de $R_1=R$ alınır ve L/R oranının yalnız bırakılması için bazı işlemler gerçekleştirilirse, Denklem (1.74) elde edilir;

$$\alpha = \frac{1}{\pi} \arccos \sqrt{\left(1 - \frac{L}{R}\right)}$$

$$\alpha\pi = \frac{1}{N} \pi = \arccos \left[\left(1 - \frac{L}{R}\right)^{1/2} \right]$$

$$\cos\left(\frac{\pi}{N}\right) = \left(1 - \frac{L}{R}\right)^{1/2} \quad (1.74)$$

$$\cos^2\left(\frac{\pi}{N}\right) = 1 - \frac{L}{R}$$

$$\frac{L}{R} = 1 - \cos^2\left(\frac{\pi}{N}\right)$$

Denklem (1.74) kullanılarak dejenerelik durumları için kavite uzunlukları veya kavite uzunluklarına karşılık kavite N ve α değerleri elde edilebilir. İlgili değerler Tablo 1.1'de verilmiştir. Tez çalışmasında kullanılan Fabry-Perot interferometresi L/R değerlerine karşılık N değerleri grafiği ise Şekil 1.14'te verilmiştir.

Tablo 1.1. Dejenerelik durumları için; kavite uzunlukları ve kavite uzunluklarına karşılık gelen N ve α değerleri

N (dejenereliğin derecesi)	α (enine mod aralığı parametresi)	L/R	L(m)	Δv veya FSR (MHz)
1	1			c/2L
2	0,5	1,00	0,075	c/4L
*3	0,333	0,75	0,0562	c/6L
4	0,250	0,50	0,0375	c/8L
5	0,200	0,345	0,0259	c/10L
6	0,166	0,250	0,01875	c/12L
7	0,1428	0,188	0,0141	c/14L
8	0,125	0,1464	0,001098	c/16L
9	0,111	0,1169	0,008774	c/18L
10	0,100	0,09549	0,00716	c/20L

*non-konfokal durum (TÜBİTAK DFPI)

Tartışmayı genelleştirmek üzere; kavite modlarını Denklem (1.75)'te olduğu gibi, bir çift indisle etiketleyebiliriz;

$$v(q, k+N)=v(q+l, k) \quad (1.75)$$

Bu indislerden ilki aksenal indis, ikincisi ise birleşik enine mod indisidir. $k=m+n$ ve l indisleri birer tamsayıdır.

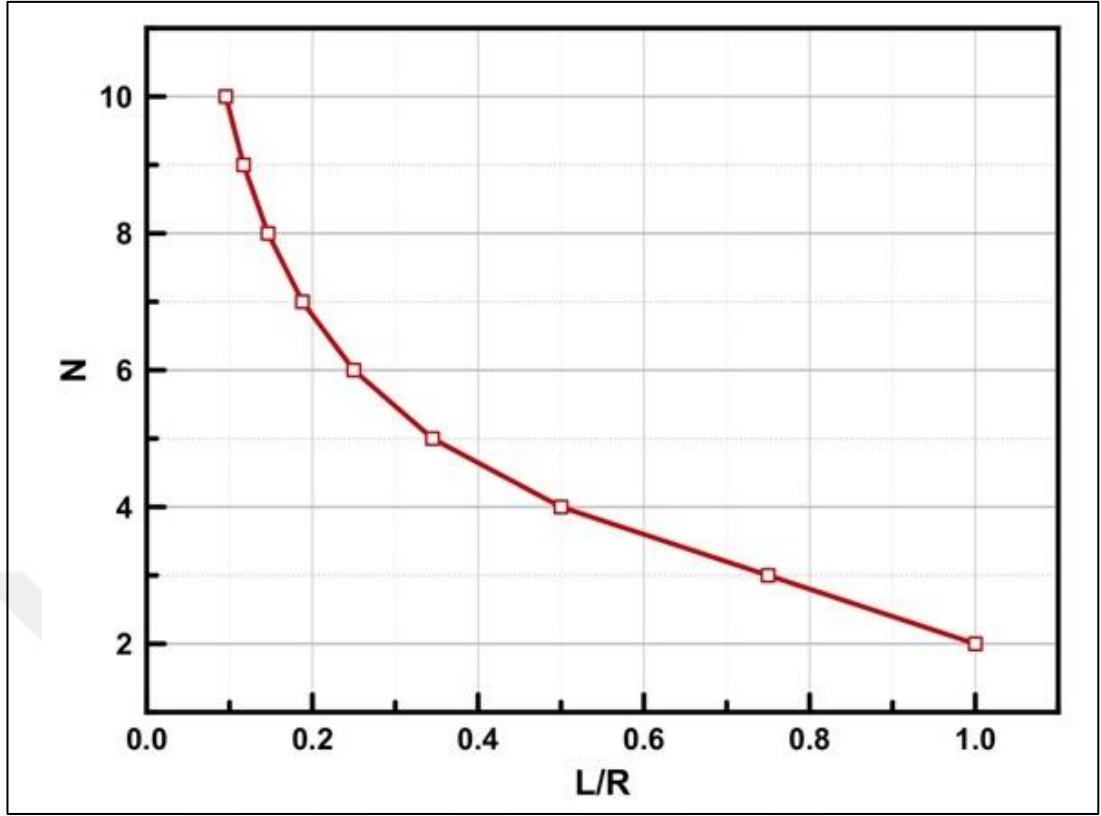
Mod frekansları Denklem (1.76);

$$v(q,k)=\frac{c}{2L} \left[q+(k+1) \frac{1}{\pi} \arccos \left(1-\frac{L}{R} \right) \right] \quad (1.76)$$

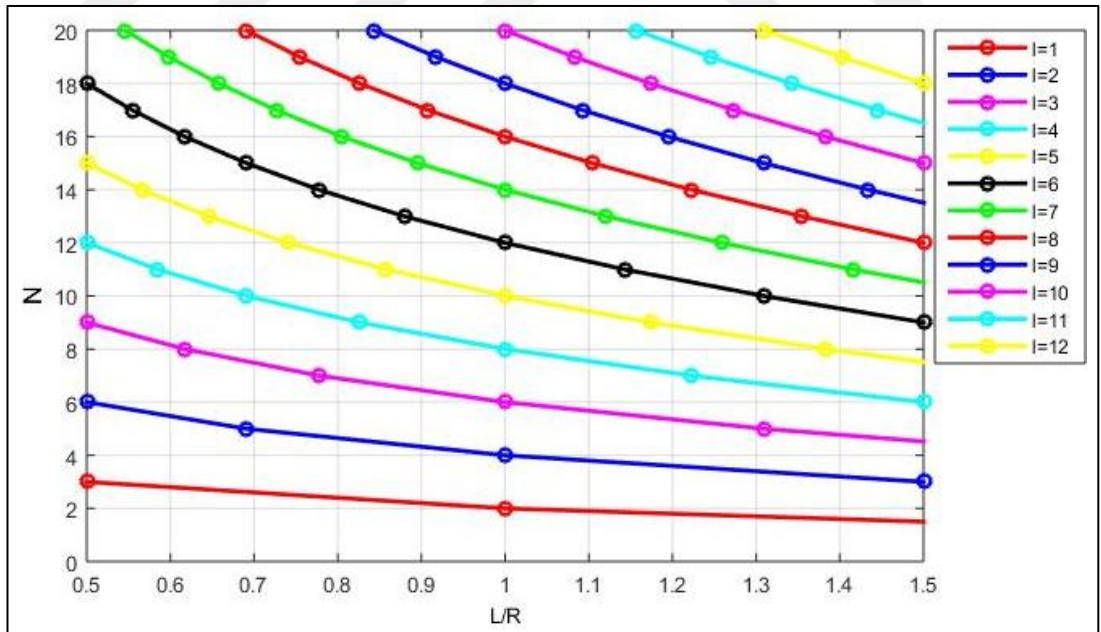
ve rezonans koşullar Denklem (1.77) kullanılarak bulunabilir (Budker ve diğ., 2000);

$$\frac{L}{R}=1-\cos \left(\frac{l\pi}{N} \right), \quad l < N \quad (1.77)$$

Denklem (1.77)'nin çözümünden elde edilen konumlar Şekil 1.15'te verilmiştir.



Şekil 1.14. TÜBİTAK Fabry-Perot interferometresi için L/R ve N grafiği



Şekil 1.15. Denklemin (1.77) çözümünden elde edilen konumlar

Düz aynalı Fabry-Perot yapıları difraksiyon ilişkili yüksek kayıplara sahiptir. Doğru eğrilikli konkav ayna kullanımı bu etkinin nispeten azaltılmasını sağlayabilir. Eğri aynalar kavite içinde hareket eden demet şeklinin kavite için uygunluğunu destekler. Kararlı bir çözüm için belirli bir demet beli ve aşağıda verilecek eşitlikleri sağlayacak

dalga şekli (dalga düzlemi-wavefront) ile uyumlu eğrilik yarıçapına sahip aynaları kullanan bir kavite tasarımı önemlidir.

$R(z)$, z 'nin bir fonksiyonu olarak dalga düzlemi eğrilik yarıçapı, Denklem (1.78)'deki eşitlik ile ifade edilmektedir;

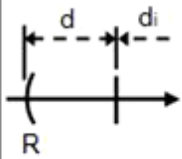
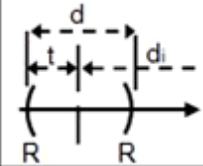
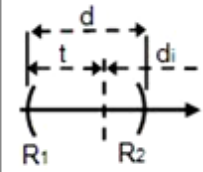
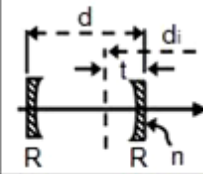
$$R(z) = \left(\frac{z^2 + z_R^2}{z} \right) \quad (1.78)$$

Eğrilik yarıçapları aynı ve kavite boyuna eşit (konfokal) simetrik bir kavite için Rayleigh mesafesi Denklem (1.79) ile ifade edilmektedir ve kavite modunu tamamen tanımlamaktadır;

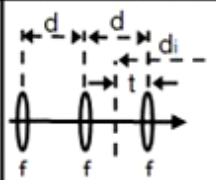
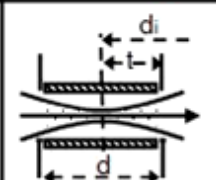
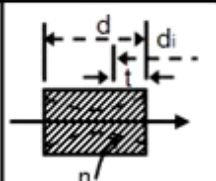
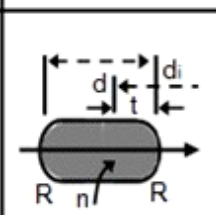
$$z_R = \sqrt{(R-L/2)L/2} \quad (1.79)$$

Farklı pek çok optik yapı için konfokal parametreler ve demet beli konumları Tablo 1.2'de verilmiştir (Kogelnik ve Li, 1966).

Tablo 1.2. Farklı rezonatör ve optik yapılar için konfokal parametre ve demet çapı (beli) konumları gösterilmiştir. Kogelnik ve Li (1966)'dan adapte edilmiştir

NO	OPTİK SİSTEM	$\frac{1}{2} b = \pi w_0^2 / \lambda$	t
1		$\sqrt{d(R-d)}$	-
2		$\frac{1}{2} \sqrt{d(2R-d)}$	$\frac{1}{2} d$
3		$\frac{\sqrt{d(R_1-d)(R_2-d)(R_1+R_2-d)}}{R_1+R_2-2d}$	$\frac{d(R_2-d)}{R_1+R_2-2d}$
4		$\frac{R \sqrt{d(2R-d)}}{2R+d(n^2-1)}$	$\frac{ndR}{2R+d(n^2-1)}$

Tablo 1.2.(Devam) Farklı rezonatör ve optik yapılar için konfokal parametre ve demet çapı (beli) konumları gösterilmiştir. Kogelnik ve Li (1966)'dan adapte edilmiştir

5		$\frac{1}{2}\sqrt{d(4f-d)}$	$\frac{1}{2}d$
6		$\frac{1}{2}d$	$\frac{1}{2}d$
7		$\frac{d}{2n}$	$\frac{d}{2n}$
8		$\frac{nR\sqrt{d(2R-d)}}{2n^2R-d(n^2-1)}$	$\frac{dR}{2n^2R-d(n^2-1)}$

Tablo 1.2'de verilen konfokal parametre b, Denklem (1.80)'de verilmiştir;

$$b=2z_R \quad (1.80)$$

Denklem (1.81)'de ise Rayleigh mesafesi konfokal parametre cinsinden verilmiştir;

$$z_R=\frac{1}{2}b \quad (1.81)$$

Dolayısı ile; Tablo 1.2'deki 2. nolu sütun Rayleigh mesafesini, 3 nolu sütun demet çapının minimum olduğu demet beli konumları göstermekte ve en sağdaki sütunda ise sistemler tanımlanmaktadır.

1 No'lu sistem; bir düzlem ayna ve yarıçapı R olan bir küresel aynanın oluşturduğu bir rezonatördür.

2 No'lu sistem; iki özdeş küresel aynanın kullanıldığı bir rezonatördür.

3 No'lu sistem; eğrilik yarıçapları birbirinden farklı olan iki küresel aynanın oluşturduğu bir rezonatördür.

4 No'lu sistemde 3 No'lu sisteme benzer şekilde iki özdeş küresel ayna tarafından oluşturulmuş rezonatör gösterilmiştir. Farklı olarak bu kez, yansıtıcı yüzeyler kırılma indis değeri n olan plano-konkav optik plakalar üzerine kaplanmıştır. Bu plakalar negatif mercekler gibi davranmakta çıkan ışık demetinin özelliklerini değiştirmektedir. 2 ve 3 No'lu sistemler için bu etkinin olmadığı varsayılmaktadır.

5 No'lu sistem; f odak uzaklıkları eşit olan bir dizi mercek tarafından oluşturulmuştur.

6 No'lu sistemde birbirinden d mesafesi kadar uzakta konumlandırılmış eşit açıklığa sahip iki adet diyafram gösterilmiştir. Şekilde her iki diyaframdan mümkün olan en düşük çap ile geçen demet parametreleri gösterilmiştir. Bu demet d mesafesi boyunca konfokaldır ve aynı zamanda optimum açıklığa sahip; boyu d olan bir tüp içinden de geçmektedir.

7 No'lu sistemde n kırılma indis değerine sahip optik bir malzemenin d mesafesi boyunca konfokal olan bir demet gösterilmiştir.

8 No'lu sistem kırılma indisi değeri n olan bir malzeme tarafından doldurulan bir küresel aynalı rezonatör veya eğri bitiş yüzeyleri olan bir optik malzemenin oluşturduğu yapı olarak düşünülebilir. Sistem içerisinden geçen demet dalga formunun (faz düzlemleri) yüzey formları ile uyumlu olduğu varsayılmıştır.

Sistem açıklamaları Kogelnik ve Li (1966) tarafından yazılan makaleden alınmıştır.

1.7. Fabry-Perot Rezonatör Kayıpları

Bir Fabry-Perot kavitenin performansını belirleyen önemli parametrelerden biri olan finesse rezonatör kayıpları ile aşağıdaki şekilde ilişkilendirilebilir;

$$R+A+T=1 \quad (1.82)$$

$$1-R=A+T=\epsilon \quad (1.83)$$

ϵ 'nin rezonatör kayıplarını temsil ettiği durumlar için Denklem (1.84) ile ifade edilebilir;

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} = \frac{\pi\sqrt{R}}{A+T} = \frac{\pi\sqrt{1-\epsilon}}{\epsilon} \cong \frac{\pi}{\epsilon} \quad (1.84)$$

Görüldüğü gibi F'nin payındaki kök(R) terimi yüksek yansıtıcılığın veya küçük rezonatör kayıplarının olduğu durumlarda 1'e yaklaşmaktadır.

Kavite finesse'i ölçülerek bağıntı (1.84) kullanılarak kayıplar belirlenebilir. Kayıpların belirlenmesinde başlıca iki yöntem kullanılmaktadır. Bu yöntemler sırası ile spektral ve zamana bağlı (temporal) yöntemlerdir. Spektral yöntemde kavite finesse'i; serbest spektral aralık değerinin ($\Delta\nu$) rezonansın çizgi kalınlığı ($\delta\nu$) değerine bölünmesi ile elde edilmektedir;

$$F = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.85)$$

Zamana bağlı (temporal) yöntemde ise kavite içi ışınımın optik enjeksiyonun kapatılmasından sonra 1/e sönüm zamanının (τ) ölçülmesi prensibinden faydalanılır. Bu tür bir deney aynı zamanda cavity ring-down (CRD) deneyi olarak da bilinmektedir. Denklem (1.85)'te Denklem (1.86) ve Denklem (1.87) yerine konulursa Denklem (1.88) elde edilir;

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.86)$$

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad (1.87)$$

$$F = \frac{\pi\pi c}{L} \quad (1.88)$$

Finesse değeri τ sönüm zamanı kullanılarak bulunur ve böylelikle kayıplar belirlenir (Klaassen, 2006). Difraksiyon ile ilişkili kavite kayıplarına geçilmeden önce konunun anlaşılması için (Swinkels, 2006)'dan alınan bir örneği incelemekte fayda vardır. Swinkels tarafından gerçekleştirilen bu tez çalışmasında kullanılan Fabry-Perot kavitesi; eğrilik yarıçapları 50 cm olan iki konkav aynayı kullanmaktadır. Aynalar arası L mesafesi 10 cm'dir. Ayna ve kavite gövde malzemesi ultra-low expansion (ULE®) glass'tır ve aynalar ile gövde birbirlerine optik kontakla bağlanmışlardır. Ayna üreticisinin 633 nm dalgaboyu için ölçtüğü transmittans $T=2,645 \times 10^{-4}$ tür ve öngördüğü absorbans ise $A=2,0 \times 10^{-5}$ tir. Denklem (1.82) ve Denklem (1.85) kullanılarak $R=0,99972$ minimum reflektans ve $F=11041$ teorik finesse değerleri bulunmuştur. Benzer şekilde Denklem (1.67) ve Denklem (1.79) kullanılarak enine mod aralığı parametresi, $\alpha=(2/\pi).\arctan(0,1 / (2.(0,15)))=(2/\pi).0,3217=0,2048$ olarak

hesaplanmıştır. Görüldüğü üzere kavite 5. dereceden bir dejenereliğe sahiptir ve dikkatli bir mode-matching'e ihtiyaç duymaktadır.

Gaussian demet ve enine mod bahislerinde ayna boyutlarına kıyasla ayna üzerinde demet boyutlarının küçük olduğu durumlar varsayılmıştır. Demet boyutlarının büyük ve/veya ayna boyutlarının küçük olduğu durumlar için Gaussian demet enerjisinin bir kısmı ayna kenarlarından kaçabilmektedir. Bu durum büyük boyutlu modlar için difraksiyon kayıplarına sebep olmaktadır. Düzlem aynalı yapılar teorik olarak sonsuz demet boyutlarına sahip olduklarından, bu tür rezonatörler oldukça büyük difraksiyon kayıplarına sebep olmaktadır. Yüksek dereceden enine modlar (TEM_{mn}) düşük dereceden modlara nazaran daha büyük mod boyutlarına sahip olduğundan, bunların lazer ışımaya katkılarının azaltılması veya yok edilmesine yönelik olarak sisteme difraksiyon kayıpları tanıtılmaktadır.

Bunu gerçekleştirmek için aynalar arasına yüksek dereceden mod boyutlarından küçük fakat düşük dereceden (genellikle TEM_{00}) bir modun boyutlarından büyük bir açıklık (pinhole vb.) yerleştirilir. Açıklığın konumuna bağlı olarak, o konumdaki mod boyutları farklılık göstereceğinden, konuma bağlı açıklık büyüklüğü belirlenmelidir.

Bir kavite için difraksiyon kayıpları genellikle kavite Fresnel Number (N_F) sayısı ile ifade edilir. Fresnel sayısı rezonatör açıklığının konfokal mod boyutları ile karşılaştırıldığında ne kadar büyük olduğunun bir göstergesidir (Davis, 2017);

$$N_F = \frac{a_1 a_2}{\lambda L} \quad (1.89)$$

a_1 ve a_2 ayna yarıçapları, L aynalar arası mesafe, λ ise kullanılan ışığın dalgaboyudur. Kaba bir yaklaşıklıkla kesirsel difraksiyon kayıpları (fractional diffraction loss) Denklem (1.90) ile ifade edilebilir;

$$\approx \frac{w}{a} \quad (1.90)$$

Bir rezonatör için difraksiyon kayıpları önemli miktarda ise, modların gerçek alan dağılımları (real field distribution) Fresnel-Kirchoff difraksiyon teorisi kullanılarak bulunabilir. Fresnel-Kirchoff difraksiyon teorisi bu çalışmanın kapsamı dışında olduğundan daha detaylı bilgi verilmemiştir.

Yukardaki tartışmayı bir başka bakış açısı ile vermek gerekirse, kararlı bir rezonatör için ayna boyutları yeterince büyük olmalıdır ki saçılmalar az olsun. Aksi halde çok

daha kompleks bir difraksiyon analizine ihtiyaç duyulacaktır. Aynalar özdeş, düzlem veya küresel ise ve ayna yarıçapları a ise saçılma kayıplarının az olması için Denklem (1.91) koşulunun sağlanması gereklidir;

$$a \gg w_1, w_2 \quad (1.91)$$

w_1 ve w_2 aynalar üzerindeki demet boyutlarıdır ve aşağıdaki şekilde verilebilirler;

$$w_1^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1-g_1g_2)}} \quad (1.92)$$

$$w_2^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{g_2(1-g_1g_2)}} \quad (1.93)$$

benzer şekilde demet beli için de Denklem (1.94)'teki eşitlik yazılabilir;

$$w_0^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \sqrt{\frac{g_1g_2(1-g_1g_2)}{(g_1+g_2-2g_1g_2)^2}} \quad (1.94)$$

Denklem (1.92) ve Denklem (1.93) ile ifade edilen demet boyutları, Denklem (1.95) ve Denklem (1.96) formunda da yazılabilirler;

$$w_1 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^{1/2} F_1(g_1g_2) \quad (1.95)$$

$$w_2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^{1/2} F_2(g_1g_2) \quad (1.96)$$

$F_1(g_1g_2)$ ve $F_2(g_1g_2)$ fonksiyonları genellikle 1'e yaklaşıktır. Denklem (1.91) koşulu ve Denklem (1.95) veya (1.96) bir araya getirilirse;

$$a \gg \left(\frac{\lambda L}{\pi}\right)^{1/2} \quad (1.97)$$

veya;

$$\pi \frac{a^2}{\lambda L} \gg 1 \quad (1.98)$$

$$\pi N_F = N_{\max} \gg 1 \quad (1.99)$$

şeklinde yazılabilir. Denklem (1.99)'da N_F Fresnel sayısı, N_{\max} ise yarıçapı a olan rezonatör açıklığının müsaade ettiği en yüksek dereceden Hermite-Gaussian veya Laguerre-Gaussian mod ile ilişkili bir sayıdır.

Simetrik L kavite boylu konfokal bir rezonatör aynası üzerindeki demet boyutu (spot size);

$$w^2 = \frac{\lambda L}{\pi} \quad (1.100)$$

ifadesi ile verilmiştir ve bütün kararlı konfigürasyonlar için g parametrelerine bağlı olarak bu değerden küçük bir sayısal çarpan kadar farklılık gösterir. Rezonatör ayna yüzey alanı ve konfokal TEM_{00} mod alanları oranlanırsa;

$$\frac{\text{rezonatör ayna yüzey alanı}}{\text{konfokal } TEM_{00} \text{ mod alanı}} = \frac{\pi a^2}{\pi w^2} = \frac{a^2}{w^2} = N_{\max} \quad (1.101)$$

$$N_{\max} = \frac{a^2}{w^2} = \pi N_F \quad (1.102)$$

ifadesi elde edilir.

Fresnel rezonatör sayısı N_F aslında rezonatör açıklığının konfokal mod boyutları ile kıyaslandığında ne kadar büyük olduğunun bir göstergesidir. Alternatif olarak, hangi dereceye kadar enine modların rezonatör açıklığı kenarlarından pertürbe olmadan kaviteye kuplajlanabileceğini göstermektedir (Siegman, 1986).

Küresel aynalı kavite için mode-matched durumların elde edilmesi için ayna eğrilikleri ile uyumlu eğrilikte dalga yüzeyi formlarının sisteme tanıtılması gereklidir.

Aynalar üzerindeki demet boyutları ve demet beli ile ilgili Denklem (1.92), Denklem (1.93) ve Denklem (1.94) daha önce verilmişti. Ayna yüzeylerindeki demet boyutlarının yanı sıra, aynaların, demet beli konumundan ($z=0$) olan mesafeleri de önemlidir ve g faktörleri cinsinden Denklem (1.103) ve Denklem (1.104) ile ifade edilmektedirler;

$$z_1 = \frac{g_2(1-g_1)}{g_1+g_2-2g_1g_2} L \quad (1.103)$$

$$z_2 = \frac{g_1(1-g_2)}{g_1+g_2-2g_1g_2} L \quad (1.104)$$

Bir kavitenin mod-uyumlu olması için gelen ışımının demet beli boyutunun ve konumunun kavite modlarınınki ile uyumlu olması gereklidir.

Bir rezonatör için dejenereliğin derecesi N, ne kadar büyük ise interferometrenin o kadar fazla enine modu uyarılmış olur. m ile indislenen yüksek dereceden bir modun ayna yüzeyindeki boyutu;

$$\approx \sqrt{m} \cdot w \quad (1.105)$$

ile ifade edilebilir (Budker ve diğ., 2000). Denklem (1.95) ve (1.96) kullanılarak ayna yüzeyi demet beli / boyutu için $\sim 0,1$ / $\sim 0,2$ mm'lik değerler bulunur. Burada R=75 mm, L=56,2 m ve $\lambda=780$ nm alınmıştır. Giriş aynası üzerindeki ışık demet boyutu $\sim 1,0$ mm olarak alınırsa beklenti $m < m_{\max} \sim 25$ olan yüksek dereceden modların uyarılmasıdır. Işık demetinin eksenden olan ötelenmesi (offset) durumunda ise uyarılan enine mod indisi daha da büyüktür.

1.8. Hermite-Gaussian ve Laguerre-Gaussian Modları

Kavite modlarının çözümleri olarak algılanabilecek olan, Hermite-Gaussian ve Laguerre-Gaussian modlarından kısaca bahsetmekte fayda vardır. Kartezyen kordinatlarda kavite modları sıklıkla Hermite-Gaussian modlar olarak ifade edilirler ve küresel aynalı rezonatörlerin modellenmesinde sıkça başvurulurlar. Genellikle eksen boyunca ilerleyen fakat eksene göre bir açığa sahip ve ötelenmiş durumlar için daha uygundur.

İlerleme (propagasyon) modları silindirik koordinat (r, ϕ , z) sisteminde de ifade edilebilirler. Laguerre-Gaussian modlar; genellikle demet ve rezonatör modları demet bellerinin aynı noktada çakışmadığı ve demet beli boyutlarının uyuşmadığı durumları ifade etmede daha uygundur (Miller, 2010). Gaussian modların tam çözümleri Denklem (1.106)'daki gibidir;

$$E_{mn}(x,y,z)=E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) \cdot \exp \left\{ - \left[\frac{(x^2+y^2)}{w(z)} \right]^2 \right\} \cdot \exp \left[\frac{ik(x^2+y^2)}{2R(z)} \right] \quad (1.106)$$

$$\cdot \exp\{-i[kz-(m+n+1)\zeta(z)]\}$$

Denklem (1.106)'dan da görüldüğü üzere elektrik alan dağılımları Gaussian fonksiyonların ve Hermite polinomlarının çarpımı şeklinde ifade edilmektedir. Denklem faz terimini de içermektedir. En üstteki satır $H_{m,n}$; enine modülasyona sebebiyet veren yüksek dereceden modlar ile ilişkilidir. Ortadaki satır sırası ile $(R(z),w(z))$ ve (z_0,w_0) ile karakterize edilen Gaussian genel çözümlerinin geometrik formudur. z-ekseni boyunca faz Gouy fazı ile belirlenmektedir ve son satırdaki terim Gouy fazını $\zeta(z)$ içermektedir.

Bir optik rezonator rezonant frekanslarının spektrumu ile karakterize edilir. Fabry-Perot interferometresinden beklenen ise birbirinden eşit uzaklıkta bulunan, aralarındaki frekans farkının serbest spektral aralık ile belirlendiği refleksiyon veya transmisyon rezonanslarının gözlemlenmesidir. Ancak daha önceki tartışmalarda da ifade edildiği üzere mode-matching ve kavite ayarlamalarındaki yetersizlikler, kaviteye aktarılan ışık dalga formlarındaki uyumsuzluklar, ayna formlarındaki bozukluklar ve benzeri etkilerden dolayı yüksek dereceden modların dejenereliği kalkmakta gözlemlenen rezonanslar arasındaki frekans farkları serbest spektral aralık değerinden farklılık gösterebilmektedir. Aslında daha doğru bir analiz için Gouy faz faktörünün göz önünde bulundurulması gereklidir. Kavitenin bir ucundan diğer ucuna toplam faz farkı π nin tam katı olmalıdır. Dolayısı ile faz terimi;

$$\phi(z)=kz-(m+n+1)\zeta(z)=q\pi \quad (1.107)$$

şeklindedir. z yerine L kullanılırsa metin içinde bütünlük sağlanır. Gouy fazı;

$$\zeta(z)=\zeta(L)=\cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.108)$$

veya;

$$\zeta(z)=\tan^{-1} \frac{L}{2z_R} = \tan^{-1} \frac{L}{b} \quad (1.109)$$

denklemleri ile ifade edilebilir.

$$kL = q\pi + (m+n+1) \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.110)$$

Denklem (1.110)'da $k=2\pi/\lambda$ ifadesi yerine konulursa Denklem (1.111) elde edilir;

$$\frac{2\pi}{\lambda} L = q\pi + (m+n+1) \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.111)$$

Denklem (1.111)'de $1/\lambda$ yerine v/c ifadesi kullanılır ve düzenlemeler yapılırsa nihai olarak Denklem (1.116)'ya ulaşılır;

$$\frac{\pi v 2L}{c} = \frac{\pi v}{\Delta v_{FSR}} = q\pi + (m+n+1) \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.112)$$

$$\frac{v}{\Delta v_{FSR}} = q + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.113)$$

$$v(q, m, n) = \Delta v_{FSR} \left[q + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \cos^{-1} \sqrt{g_1 g_2} \right] \quad (1.114)$$

$$v(q, m, n) = \Delta v_{FSR} \left[q + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \zeta(z) \right] \quad (1.115)$$

$$v(q, m, n) = q \Delta v_{FSR} + (m+n+1) \frac{\Delta v_{FSR}}{\pi} \zeta(z) \quad (1.116)$$

Gouy frekans kayması;

$$\Delta_{Gouy} = \frac{\Delta v_{FSR}}{\pi} \zeta(z) \quad (1.117)$$

olarak ifade edilirse kavite rezonans frekansları Denklem (1.118) ile verilebilir (Meschede, 2004);

$$v_{qmn} = q \Delta v_{FSR} + (m+n+1) \Delta_{Gouy} \quad (1.118)$$

Gouy fazı ile ilgili denklemler elde edilmişken, rezonatör kararlılık kriterinin ($0 < g_1 g_2 < 1$) de Gouy fazı cinsinden ifade edilebileceğini de gösterebiliriz. Bir lazer demetinin rezonatör bir tam döngüsü (gidiş-dönüş) sonrası uğradığı faz değişimi $\zeta'(z)$ olarak yeniden tanımlanırsa;

$$\zeta'(z) = 2 \arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2}) \quad (1.119)$$

$$\cos \zeta'(z) = \cos(2 \arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2})) = 2 \cos^2(\arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2})) - 1 \quad (1.120)$$

$$x = \arccos(\pm \sqrt{g_1 g_2}) \quad (1.121)$$

kısaltması yapılırsa,

$$\cos(x) = \pm \sqrt{g_1 g_2} \quad (1.122)$$

$$\cos^2(x) = g_1 g_2 \quad (1.123)$$

olarak yazılabilir. Denklem (1.120)'nin Denklem (1.24) gibi olduğu ve Denklem (1.125) ve Denklem (1.126) şeklinde yazılabileceği görülmektedir;

$$\cos \zeta'(z) = \cos(2x) = 2 \cos^2(x) - 1 \quad (1.124)$$

$$\cos \zeta'(z) = 2g_1 g_2 - 1 \quad (1.125)$$

$$\frac{\cos \zeta'(z) + 1}{2} = g_1 g_2 \quad (1.126)$$

Dolayısı ile kararlılık denklemi Gouy fazı cinsinden Denklem (1.127) ile ifade edilebilir (Fiorucci, 2015);

$$0 < \frac{\cos \zeta'(z) + 1}{2} < 1 \quad (1.127)$$

Denklem (1.127) kararlı optik kavite için Gouy fazı üzerindeki kısıtlamaları vermektedir.

Gouy fazının deneysel olarak ölçülmesine yönelik olarak Durand ve arkadaşları tarafından astigmatik bir kavite için Gouy fazı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Kullanılan yöntem kavitenin TEM₀₀ temel modu ile TEM₁₁ Hermite Gauss modu arasındaki frekans farkının ölçümü prensibine dayanmaktadır (Durand ve diğ., 2012).

Bahsi geçen tartışmalar doğrultusunda Hermite-Gaussian modlar için en genel rezonant frekans formülü Denklem (1.28)'deki gibidir;

$$v_{HG}(q,m,n)=\frac{c}{2L}\left[q+(m+n+1)\frac{1}{\pi}\cos^{-1}\sqrt{g_1g_2}\right] \quad (1.128)$$

Laguerre-Gaussian modlar için rezonant frekans formülü ise Denklem (1.129)'da verilmiştir;

$$v_{LG}(q,p,l)=\frac{c}{2L}\left[(q+1)+(2p+l+1)\frac{1}{\pi}\cos^{-1}\sqrt{g_1g_2}\right] \quad (1.129)$$

Burada; q, aksel duran dalga formundaki düğüm noktaları sayısını gösteren aksel (boyuna) mod sayısı, p ve l ise sırası ile radyal ve açısal mod sayılarıdır (Büttgenbach ve Küpper, 1986).

Enine mod rezonans frekansları ile ilgili olarak Denklem (1.116) göz önünde bulundurularak aşağıdaki çıkarımlarda bulunulabilir:

- Aynı (m,n) indisli farklı boyuna modların yoğunluk dağılımları aynıdır.
- Verilen bir enine moda karşılık gelen ardışık boyuna modların rezonans frekansları arasındaki fark $\Delta v_{FSR}=c/2L$ dir çünkü;

$$v(q+1,m,n)-v(q,m,n)=\Delta v_{FSR}=\frac{c}{2L} \quad (1.130)$$

şeklinde. Bu sonuç; temel Gaussian mod(0,0) ve düzlem aynalı rezonatör ile elde edilen sonuç ile aynıdır.

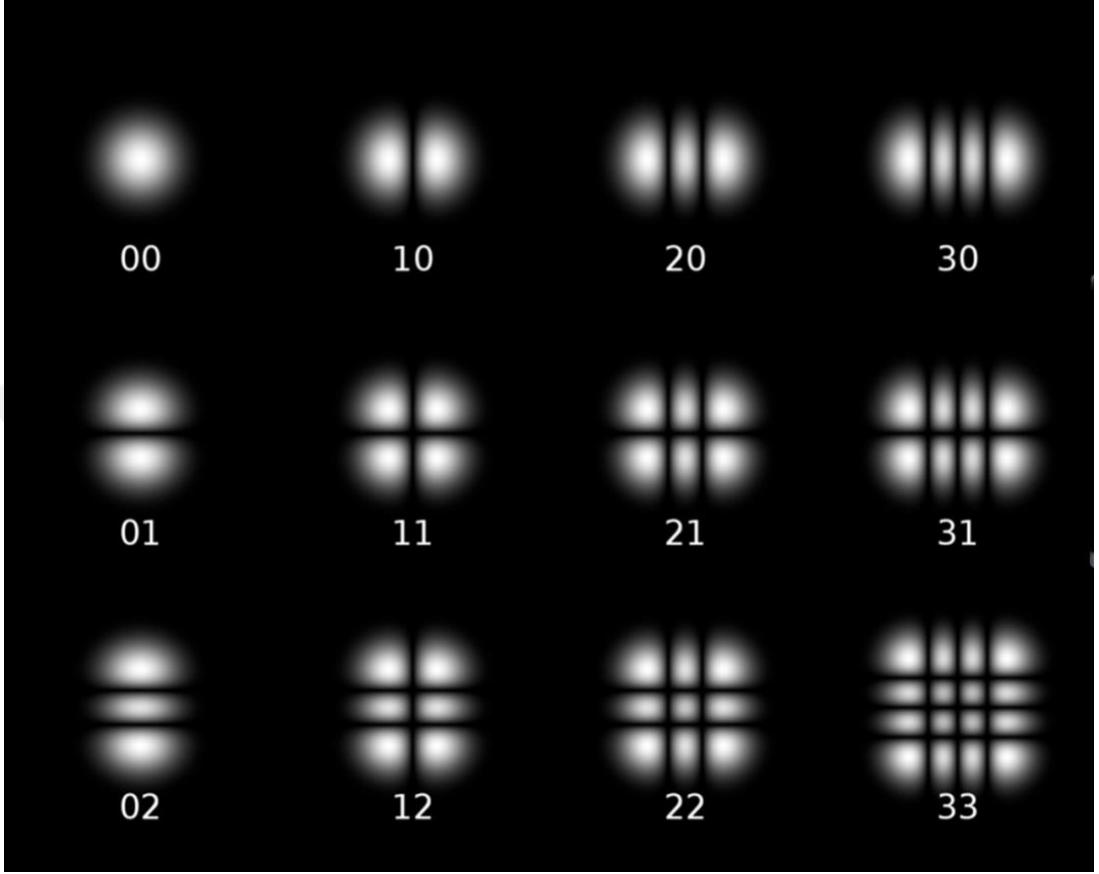
- m+n indislerinin toplamları aynı olan bütün enine modların rezonans frekansları aynıdır.
- Aynı q boyuna moduna karşılık gelen iki (m,n) ve (m', n') enine modları arasındaki frekans farkı Denklem (1.31) ve Denklem (1.132) ile ifade edilebilir (Saleh ve Teich, 1991);

$$v(q,m,n)-v(q,m', n')=\left[(m+n)-(m'+n')\right]\frac{\Delta v_{FSR}}{\pi}\zeta(z) \quad (1.131)$$

$$v(q,m,n)-v(q,m', n')=\left[(m+n)-(m'+n')\right]\Delta_{Gouy} \quad (1.132)$$

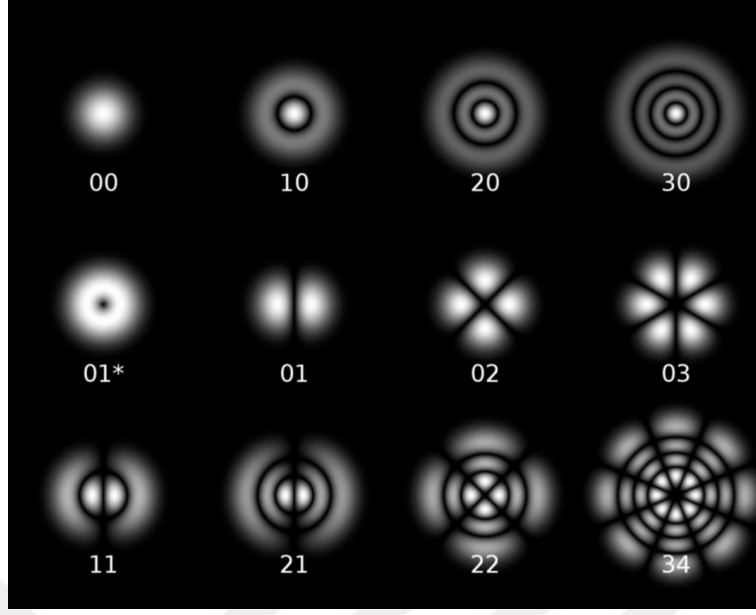
Gaussian modların çözümlerini veren Denklem (1.106)'da $H_m(x)$ ve $H_n(y)$ polinomlarının m ve n negatif-olmayan indisleri x ve y yönlerindeki demet profillerini belirlerler. Böyle bir modun yoğunluk dağılımı x yönünde m adet, y yönünde ise n adet düğüm noktası barındırmaktadır. m=n=0 modu temel veya aksel mod olarak adlandırılır ve M^2 faktörü 1 olan ve demet kalitesi en yüksek olan moddur. Diğer m

ve n indisli Hermite-Gaussian modların M^2 faktörleri x yönünde $(2m+1)$, y yönünde ise $(2n+1)$ şeklindedir. Şekil 1.16 bazı en düşük dereceli Hermite-Gaussian modların yoğunluk profilleri ve mod büyüklüklerini göstermektedir (URL-8).



Şekil 1.16. Düşük dereceli bazı Hermite-Gaussian modlar (TEM_{00} en üstte solda). Aynı demet beli (w_0) alınmış ve mod yoğunluk dağılımı; her mod için toplam optik güç sabit kalacak şekilde normalize edilmiştir

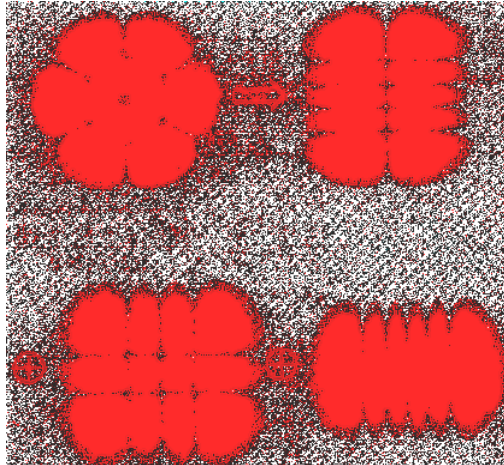
Şekil 1.16'dan da görüldüğü üzere TEM_{00} modunun x ve y yönlerinde düğüm noktaları bulunmamakta ve Gaussian bir profili temsil etmektedir. m ve n indislerindeki artışla birlikte yüksek dereceli mod boyutları Hermite polinomlarının da katkısı ile büyümektedir. Yüksek dereceden modların bastırılabilmesi için kavite içine temel modun geçebileceği kadar büyük fakat yüksek dereceden modların dış kısımlarından kesintiye uğrayacakları kadar küçük bir açıklığın yerleştirilmesi avantaj sağlamaktadır. Dikdörtgensel simetriye sahip yüksek dereceden modlar Hermite-Gauss Polinomları ile karakterize edilebilirler. Rezonatörün gerçek silindirik simetri gösterdiği durumlarda kutupsal kordinatlar daha uygundur. Bu durumda modlar Laguerre - Gaussian fonksiyonların çarpımları ile ifade edilirler (Şekil 1.17).



Şekil 1.17. Düşük dereceli bazı Laguerre-Gaussian modlar (TEM_p). TEM_{01^*} modu, biri diğerine göre 90° iki (dejenere) TEM_{01} modunun süperpozisyonu ile elde edilir ve doughnut mod olarak adlandırılır (URL-6)

Hem Hermite - Gauss polinomları hem de Laguerre-Gauss polinomları komple bir özfonksiyon sistemi oluşturmaktadır. Bu nedenle modlar her iki sistem ile de temsil edilebilirler. Bir sistemde temsil edilen bir mod diğer bir sistemde genellikle modların süperpozisyonu ile temsil edilebilmektedir (Kimel ve Elias, 1993), (Riehle, 2004).

Şekil 1.18'de 3 adet Hermite-Gauss modunun bir araya getirilerek bir adet Laguerre-Gauss modunu oluşturması demonstre edilmiştir.



Şekil 1.18. TEM_{31} Laguerre-Gauss modunun 3 adet Hermite-Gauss modu (TEM_{14} , TEM_{32} and TEM_{50}) ile temsil edilmesi. Şekil 1.18'e renk filtresi uygulanmıştır (Kimel ve Elias, 1993)

1.9. Kalite Faktörü (Q-factor) ve Foton Yaşam Süresi

Herhangi bir rezonatörün (rezonant durumdaki) performansı hakkında bilgi veren en önemli parametrelerden bir başkası ise kalite faktörüdür (Q-factor). Kalite faktörü;

$$Q = \frac{\nu_0}{\delta\nu} = 2\pi \frac{\text{Depolanan enerji}}{\text{Devir başına enerji kaybı}} \quad (1.133)$$

Burada ν_0 rezonansın merkez frekansı, $\delta\nu$ ise rezonansın bantgeniştir. $\delta\nu$ kavite içindeki fotonların yaşam süresi (τ) ile doğrudan ilişkilidir;

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.134)$$

Bu durumda Q, Denklem (1.135) ile de ifade edilebilir;

$$Q = 2\pi\nu_0\tau \quad (1.135)$$

τ aynı zamanda kavite sönüm zamanıdır ve kavite içi alan şiddetinin e çarpanı kadar sönümlenmesi için geçen süreyi temsil eder. Görüldüğü üzere enerji foton sayısı ve foton sayısındaki değişimin meydana getirdiği enerji kayıpları ile ilişkilidir. Rezonatör temelli pek çok uygulama yüksek Q-faktörlerine ihtiyaç duymaktadır (CRDS, kavite QED, optik mikro kaviteler (Vahala, 2003), whispering galeri modları, ultra-kararlı kaviteler vb. alanlar). Q-faktör değerleri $10^3 - 10^6$ aralığında değerler alan rezonatörler yüksek Q-faktörlü, 10^7 ve daha yüksek Q-faktörlü rezonatörler ise ultra-yüksek Q-faktörlü olarak tanımlanmaktadır.

Kalite faktörü hakkında bilgi almak için lineer iki – aynalı bir Fabry-Perot kavitesinin her iki ucundaki geçirgenliklerin (transmittance) analiz edilmesi yöntemine başvurulabilir. Bu amaçla kavite içi güç döngüsünün araştırılmasında fayda vardır. Kurulan optik düzenek lazer ışınımının ışın bölücü kullanılarak kaviteye enjekte edilmesi, kaviteden yansıyan ve geçen ışınımın dedektörler tarafından algılanması prensibine dayanmaktadır. Giriş ve çıkıştaki ayna transmittansları T1 ve T2 olmak üzere, kurulan düzenek ile yansıyan, geçen ve kavite içinde devinen ışınım için elektrik alanın faz ve genlik değişim ölçümleri over-coupled, under-coupled ve empedans matched durumlar için lazer frekansının taranması ile gerçekleştirilmiştir (T1+T2=0,2, kavite içi kayıplar ise 1% olarak alınmıştır).

Lazer gücünün 1W olduğu $T1 + T2 = 0,8$ ve ayna yansıtıcılıklarının $R=1-T$ olarak ifade edildiği bir durum için geçen güç ve kavite içi devinen güç ölçümleri $T1$ transmittansı değiştirilerek gözlenmiştir:

- $T1 < T2$ için kavite under-coupled
- $T1 = T2$ için kavite empedans uyumlu (matched)
- $T1 > T2$ için ise kavite over-coupled olarak adlandırılmaktadır.

Dolayısı ile; $T1 < 0,4$ için under-coupled, $T1 = T2 = 0,4$ için empedans uyumlu ve $T1 > 0,4$ için ise over-coupled durumdadır. Transmisyon empedans uyumlu durumda maksimum olmakta, empedans uyumlu durumdan her iki yönde (over-coupled ve under-coupled) uzaklaştıkça da benzer bir şekilde azalmaktadır. Buna rağmen kavite içi devinen güç (ve kavitenin herhangi bir rezonans performansı) overcoupled durum için oldukça büyüktür. Yukarıda bahsedilen konular bu tez çalışmasında gerçekleştirilen ölçümler ve elde edilen sonuçlar ile yakın ilişkili gözükmemekle birlikte kavite fiziği konusunun anlaşılabilirliğinin artırılması, konu bütünlüğünün sağlanması için önemli olduğu düşünülerek tezin kapsamı içine alınmıştır. Bahsedilen kavramlar; kavite fiziğinin farklı uygulamaları (lazer, Cavity RingDown Spectroscopy (CRDS), Gravitational Wave Detection (GWD), nanometroloji vb.) açısından da oldukça önemlidirler.

Andreas Freise ve Kenneth Strain tarafından gerçekleştirilen çalışma kavite içi devinen güç değerlerinin overcoupled durumların rezonans etkisini daha iyi kullandığına işaret etmektedir. Sabit bir $T1 + T2$ toplam transmisyon değeri için tüm durumlar karşılaştırıldığında overcoupled durumda güçlü bir rezonans etki ile birlikte güçlü bir kavite içi devinim gözlenmiştir. Mode filtre olarak kullanılmasının avantajından bahsedilmiş buna rağmen GWD amaçlı kullanılan çoğu kavitenin empedans uyumlu ve overcoupled olduğundan bahsedilmiştir. Kaviteye (rezonant durumda) enjekte edilen gücün tamamının çıkışa yansıtılmasının ise sadece empedans uyumlu durumda mümkün olduğu bilgisi paylaşılmıştır (Freise ve Strain, 2010).

2. FABRY-PEROT İNTERFEROMETRESİ VE NANOMETROLOJİ UYGULAMALARI

2.1. X-ışınları İnterferometresi (XRİ) ve Diferansiyel Fabry-Perot İnterferometresi (DFPi) ile Pikometre Yerdeğiştirme Ölçümleri

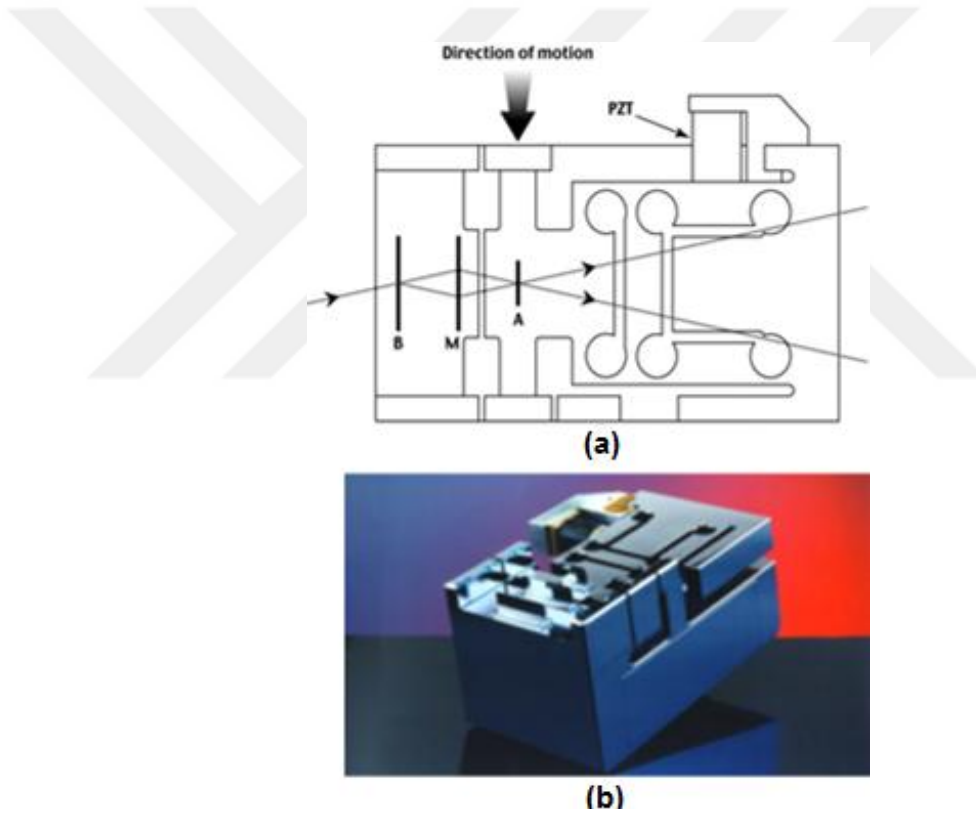
X-ışınları interferometresinde (X-ray interferometer, XRİ); yerdeğiştirme adımları, X-ışınlarının kırınımına uğradığı Silikon kristalografik düzlemlerinin kafes aralığı mesafeleri tarafından belirlenmektedir. Bu mesafe, Silikon (220) düzlemleri arasındaki mesafedir ve değeri ~192 pm'dir. Dolayısı ile X-ışınları interferometresinin 192 pm'lik yerdeğiştirme adımları veya artışları bir cetvel üzerindeki skala çizgilerine benzetilebilir. Optik interferometrelerden (632,8 nm He-Ne/I₂ lazer interferometrenin adımları ~316 nm'dir) yaklaşık 1000 kez daha düşük adımları üretip ölçebilmesi itibarı ile uzunluk standardı olarak da kabul edilmektedir. Monolit kristalden oluşmuştur ve hareketi üreten kapalı döngü servo kontrolcülerin kullanımıyla arzulanan pikometre seviyeli yerdeğiştirme adımlarını üretebilmektedir. Geliştirilen hassas sayısal kontrol sistemi sayesinde x-ışınları interferometresinin çeyrek ve çeyrek-altı saçak yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilebilmektedir. X-ışınları interferometrisi metroloji ve nanometrolojinin ihtiyaç duyduğu ultra hassas ölçümleri mümkün kılmaktadır (Yacoot ve Kuetgens, 2012).

Avrupa Birliğı Metroloji Araştırma Programı tarafından desteklenmiş olan NANOTRACE projesi kapsamında yeni nesil interferometrelerin doğrusallık ölçümleri X-ışınları interferometresi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Şekil 2.1'de NPL İngiltere ve PTB Almanya Ulusal Metroloji Enstitüleri tarafından geliştirilen X-ışınları interferometresinin taslak görünümü ve geliştirilen monolit interferometrenin fotoğrafı görülmektedir. Bu interferometre tez kapsamında gerçekleştirilen yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümlerinde de kullanılmıştır.

X-ışınları interferometresi hakkında ilk bakışta göze çarpan teknik özellikler aşağıda listelenmiştir:

- Atomik ölçekli bir cetvel / hareket ettiricidir

- Moiré girişim saçaklarının periyodundan istifade etmektedir. Yerdeğiştirme ölçümlerinde; X-ışınlarının dalgaboyları değil; Si atomları örgü (lattice) aralıkları önem taşımaktadır
- Si atomları örgü aralık mesafeleri : $d_{(220)} = 0,192 \text{ nm}$
- Yerdeğiştirme ölçüm aralığı : $10 \text{ } \mu\text{m}$
- Yerdeğiştirme ölçümleri : İzlenebilir
- Hareket mekanizması : PZT hareket ettirici
- Ölçüm yüzeyi ayna sayısı : Biri hareketli 3 ayna
- Saçak-altı çözünürlüklü çift yönlü saçak sayma kapasitesine sahiptir
- Saçak aralığı : 192 pm ($632 \text{ nm He-Ne interferometer için } \lambda/2 = 316000 \text{ pm'dir}$)



Şekil 2.1. NPL X-ray interferometresi (XRİ). a) X-ışınları interferometresi taslak görünümü, b) monolit x-ışınları interferometresinin fotoğrafı

2.2. Yüksek Hassasiyetli Küçük Açılı Üretici (HPSAG) ve Nanoradyan Açılı Ölçümleri

Açılı metrolojisi, katma değeri yüksek endüstriyel uygulamalarda ve üst düzey bilimsel çalışmalarda anahtar rol üstlenen bir teknolojidir.

Bu teknoloji; serbest elektron lazerlerinin kullanıldığı merkezlerde ve hızlandırıcı merkezlerinde X-ışınlarının yönlendirilmesi ve odaklanması amacı ile kullanılan hassas optik aksanların düzlemsellik ölçümlerinde kullanılmakta; ölçüm bilgileri kullanılarak 2 nm ve altı düzlemsellikte imalat hedeflenmektedir. Işınımın nanoradyan mertebesinde açısal olarak kontrol altına alınması ve interferometrik düzlemsellik ve yüzey kalitesi ölçümlerinde kullanılan referans optiklerin ölçümleri için de hayati önem taşımaktadır.

Katma değeri yüksek endüstriyel uygulamalar ve üst düzey bilimsel çalışmalardaki talepler neticesinde TÜBİTAK UME önderliğinde, Avrupa ve Dünyadaki bazı Ulusal Metroloji Enstitüleri, açı ölçme cihazları üreten özel firmalar ve araştırma merkezlerinin birlikte sunduğu 'Açı metrolojisi' projesi, Fp7 EMRP (Avrupa Metroloji Araştırma Programı) kapsamında kabul edilmiş ve Avrupa Komisyonu tarafından fonlanmıştır (URL-18). 'Açı metrolojisi projesi' ile CERN, BESYII, ESRF, Argonne APS gibi dünyada sayısı 60'ı geçen hızlandırıcı merkezlerinde daha yüksek performanslı bilimsel çalışmaların yapılabilmesini sağlayacak optik aksanları geliştiren teknolojilerin talebi olan 50 nanoradyan'dan daha düşük belirsizlikte açı ölçümlerinin yapılması hedeflenmiştir (Yandayan, 2014).

Bu tez çalışmasında; DFPI kafası HPSAG'ın karşısına konumlandırılarak bütünleşik Fabry-Perot interferometrik yapısı oluşturulmuş ve izlenebilir nanoradyan açı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar gerek EMRP SIB08 subnano ve SIB58 angle metrology (açı metrolojisi) projelerinin de çıktılarında olmuştur.

SI açı birimi 'radyan' iki boy uzunluğunun birbirine oranı olarak tanımlanır ve izlenebilirlik, uzunluk birimi metreden elde edilir. Alternatif olarak, arzu edilen açı büyüklüğü, açı değeri 2π radyan olan tam bir dairenin bölünmesi prensibi ile de elde edilebilmektedir (Yandayan, 2014).

Bu tez çalışmasının önemli bir kısmını teşkil eden nanoradyan ve altı açılarının ölçümleri diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ve yüksek hassasiyetli küçük açı üretici kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Ölçümlerin doğruluğu ve izlenebilirliği gerek atomik enerji geçişlerinin referans olarak alınması ve gerekse x-ışınları interferometresi karşılaştırma ölçümleri vasıtası ile sağlanmıştır. Kullanılan yöntemin yeni olması ve elde edilen sonuçların açı ölçümlerinde kullanılan en gelişmiş ve en hassas cihazlarla elde edilen sonuçlardan en az bir - iki mertebe daha iyi olması açı metrolojisi ve açı cihaz üreticisi firmalar için dikkat çekicidir.

HPSAG hakkında ilk bakışta göze çarpan teknik özellikler ise aşağıda listelenmiştir:

- Ölçümlerde kullanılan HPSAG; Türkiye'nin primer açı standardı olarak işlev görmektedir ve en doğru açı ölçüm cihazları (örneğin, yüksek hassasiyetli elektronik otokolimatör) kalibrasyonlarında kullanılmaktadır
- HPSAG Elektronik otokolimatörlerin çözünürlük limit değerleri olan 0,001 arcsec (5 nrad) açı adımlarını ve daha düşük açı adımlarını üretebilme kapasitesine sahiptir
- HPSAG ana gövde, destek pivotu, 200 mm'lik sine kolu, piezo hareket ettirici ve 50 mm çapında optik aynayı ihtiva etmektedir
- Sine kolunu hareket ettiren piezo nano-konumladırıcı üzerinde 0,1 nm yerdeğiştirme çözünürlüğüne sahip kapasitif bir sensör bulunmaktadır
- Sine kolu açı çözünürlüğü 0,0001 arcsec (0,5 nrad) olarak bulunmuştur
- Sine kolu üzerinde bulunan HPSAG aynası malzemesi Zerodur®'dur
- Ayna yüzey kaplaması gümüş ve yansıtıcılık değeri yaklaşık olarak 99%'dir
- Ayna çapı 50,8 mm, kalınlığı ise 12,7 mm'dir
- Ayna yüzey düzlemselliği 25 nm tepe-çukur ve 3 nm rms olarak bulunmuştur (Yandayan ve diğ., 2012)
- HPSAG aynası otokolimatör kalibrasyonlarının gerçekleştirilmesine olanak sağlamaktadır

2.3. Gravitasyonel Dalga Dedeksiyonu (GWD)

Einstein'ın genel relativite teorisince öngördüğü gravitasyonel dalgaların dedeksiyonu deneysel fiziğin en heyecan verici konularından biridir. Gravitasyonel dalgaların madde ile nispeten zayıf etkileşimi şu ana kadar ulaşılamamış objelerin keşfi için umut vaat etmekte ve yeni bir çığır açacağı düşünülmektedir. Fakat gravitasyonel dalgaların madde ile etkileşimi o denli düşüktür ki yerküre üzerinde bunların dedeksiyonu için 10^{-21} mertebesinde ultra-küçük genlikli sinyal seviyelerinin algılanması gerekmektedir (Miller, 2010).

Bu tezin yazımı esnasında, 11 Şubat 2016 tarihinde, Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO) projesi fizikçileri gravitasyonel dalgaları ilk kez yakaladıklarını ve bunun evreni anlama çalışmaları için yeni bir yol açacağını ifade ettiler. Genel relativite teorisine göre bir biri etrafındaki yörüngelerde dönen bir çift kara delik gravitasyonel dalga emisyonu yolu ile enerji kaybeder ve milyarlarca yıl sürecek birbirlerine doğru kademeli ve son dakikalarında ise çok daha hızlı bir şekilde birbirlerine doğru yaklaşırlar. Sona doğru gelindiğinde bu iki kara delik

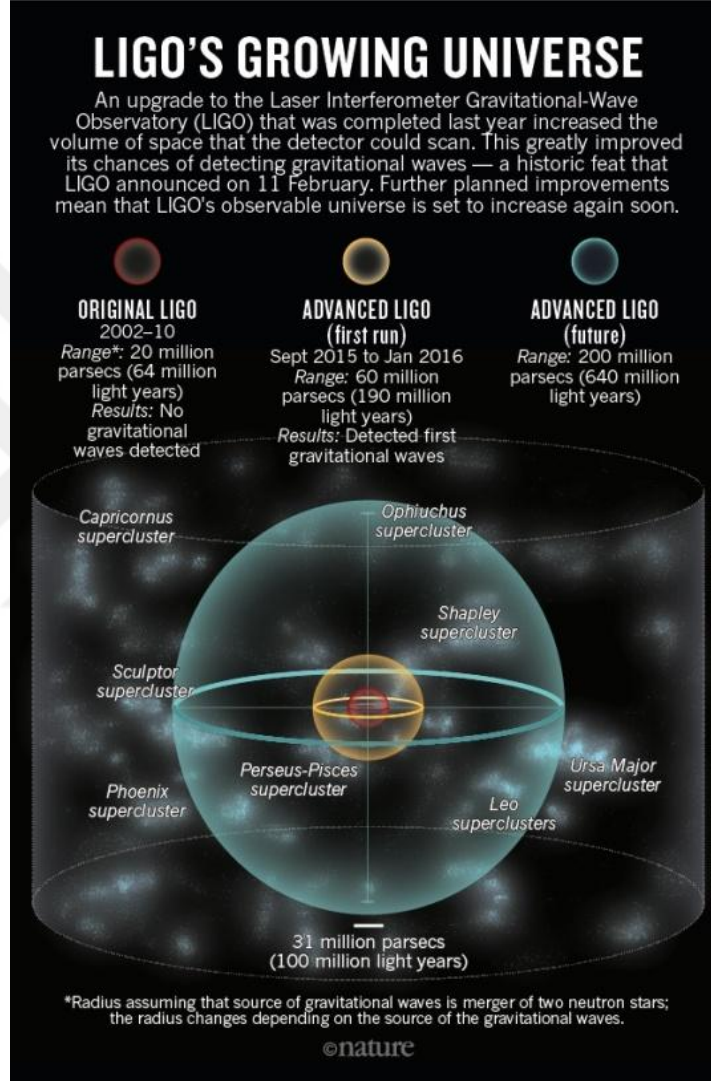
saniyenin düşük bir kesri kadarlık bir zaman aralığında, ışık hızının yarısına yakın bir hızla çarpışır ve iç içe geçerler. Bu durumda birleşen kara deliklerin kütesinin bir kısmı Einstein'ın $E=mc^2$ formülüne göre enerjiye dönüşür ve daha ağır ve tek bir kara delik oluşur. Bu enerji güçlü bir gravitasyonel dalga atımı olarak yayınlanır. LIGO tarafından gözlemlenen ise bu gravitasyonel dalgalardır (URL-9).

Geniş bant aralıkları ve teorik hassasiyetleri itibarı ile Michelson tipli interferometre ve aynı zamanda Michelson interferometresi kollarında Fabry-Perot interferometresinin kombine kullanıldığı istasyonlar kurulmaktadır. Bahsi geçen hassasiyetler ve bant aralığının elde edilmesi; km mesafeli (LIGO interferometresinin kollarından her biri 4 km mesafelidir) interferometrelerin kullanılmasını mecburi kılmaktadır. GWD interferometrelerinin daha ileri seviyelere taşınması için temel gürültü kaynaklarının iyileştirilmesi ile ilgili çalışmalara devam edilmektedir. Örneğin yerdeğiştirme gürültüsünün başlıca sebebi interferometre dielektrik ayna kaplamalarındaki termal gürültüdür. Dolayısı ile aynalar üzerine düşen lazer demet boyutunu büyütme ölçülen termal gürültüleri azaltmaktadır. Ayna üzerindeki demet boyutlarının ve kullanılacak kavite yapısının belirlenmesi için; daha önce detayları verilen rezonatör kararlılık, mode-matching, mod kuplajlamaları, yüksek dereceden modların baskılanması gibi pek çok konunun çok daha hassas ve dikkatli bir şekilde irdelenmesi gerektiği açık bir şekilde görülmektedir. AdvLIGO ve AdvVIRGO kaviteyi, kavite aynaları üzerindeki demet boyutlarını büyütme ve dolayısı ile termal gürültü etkilerini azaltmak üzere konsentriğe yakın kavite yapılarını kullanmaktadır. Konsentriğe yakın kaviteyi ($R_1 \cong R_2 \cong L/2$ ve $g_1 \cong g_2 \cong -1$) marjinal olarak kararlıdır (Miller, 2010).

2002-2010 yılları arasında kullanılan orjinal LIGO ile hiçbir gravitasyonel dalga algılanamamıştır. Bu dalgaların algılanabilmesi; orjinal LIGO'dan çok daha hassas olan, 10^{-22} 'lik uzay zaman genişleme ve daralmalarını algılayabilen (bir proton çapının 10000'de biri kadarlık bir mesafe değişimi 10^{-19} m'lik değişime karşılık gelmektedir), Eylül 2015 yılında devreye alınan LIGO'nun geliştirilmiş versiyonu olan AdvancedLIGO projesi (Şekil 2.2) ile ancak mümkün olmuştur (Castelvecchi ve Witze, 2017).

LIGO interferometresinin birbirine dik olarak konumlandırılmış tüm hat boyunca vakumlanmış (1,2 m çaplı tüpler kullanılarak) 4 km'lik kolları arasında lazer demetleri aynaların oluşturduğu kaviteyi içinde gidip gelmektedir. Ortamdan geçen bir gravitasyonel dalga, kavite boylarını ve dolayısı ile kavite boyuna kilitli lazer

frekansını çok küçük olsa dahi değiştirmektedir. Ölçülen bu fark frekans gravitasyonel dalganın varlığıyla ilişkilidir. Geliştirilmiş AdvancedLIGO dedektörü orjinalinden farklı olarak çok daha büyük uzay hacmini tarayabilmektedir. Interferometre ile ilgili geliştirme faaliyetleri devam etmektedir. Gravitasyonel dalgaların LIGO tarafından algılanması ile ilgili daha detaylı bilgiye Abbot ve arkadaşları tarafından yayınlanan makeleden ulaşılabilir (Abbot ve diğ., 2016).



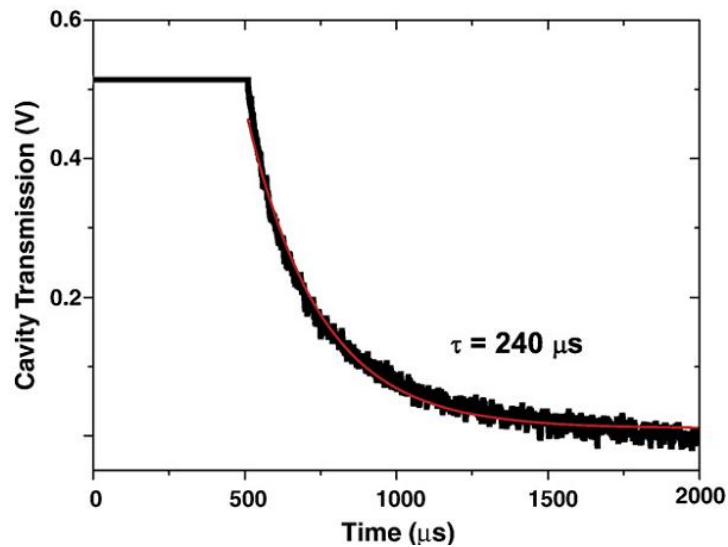
Şekil 2.2. LIGO genişleyen evren (Castalvecchi ve Witze, 2017)

2.4. Cavity Ring Down Spectroscopy (CRDS)

Doğrudan Absorbsiyon Spektroskopisinin (Direct Absorption Spectroscopy) hassasiyeti göreceli olarak kısa olan optik yol uzunlukları tarafından sınırlandırılmıştır. Bu durumu iyileştirmek için dedeksiyonu gerçekleştirilecek atom veya molekülün içinde bulunduğu tüp boyutlarının ışınım ile etkileşim zamanının

arttırılabilmesi için büyük olması istenir. Optik yol uzunluğunun arttırılması ve dolayısı ile arzulan etkinin gerçekleştirilmesi için Cavity Ring-Down Spectroscopy (CRDS) yöntemleri sıklıkla kullanılır. CRDS lazer ışınımının yüksek yansıtıcılı aynalar ile oluşturulmuş dış bir yüksek kaliteli kaviteye gönderilmesi ve çoklu yansımalar sonrasında dedektör üzerindeki sinyalin sönüm zamanı bilgisinden yararlanmaktadır. Sistemin kalite faktörü ayna yansıtıcılığı ve dolayısı ile finesse tarafından belirlenmektedir. Kavite etkin yol uzunluğu ($L_{\text{etkin}}=2FL/\pi$) makul finesse (~5000) ve tipik kavite uzunlukları ($L=0,5$ m) için bile kilometrelere ulaşabilmektedir (Peltola, 2015). 1980'lerin ilk yıllarında keşfedilen CRDS yönteminde kavite sönüm zamanı bilgisi kullanılarak ayna yansıtıcılıkları ölçülmüştür. Kurulan sistem ile 10 ns'lik bir sönüm zaman çözünürlüğü elde edilmiş ve 5 ppm kavite toplam kayıp çözünürlükleri demonstre edilmiştir (Anderson ve diğ., 1984). Atımlı lazer kullanan CRDS sisteminin spektroskopik amaçlı (absorbsiyon ölçümleri) kullanımı ile ilgili çalışmaların yayınlanması da yakın tarihlerde olmuştur (O'Keefe ve Deacon, 1988). Sürekli-dalga lazer kullanan CRDS sistemi ise Romanini ve ark. tarafından 1997 yılında tanıtılmıştır (Romanini ve diğ., 1997).

Kavite gövdesi ve optik olarak tutturulmuş kavite aynaları ULE® glass olan ultra yüksek kaliteli bir etalonun finesse ölçümleri kavite sönüm zamanı ölçümlerinden yararlanılarak gerçekleştirilmiştir. Serbest spektral aralığı (FSR) 1,6 GHz dolayısı ile kavite boyu $L=9,4$ cm olan bir kavite için CRD zaman ölçümü için elde edilen kavite transmisyon sinyaline üstel bir sönüm eğrisi uydurulmuş (Şekil 2.3) ve $\tau=240$ μs 'lik sönüm zaman sabiti elde edilmiştir.



Şekil 2.3. Kavite CRDS sönüm zamanı. Sönüm zaman verisine uydurulmuş üstel eğri (Zhao ve diğ., 2010)

Kavite soğurum (kayıp) katsayısı;

$$\alpha = \frac{1}{c\tau} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilirse, kavite kayıp katsayısı ve kavite boyu değerleri kullanılarak kavite finesse'i Denklem (2.2) ile bulunabilir;

$$F = \frac{\pi \exp(-\alpha L/2)}{1 - \exp(-\alpha L)} = 2,4 \times 10^6 \quad (2.2)$$

Bu denli yüksek finesse ölçümleri için ultra düşük uzama katsayılı malzemeler, ultra yüksek yansıtıcılığa sahip aynalar kullanılmalı ve düşük kavite kayıp oranları tercih edilmelidir. Bunun yanı sıra, ölçüm sistemleri tercihen sıcaklık (1 mK'den düşük rms sıcaklık değişimlerini olanaklı kılan) ve vakum kontrollü hazne içine yerleştirilmelidir. Akustik gürültü etkilerinin azaltılması için ise ölçüm sisteminin farklı akustik izolasyon katmanları da içeren plastik köpükler tarafından çevrelenmesi önem arz etmektedir. Ultra-dar bantlı lazerlere duyulan ihtiyaç ise bu tür ölçümlerin gerçekleştirilebilmesini daha da güçleştirmektedir (Zhao ve diğ., 2010).

Geleneksel bir soğurum ölçüm sisteminde, bir örnek tutucudan geçirilen ışığın, örneğin bulunduğu ve bulunmadığı durumlar için dedektöre düşen şiddet değişimlerinden yararlanılmaktadır. Bu metod tarafından belirlenebilen en düşük N, sayı yoğunluğu;

$$N_{\min} = \frac{(\Delta I/I_0)_{\text{gürültü}}}{\sigma(v)L} \quad (2.3)$$

şeklindedir. $(\Delta I/I_0)_{\text{gürültü}}$ algılanabilecek en düşük ışık şiddeti kesirsel değişimidir. Formülden de görüldüğü üzere hassasiyetin artırılabilmesi için kesit alanı $(\sigma(v))$ büyük olan moleküler geçişler, büyük L etkileşim mesafeleri ve düşük $(\Delta I/I_0)_{\text{gürültü}}$ değerlerine ihtiyaç duyulmaktadır. L etkileşim mesafeleri geleneksel soğurum ölçüm cihazlarının boyutları tarafından sınırlandırılmaktadır. White (White, 1942) ve Herriot (Herriot ve Harry, 1965) multipass hücrelerinin kullanımı ile etkin yol uzunlukları cihaz boyutlarının 10 - 100 kat üzerine çıkarılabilmesine rağmen ışık kaynağı genlik gürültüsü ve algılama sistemi gürültüleri, ölçüm sistemlerinin doğruluk ve hassasiyetini sınırlandırmaktadır (URL-10).

Buna rağmen CRDS; kavite iyileştirilmiş yöntemlerin de kullanılması ile çok daha büyük etkin yol uzunluklarını olanaklı kılmakta, aynı zamanda lazer veya ışık kaynağı şiddet değişimlerinden etkilenmemektedir. Rezonant kavite; Denklem (2.4)'teki gibi kavite finesse (F) değeri derecesinde bir iyileştirme sağlarlar;

$$L_{\text{etkin}} = \frac{2}{\pi} F \cdot L \approx F \cdot L \quad (2.4)$$

~99,99 – 99,999% değerlerinde yüksek yansıtıcılığa sahip aynaları ihtiva eden bu tür kavite ile $10^4 - 10^5$ kat kadarlık etkin yol uzunlukları elde edilebilmektedir. Böyle bir durumda 1 m uzunluğundaki bir kavite ile 10 - 100 km'lik etkin yol uzunlukları elde edilebilmektedir.

CRDS tekniği, en genel anlamda sürekli veya atımlı bir lazer ışınımının yüksek yansıtıcılığa sahip küresel aynaların kullanıldığı rijit bir optik kaviteye gönderilmesi prensibi ile çalışır. Lazer ışınımı açıkken kavite; içerde devinim yapan lazer ışığı ile dolar. Bu esnada ışığın bir kısmı kaviteden dışarı çıkmakta ve bir fotodedektör tarafından algılanmaktadır. Dedektör çıkışındaki sinyal seviyesi durağan bir duruma geçtiğinde kavite içine gönderilen lazer ışığının önü kesilmekte eş zamanlı olarak kavite çıkışındaki hızlı fotodedektör üzerine düşen sinyalin ayna yüzeylerinden olan çok sayıda yansıma sonrasında (ayna kayıpları ve varsa kavite içi soğurucuların etkisi ile) üstel bir şekilde sönümlenmesi durumu gözlemlenmektedir. Dedektör çıkışındaki bu elektriksel sinyal kavite içi anlık ışık şiddeti değişimlerinin bir göstergesidir. Kavite ring – down sinyali olarak adlandırılan bu sinyal 1. dereceden bir üstel sönüm ifadesi ile Denklem (2.5)'teki gibi verilebilir;

$$I = I_0 e^{-(t/\tau_0)} \quad (2.5)$$

τ_0 , boş bir kavite için kavite sönüm zamanıdır. Görüldüğü üzere kavite içine hapsolmuş ışık şiddeti üstel bir şekilde sönümlenmekte ve kavite sönüm zamanı veya kavite içi foton yaşam süresi (τ_0) kadarlık bir süre içinde başlangıç değerinin $1/e$ faktörü kadarlık bir değerine düşmektedir (Vogler, 2005).

CRDS sistemleri için önemli olan denklemler ilerleyen paragraflarda verilecektir. Bu kapsamda; foton yaşam süresi veya kavite sönüm zamanı boyunca aynalar arasında kaç tane ışık ışınımının aynalardan yansıdığıının bulunmaya çalışılması ile başlanılabilir;

$$R^n = \frac{1}{e} \quad (2.6)$$

$$n \ln R = -1 \quad (2.7)$$

Kavite sönüm zamanı spektroskopisi cihazlarında kullanılan aynalar yüksek yansıtıcılığa ($R \sim 1$) sahip olduğundan Denklem (2.7), Denklem (2.8) ve Denklem (2.9)'daki gibi yeniden düzenlenebilir;

$$\ln R = -\frac{1}{n} \quad (2.8)$$

$$\ln(R-1+1) = -\frac{1}{n} \quad (2.9)$$

$x \sim 0$ iken $\ln(x+1) \approx x$ özdeşliğinden yararlanılabilir; bu durumda, $x=R-1$ ifadesi yerine konulursa $R \sim 1$ için Denklem (2.10) ve Denklem (2.11) elde edilir;

$$-\frac{1}{n} \approx R-1 \quad (2.10)$$

$$n \approx \frac{1}{1-R} \quad (2.11)$$

Işık şiddetinin I_0/e değerine düştüğü ana kadar geçen sürede kavite içi alınan yol (etkin yol) Denklem (2.12)'deki gibidir;

$$L_{\text{etkin}} = nL = \frac{L}{1-R} = c\tau_0 \quad (2.12)$$

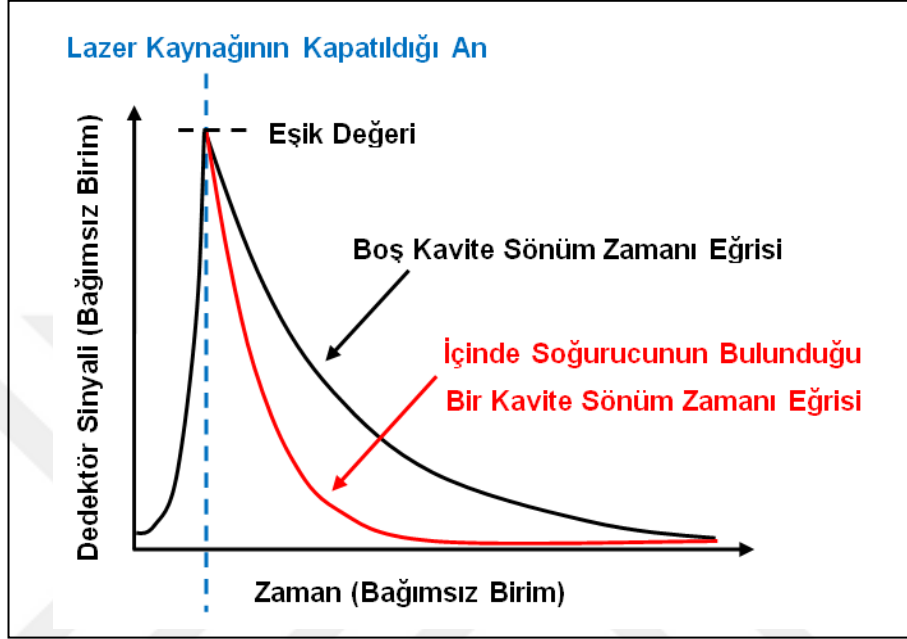
Denklem (2.12), τ_0 boş kavite sönüm zaman sabiti veya kavite içi foton yaşam süresi için yeniden düzenlenirse Denklem (2.13) elde edilir;

$$\tau_0 = \frac{L}{c(1-R)} \quad (2.13)$$

Bu ifade kavite içine gönderilen ışımının kavite içinde bulunan atom veya moleküllerle rezonant olmadığı durumlar için de geçerlidir. Ayna kaplaması kaynaklı (reflektif) kayıpların yanı sıra, kavitenin α soğurum katsayısına sahip bir soğurucu tarafından doldurulduğu bir durumda, τ sönüm zamanı Denklem (2.14) ile verilebilir;

$$\tau = \frac{L}{c[(1-R) + \alpha L]} \quad (2.14)$$

Kavite içi soğurum ne kadar yüksek ise sönüm (ring-down) zamanları o kadar düşüktür (Şekil 2.4).



Şekil 2.4. Boş ve dolu kavite için sönüm zaman eğrileri

Aynaları arasındaki açıklığında soğurucuların bulunduğu bir kavite için α kayıp veya soğurum katsayısı (Denklem (2.1)'de verilmişti), Denklem (2.15) ile ifade edilebilir;

$$\alpha = \frac{1}{c} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \quad (2.15)$$

Kavite içi farklı kayıpların (soğurum, saçılma, ayna kayıpları vb.) söz konusu olduğu durumlar da göz önünde bulundurularak, τ sönüm zamanı için genelleştirilmiş ifade Denklem (2.16)'da verilmiştir;

$$\tau = \frac{L}{c[(1-R) + \sum_j \alpha_j L_j]} \quad (2.16)$$

α_j 'ler farklı kayıpları, L_j 'ler ise kayıpların meydana geldiği uzunlukları temsil etmektedir.

α kayıp katsayısı, saçılmaların ihmal edilebildiği durumlarda soğurum katsayısı olarak ifade edilebilmektedir. Böyle bir durumda $\alpha(v)$; soğurum kesit alanı, $\sigma(v)$ ve

soğurucu moleküllerin sayısal yoğunluğu, N'nin bir çarpımı şeklinde ifade edilebilir. Denklem (2.15) düzenlenip yeniden yazılırsa; Denklem (2.17) ile karşılaştırılır;

$$\frac{1}{\tau(v)} - \frac{1}{\tau_0(v)} = \alpha(v)c = \sigma(v)Nc \quad (2.17)$$

Denklem (2.17)'de parantez içinde verilen (v)'ler frekans bağımlılığını göstermektedir.

Görüldüğü üzere boş kavite sönüm zaman sabiti $\tau_0(v)$, sönüm zaman sabiti $\tau(v)$ ve dolu bir kavite için kavite içi soğurucu basıncı (belli bir dereceye kadar soğurucu sayısal yoğunluğu ile orantılıdır) bilindiği takdirde mutlak soğurucu kesit alanı $\sigma(v)$ bulunabilir (URL-11).

2.5. Lazer Rezonatör

Kavite aynaları kavite içi kazanç ortamı veya lazer deşarz tüpü ile birlikte bir lazer rezonatör oluştururlar. Kavite aynaları haricen konumlandırılabilceği gibi deşarz tüpleri ile entegre biçimde de üretilebilmektedir. En basit lazer rezonatör yapısı iki adet dielektrik ayna, kazanç malzemesi veya deşarz tüpünden meydana gelmektedir.

Bir lazer ışımalarının tek bir polarizasyon ekseninde gerçekleşmesi için lazer tüpünde Brewster açısında eğilmiş pencere kullanılması (örn. gaz lazerler) veya lazer rezonatör içerisine küçük bir cam parçasının Brewster açısında yerleştirilmesi yaygındır. Brewster açısı (ayrıca polarizasyon açısı olarak da bilinir) belirli bir polarizasyona sahip ışığın transparan bir dielektrik yüzeyden mükemmel şekilde geçip hiç yansımadağı geliş açısıdır. Bu özel geliş açısına St Andrews Üniversitesi Fizik Profesörü ve kaleydoskopun da mucidi olan İskoç bilim adamı Sir David Brewster'in (1781-1868) ismi verilmiştir (Hecht, 2002). Polarize olmamış bir ışık Brewster açılı bir yüzeye gelirse, yüzeyden yansıyan ve kırılıma (refracted) uğrayan ışıklar birbiri ile 90 derecelik bir açı yaparlar, yüzeyden yansıyan ışık mükemmel bir şekilde polarizedir.

Brewster açısında yerleştirilmiş cam parçası belirli bir polarizasyon için her iki yüzeyden 15% olmak üzere toplam 30% luk bir kayba sebebiyet verirken diğer polarizasyon bu durumdan etkilenmemektedir. Böylelikle istenen doğrultuda doğrusal polarize ışıma elde edilmektedir.

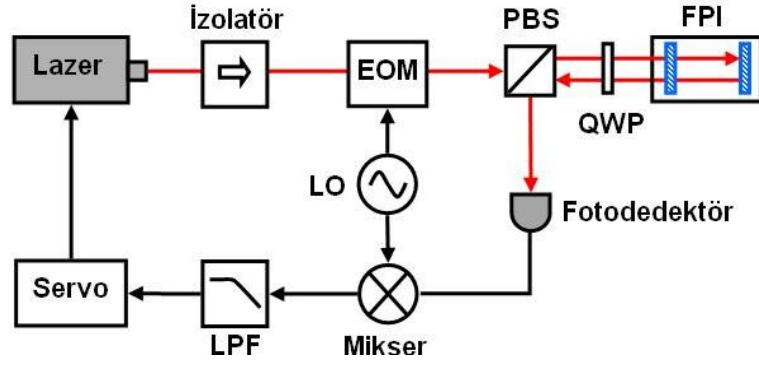
Brewster açısı Eşitlik (2.18) ile verilmektedir (Hitz ve diğ., 2012);

$$\tan \theta_B = n_2/n_1 \quad (2.18)$$

Işık ışınının soldan sağa doğru ilerlediği varsayılırsa; n_2 sağ taraftaki ortamın kırılma indisi değeridir. Cam için $n_2 \approx 1,5$ alınırsa hava ($n_1 \approx 1$) cam arayüzü için Brewster açısı yaklaşık olarak 56° olarak elde edilir. Bu değer görünür bölge ışınımı için geçerlidir. Ortamın kırılma indisinin dalgaboyu bağımlılığından dolayı ışık kaynağının dalgaboyuna bağlı olarak Brewster açısı da değişecektir.

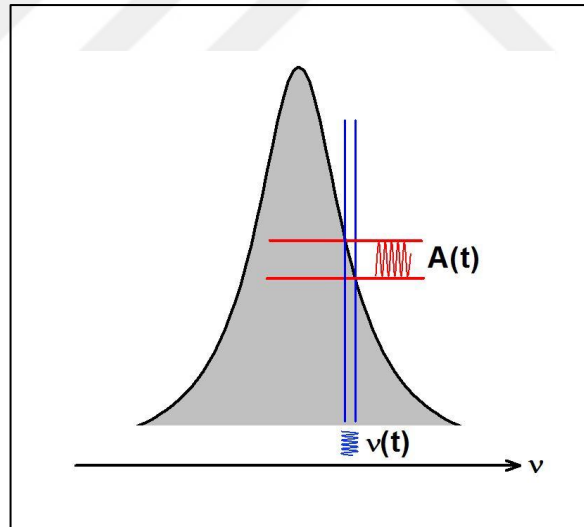
2.6. Lazer Frekans Diskriminasyonu ve Stabilizasyonu

Lazerlerin kararlı hale getirilmesi için referans olarak kullanılacak atomik veya moleküler geçiş rezonansları veya Fabry-Perot interferometresi rezonanslarına ihtiyaç duyulmaktadır. Genellikle bu rezonansların bantgenişliği lazerlerin çizgi kalınlığından daha dardır ve lazerlerin daha dar bantlı ve kararlı hale getirilmesi için kullanılmaktadır. FM lazer kilitleme yöntemleri (URL-12) ve yüksek finesse değerli kavitelere kilitlemede standart yöntemlerden biri olan Pound-Drever-Hall (PDH) (Drever ve diğ., 1983) yöntemlerinin yanı sıra Hansch Couillaud (Hansch ve Couillaud, 1980) yöntemleri frekans kilitlemede ve frekans ayıklayıcı olarak kullanılacak hata sinyallerini elde etme amaçlı kullanılabilirler. Lazer FM kilitleme ve PDH yöntemleri ile ilgili daha detaylı bilgi yeri geldikçe verilecektir. FM yöntemleri lazerlerin atom veya moleküllerin enerji geçişlerine ve referans kavitelere kilitlemesinde kullanılmaktadır. Bu yöntemde; hata sinyallerinin elde edilmesi amacı ile ayna tutucu PZT(ler) vasıtasıyla ve/veya lazere AC akım bileşeni uygulanması yoluyla sistem modüle edilmektedir. Hansch – Couillaud kilitlemesinde sistemin modüle edilmemesi bir avantaj olmakla birlikte; kavite içi polarizatöre ihtiyaç duyulması yöntemin dezavantajlarından biridir. PDH yöntemi (Şekil 2.5) ultra-dar bantlı frekans ayrıştırıcıların elde edilmesi ve ultra-kararlı lazerlerin elde edilmesine yönelik olarak yüksek finesse değerlerine sahip ultra-kararlı kavitelere (ULE® glass, fused silica ve silicon kavite) kilitlemede kaçınılmaz bir şekilde başvurulan yöntemdir. Yöntemin hızlı olması, geniş bir yakalama aralığına sahip olması ve güç değişimlerinden ve uzaysal kaymalardan etkilenmemesi bu yöntemin sıklıkla kullanılmasındaki en önemli nedenlerdendir.



Şekil 2.5. Pound-Drever-Hall frekans stabilizasyonu şematik gösterimi. EOM: elektro-optik modülatör, PBS: polarize ışın bölücü QWP: çeyrek dalga plakası, LO: lokal osilatör, LPF: alçak geçiren filtre (Milonni ve Eberly, 2010)

Bahsi geçen yöntemlere ilaveten, Fabry-Perot interferometresi transmisyon veya refleksiyon rezonans ve atomik geçiş eğrilerinin kenarlarının frekans ayıklayıcı veya ayrıştırıcı olarak kullanılması durumunda da frekans değişimleri hakkında bilgi almak mümkündür (Şekil 2.6). Bu durumda frekans değişimleri genlik değişimlerine dönüştürülmektedir. Bu değişiklikler radyo frekans teknikleri veya Fourier dönüşümleri kullanılarak analiz edilebilmektedirler (Meschede, 2004).

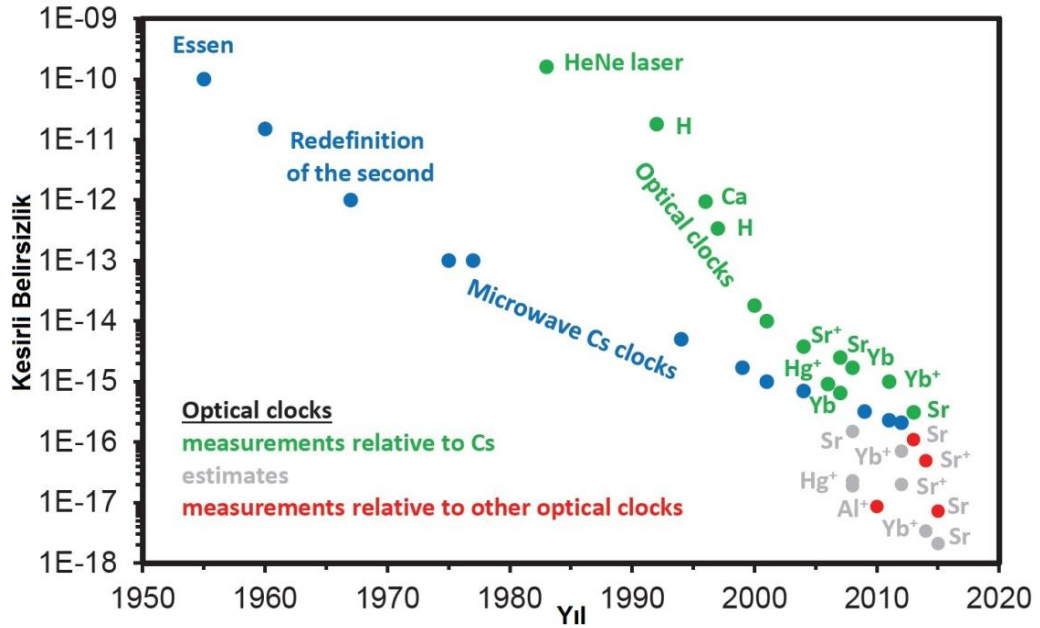


Şekil 2.6. Frekans-Genlik dönüştürücü olarak kullanılan transmisyon eğrisi

2.7. Optik Saatler

Atomik saatler; osilatör ile iyon, atom veya moleküllerin etkileşimi sonrasında elde edilen hata sinyalinin osilatöre geri beslenmesi, dolayısı ile daha kararlı ve doğru hale getirilmesi prensibine dayanmaktadır. Atomik frekans standartları olarak da adlandırılan atomik saatler (Cs atomik saatleri) günümüzde SI birimi saniyenin

tanımı için kullanılmaktadır. Bu saatler Cs atomlarının temel enerji seviyesinin süper ince enerji geçişine karşılık gelen mikrodalga bölgesi frekanslarını kullanmaktadır (Sezyum(^{133}Cs) için $\sim 9,2$ GHz, Rubidyum (^{87}Rb) için ise $\sim 6,8$ GHz). Günümüzde bu tür atomik saatlerle 10^{-14} ler mertebesinde kararlılık değerleri elde edilebilmektedir. Atomların yavaşlatıldığı (lazerlerle soğutulduğu) ve mikrodalga etkileşim bölgesinden daha uzun etkileşim zamanlarında geçtiği atomik fıskiye (fountain) saatleri ile bu değer bir kaç mertebe iyileştirilebilmektedir. Optik atomik saatler mikro dalga bölgesi geçişleri yerine daha yüksek frekanslı atomik veya moleküler elektronik geçişlerini baz almaktadır. Dolayısı ile çok daha kararlı hale getirilebilmektedirler. Bu amaçla; pek çok farklı iyonik ve atomik optik saat üzerinde geliştirme ve iyileştirme araştırma faaliyetleri yürütülmüştür. Elde edilen sonuçların analizi, Sr örgü saatlerinin yüksek performanslı ve ileriye yönelik umut vaat edici olduklarına işaret etmektedir. Şekil 2.7'de saat performansları ve saat hedef kestirimleri gösterilmiştir.

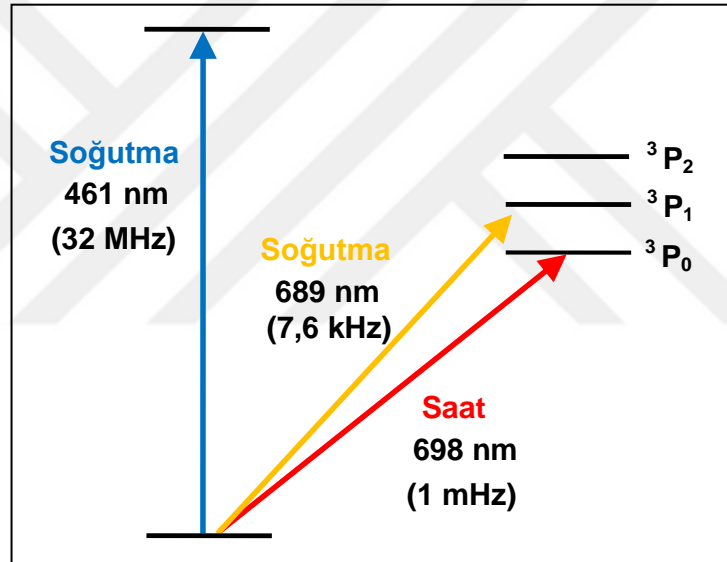


Şekil 2.7. Yıllara göre atomik saatlerin belirsizliklerinin değişimi

Herhangi bir atomik saat veya frekans standardı için kullanılacak geçiş frekansının kalite faktörü ($\nu_0/\Delta\nu$), seviye geçiş frekansının, enerji seviyesi bant genişliği ve elde edilen sinyalin, sinyal/gürültü (S/N) oranı kritik parametrelerdir. Yüksek sinyal gürültü oranları ve sub-Hz (Hz-altı) çizgi genişlikleri nedeni ile Sr örgü yapısı saatleri yüksek performanslı optik saatler olarak pek çok geliştirme ve iyileştirme araştırma faaliyetinin de merkezinde yer almıştır. Bu tür faaliyetler uzay araştırmaları, astronomi, jeodezi gibi pek çok alan için ve ayrıca saniyenin yeniden tanımlanması

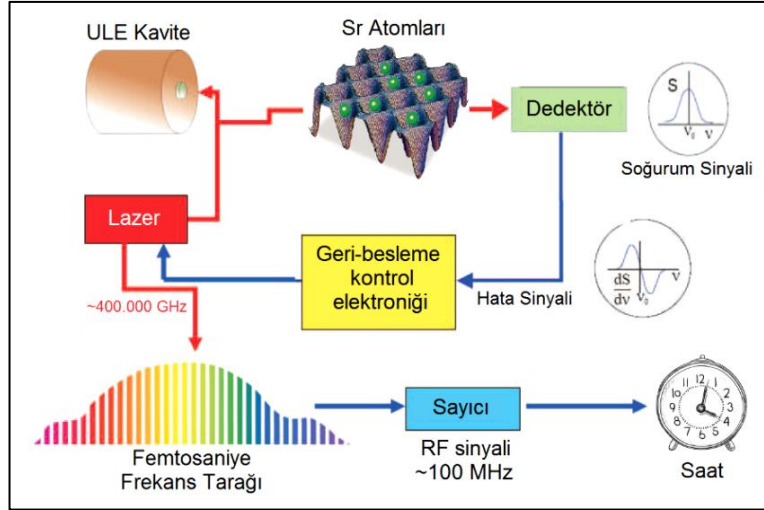
veya saniyenin ikincil şekilde tanımlanması için de önem arz etmektedir. Sr nötr atom optik örgü saatleri için kullanılan optik geçiş şeması Şekil 2.8'de verilmiştir.

Optik saatler; ultra kararlı lazerler, bu lazerlerin kararlı hale getirilmesinde kullanılan ultra kararlı referans kavite, atom referansı, lazer atom etkileşiminin algılanması için dedektörler, geri besleme ve frekans kilitleme elektronik servo üniteleri ve bunlara ilaveten optik ve mikrodalga çıkışların elde edildiği optik fs frekans tarağından oluşmaktadır. Şekil 2.9'da optik saat mimarisi ve ana bileşenleri gösterilmiştir. fs frekans tarağından elde edilecek saat (frekans) bilgisinin fiberler aracılığıyla çok uzun mesafelere dağıtılması planlanmıştır. Aynı optik referansa (Sr örgü yapılı saat) kilitli frekans tarakları arasındaki beklenen belirsizlik değeri $1,4 \times 10^{-19}$ olarak öngörülmüştür (Ma ve diğ., 2004).



Şekil 2.8. ^{87}Sr atomlarının optik örgü saatlerinde kullanılan enerji geçişleri. Soğutma ve dar çizgi genişlikli saat geçişi gösterilmiştir. Parantez içinde geçişlerin doğal çizgi genişlikleri verilmiştir. (Gill, 2005)'den adapte edilmiştir

Optik saat sistemlerinde kullanılacak lazerlerin kararlılık limitlerini zorlayan lazerler olması kaçınılmazdır. Bu nedenle; bu lazerlerin ultra kararlı referans kavitelere kilitlenerek optik saat uygulamaları için gereken çizgi kalınlıkları, kararlılık ve drift değerlerini sağlaması gerekmektedir. Bu lazerler; sıklıkla ULE® referans kavitelere kilitlenmekle birlikte, belirli bir kavite tasarımından söz etmek mümkün değildir. Çentikli yatay kavite (Notched Horizontal Cavity), düşey kavite (vertical cavity), silindirik kavite ve üçgensel Fabry-Perot kavite avantaj ve dezavantajları ile birlikte lazerlerin frekans kilitlemesinde kullanılmaktadırlar (Şekil 2.10).



Şekil 2.9. ^{87}Sr optik örgü saatinin şeması (URL-19)'dan adapte edilmiştir



Şekil 2.10. Farklı mimarilere sahip ultra-kararlı optik kaviteler

Arzulanan ve hedeflenen kararlılık değerlerine ulaşılması amacı ile ULE® (Ultra Low Expansion) glass veya Fused Silica referans kaviteler sıkça kullanılmaktadırlar. Buna ilaveten, belli sıcaklık değerinde (124 K) sıfır sıcaklıkla uzama katsayılı, düşük

mekanik kayıplara sahip ve yüksek Young Modülüs değerli monolitik Si kristal referans kaviteleler de oldukça dikkat çekicidirler (Kessler ve diğ., 2012).

Optik saatin; en kararlı şekilde çalışması için probe lazerin çok dar çizgi kalınlıklı olması gereklidir. Frekans kaymasının ve frekans kararsızlığının (instabilite) ise mümkün olduğunca az olması istenir. Fermiyonik Stronsiyum saat geçişi olarak kullanılan ultra dar bantlı doğal çizgi kalınlığının algılanması, referans kaviteye kilitlemiş 698 nm dalgaboylu dış kaviteli diyot lazer aracılığı ile olmuştur. Ultra-kararlı yüksek titreşim ve termal izolasyonlu diyot lazer pasif referans kaviteye kilitlemiş ve 0,5 Hz çizgi kalınlıklı bir ışık kaynağı elde edilmiştir. Bu ultra dar çizgi kalınlıklı lazer ile saat geçişinin algılanması mümkün hale gelmiştir. Referans kaviteye kilitlenen diyot lazerin frekansı optik saat için kullanılan geçiş frekansına ayarlanmıştır. Bu dış kaviteli diyot lazerin 10^4 finesse değerlerine sahip bir optik kaviteye lazer akımı ve kavite PZT'sine geri besleme sinyalleri gönderilerek ön-stabilizasyonu sağlanmıştır. Ön stabilizasyonu sağlanmış lazer ışınımı, AOM'den geçirilmiş ve ultra-kararlı, vakum ve sıcaklık kontrollü, titreşimsel izolasyon platformu üzerine konumlandırılmış referans kaviteye gönderilmiştir. Yapıları ve meydana getirildikleri malzemeler itibarı ile farklılık gösterebilen bu kavitelere lazerin kilitlemesi Pound-Drever-Hall kilitlemesi olarak adlandırılan yüksek finesse değerli kavitelere kilitlemede standart olarak başvuru yöntem aracılığı ile gerçekleştirilmiştir. Bu yöntem Fabry-Perot kavitesi rezonanslarında meydana gelen faz değişimlerinin hata sinyaline dönüştürülmesi prensibi ile çalışmaktadır. Hata sinyali AOM'ye veya ön-stabilizasyon için kullanılan kavite aynalarını tutan PZT'ye gönderilerek geri besleme döngüsü tamamlanmaktadır. Foreman ve arkadaşları tarafından kullanılan kavite düşük termal uzama katsayılı, yüksek finesse (~250 000) değerli ULE® glass kavite olmuştur. Kavite boyu 7 cm olarak kullanılmış, düşey yöndeki titreşim etkilerini azaltmak için, kavite düşey olarak konumlandırılmıştır (Foreman, 2007).

⁸⁷Sr örgü yapılı tuzaklanmış atomların kullanıldığı ve bu atomlar ile etkileşimin ultra-kararlı referans kaviteye kilitlemiş lazerler aracılığı ile gerçekleştirildiği en üst seviyede kararlı ve doğru frekans standartları elde edilmiştir. fs optik frekans taraklarının (fs optical frequency comb) da kullanımı ile optik saat mutlak frekansının ölçülmesi ve farklı laboratuvar ve ülkelerde kurulmuş ve geliştirilmiş optik saatlerin de birbirleri ile karşılaştırılması hedeflenmiştir.

2.8. Lazer Spektroskopisi İşaretleyici

Fabry-Perot interferometreleri yüksek çözünürlüklü lazer spektroskopisinde frekans işaretleyici veya frekans referansı olarak kullanılabilir. Dar bantlı refleksiyon veya transmisyon rezonansları bir frekans cetveli üzerinde düzgün bir şekilde yerleşmişlerdir. Frekans cetvelinin sıklığı kavite boyuna bağlı serbest spektral aralık tarafından belirlenmektedir. Dolayısı ile yüksek çözünürlüklü sık işaretli frekans cetvelleri için kavite boyunun büyük seçilmesi gerekmektedir. Alternatif ve daha etkin bir çözüm interferometre dejenerelik derecesinin değiştirilmesi ile elde edilmektedir. Düzlem aynalı Fabry-Perot interferometresi serbest spektral aralığının $FSR = c/2LN$ ($N=1$) formülü ifade edildiği belirtilmişti, aynaları arası mesafe L 'nin ve ayna eğrilik yarıçaplarının eşit olduğu ($L=R$) konfokal interferometre için $N = 2$ ve $FSR = c/4L$ dir. Düzlem aynalı yapı ile karşılaştırıldığında 2. dereceden dejenereliğe sahip konfokal yapı rezonanslarının 2 kat yoğun bir şekilde frekans cetveli üzerine yerleştiği görülmektedir. Frekans cetvelinin çözünürlüğünün artırılması ve daha yoğun bir yerleşim için, $L \neq R$ olan yüksek dereceden dejenereliğe sahip konfigürasyonlar tercih edilmelidir. Aynalar arası mesafe; konfokal pozisyonundan uzaklaşmış belirli bir konuma getirildiğinde, FSR değeri N -kez azaltılmış olmaktadır. Kısmi dejenereliğe sahip bu tür yapılar için teorik olarak olmasa dahi uygulamada 13. dereceye kadar dejenerelik değerleri elde edilmiştir. Rezonans genliklerindeki N -kezlik düşüşler, N 'nin istendiği kadar kadar arttırılabilmesini engellemiştir. Bunun yanı sıra dejenerelik faktörü N 'nin doğru bir şekilde belirlenmesi için aynalar arası mesafenin hassas bir şekilde ölçülmesi gerekliliğinden dolayı çok yüksek N değerleri için bu metodun uygulanabilirliği limitlenmektedir (Kruk ve diğ., 2005).

2.9. Mutlak Mesafe Ölçümleri

Avrupa Uzay Ajansı (European Space Agency), ESA'nın Darwin projesi kapsamında 2020'de gerçekleştirmeyi planladığı mutlak mesafe ölçümleri için Frequency Sweeping İnterferometresinin (Frekanslı Taranan İnterferometre) kullanıldığı bir çalışma tez haline getirilmiştir (Swinkels, 2006). Bu çalışmada hedef iki uydu arasındaki 250 m mesafenin 70 mikrometre doğrulukla ölçülmesi olmuştur. Çalışmada mutlak mesafe ölçümü için çok kritik değere sahip lazer taranabilme aralığı değeri, lazerin kararlı ve yüksek finesse değerine sahip bir Fabry-Perot interferometresinin kavite boyuna Pound-Drever-Hall yöntemi (Black, 2001) kullanılarak kilitlemesi ile elde edilmiştir.

Aslında interferometre serbest spektral aralık ölçümleri de tek başına mutlak mesafe ölçümlerine örnek olarak verilebilir (Aketagawa ve diğ., 2011). Kavite boyundaki değişimler aracılığıyla yerdeğiştirme hız ve ivme ölçümleri gerçekleştirilebilir.

2.10. Diğer Uygulamalar

Yukarıdakilere ilave olarak, Fabry-Perot interferometresinin doğrudan veya dolaylı bir şekilde kullanıldığı çok sayıda araştırma alanı ve uygulama aşağıda listelenmiştir:

- THz Spektroskopisi
- Brillouin Spektroskopisi
- Lidar Alıcıları
- Hiperspektral Görüntüleme
- Filtreler
- VIPA Etalon: Uzaysal Frekans Ayırıştırılması (Spatial Frequency Discrimination)
- Taranabilir Fiber Fabry-Perot Filtreler
- Sıcaklık Kayması (Drift) Ölçümleri
- CTE (Coefficient of Thermal Expansion – Sıcaklıkla Uzama Katsayısı) Ölçümleri
- İnce Film Kalınlık ölçümleri
- Kırılma İndisi Ölçümleri
- Lazer Karakterizasyon Ölçümleri (Single – Multi-mode vb.)
- Optik Spektrum Analizör
- Dalgaboyu Ölçümleri
- Piezo Seramik Malzeme Karakterizasyonu
- Dar Bantlı Lazer Frekans Comb (Tarağı) Oluşturulması: İnterferometre Aynaları Arasına Elektro-Optik Modülatör (EOM) Konuşlandırılır

Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen ölçümlere geçilmeden önce çalışmanın önemli unsurlarından olan lazer diyotlar ve dış kaviteli diyot lazerler, lazer spektroskopisi, lazer frekans kilitlemesi (stabilizasyonu) lazer heterodin fark frekans yöntemleri ve lazer kararlılık ölçümleri ile ilgili bilgiler verilecektir.

3. LAZER DİYOTLAR VE DIŞ KAVİTELİ DİYOT LAZERLER (ECDL)

3.1. Lazer Diyotlar

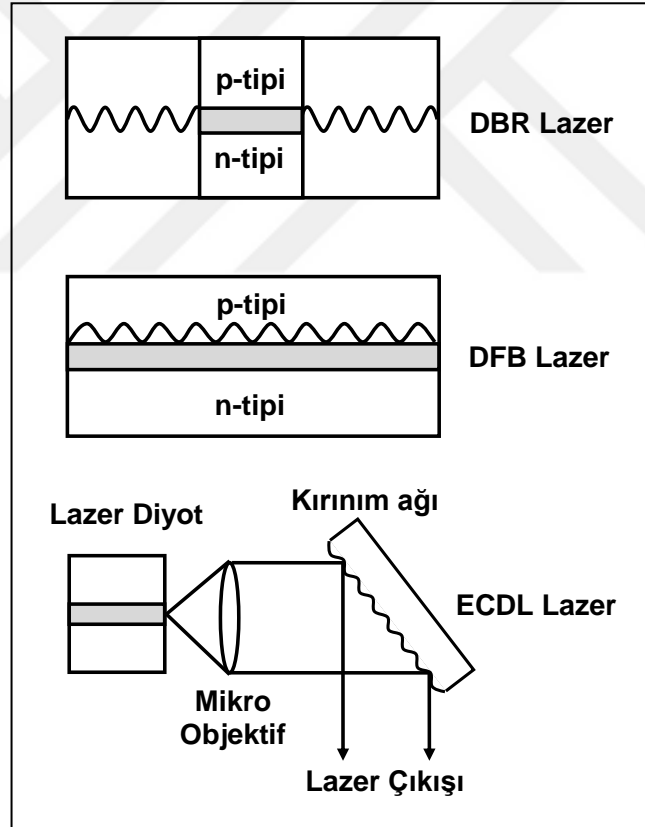
1960'lı yılların hemen başlarında keşfedilen diyot lazerler, o günden bugüne değin pek çok araştırma alanında kullanılmış ve günlük yaşantımızda yer almışlardır. Kompak, basit yapılı, ucuz ve verimli olmaları itibarı ile boya ve katıhal lazerlere tercih edilmişlerdir. Telekomünikasyon, spektroskopi, metroloji, tıbbi cihaz, bilgisayar (Cd/DVD/Blue-ray sürücüler) ve tüketici elektroniği (yazıcı, barkod okuyucu vb.) pek çok alanda yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar.

Diyot lazerler zaman içinde kullanıldıkları uygulamanın gereksinimlerini karşılamak üzere evrim geçirmişlerdir. Verimliliklerinin artırılması amacı ile zaman içinde Homojunction, Heterojunction, Double Heterojunction yapılarına geçilmiş malzeme bilimindeki gelişmelerle beraber çok daha geniş bir dalgaboyu aralığını (390 - 29000 nm) kapsar hale gelmişlerdir Buna rağmen; aralığın farklı bölgeleri farklı malzeme kompozisyonunun bir sonucudur ve aralığın bazı bölgelerinde halen boşluklar bulunmaktadır (Nasim ve Jamil, 2013).

Taranabilir, tek modlu, darbantlı, sürekli dalga lazerler, yüksek çözünürlüklü spektroskopi, atom ve moleküllerin soğutulup tuzaklanması ve sensör teknolojileri gibi alanların vazgeçilmez ışınım kaynaklarıdır. Bu alanlarda diyot lazerlerin tercih edilmesi ışınım dalgaboylarının enjeksiyon akımı ve çip sıcaklığının değiştirilmesi ile kolaylıkla ayarlanabilmesi ve taranabilmesindedir. Distributed Bragg Reflector (DBR) ve Distributed FeedBack (DFB) lazerler mükemmel güç ve frekans kararlılığının yanı sıra dar-bantlı ve geniş taranabilirliğe sahip olmaları itibarı ile oldukça dikkat çekicidirler. DBR lazerler, DFB lazerlere kıyasla daha dar-bantlı ve daha yüksek güçlü lazerlerdir. Metroloji ve spektroskopi alanlarında yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar. DFB lazerler ise DBR lazerlerden daha geniş taranabilirliğe sahiptirler ve telekom uygulamaları için daha uygundur. Her iki lazer çeşidi de nispeten pahalı olmaları ve sadece seçilmiş bazı dalgaboylarında üretilmeleri nedeni ile çoğu uygulama için yetersiz kalmaktadırlar. Limitli taranabilirlik aralıklarına rağmen daha basit lazer diyot konfigürasyonuna sahip Fabry-Perot (FP) lazerler; daha ucuz olmaları, daha fazla dalgaboyu çeşitliliğine sahip olmaları ve dış

kaviteli diyot lazerlerde (ECDL) lazer diyot kazanç ortamı olarak kullanılabilmeleri itibarı ile önemlidirler. Fabry-Perot lazer diyotlarda, lazer çipinin kesilen yüzeyleri rezonatör aynaları gibi davranmaktadır. DFB lazer diyotlar kavite içinde çoklu sayıda yansımayı olanaklı kılan kırınım ağı yapısını barındırmaktadır. Bu durum Fabry-Perot lazer diyotlar ile elde edilenden çok daha dar-bantlı lazer ışınımlarına müsaade etmektedir. DBR lazerlerde, DFB lazer diyottan farklı olarak aktif kazanç bölgesinin tamamı kırınım ağı yapıda değildir, kırınım ağı yapı aktif kazanç bölgesinin dışında bulunmaktadır.

DBR, DFB lazerler ve dar-bantlı taranabilir lazerlerin en önemli çeşitlerinden biri olan dış kaviteli diyot lazer (ECDL) blok diyagramları Şekil 3.1’de verilmiştir. Bu çalışmada kullanılan dış kaviteli diyot lazerlerle ilgili daha detaylı bilgiler yeri geldikçe verilecektir.



Şekil 3.1. Dahili ve harici kırınım ağılı dar-bantlı lazer ışınması için optik kaviteler (DFB, DBR ve ECDL)

Dış kaviteli diyot lazerler ile ilgili detaylı bilgiler verilmeden önce lazer diyotlar hakkında bazı temel kavramların aktarılması faydalı olacaktır.

Lazer diyotların emisyon spektrumları oldukça geniştir ve ışınım dalgaboyları ise iyi belirlenmemiştir. Lazer modları lazer diyot yansıtıcı yüzeyleri tarafından belirlenmektedir. Geniş kazanç profilleri pek çok frekansı farklı modun birlikte osilasyonuna olanak tanımaktadır. Lazer diyodun tek modlu çalışma durumunda bile en ufak çip sıcaklığı ve besleme akımı değişiklikleri mod-atlamalarına sebep olmaktadır. Bu özellikleri nedeni ile lazer diyotlar, kararlı ve spektral olarak kusursuz lazer ışınımına ihtiyaç duyulan çoğu bilimsel ve endüstriyel uygulama için tek başlarına yetersiz kalmaktadırlar. Lazer diyotların veya diyot lazerlerin kazanç ortamları birkaç 10 nm ler mertebesindedir. Kavite boyu, L ise 100-1000 µm aralığında olabilmektedir. Ortamın kırılma indisi (n) ise sıklıkla 3 - 4 aralığında bir değerdedir (AlGaAs için 3,65).

Tipik değerler olarak kavite boyu L=200 µm ve ortamın kırılma indisi n=3,5 olarak alındığında lazer diyot boyuna mod aralığı için;

$$\Delta\nu = \frac{c}{2Ln} = \frac{3 \times 10^8}{2 \times 0,2 \times 10^{-3} \times 3,5} \cong 200 \text{ GHz} \quad (3.1)$$

değeri elde edilir. Çipin tasarımı aşamasında boyutlarının dikkatli seçimi sayesinde lateral ve transverse modlar engellenebilmektedir.

Fresnel denklemi, Denklem (3.2) kullanılarak (Wilson ve Hawkes, 1998) GaAs/hava arayüzü yansıtıcılığı için; $n_2=3,6$ (GaAs) ve $n_1=1$ (hava) kırılma indis değerleri olarak alınması durumunda;

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 = \left(\frac{3,6 - 1}{3,6 + 1} \right)^2 \cong 0,32 \quad (3.2)$$

bulunur. Bu değer, diğer lazer ayna yansıtıcılık değerleri ile karşılaştırıldığında (>99%) oldukça düşüktür. Buna rağmen lazer diyotlarda düşük kazançların bile ayna kayıplarını kompanse edebilecek yeterlilikte olması bu durumu sorun olmaktan çıkarmaktadır.

Işıma yapan modun bant genişliği;

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{F} = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{F} \quad (3.3)$$

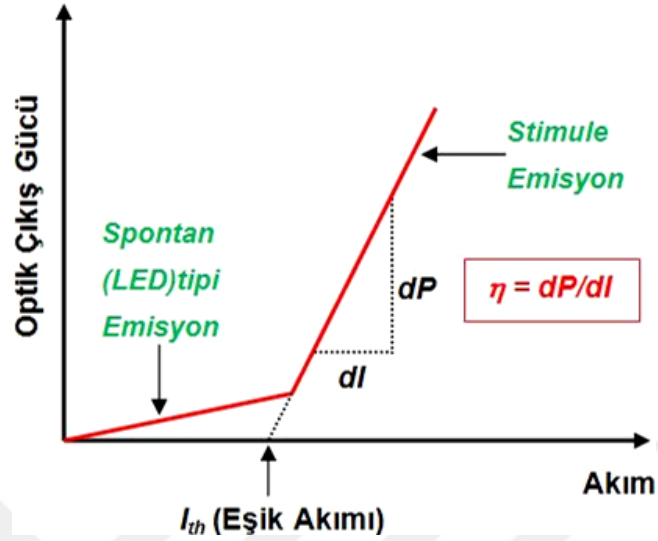
şeklinde ifade edilebilir. Burada F rezonatör finesse değeridir ve bu değer $F = \pi\sqrt{R} / (1-R) = \pi\sqrt{0,3} / 0,7 \cong 2,5$ olarak bulunmaktadır. Dolayısı ile finesse değerinin 2 olarak alındığı bir durumda, ışımaya yapan modun bant genişliği Denklem (3.3) kullanılarak, $\delta\nu \cong 200 \text{ GHz} / 2 \cong 100 \text{ GHz}$ olarak hesaplanmaktadır. Bu değerler lazer diyottan lazer diyoda farklılık gösterebilse de konunun anlaşılabilirliği için burada verilmiştirler (Morthier ve Vankwikelberge, 2013).

Yukarıdaki tartışmalardan anlaşılacağı üzere yüksek yansıtıcılıklar yüksek finesse değerlerini dolayısı ile dar-bantlı ışımları olanaklı kılmaktadır. Diyot lazerlerde rezonatör kavite yarı-iletken kristalin kesilen yüzeyleri tarafından oluşturulmaktadır. Gerekli görüldüğü durumlarda rezonatör aynası olarak işlev gören kristal yüzeylerine dielektrik kaplama uygulanarak yüzey yansıtıcılıkları değiştirilmektedir (Bass ve diğ., 2010). Dielektrik kaplamalar kristal yüzeylerinin zaman içinde degradasyonunu da engellemektedir. Dielektrik kaplama katman çiftlerinin belli kalınlık değerleri için yapıcı girişim (constructive interference) sayesinde yüksek yansıtıcılığa (HR) sahip yüzeyler elde edilirken; yine benzer etki kullanılarak, yüzey yansımalarının istenmediği durumlar için (Anti-refleksiyon kaplama – AR coating) katman çiftlerinin belirli kalınlık değerleri için yıkıcı girişim (destructive interference) elde edilmektedir. Dış kaviteli diyot lazer tasarımlarında; lazer diyodun yüzeylerinden birinin AR kaplanmış olması tercih sebebidir. Bu durumda lazer rezonatör; kristal arka yüzeyi ve harici geribesleme yansıtıcı yüzeyi tarafından oluşturulmaktadır. AR değerleri belli bir eşik değerinin altında tutularak çoklu kavite istenmeyen etkileri baskılanmış olmaktadır. Yansıtıcılığın daha da azaltılması için kristal ön yüzeyi açılı kesilebilir. Bu durumda yansımalar, diyot lazer modu ile açısal olarak uyumsuz hale getirilerek istenmeyen geribesleme miktarı azaltılmış olmaktadır (Oldenbeuving, 2013).

İlerleyen satırlarda lazer diyotların P/I (Güç/Akım) eğrileri, bu eğrilere lazer diyot sıcaklık değişimlerinin etkisi, lazer diyot spektral özellikleri, çizgi kalınlıkları, modülasyon parametreleri, lazer diyot gürültü kaynakları vb. konulara değinilecektir.

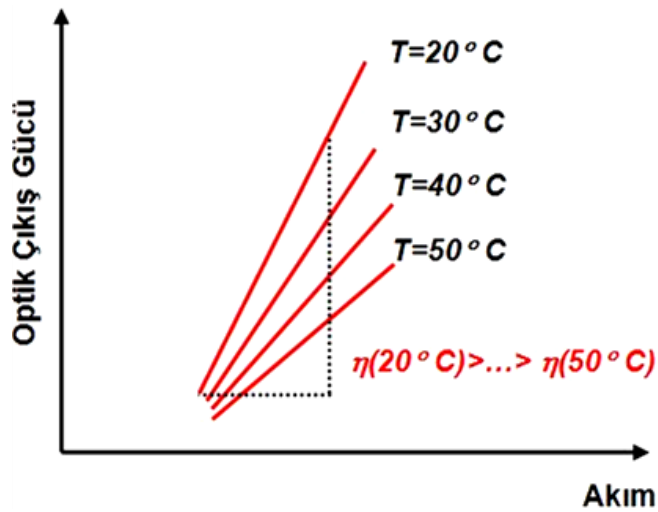
Lazer diyotlar; belli bir akım değerinin altında LED (Light Emitting Diode) gibi davranmakta ortam içinde kendiliğinden (spontan) ışınımın yükseltilmesi kaynaklı geniş bantlı fakat düşük güçlü bir ışımaya gerçekleşmektedir. Eşik (threshold) akım olarak adlandırılan bu akım değerinin üzerine çıkıldıkça uyarılmış (stimule) emisyon ortam içi kayıpların üstesinden gelmekte ve lazer ışınımı açığa çıkmaktadır. Şekil 3.2'de lazer eşik akım değeri; stimule emisyon eğrisinin, stimule emisyon değerinin

0 olduğu noktaya extrapole edilmesi ile bulunabilir. Lazer diyot çıkış gücünün akımla değişimi (dP/dI) lazer verimliliğinin (slope efficiency) bir göstergesidir.



Şekil 3.2. Çıkış gücünün akımla (P-I) değişimi grafiği. Eşik akımı (I_{th}) den daha düşük akımlarda spontan led tipi ışıma olmaktadır. Slope (kuantum) verimliliği (η)'de grafikte verilmiştir

Lazer verimliliği sıcaklıkla da değişmektedir. Şekil 3.3'te lazer verimliliğinin sıcaklık değerindeki artışla birlikte düştüğü demonstre edilmiştir. Çip sıcaklığında herhangi bir artış olması durumunda; belirli bir sabit çıkış gücü değerinin elde edilmesi için daha büyük besleme akımlarının uygulanması gerektiği açık bir şekilde görülmektedir.



Şekil 3.3. Slope (Kuantum) verimliliği $\eta=dP/dI$ sıcaklıkla değişim grafiği. Verimlilik sıcaklıkta artışla birlikte düşmektedir

Lazer diyotlarda, nüfus terslenmesinin elde edildiği yeterli sayıda elektron boşluk çiftinin bir araya geldiği durumda kazanç bölgesinde (p-n jonksiyon) stimüle emisyon kavite içi soğurumun (absorbsiyon) üstesinden gelerek, yükseltilmiş ışığın oluşumunu destekler. Daha öncede bahsedildiği üzere; lazer diyot kesilen yüzeyleri rezonatör kaviteyi oluşturur. Böylelikle, kazanç ortamı, nüfus terslenmesi (enjeksiyon akımı yolu ile gerçekleştirilen optik pompalama neticesinde) ve aynaların oluşturduğu rezonatör kavitesi ile birlikte lazer ışınması için gerekli olan bütün koşullar sağlanmış olmaktadır.

Pompalanmamış bir yarı-iletken malzeme dahi bant aralığı enerjisine karşılık gelen veya üzerindeki bir enerjiyi soğurma eğilimindedir. Optik veya elektriksel olarak pompalanması durumunda belli bir noktaya gelindiğinde bu soğurum daha fazla gerçekleşmemektedir. Soğurumun son bulduğu bu noktaya saydamlık (transparanlık) noktası denir. Bu noktanın da ötesinde pompalamaya devam edildiğinde optik kazanç durumuna geçiş olmaktadır. Yarı-iletken lazerler iç ve dış kayıplara sahiptirler ve lazer ışınımının gerçekleşmesi için optik kazancın, kayıpları kompanse etmesi ve hatta üstesinden gelmesi gerekmektedir. Durağan durumda (steady state) kavite içi ışınım; bir tam tur ($2L$) sonrasında değişmemelidir. Başka bir deyişle eşik durumunda kazanç ve kayıplar eşittir ve lazer ışınımının başlaması için aktif kazancın en azından bu optik kayıplara eşit olması gerekmektedir.

g_{th} nin birim uzunluk başına eşik kazancını, α_i nin birim uzunluk başına iç kayıpları, L 'nin kavite boyunu ve R_1 ile R_2 nin ise arka ve ön yüzey yansıtıcılıklarını ifade ettiği bir durum için, Denklem (3.4) koşulunun sağlanması gereklidir;

$$e^{2(g_{th}-\alpha_i)L}R_1R_2=1 \quad (3.4)$$

$$e^{2(g_{th}-\alpha_i)L}=\frac{1}{R_1R_2}$$

$$2(g_{th}-\alpha_i)L=\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)$$

$$g_{th}-\alpha_i=\frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)$$

$$g_{th}=\alpha_i+\frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)$$

(3.5)

Denklem (3.5)'in düzenlenmiş son halinde; eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim (α_i) yarı-iletken katmanlarının kalitesi tarafından belirlenen malzeme ile ilişkili iç kayıpları ifade etmektedir. Serbest taşıyıcı soğurumu ve saçılma kayıpları bu sınıfta değerlendirilebilir. Eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim ise kavite yüzey kayıplarına karşılık gelmektedir. Uzun kavite boyu lazer ışınımının kavite yüzeylerine daha seyrek gelmesini sağlamakta dolayısı ile kayıpları azaltmaktadır. Benzer şekilde yüksek yansıtıcılığa sahip yüzeylerde daha az ışınım kavite dışına çıkmakta ve kavite kayıpları azalmaktadır (Bass ve diğ., 2010).

Denklem (3.5)'in sağ tarafındaki iç ve yansıtıcı yüzey (ayna) kayıpları;

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_i + \alpha_m = g_{\text{th}} \quad (3.6)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Bu kayıp ifadesi resmin bütününe görmede yetersiz kalmaktadır. Kayıplara önemli bir katkı da optik enerjinin bir kısmının aktif kazanç bölgesinin dışındaki pompalanmayan dolayısı ile soğuran bölgelere de nüfuz etmesi ile ilgilidir. Kazanç bölgesindeki optik enerjinin toplam optik enerjiye oranı confinement faktörü (Γ) olarak adlandırılır ve eşik kazanç g_{th} için daha doğru bir ifade Denklem (3.7)'de verilmiştir;

$$g'_{\text{th}} = \Gamma g_{\text{th}} = \Gamma \alpha_{\text{eff}} = \Gamma (\alpha_i + \alpha_m) \quad (3.7)$$

Denklem (3.6)'nın sağ tarafındaki ilk terim α_i değeri tipik olarak $10 - 20 \text{ cm}^{-1}$ değer aralığında olan iç kayıpları (internal loss) temsil etmektedir. Denklem (3.6)'nin sağ tarafındaki ikinci terim α_m ise kavite yüzey refleksiyon kayıplarını temsil etmektedir. Kavite boyu $L \cong 300 \text{ } \mu\text{m}$, yüzey yansıtıcılıkları $R_1 = R_2 \cong 0,3$ olarak alınır;

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \cong 40 \text{ cm}^{-1} \quad (3.8)$$

olarak bulunur.

Aktif bölgedeki ışık miktarı ne kadar fazla ise Γ değeri o kadar büyük, dolayısı ile kayıplar da o denli düşüktür. Bir lazerin verimliliğinin artırılması için confinement faktörü Γ 'nin artırılması gereklidir. Aktif bölgeye aktarılan ışık miktarının artırılmasına yönelik hetero-yapı iyileştirmeleri örnek olarak gösterilebilir.

Birim uzunluk başına kazanç ifadesi Denklem (3.9) ile ifade edilebilir;

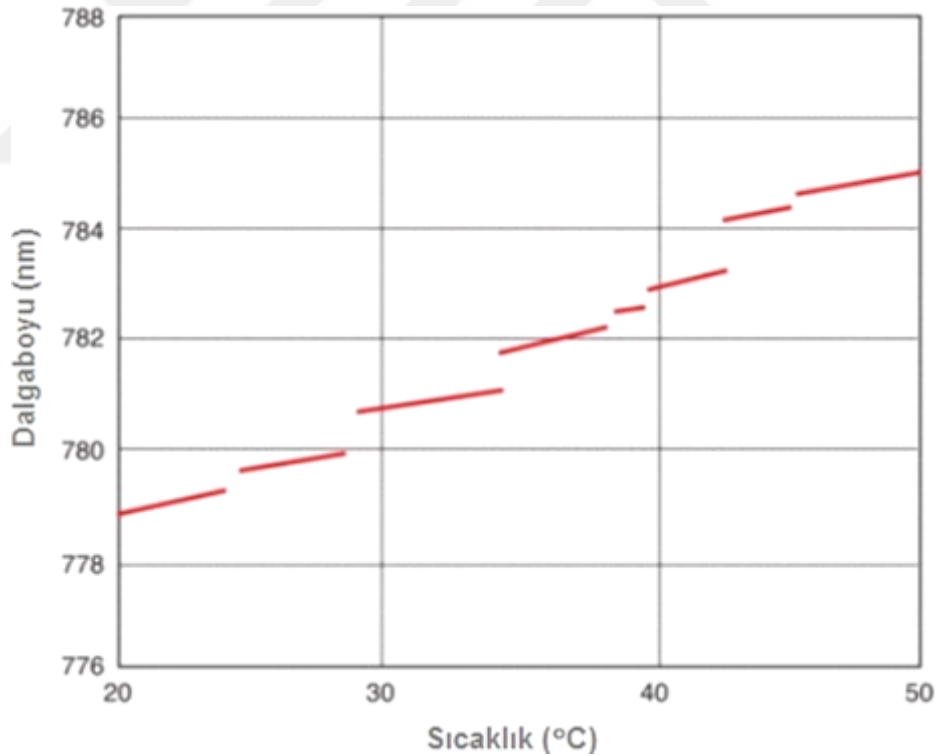
$$g(l,\lambda)=\Gamma[I-I_{tr}(\lambda)] \quad (3.9)$$

Burada; Γ , dalgaboyundan (λ) bağımsız bir sabit, I pompalama akımı ve $I_{tr}(\lambda)$ ise saydamlık akım değeridir. Eşik genlik koşulu kavite tam tur kazancı ile tam tur toplam kayıplarının eşit olması durumu olarak ifade edilmişti. Bu durumda eşik akımı;

$$I_{th}=\frac{1}{\Gamma}(\alpha_i+\alpha_m)+I_{tr} \quad (3.10)$$

eşitliği ile ifade edilebilir (Zorabedian, 1995).

Besleme akımının yanı sıra; diyot lazerin çıkış parametrelerini güçlü bir şekilde etkileyen faktörlerden bir diğeri ise sıcaklıktır (Nasim ve Jamil, 2013). Şekil 3.4'te tipik bir diyot lazer dalgaboyunun sıcaklık ile değişim grafiği verilmiştir.



Şekil 3.4. Tek modlu lazer diyot sıcaklığının değişimi neticesinde görülen mod-atlamaları (URL-13)

Şekil 3.4'te görülen basamakların her biri lazerin tek modlu sürekli ışımaya karşılık gelmektedir. Spektrumun kesikli olması mod-atlamalarının sonucudur. Lazer dalgaboyunun süreksiz ve öngörülemez şekilde değişmesine sebep olan mod-

atlamaları optik yol uzunluğu değişimleri ve kazanç eğrisinde meydana gelen kaymaların neticesinde görülmektedir. Akım değişimleri Joule Heating veya Resistive Heating olarak adlandırılan bir mekanizma ile jonksiyon sıcaklığına da tesir etmektedir. Resistive heating; diyodun termal genişlemesine sebep olmakta ve yük taşıyıcı yoğunluğunu değiştirerek kırılma indisini etkilemektedir. Her iki durumda da optik yol uzunluğu dolayısı ile boyuna mod frekansı da değişmektedir (Saliba ve Scholten, 2009).

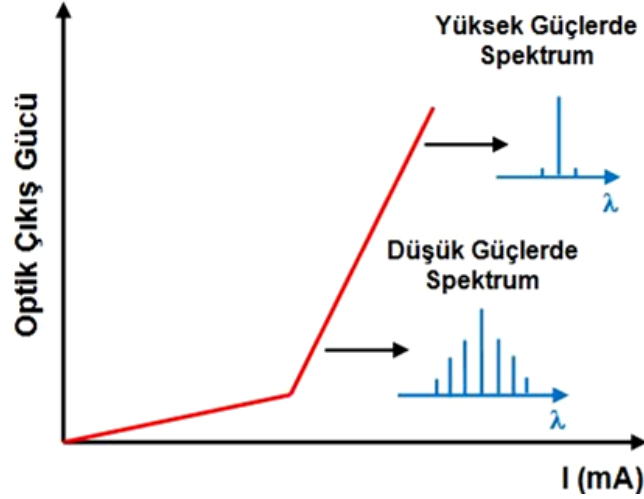
780 nm ve 850 nm dalgaboyları Rb ve Cs atomlarının D₂ çizgisi enerji geçişlerine karşılık gelmektedir. Dolayısı ile çalışma dalgaboyları; dopant etkileri, aktif bölge boyutları, aktif ve cladding katman bileşim (compositions) etkileri ile 620 nm - 895 nm aralığında değiştirilebilen (Nasim ve Jamil, 2013) AlGaAs (Al_xGa_{1-x}As) laser diyotlar oldukça önem kazanmaktadır. Bu lazer diyotlar, lazer spektroskopisi, atom, molekül ve iyonların soğutulması ve tuzaklanması, atomik saat, quantum optiği ve daha pek çok araştırma alanında yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar. Yukarıda bahsi geçen çoğu araştırmada yakın kızılaltı (NIR) bölgesine denk gelen alkali atomların D çizgisi geçişleri kullanılmaktadır.

Lazer diyot ışınım dalgaboyu aktif katmanın enerji aralığı E_g (band gap) tarafından belirlenmektedir. E_g = 1,589 eV ise lazer diyot nominal dalgaboyu;

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} = 780 \text{ nm} \quad (3.11)$$

olarak bulunmaktadır. h, Planck sabiti ($\approx 6,62607 \times 10^{-34}$ Js), c ($\approx 2,998 \times 10^8$ m/s) ise ışık hızıdır.

Lazer diyot belli parametreleri sabitlenir ve diğer parametreler değiştirilirse ışınım dalgaboyu birkaç nm değiştirilebilir. Lazer diyotların spektral özelliklerinden olan osilasyon modları kavite boyu tarafından belirlenen boyuna (longitudinal) modlar ve kavite eni ve yüksekliği tarafından belirlenen enine veya lateral modlardır. Fabry-Perot lazer diyotlar eşik akımının hemen üzerindeki akım değerlerinde (düşük güç) çok modlu çalışma eğilimindedir. Enjeksiyon akım değerinin yükseltilmesi desteklenen modlar arasındaki çekişmenin neticesinde bir veya iki modun baskın gelmesini sağlar (Şekil 3.5) (Morthier ve Vankwikelberge, 2013).



Şekil 3.5. Farklı çıkış güçlerinde Fabry-Perot lazer diyot optik spektrumu

Diyot lazerlerin uzaysal (spatial) karakteristiklerinden bahsedilirken ilk akla gelen ise ışımının ıraksamasıdır. Lazer diyodun dikdörtgen çıkış aralığının boyutları ışınım dalgaboyuna yakın olduğundan; açıklıktan çıkan ışımaya ıraksak ve ışımının kesit alanı eliptiktir. Aktif katman doğrultusuna paralel doğrultuda 10° , dik doğrultuda ise $30 - 40^\circ$ ’lik bir ıraksama açısı söz konusudur.

Rezonatör kavite serbest spektral aralık ölçümleri, lazer yan bant modülasyonu aracılığı ile frekans ölçeğinin oluşturulması, Pound-Drever-Hall frekans kilitlemesi gibi bazı uygulamalarda lazerlerin doğrudan yüksek frekansta modüle edilmesi gerekebilmektedir. Bu nedenle diyot lazerlerin modülasyon özellikleri hakkında bilgilenmekte fayda vardır. Lazer diyot modülasyonu besleme akımı değiştirilerek sağlanabilir. Bu tür bir modülasyon; içsel veya doğrudan modülasyon olarak adlandırılır. Modülasyon ışınım gücü şiddet değişimlerine sebebiyet verdiği için şiddet (intensity) modülasyonu olarak da adlandırılabilir. Doğrudan modülasyonun zayıf yönü olarak; limitli bant aralığına sahip olması ve serbest taşıyıcı yoğunluk değişimlerinin neticesinde yarı-iletken kazanç ortamı faz modülasyonu kaynaklı lazer frekans kaymalarına sebebiyet vermesi gösterilebilir.

Lazer diyotlar LED’lere kıyasla akım değişimlerine daha hızlı cevap vermekte, dolayısı ile daha hızlı modüle edilebilmektedirler. LED için yükselme zamanı (rise time) malzemenin doğal spontan emisyon yaşam süresi (τ_{sp}) ile ilişkilidir. Lazer diyot yükselme zamanı ise stimüle emisyon (uyarılmış emisyon) yaşam süresi ile ilişkilidir. Yarı-iletken malzemenin spontan yaşam süresi; serbest yük taşıyıcıların kendiliğinden tekrar bir araya gelmeden önce aktif katmandaki görüldükleri

(enjeksiyondan rekombinasyona) ortalama zaman ile ilişkilidir. Stimüle yaşam süresi ise serbest yük taşıyıcıların, uyarılmış (induced) emisyon yolu ile tekrar bir araya gelmeden önce aktif katmandaki görüldükleri (enjeksiyondan rekombinasyona) ortalama zamanın göstergesidir.

Bir lazer ortamında kazancın olması için stimüle yaşam süresi spontan yaşam süresinden daha kısa olmalıdır. Aksi takdirde kendiliğinden tekrar bir araya gelme stimüle emisyon başlamadan gerçekleşecek, bu durumda nüfus terslenmesi gerçekleşemeyecek; kazanç elde edilemeyecek dolayısı salınımlar engellenecektir. Hızlı stimüle emisyon süreçleri lazer diyotta tekrar bir araya gelmeleri domine edecek bu durumda lazer diyot; enjeksiyon akımı değişikliklerine LED'lerden daha hızlı cevap verecektir. Stimüle emisyon yaşam süresi kavite içi foton yaşam süresi ile yakından ilişkilidir. Modülasyon hızını limitleyen en temel öge kavite içi foton yaşam süresidir (τ_{ph}) ve Denklem (3.12) ile ifade edilebilir;

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{c}{n} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) = \frac{c}{n} g_{th} \quad (3.12)$$

Burada c ışık hızı, n ise kırılma indisinin reel kısmıdır. Modülasyon frekansını limitleyen bir diğer etki ise relaksasyon osilasyonları etkisidir. Lazer modülasyon frekansı; lazer alanı relaksasyon osilasyonlarından daha yüksek frekansta olamaz. Relaksasyon osilasyonları için;

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{\tau_{sp} \tau_{ph}}} \sqrt{\left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right)} \quad (3.13)$$

ifadesi kullanılabilir. Burada τ_{sp} kendiliğinden emisyon yaşam süresi, τ_{ph} foton yaşam veya stimüle emisyon yaşam süresi, I enjeksiyon akımı, I_{th} ise eşik akımıdır (Popov ve diğ., 1998). Bir başka çalışmada relaksasyon osilasyonları ile enjeksiyon akımı arasındaki bağımlılık deneysel olarak araştırılmış, elde edilen deneysel veri değerlerine teorik eğriler uydurulmuş deneysel ve teorik değerler arasındaki uyumluluk gözlenmiştir (Melentiev ve diğ., 2001).

300 μm kavite boylu bir lazer için; $\tau_{sp} \sim 1 \text{ ns}$, $\tau_{ph} \sim 2 \text{ ps}$ ve $I \sim 2I_{th}$ olarak alındığında maksimum modülasyon frekansı, lazer diyot (LD) relaksasyon osilasyonu için; $f_{3dB} \approx 1/(2\pi(\tau_{sp}\tau_{ph})^{1/2}) \sim \text{GHz}$ (birkaç GHz) olarak bulunmaktadır.

Işık yayan diyot (LED) relaksasyon osilasyonları τ_{sp} tarafından belirlenmektedir. LED için maksimum modülasyon frekansı $f_{3dB} \approx 1/2\pi\tau_{sp} \sim 100$ MHz mertebesinde olmaktadır.

Denklem (3.13)'ten de görüldüğü üzere relaksasyon osilasyon frekansı enjeksiyon akımının yüksek değerleri ve foton veya stimüle emisyon yaşam süresinin ise düşük değerlerinde artmaktadır. Buna rağmen GHz değerlerinin çok üzerindeki modülasyon frekansları için harici modülasyon elemanları kullanılmalıdır. Bunun için ışınımın durağan hal (sürekli dalga) çıkışı harici bir modülasyon bileşeni içerisinden geçirilerek arzulan modülasyon frekans değerlerine ulaşılabilir.

Kırınım ağı dış kaviteli bir diyot lazerin mikrodalga frekanslarda doğrudan modülasyonu ile ilgili detaylı bilgiler Feng ve Walker (1995) tarafından verilmiştir. Bir başka çalışmada ise anti-refleksiyon kaplamalı lazer diyodun kullanıldığı bir dış kaviteli diyot lazer sistemi kurulmuş, modülasyon frekansı ile dış kavite serbest spektral aralık değerinin birbiri ile uyumluluğu sağlanarak modülasyon cevaplarında iyileşmeler sağlanmış; 3 GHz'in üzerinde bir aralıkta taranabilir iyileştirilmiş modülasyon cevapları demonstre edilmiştir. Doğrudan (bias – T kullanılarak) modülasyon ile elde edilen 2 adet yan band arasındaki frekans farkı (6,834 GHz) ^{87}Rb atomlarının temel enerji seviyesinin süper ince geçişlerine karşılık gelmiştir (Waxman ve diğ., 2009).

Diyot lazerin taranabilir, küçük boyutlu ve düşük güç tüketimine sahip olması çoğu lazer uygulamasında yoğun bir şekilde kullanılmalarındaki en önemli sebeplerdendir. Farklı merkez frekansı etrafında geniş bir aralıkta taranabilir olmaları, farklı güç ve spektral özelliklere sahip olmaları itibarı ile lazer camiasının yoğun bir ilgisini ve dikkatini çekmişlerdir. DFB, DBR, VCSEL vb. tek-modlu dar-bantlı lazerlerle ilgili umut vaadedilen gelişmeler olmakla birlikte; arzulan her dalgaboyunda ticari olarak üretimlerinin mümkün olmaması ve mevcut olanların da MHz ve üzeri çizgi kalınlıklarına sahip olmaları bunların optik cihaz ve spektroskopi uygulamaları için kullanılabilmelerini kısıtlamaktadır (Affolderbach ve Mileti, 2005). Benzer nedenlerle; bu tez çalışmasında da Fabry-Perot tipli lazer diyot kullanan, çizgi kalınlığı optik geri besleme elemanı olarak kırınım ağı kullanılarak daraltılan, dış kaviteli diyot lazer (ECDL) sistemleri kurulmuş ve deneylerde kullanılmıştır.

Yarı-iletken lazer diyot frekans dalgalanmaları temel olarak kendiliğinden yayınım ve taşıyıcı yoğunluk dalgalanmalarının neticesindedir. Taşıyıcı yoğunluk dalgalanmaları

da kendiliğinden yayınım tarafından oluşmakta bu durum en temel içsel gürültü (kuantum gürültü) kaynağı olarak kendiliğinden yayınıma işaret etmektedir. Diyot lazer için çizgi kalınlığı modifiye Schawlow – Townes formülü tarafından ifade edilebilir;

$$\delta\nu = \frac{\pi h \nu n_{sp}}{P_{top} (2\pi\tau_{ph})^2} (1+\alpha)^2 \quad (3.14)$$

Burada ν ışınım frekansı, τ_{ph} foton kavite içi yaşam süresi, P_{top} lazer diyot toplam çıkış gücü, n_{sp} lazer geçişinin düşük enerji seviyesinin kısmi nüfusu kaynaklı kendiliğinden gürültü iyileşmelerini temsilen kendiliğinden (spontan) yayınım faktörüdür. Oda sıcaklığındaki GaAlAs lazerler için bu değer $\sim 2,5$ dir (Cartaleva ve Gateva, 1994). Saliba ve diğ. (2009) tarafından ise bu değer eşik akımının üzerindeki değerler için $n_{sp} \rightarrow 1$ olarak alınmıştır. α çizgi kalınlığı genişleme faktörü olarak adlandırılır. Yarı-iletken lazer diyot için ışmanın şiddet ve faz gürültüsü etkileşim miktarının bir göstergesidir (Saliba ve Scholten, 2009).

Ortamın kırılma indisinin kompleks olduğu bir durumda (Denklem (3.15)), α çizgi kalınlığı genişleme faktörü Denklem (3.16) ile ifade edilebilir;

$$n = n' + in'' \quad (3.15)$$

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} \quad (3.16)$$

Görüldüğü üzere, α ; taşıyıcı yoğunluğundaki değişimin bir sonucu olarak kırılma indisinin reel kısmındaki değişiminin kompleks kısmındaki değişimine oranı olarak ifade edilmektedir (Zorabedian, 1995).

Optik kazanç bandının ortasına yakın kısımlarında α genişleme faktörü 4 – 7 arasındaki değerleri alırken, foton enerjisinin bant aralığına yaklaştığı durumlarda keskin bir artış göstererek 10 – 20 değerlerini almaktadır. Her bir dalgaboyu için α değeri enjeksiyon akımındaki artışla birlikte yükselir. α değerlerinin cihaz geometrisi ve aktif kazanç bölgesi tipi ile ilişkisi bu tez çalışmasında verilmek istenen lazer altyapısının sınırlarının çok ötesindedir ve tartışmanın dışında bırakılmıştır.

1 mW'lık bir çıkış gücünde diyot lazer çizgi kalınlığı için Schawlow-Townes limiti birkaç MHz'tir. Lazer diyot kavite boyunun kısa ($\sim 100 \mu\text{m}$) olması, diyot yüzey

yansıma değerlerinin düşük olması ve bunun neticesinde kavite içi foton yaşam süresinin kısa olması nedeni ile; lazer diyot ışımalarının çizgi kalınlığının daha düşük değerlerde olması limitlenmektedir. Lazer diyot çizgi kalınlığının daraltılması için en basit yöntem, kavite içi yaşam süresini (τ_p) rezonatör boyunu büyüterek veya lazer diyot yüzey yansıtıcılık değerlerini arttırarak uzatmaktır. Her iki durum da istenmeyen sonuçlar doğurabilmektedir. Uzun rezonatör boyları komşu boyuna modların görülmesine, yüksek yansıtıcılıklar ise lazer çıkış gücünde azalmalara sebebiyet vermektedir.

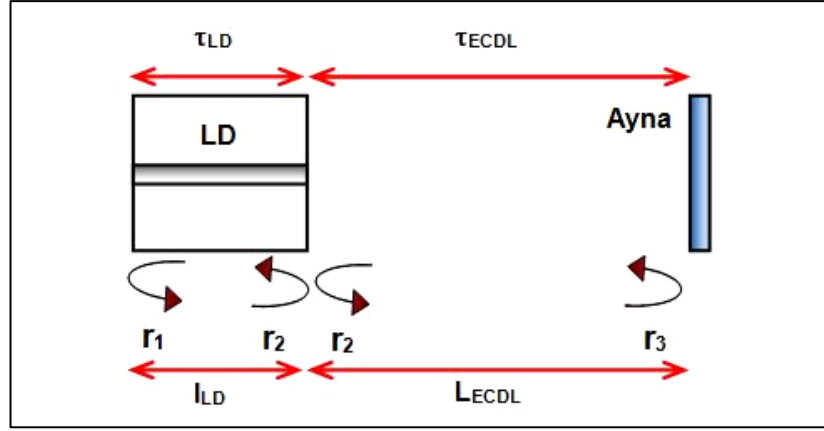
Lazer diyot spektral özelliklerinin iyileştirilmesine yönelik olarak pek çok optik ve elektronik yöntem bulunmaktadır. Lazer diyotların dış kaviteli konfigürasyonlarda kullanılması, hızlı elektronik ve optik geribeslemeler (enjeksiyon kilitleme vb.) ve atom - moleküllerin enerji geçişleri ve kararlı pasif rezonatörler aracılığı ile stabilizasyonu bu yöntemlere örnek olarak gösterilebilir.

Bu tez çalışması kapsamında; kavite içi foton yaşam süresinin arttırılması ve çizgi kalınlığının azaltılmasına yönelik olarak, optik geribeslemenin kavite harici aynası olarak işlev gören kırınım ağı yüzeyinden olan yansımalar tarafından gerçekleştirildiği Littrow konfigürasyonlu dış kaviteli diyot lazer sistemi kurulmuştur. Optik geri besleme, dalgaboyu kesintisiz taranabilirliğinde iyileşmelere sebebiyet vermenin yanı sıra lazer diyot çizgi kalınlığının 1 MHz'in çok aşağılarına kadar düşürülmesine de yardımcı olmuştur. Dış kavite kullanımı ve aktif frekans stabilizasyonu sonrasında ~ 10 kHz'lere kadar düşürülmüş lazer çizgi kalınlıkları elde edilmiştir.

MHz ve üzeri çizgi kalınlıkları bazı uygulamalar için yeterli olsa da çoğu yüksek çözünürlüklü spektroskopik ve ultra hassas ölçümler için yetersiz kalmaktadır. Bu nedenle lazer çizgi kalınlıklarının dış kaviteli tasarım ve lazer frekans stabilizasyonu ile iyileştirilmesi gerekmektedir. Lazer diyot çıkış yüzeyinin yansıtıcılığının anti-yansıtıcı kaplamalar aracılığı ile belirli bir değer altına düşürülerek baskılandığı durum için; dış kavitenin optik geri besleme elemanı harici ayna vazifesi görmekte ve rezonatör oluşturmaktadır.

Dış kaviteli diyot lazer; 3 aynalı birleşik bir kavite olarak modellenilebilir (Şekil 3.6). Lazer diyot çıkış yüzeyi ve harici yansıtıcı yüzey birleşik bir ayna olarak modellenir ve lazer diyot arka yüzeyi ve birleşik yüzey bir araya getirilirse Fabry-Perot tipi rezonatör oluşturulur. Geribeslemenin modellenmesi için lazer diyot arka yüzeyi ve

birleşik yüzey yansıtıcılıklarının bir arada ele alındığı etkin yüzey yansıtıcılıkları modele dahil edilir.



Şekil 3.6. Dış kaviteli diyot lazer geribesleme modeli

Anti-yansıtma (AR) kaplamasının lazer diyot çıkış yüzeyindeki yansımaları baskıladığı harici yüzeyden yeterli yüksek optik geribeslemenin sisteme aktarıldığı durumda (strong external feedback regime); sistem iki aynalı bir Fabry-Perot rezonatör olarak düşünülebilir. Güçlü harici besleme durumunda lazer diyot iç modları AR kaplamalar sebebi ile baskılanmaktadır. Sistem boyuna (eksenel) modları harici yansıtıcının meydana getirdiği Fabry-Perot kavitesi modlarıdır. Harici kavite mod frekansları ve mod dalgaboyları Denklem (3.17) ve Denklem (3.18) ile verilmiştir;

$$\nu_q = q \frac{c}{2(L_{ECDL} + n_{etk} l_{LD})} \quad (3.17)$$

$$\lambda_q = \frac{2}{q} (L_{ECDL} + n_{etk} l_{LD}) \quad (3.18)$$

Burada; toplam harici kavite boyu, $L_{ECDL} + n_{etk} \cdot l_{LD}$, lazer diyot kazanç ortamı etkin kırılma indisi; n_{etk} ve lazer diyot fiziksel boyu, l_{LD} 'dir. q bir tamsayıdır. q ve $(q+1)$ değerleri arasındaki ardışık iki mod için frekans aralığı (farkı) ifadesi Denklem (3.19)'da verilmiştir;

$$\Delta \nu_{ECDL} = \frac{c}{2(L_{ECDL} + n_{etk} l_{LD})} \quad (3.19)$$

Modlar arasındaki fark; dalgaboyu cinsinden sabit olmamakla birlikte Denklem (3.20) yaklaşıklığıyla verilebilir;

$$\Delta\lambda_{\text{ECDL}} \approx \frac{\lambda^2}{2(L_{\text{ECDL}} + n_{\text{etk}} \cdot l_{\text{LD}})} \quad (3.20)$$

Çoğunlukla $L_{\text{ECDL}} \gg n_{\text{etk}} \cdot l_{\text{LD}}$ 'dir ve dolayısı ile dış kavite modları hesaplanırken ($n_{\text{etk}} \cdot l_{\text{LD}}$) çarpımı ihmal edilir. Dış kavite boyu $L_{\text{ECDL}} = 20 - 200$ mm aralığında seçilirse $\Delta\nu_{\text{ECDL}} = 7,5 - 0,75$ GHz aralığında değişmektedir. Lazer diyot mod aralığı ile karşılaştırıldığında (100-200 GHz) dış kavite modlarının çok daha yoğun bir şekilde kümелendikleri açıktır (Zorabedian, 1995).

Dış kaviteli diyot lazer çizgi kalınlığı lazer diyot çizgi kalınlığından çok daha düşüktür ve aralarındaki ilişki Denklem (3.21) ile verilebilir;

$$\frac{\Delta\nu_{\text{ECDL}}}{\Delta\nu_{\text{LD}}} = \left(\frac{\tau_{\text{LD}}}{\tau_{\text{LD}} + \tau_{\text{ECDL}}} \right)^2 \cong \left(\frac{\tau_{\text{LD}}}{\tau_{\text{ECDL}}} \right)^2 \quad (3.21)$$

Burada; τ_{LD} ve τ_{ECDL} lazer diyot ve dış kaviteli diyot lazer için tam tur döngü süreleridir. Denklem (3.22) ve Denklem (3.23) ile ifade edilen tam tur döngü süreleri, Denklem (3.21)'de yerine konulursa, Denklem (3.24) elde edilir;

$$\tau_{\text{LD}} = \frac{2l_{\text{LD}}}{c} \quad (3.22)$$

$$\tau_{\text{ECDL}} = \frac{2L_{\text{ECDL}}}{c} \quad (3.23)$$

$$\frac{\Delta\nu_{\text{ECDL}}}{\Delta\nu_{\text{LD}}} \cong \left(\frac{l_{\text{LD}}}{L_{\text{ECDL}}} \right)^2 \quad (3.24)$$

Denklem (3.24)'ten de görüldüğü üzere uzun bir dış kavite oldukça dar bir çizgi genişliği sağlayacaktır. Fakat dış kavitenin mekanik olarak kararlı olmasının gerekliliği (akustik ve mekanik titreşimler lazer çizgi kalınlığını genişletmektedir) ve lazer sürekli taranabilirlik aralığının da nispeten azalacağı göz önünde bulundurulmalıdır. Buna rağmen; çoğu güçlü atomik geçişin çizgi kalınlığı birkaç MHz'in üzerinde olduğundan, birkaç cm uzunluğunda birkaç 100 kHz çizgi kalınlığındaki dış kaviteli diyot lazerlerin kullanımı, bu geçişlerle ilgili uygulamalar için yeterli olmaktadır (Loh ve diğ., 2006).

Dış Kaviteli diyot lazer için kazanç eğrisi sıklıkla birkaç 10 nm civarındadır. Kazanç bölgesinin arzulan bölgesinde tek modlu lazer ışınımının sağlanması için lazerin akım ve sıcaklığının ve/veya kırınım ağının üzerinde konumlandığı piezoelektrik

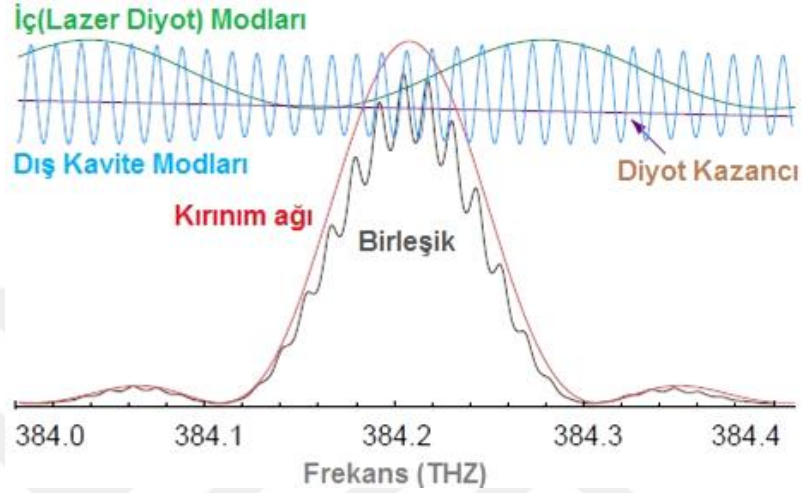
transdüserin hareket ettirilmesi gerekmektedir. Kırınım açısının 0. dereceden ışınımı lazer çıkışı olarak kullanılmakta 1. dereceden ışınımı (~15%) ise lazer diyota geri beslenerek dış kavite oluşturulmaktadır. Dış kavite; lazer frekansının stabilizasyonu ve çizgi kalınlığının daraltılması için kullanılmaktadır (Wiemann ve Hollberg, 1991). Kırınım açılı bir yapıda lazer çıkış frekansını etkileyen pek çok faktör vardır. Lazer kazanç eğrisi, lazer iç - dış modları ve kırınım açısı profili olarak sıralanabilecek olan bu faktörler arasında bir çekişme vardır.

ECDL lazer; lazer kazanç eğrisinin arzulanan bölgesine (Rb atomik geçişleri) sıcaklık ve akım taraması yapılarak kabaca ayarlanır. Lazer dalgaboyunun sıcaklıkla ($\text{nm}/^{\circ}\text{C}$) ve akımla (GHz/mA) değişim eğri ve verileri lazer diyot üretici firmaları tarafından sağlanmaktadır. Akım değişimleri lazer dalgaboyunu iki şekilde değiştirmektedir. İlk durumda akımın artırılması lazer diyodun sıcaklığını doğrudan etkilemekte ve sıcaklık etkisine benzer şekilde lazer dalgaboyunu etkilemektedir. Bu etki 1 μs 'den daha uzun zamanlar için baskındır ve 2 GHz/mA değişim oranlarındadır. İkinci durumda ise akım; aktif bölgedeki (p-n jonksiyon) taşıyıcı konsantrasyonunu değiştirerek lazer dalgaboyunu değiştirmektedir. Taşıyıcı konsantrasyonu değişikliği lazer diyot optik yol uzunluğunu kırılma indisi değişikliğinin neticesinde modüle etmektedir. Bu değişimin oranı ise yaklaşık olarak 200 MHz/mA 'dir (URL-14).

Bunun yanı sıra; kırınım açısı açısının değiştirilmesi veya kırınım açısının ötelenerek dış kavite mesafesinin değiştirilmesi sayesinde hassas ayarlamalar gerçekleştirilir.

Lazer; net kazancı en büyük olan modda ışınım yapma eğilimindedir. Buna rağmen bu durum her zaman gözlenmez ve aynı zamanda birden çok modun birlikte salınım yaptığı durumlarla da karşılaşılır. Bazı durumlarda lazer frekansı hızlı bir şekilde değişir ve geniş bir frekans aralığında kaotik bir şekilde lazer frekans değişimleri meydana gelir. Şekil 3.4'te görülen mod-atlamaları bu duruma örnek olarak gösterilebilir. Mod atlamaları ve çoklu mod ışınmaları farklı pek çok araştırmanın ilgi alanına girmekle beraber, bu çalışma kapsamında hedeflenen mod-atlamasız sürekli tek modlu bir lazer ışınmasıdır. Lazerin tek modlu çalışması için lazer net kazancının arzulanan frekansta en büyük olması sağlanmalıdır. Şekil 3.7'de kırınım açılı dış kaviteli bir diyot lazerin çalışma dalgaboyunu etkileyen faktörler şematik olarak gösterilmiştir (MogLabs, 2017; Saliba ve diğ., 2009).

Lazer kazanç eğrisi, iç dış modları ve kırınım ağı bant genişlikleri arasında net optik kazancın elde edilmesi doğrultusunda bir çekişme vardır. Basit bir yaklaşıklıkla ifade edilecek olursa; ECDL lazerin ışınım dalgaboyu iç kavite modunun merkezine en yakın olarak konumlanmış dış kavite modu tarafından belirlenmektedir (Dutta ve diğ., 2012).



Şekil 3.7. Kırınım ağılı dış kaviteli diyot lazerin (ECDL) frekansını etkileyen faktörlerin şematik gösterimi (MogLabs, 2017)

Lazer kazanç eğrisi, iç ve dış mod frekansları ile ilgili bazı bilgiler verilmişti. Kırınım ağı ile ilgili bilgi ise ilerleyen paragraflarda verilmektedir.

Kırınım ağı; ışığı ayrıştırdığından sadece dar bantlı bir ışınım kırınım ağından lazer diyoda kırınım ağının belli bir açısı için geri yansıtılmaktadır. Çalışma kapsamında kullanılan dış kaviteli diyot lazerler Littrow konfigürasyonunda kurulmuş sistemlerdir. Kırınım ağının mesafeye düşen çizgi sayısı (lines/mm) veya çizgiler arası d mesafesi bilindiğinde, lazer ışınımının dalgaboyu Denklem (3.25) kullanılarak bulunabilir;

$$m\lambda = d(\sin \theta + \sin \beta) \quad (3.25)$$

Birinci dereceden ($m=1$) ışınımın lazere geri beslendiği durum için kırınım ağının normalinden olan geliş ve dönüş açıları eşit olmakta ($\alpha=\beta$) ve Denklem (3.25) Denklem (3.26) şeklinde yazılabilmektedir;

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (3.26)$$

1200 çizgi/mm'ye sahip bir kırınım ağı için çizgi aralığı $d=0,833 \mu\text{m}$ 'dir. Dolayısı ile lazerin 780 nm (D_2 geçişleri) bölgesine ayarlanması için lazerin tasarımı esnasında kırınım ağının $\sim 28^\circ$ lik bir açıyla konumlandırılması önemlidir. 28° lik bir açı etrafında $\pm 0,5^\circ$ lik bir açı taranabilirliği Rb Atomlarının D_1 geçişlerine (795 nm) ayarlanabilmesi için yeterlidir. Dış kaviteli diyot lazer çıkışının lazer diyottan çıkış doğrultusuna hemen hemen dik olmasını sağlamak için kırınım ağının açısının $\sim 45^\circ$ olması gerekmektedir. Bu amaçla; lazerin K, Rb ve Cs (770-900) D geçişlerine ayarlanması için 1800 çizgi/mm kırınım ağları tercih edilmektedir (Lal Muanzala ve diğ., 2015).

Kırınım ağılı dış kaviteli diyot lazerler yaygın olarak Littman-Metcalf ve Littrow konfigürasyonlarında (Ricci ve diğ., 1995) tasarlanmaktadır. Bu tasarımlar, sayesinde lazer frekansının taranması için ya kırınım ağı açısı değiştirilmekte ya da kırınım ağını tutan PZT'ye gerilim uygulanarak dış kavite boyu değiştirilmektedir. Littman-Metcalf konfigürasyonunda ekstra bir aynanın kullanılması mekanik olarak dezavantaj getirmekle beraber, lazer frekansı değişimlerinde lazer çıkış doğrultusunun değişmemesi bu konfigürasyonun avantajlarından. Bununla birlikte açı değişimlerinden etkilenmeyen açı düzeltilmiş Littrow konfigürasyonları (kırınım ağı ve kırınım ağına paralel olarak sabitlenmiş bir aynanın birlikte döndürüldüğü bir tasarım) da kurulabilmektedir. İyileştirilmiş bu tasarımda lazer kazanç eğrisinin bant genişliğine denk gelen lazer dalgaboyu taramalarında ($> 10 \text{ nm}$) bile lazer çıkış demeti açısal değişimleri gözlenmemektedir (Hawthorn ve diğ., 2001).

Bu tez çalışmasında dış kaviteli diyot lazerin mod-atlamasız frekans taranabilirliği kırınım ağının ötelenerek kavite boyunun değiştirilmesi ile sağlandığından bu tür bir düzeltmeye gerek görülmemiştir.

Daha büyük mod-atlamasız taranabilirlik için kavite kazanç eğrisi, iç, dış modlar ve kırınım ağı bandının birlikte eşzamanlı olarak taranması gerekmektedir. Lazer diyot kazanç eğrisi ve iç modların taranması genellikle lazer diyot enjeksiyon akımının değiştirilmesi yolu ile sağlanmaktadır. Dış kavite modu ise kırınım ağı pozisyonunu kontrol eden PZT'ye gerilim uygulanarak sağlanmaktadır. Özetlenecek olursa ECDL lazerin sabit bir sıcaklıkta dalgaboyu; enjeksiyon akımı (I_{LD}), kırınım ağı açısı (θ) ve dış kavite boyu (L_{ECDL}) tarafından belirlenmektedir. Geniş aralıkta mod-atlamasız taranabilirlik için I_{LD} 'nin değiştirilmesi ile meydana gelen iç mod frekans kaymasının; kavite boyu ve/veya kırınım ağı açısının meydana getirdiği frekans kaymasına eşit

olması sağlanmalıdır. Bu amaçla frekans/akım değişimleri ve frekans/PZT gerilimi katsayıları deneysel olarak elde edilmeli gerekli düzeltmeler yapılmalıdır.

Lazerlerin mod atlamasız taranabilirliğinin artırılması için elektronik geribesleme yöntemi olarak adlandırılan bir başka yöntem de dikkat çekicidir (Repasky ve diğ., 2006). Bu yöntemde; lazer dalgaboyu değiştirilirken lazer dış kavite boyuna elektronik geribesleme uygulanmış; küçük düzeltmeler yapılarak kavite rezonans koşulu devam ettirilmiştir. Böylelikle mod atlamaları giderilmiş lazer sürekli taranabilirliği sağlanmıştır. Littman-Metcalf konfigürasyonlu bir ECDL'in kullanıldığı bu çalışmada > 65 GHz mod atlamasız taranabilirlikler elde edilmiştir. Geniş sürekli taranabilirlikler atmosferik algılama ve doğrudan soğurum spektroskopisi alanlarında da kullanılabilirler.

Mod atlamasız geniş taranabilirliklerin (> 100 GHz) hedeflendiği durumlarda kırınım ağı açısının bir pivot noktası etrafında döndürülmesi önem kazanmaktadır. Aşağıdaki tartışmalarda kırınım ağı profilinin mod-atlamasız taranabilirlikler için maksimum ne kadar döndürülebileceğine cevap niteliğinde olacaktır.

Kırınım ağı çizgi aralığı $d^{-1} = 1200$ çizgi/mm için $d=1/1200=0,833$ μm olarak bulunur. Demet çapı 3 mm alınırsa, aydınlatılan kırınım ağı çizgi sayısı $N= 3600$ olmaktadır. Dolayısı ile dalgaboyu çözünürlüğü;

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{N} = \frac{780,24}{3600} = 0,216 \text{ nm} \quad (3.27)$$

olarak bulunur. Kırınım ağı derecesi $m=1$ iken;

$$\lambda = 2d \sin \theta \quad (3.28)$$

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = -2d \cos \theta \quad (3.29)$$

ifadeleri yazılabilir. Denklem (3.29)'da $\Delta\theta$ yalnız bırakılır ve Denklem (3.27)'den $\Delta\lambda$ ifadesi yerine konulursa Denklem (3.30) elde edilir;

$$\Delta\theta = \frac{\Delta\lambda}{2d \cos \theta} = \frac{\lambda}{2Nd \cos \theta} \quad (3.30)$$

$\theta=28^\circ$ alınır ve diğer parametreler yerine konulursa; $\Delta\theta \cong 1,5 \times 10^{-4} \text{ }^\circ$ ($\sim 2,5$ μrad) olarak bulunur.

Görüldüğü üzere; θ açısının yaklaşık 2,5 μ rad döndürülmesi $\sim 0,2$ nm'lik lazer dalgaboyu ve > 100 GHz'lik lazer frekans değişimine karşılık gelmektedir.

3.2. Dış Kaviteli Diyot Lazerler (ECDL)

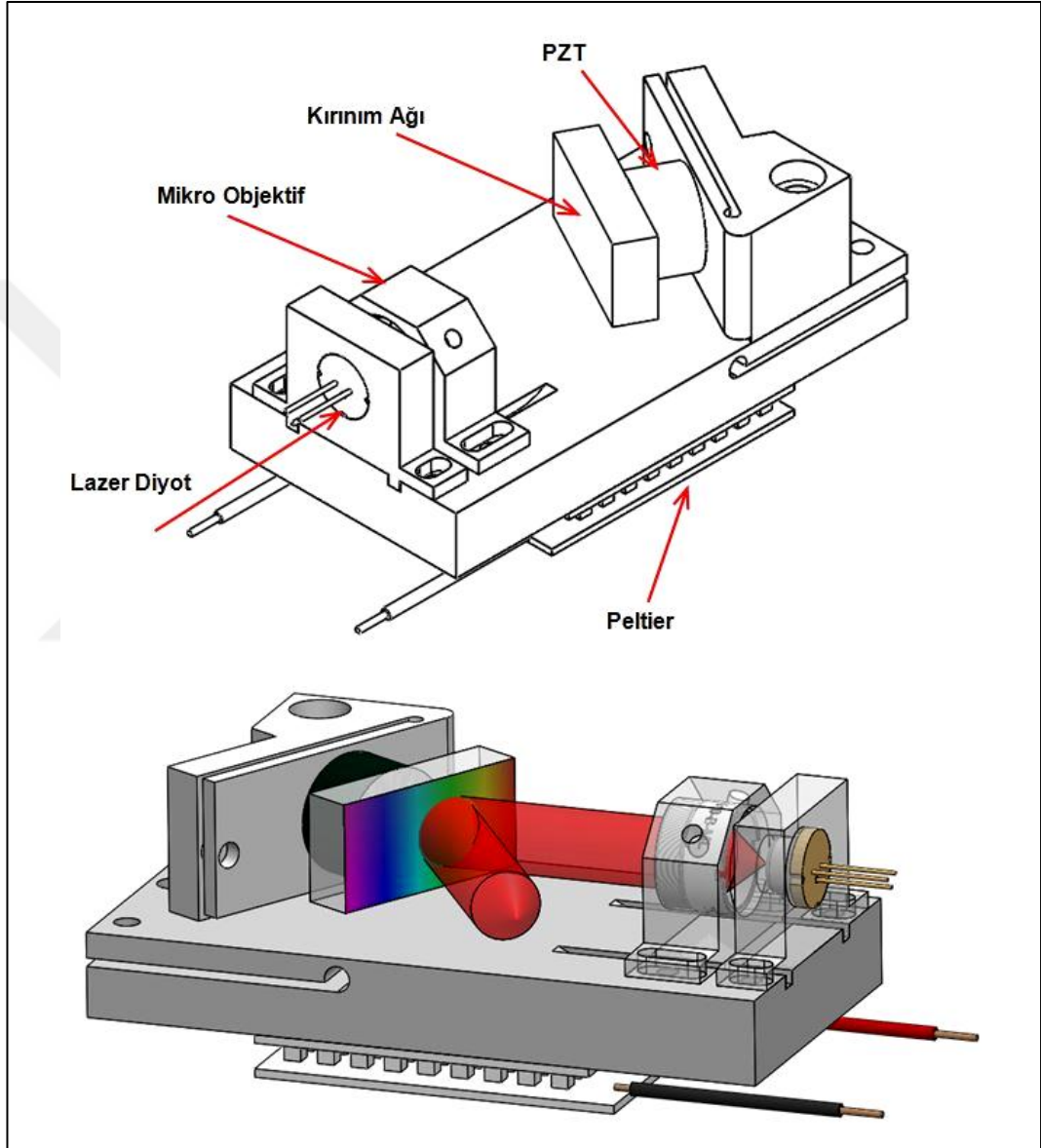
Dış kavite; lazer kazanç eğrisi boyunca, lazer ışınımının frekansının sabit akım ve sıcaklık değerlerinde değiştirilebilmesini ve lazer diyot aktif alan kırımım indisinin değişmesi ile oluşan lazer frekans gürültülerinin bastırılmasını sağlamaktadır.

ECDL'lerin seçici geribesleme elemanı olarak kırımım açığı kullanan Litrow, Litmann ve kavite içi filtre vb. kullanan çeşitli optik şemalı konfigürasyonları mevcuttur. Bu çalışma kapsamında Littrow konfigürasyonlu ECDL sistemi kullanılmıştır. Benzer tasarıma sahip ECDL'nin çalışma prensibi, karakteristikleri ve yüksek çözünürlü spektroskopi uygulamaları ile ilgili daha detaylı bilgiler Wiemann ve Hollberg (1991) ve MacAdam ve diğ. (1992) makalelerinde verilmiştir.

Tez çalışması kapsamında kurulan ECDL sisteminin 3D görünümü Şekil 3.8'de verilmiştir. ECDL; lazer diyottan, odak mesafesi 5,6 mm ve Nümerik Açıklık (NA, Nümerical Aperture) değeri 0,55 olan mikro objektiften, PZT üzerine monte edilmiş yansıtıcı kırımım açığından oluşmaktadır. Yansıtıcı kırımım açığı (Edmund Optics, 1200 çizgi/mm, 750 nm merkez dalgaboyu, 12,5 x 25 mm boyutlarında) kavite frekans seçici eleman olarak kullanılmıştır. Çıkış demetinin deney düzeneğine yönlendirilmesi için harici yüksek yansıtıcı ayna kullanılmıştır.

Bu çalışma süresince, oda sıcaklığında çalışan tek ve çok modlu ışına yapan farklı diyot lazerler kullanılmıştır. Bu diyot lazerlerin eşik akım değerleri 5 - 100 mA arasında değişmiş ve ışınım çıkış güçleri eşik akımın 1,5 kat değerinde 1 – 40 mW arasında olmuştur. Bunların bir kısmı AR kaplanmış diğer bir kısmı ise AR kaplanmamış lazer diyotlar olmuştur. AR kaplanmamış diyot lazer rezonatör aynalarının yansıma katsayıları yaklaşık olarak $R1 \approx R2 \approx 32$ % civarında iken; AR kaplanmış rezonatörün dış kaviteye bakan aynasının AR kaplanmış olması; yansıma katsayısı değerini $R2 = 32$ % değerinden $R2 \approx (0,005 - 0,05)$ % değerine düşürmüştür. Diyot lazerler pek çok uygulama alanı için ucuz ve etkin çözümler sunmalarına rağmen hassas ölçüm ve algılama sistemlerinde kullanılmaları için spektral özelliklerinin iyileştirilmesine ihtiyaç duymaktadırlar. Spektral özelliklerinin iyileştirilmesi amacı ile lazer diyotlar dış kaviteli lazer konfigürasyonlarında kullanılmışlardır. Lazer diyot yansıtıcı ön yüzeyinin AR kaplanmış olması güçlü bir lazer diyot ve harici kavite etkileşimine olanak sağlamıştır. AR kaplama lazer diyot

fiziksel özelliklerinde kayda değer iyileştirmeler sağlamaktadır. Buna örnek olarak eşik akım ve spektral özellik değişiklikleri verilebilir. Dış kaviteli lazer sistemlerinde anti-yansımaya kaplamalı lazer diyotların kullanımı lazer dalgaboyu taranabilirliğini arttırmakta, kazanç eğrisinin herhangi bir bölgesinde rahatlıkla çalışılabilmesini olanaklı kılmaktadır.



Şekil 3.8. Tübitak UME'de üretilmiş ECDL'nin 3D görünümüleri

AR kaplanmamış standart bir lazer diyodun harici kavite ile kullanımı çiftlenmiş bir kavite sistemi oluşturur ve coherence collapse'e (Sacher ve diğ., 1992) sebebiyet verir. Bu durumda mod-atlamasız taranabilirlik aralığı birkaç GHz ile sınırlı kalmaktadır. Kurulan sistemlerde kullanılan lazer diyotlarda Sacher firması tarafından patentli (US Patent 6,297,066 ve US Patent 6,869,483) minimum

yansıtıcılık değeri $R < 5 \times 10^{-4}$, tipik yansıtıcılık değeri ise $R < 5 \times 10^{-5}$ değerlerinde olan kaplamalar kullanılmıştır. AR kaplanmış bu lazer diyotların oluşturduğu dış kaviteli diyot lazerlerle tek modlu çalışılmış ve > 7 GHz mod-atlamasız taranabilirlik aralıkları elde edilmiştir. Yerdeğiştirme karşılaştırma ve açı ölçümlerinde kullanılan lazer diyotlar Sacher Lasertechnik GmbH firmasından satın alınmıştır. Kurulan sistemlerde kullanılan lazer diyotlar (SAL-0780-030); TO-56 paketinde üretilmiş, serbest uzay çalışan, tek modlu ışımaya yapan çiplerdir. AR kaplama yansıtıcılık tipik değerleri $R < 5 \times 10^{-5}$ mertebesinde dir. Çalışma dalgaboyları 780 nm etrafında ± 10 nm'dir ve kabaca taranabilme aralıkları > 20 nm'dir. Lazer diyotlar; Littrow konfigürasyonlu bir sistemde kullanıldıklarında 40 mW'a kadar optik çıkış güçleri verebilmektedir. Littman konfigürasyonunda kullanıldıklarında ise bu değer 20 mW'lara kadar düşmektedir.

Harici kavitede kullanılan diyot lazer; bir bakır tutucunun üzerine monte edilmiştir. Bu diyot lazer dış kaviteli diyot lazerin kurulması sırasında diğer bir bakır tutucuya monte edilmiştir. Sıcaklık kararlılığının sağlanması veya sisteme sıcaklık değişimlerinin aktarılabilmesi için bu bakır blok, Peltier Etkisini kullanan bir termo-elektrik soğutucu (TEC) üzerine monte edilmiştir. Lazer diyot akım ve sıcaklığının kontrolü dış kaviteli sistem için önemlidir. Bu kontrol peltier soğutucu, hassas termistör (NTC), yüksek hassasiyetli sıcaklık ve akım kontrolcülerinin birlikte kullanılması ile sağlanmıştır.

Diyot lazerden çıkan ıraksak ışınım mikro objektif ile kolime (paralel) hale getirilmiştir. Lazer ışınımının paralelliği mikro objektifin tutturulduğu tutucunun hassas bir şekilde ötelenerek objektif odak uzaklığına taşınması ile sağlanmıştır. Sistemde kullanılan mikro objektif nümerik açıklık ve odak uzaklığı değerleri sırası ile $NA=0,55$ ve $f=5,6$ mm olmuştur.

Frekans seçici geri-besleme elemanı olarak kullanılan kırınım ağından olan 1. derece ışınım lazer diyoda geri beslenirken sıfırıncı derece ışınım lazer çıkışı olarak kullanılmıştır. Bu lazer çıkış demetinin kesit alanı 2 mm x 8 mm'dir. Çıkış demetinin dairesel hale getirilmesi için kavite çıkışında 3x anamorfik prizma çifti konumlandırılmıştır ve anamorfik prizma çiftinin kullanılması yaklaşık olarak daireselliğin elde edilmesini sağlamıştır.

Diyot lazerin kazanç eğrisinin herhangi bir bölgesine; kırınım ağına monte edildiği tutucunun döndürülmesi ile ulaşılabilmektedir. Yine bu tutucunun monte edildiği

bakır blokta bulunan ayar vidalarının kullanımı ile arzulanan geribesleme seviyeleri elde edilerek lazerin seçilen frekansta ışınımı sağlanmıştır. Kırınım ağının döndürülmesi ile lazer dalgaboyu kabaca değiştirilebilmektedir. Bu değişimin miktarı ise lazer diyot kazanç eğrisine bağlı olmakla birlikte tipik olarak 20 – 50 nm'ler civarında olabilmektedir. Lazer frekansının kaba ayarı (coarse tuning) bu şekilde yapılırken; frekansın daha hassas bir şekilde değiştirildiği (fine tuning) durumlar için kavite boyunun (lazer diyot çıkış aynası ve kırınım ağı yansıtıcılı yüzeyinin oluşturduğu) değiştirilmesi gerekmektedir. Bu değişiklik kırınım ağının yapılandırıldığı PZT'ye gerilim uygulanması yolu ile gerçekleştirilmiştir. Sistemde kullanılan PZT (Piezomechanic Dr. L. Pickelmann GmbH, HPSt 500/15-8/5 model) 500 V'a kadar yüksek gerilimler tarafından sürülebilmektedir. Dış çapları 15 mm, iç çapları 8 mm ve kalınlıkları ise yaklaşık 9 mm olan bu halka şeklindeki hareket ettiricilerin maksimum hareket mesafesi (piezo stroke) ise 5 µm'dir. Lazer dış kavite boyu PZT üzerinde monte edilmiş kırınım ağının hareketi ile değiştirilmiştir. Lazer diyot ve kırınım ağı yüzeyinin oluşturduğu dış kavite rezonatör boyu $L=2$ cm olarak belirlenmiştir. Bu durumda, kurulan sistemde lazer boyuna modları arasındaki mesafe ($\Delta\nu=c/2L$) 7,5 GHz olmuş ve kavite boyu hassas bir şekilde değiştirilerek rezonatörün modlar arası frekans aralığında lazerin kesintisiz (mod-atlamasız) frekans ayarı yapılabilmektedir.

Dış kaviteli diyot lazer frekansının ortam sıcaklık değişimlerinden ve mekanik titreşimlerden etkilenmesini azaltmak ve lazer demet çıkışının optik masa seviyesinden olan yüksekliğinin ayarlanması için, ECDL'i oluşturan bileşenler ve montajlarının yapıldığı bakır tutucu ve plakaların başka bir alüminyum plaka üzerine montajları gerçekleştirilmiştir.

Dış kavite diyot lazerlerinin akım kaynakları ve sıcaklık kontrolcülerini olarak, Thorlabs GmbH, ITC 502 model Laser Diode Combi Controller (Lazer Diyot Kombi Kontrolcü) kullanılmıştır. Kurulan sistemde; tamamı TÜBİTAK UME de geliştirilmiş yerli elektronik servo-sistemleri kullanılmıştır. Deneysel çalışmalar boyunca; ECDL frekansı Rb atomlarının enerji geçişleri ve taranabilir konfokal ve/veya non-konfokal Fabry-Perot interferometrelerinin transmisyon ve/veya refleksiyon rezonansları kullanılarak kilitlemiştir. Frekans kilitlemesi sırasında elektronik servo-sistemin çıkışındaki hata sinyali ECDL dış kavitesindeki üzerinde ayna olan PZT'ye (piezo) verilmiştir. Hata sinyali lazer diyot akımına verilebileceği gibi, hem lazer diyoda (hızlı değişimler için) hem de PZT'ye (nispeten yavaş değişimler için) birlikte verilebilmektedir (Rovera ve diğ., 1994).

Deneyler esnasında hata sinyalinin piezoya verildiği durumlarda da sistem gereksinimlerinin karşılandığı yeterli seviyede kararlılık değerlerinin elde edildiği ve sıcaklık kaymalarının kompanse edilebildiği gözlenmiştir. Lock-in tekniklerinin kullanıldığı Doppler-altı soğurum rezonanslarının türevleri ile ilişkili hata sinyallerinin elde edilmesi için sisteme modülasyon sinyalinin tanıtılması gerekmektedir. Gerekli modülasyon; dış kavitedeki PZT'ye düşük genlikli yüksek frekanslı modülasyon sinyallerinin uygulanması ile elde edilmiştir. Bu durumda; frekans kilitlemesindeki geri besleme, Doppler-altı soğurum rezonansları ve Fabry-Perot transmisyon veya refleksiyon rezonanslarının gözlemlendiği fotodiyot, elektronik servo-sistem ve hata sinyalinin uygulandığı üzerinde kırınım ağı olan PZT üzerinden sağlanmıştır. Deneylerde aynı zamanda frekansı kilitli iki lazer kullanılmıştır: ECDL-1 ve ECDL-2. Dış kaviteli diyot lazerler hem Rb atomlarının enerji geçişlerine hem de tek kanallı veya çift kanallı interferometrelerin refleksiyon / transmisyon rezonanslarına kilitlenebilmişlerdir. Atomik geçişlere kilitleme; ölçümlerin izlenebilirliği ve sistem karakterizasyonu için önem taşımaktadır. Lazer çıkışındaki 3x anamorfik prizma kullanılarak şekillendirilmiş lazer ışınımı, lazer diyoda gitmesi istenmeyen geri besleme etkilerinin minimize edilmesi için en az 30 dB zayıflatıcılığa sahip optik izolatör içerisinden geçirilmiştir. Işık demetinin şiddeti zayıf olan bir kesri optik bir cam üzerinden yansıtılarak doyum soğurum spektroskopisi deney düzeneğine gönderilmiş camdan geçen diğer kısım ise yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinin gerçekleştirildiği diferansiyel kavitelerin bulunduğu deney düzeneğine gönderilmiştir. Ölçümlerin fark frekans yöntemlerini kullanması nedeni ile deney düzeneğine gönderilen lazer ışınımının belirli bir kısmı ışın bölücüler aracılığıyla ayrıştırılmış, her iki lazerden olan ışınlar uzaysal olarak üst-üste çakıştırılarak (süperpoze edilerek) hızlı fotodiyot yüzey etkin alanına düşürülmüştür. Lazer kararlılık ölçümleri için her iki lazer de atomik enerji geçişlerine kilitlemiş 5 - 10 kHz (1 s ortalama zaman için 10^{-11}) kararlılık değerleri elde edilmiştir. Diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin (DFPİ) çevresel etkiler ve sıcaklık değişimlerinden daha az etkilendiğinin demonstre edilmesi için, önce lazerlerden biri atomik geçişlere diğeri ise DFPİ kanallarından birinin boyuna kilitlemiştir. Daha sonra ise her iki lazer, DFPİ her iki kanal boyuna kilitlemişlerdir. Deneyler ilk önce paslanmaz çelik malzemeden ürettirilmiş interferometreler ile gerçekleştirilmiş, çift kanallı interferometre kullanımının etkinliği gözlemlendikten sonra invar malzemeli sistemlerin kurulması aşamasına geçilmiştir. Kurulan sistemlerle elde edilen ölçüm sonuçlarına deney sonuçlarının verildiği kesimlerde tekrar değinilecektir.

İlerleyen bölümlerde ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları, enerji diyagramları ve geçiş olasılıkları ile ilgili oldukça detaylı bilgiler verilecektir. Lazerlerin atomların Doppler-altı enerji geçişlerine kilitlenmesi için standart yöntemlerden olan doyum soğurum spektroskopisinden bahsedilecek, lazer frekansının atom ve moleküllerin enerji geçişlerine ve Fabry-Perot interferometresi kavite rezonanslarına kilitlenmesi ile ilgili bilgiler aktarılacaktır. Lazer heterodin fark frekans yöntemleri ve lazer kararlılık ölçümleri hakkında tartışmalar ise yeni bir alt-başlık altında verilecektir.

3.3. ^{85}Rb , ^{87}Rb Atomları Enerji Diyagramları ve Geçiş Olasılıkları

Alkali metal atomlarından olan rubidyum da hidrojeninkine benzer dış yörünge elektronik konfigürasyonuna sahiptir. Dolayısı ile nispeten basit enerji seviyesi yapısı vardır. Alkali atomların temel enerji seviyesi baş kuantum sayısı n (Li – Cs için 2 - 6'ya kadar değişen) olan bir valans elektron ve sıfır yörünge açısız momentum tarafından karakterize edilmektedir.

^{87}Rb bir tanesi en dış kabukta olan 37 elektrona sahiptir. Rb'un kararlı olan tek izotopu ^{85}Rb (~72,17(2) %) dur. ^{87}Rb (~27,82(2) %), rubidyumun kararlı bir izotopu değildir. 0,283 MeV luk bir disintegrasyon enerjisi ile $\beta^- + ^{87}\text{Sr}$ a bozunmaktadır. Fakat bu bozunum hızı o kadar yavaştır ki ($4,92 \times 10^{10}$ yıl) etkin olarak kararlı bir davranış sergilemektedir. ^{87}Rb fiziksel ve optik özellikleri ile ilgili detaylı bilgiler ve tablolar Rb D çizgisi veri dökümanında verilmiştir (Steck, 2015).

Bir alkali atomun uyarılmış enerji durumu, valans elektron için yörünge açısız momentumun bir birim arttırılmasına karşılık gelmektedir. Bununla birlikte elektronun yörünge açısız momentumunun ve spininin etkileşmesi, birinci uyarılmış enerji seviyesinin terim sembol gösterimleri $n^2P_{1/2}$ ve $n^2P_{3/2}$ olan ince-yapı dubletine ayrışmasına sebep olmaktadır. Bu $n^2P_{1/2}$ ve $n^2P_{3/2}$ uyarılmış seviyelerinden $n^2S_{1/2}$ temel enerji seviyesine olan geçişler sırası ile D_1 ve D_2 geçişleri olarak adlandırılmaktadırlar. $P_{1/2}$ seviyesinin enerjisi $P_{3/2}$ seviyesinin enerjisinden küçüktür ve bu nedenle D_1 geçişinin dalgaboyu D_2 geçişinin dalgaboyundan daha büyüktür (Otieno ve Muthoka, 1999).

Atomik terim spektroskopik gösterimleri ile ilgili ifade Denklem (3.31)'de verilmiştir;

$$n^{(2s+1)}L_j \quad (3.31)$$

$2s+1$ terimine çok katlılık (multiplicity) denir. Çok katlılığın; çok katlılık = $2(\text{küçük kuantum sayısı}) + 1$ şeklinde bir tanımı vardır. Genellikle spin kuantum sayısı, yörünge kuantum sayısından küçük olduğundan ($s < l$), çok katlılık $(2s+1)$ şeklinde ifade edilmektedir. s 'nin bazı değerleri için ortaya çıkan çok katlılıklar;

- $s=0$ için $(2s+1) = 1 \rightarrow$ Tekli (singlet) yapı
- $s=1/2$ için $(2s+1) = 2 \rightarrow$ İkili (doublet) yapı
- $s=1$ için $(2s+1) = 3 \rightarrow$ Üçlü (triplet) yapı
- $s=3/2$ için $(2s+1) = 4 \rightarrow$ Dörtlü (quadruplet) yapı
- $s=2$ için $(2s+1) = 5 \rightarrow$ Beşli (quintet) yapı şeklindedir.

Çok katlılık o seviyede oluşan çizgi sayısının ifadesidir (Aygün ve Zengin, 2009).

n ; dış elektronun baş kuantum sayısını, L ise S,P,D,F... seviyelerini temsil etmektedir;

- S seviyesi için $L=0$
- P seviyesi için $L=1$
- D seviyesi için $L=2$
- F seviyesi için $L=3$ ve benzeri olmaktadır.

Terim gösterimindeki alt-indis ise J kuantum sayısına işaret etmektedir.

İnce-yapı; elektronun yörünge açısal momentumu (L) ve en dış elektronun spin açısal momentumunun (S) etkileşiminin sonucudur. Bu durumda elektronun toplam açısal momentumu J ;

$$J=L+S \quad (3.32)$$

şeklinde ifade edilmektedir. J kuantum sayısı;

$$|L-S| \leq J \leq L+S \quad (3.33)$$

koşulunu sağlamalıdır. J nin büyüklüğü;

$$\sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (3.34)$$

J_z nin özdeğeri ise;

$$J_z = m_J \hbar \quad (3.35)$$

şeklindedir.

Hidrojen benzeri atomlar için $J=L+1/2$ ve $J=L-1/2$ dublet seviyeleri arasındaki enerji farkı Denklem (3.36) ile ifade edilmektedir;

$$\Delta E' = \frac{R_E \alpha^2 Z^4}{n^2 l(l+1)} \quad (3.36)$$

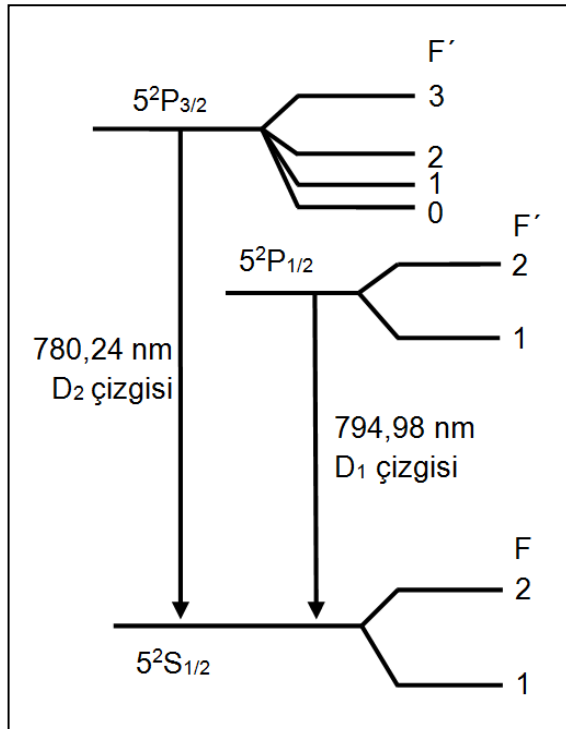
Burada; R_E , Rydberg sabiti, Z , atomik sayı, n , baş kuantum sayısı, l , yörünge kuantum sayısıdır. İnce yapı sabiti α ise Denklem (3.37)'deki gibidir;

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (3.37)$$

Elektrik dipol geçişleri için seçim kuralları Denklem (3.38)'de verilmiştir;

$$\Delta S=0, \Delta L=0, \pm 1, L+L' \geq 1 \quad (3.38)$$

^{87}Rb atomunun temel enerji seviyesi ($5^2S_{1/2}$) için; $L=0$, $S=1/2$ ve $J=1/2$ dir. Birinci uyarılmış durum için $L=1$, $S=1/2$ için $J=3/2$ ve $J=1/2$ (J nin alabileceği değerler $L+S$, $L+S-1, \dots, |L-S|$ değerleridir.) değerlerini almaktadır. $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ve $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ geçişleri ince-yapı dublet bileşenleridir ve buna ilaveten süper-ince yapı bileşenlerini de ihtiva etmektedirler (Şekil 3.9).



Şekil 3.9. ^{87}Rb D_1 ve D_2 enerji geçişleri diyagramı

İnce-yapı yarılmalarına karşılık gelen enerjiler, bir dalgasayısının kesirlerinden birkaç yüz dalga sayısına kadar değişebilmektedir (Tablo 3.1). İnce-yapı yarılmalarına en büyük katkı spin yörünge etkileşmelerinden gelmektedir ve bu nedenle spin-yörünge (L-S coupling) etkileşmesi olarak da adlandırılırlar (Rao ve diğ., 1998).

Tablo 3.1. Alkali atomlarının 2P durumları için ince yapı yarılmaları (cm^{-1}) (Svanberg, 2004)

n	Na	K	Rb	Cs
3	17			
4	5,6	58		
5	2,5	19	238	
6	1,2	8,4	78	554
7	0,7	4,5	35	181
8	0,4	2,7	19	83
9		1,7	11	45
10		1,2	7	27

Yukarıda da değinildiği üzere; alkali temel enerji seviyeleri için terim sembolü $n^2S_{1/2}$ şeklindedir. Kararlı bütün alkalilerin çekirdek (nükleer) spinleri sıfırdan farklıdır ($I \neq 0$) ve çekirdek ve valans elektron manyetik momentlerinin etkileşimleri nedeni ile atomik temel enerji seviyesi toplam açısal momentum quantum sayısı F ile karakterize edilen iki süper-ince seviyeye ayrılmaktadır;

$$F=I+J \quad (3.39)$$

Burada I çekirdek açısal momentumu, J ise daha öncede bahsedildiği üzere elektronun toplam açısal momentumudur.

F 'nin sağlanması gereken koşul ise Denklem (3.40)'ta verilmiştir;

$$|J-I| \leq F \leq J+I \quad (3.40)$$

Elektrik dipol geçişleri için seçim kuralları ise aşağıdaki gibidir;

- $\Delta F=0$ veya ± 1 ($0 \leftrightarrow 0$ geçişi yasaklı)
- $\Delta J=0$ veya ± 1
- $\Delta S=0$

İnce-yapının L-S etkileşmesi olarak adlandırılmasına benzer şekilde; süper-ince yapı yarılımları da çekirdek spini ve elektron spini etkileşmelerinin katkısından dolayı spin-spin etkileşmeleri (S-S coupling) olarak adlandırılmaktadır. Süper-ince yapı enerji geçişleri, ince-yapı enerji geçişlerinden daha düşük enerjilere karşılık gelmektedir.

^{87}Rb temel enerji seviyesi için çekirdek spini kuantum sayısı $I=3/2$ ve $J=1/2$ olduğundan; F değerleri $J+I$ 'dan ($1/2+3/2=2$) $|J-I|$ 'ya ($|1/2-3/2|=1$) kadar birer azalacak şekildedir. Bu durumda temel enerji seviyesinin süper-ince yapı yarılımları $F=2$ ve $F=1$ değerlerine karşılık gelmektedir.

^{87}Rb D_2 ($5^2P_{3/2}$) geçişi uyarılmış seviyesi $F' = 0, 1, 2, 3$ değerlerini alabilmekteyken, D_1 ($5^2P_{1/2}$) uyarılmış seviyesi ise $F' = 1, 2$ değerlerini alabilmektedir (Şekil 3.9).

^{85}Rb temel enerji seviyesi için ise çekirdek spini kuantum sayısı $I=5/2$ ve $J=1/2$ olduğundan; F değerleri $J+I$ 'dan ($1/2+5/2=3$) $|J-I|$ 'ya ($|1/2-5/2|=2$) kadar birer azalacak şekildedir. Bu durumda; temel enerji seviyesinin süper-ince çizgileri için $F=3$ ve $F=2$ değerleri elde edilir.

^{85}Rb D_2 ($5^2P_{3/2}$) geçişi uyarılmış seviyesi $F' = 1, 2, 3, 4$ değerlerini alabilmekteyken, D_1 ($5^2P_{1/2}$) uyarılmış seviyesi ise $F' = 2, 3$ değerlerini alabilmektedir.

D_2 çizgisi, D_1 çizgisine kıyasla kuantum ve atom optiği deneyleri için daha dikkat çekicidir. ^{87}Rb atomunun bu çizgisi döngüsel bir geçişi (cyclic) ihtiva etmesi itibarı ile atomların lazerle soğutulması ve tuzaklanması deneylerinde sıkça kullanılmaktadır. Yine ^{87}Rb atomlarının süper-ince enerji geçişleri (6,8 GHz) atomik saat uygulamaları için değer taşımaktadır. ^{87}Rb atomlarının ince-yapı yarılımları birbirinden ~ 15 nm ($\sim 795 - \sim 780$ nm) kadarlık bir farka sahip olduğundan bu seviyeler ile ilgili çalışmalar birbirinden bağımsız bir şekilde sıklıkla farklı lazerler ile gerçekleştirilmektedir (Steck, 2015).

Uyarılmış ve temel enerji seviyelerinin süper-ince enerji geçişlerinin Doppler bağımsız soğurum rezonansları, yüksek çözünürlüklü spektroskopi, lazerlerin frekans kilitlemesi ve lazer spektral analizi gibi konularda sıkça kullanılmaktadırlar (Bowie ve diğ., 1995).

Manyetik alan altında tüm süper-ince seviyeler, elektron dalga fonksiyonunun açısız dağılımını belirleyen $2F+1$ manyetik (Zeeman) alt-seviyeye ayrılmaktadır. Dış

manyetik alan yokluğunda dejenerere olan bu seviyelerin dejenereliği dış manyetik alan uygulanması ile birlikte ortadan kalkmaktadır.

Benzer bir etki statik dış elektrik alan uygulandığında gözlenen DC Stark etkisidir. ^{87}Rb atomlarının enerji seviye yapısı dış DC elektrik alan altında değişikliğe uğramaktadır.

Deneyler esnasında kullanılan Rubidyum atomik hücreleri 72,17 % oranında ^{85}Rb (bağıl atomik kütle $M_{85}=84,911\ 789\ 738$) ve 27,83 % ^{87}Rb (bağıl atomik kütle $M_{87}=86,909\ 180\ 527$) atomunu içermektedir.

Katı durumdaki rubidyum ve sıvı rubidyum için buhar basıncı (Torr cinsinden) sırası ile Denklem (3.41) ve Denklem (3.42) ile verilmektedir;

$$\log_{10}p = -94,048\ 26 - \frac{1961,258}{T} - 0,03771687 \times T + 42,57526 \times \log_{10}T \quad (3.41)$$

$$\log_{10}p = 15,882\ 53 - \frac{4529,635}{T} + 0,000586\ 63 \times T - 2,991\ 38 \times \log_{10}T \quad (3.42)$$

Rubidyum atomlarının sayı yoğunluğu N ; Denklem (3.43) kullanılarak bulunabilir;

$$N = \frac{133,323 \times p}{k_B T} \quad (3.43)$$

Rubidyumun erime noktası $39,31\ ^\circ\text{C}$ 'dir. Denklem (3.43)'te tanımlanan 133,323 faktörü buhar basıncını Torr'dan Pascal'a (Pa) dönüştürmektedir. Atomik sayı yoğunlukları hesaplanırken her bir izotopun hücre içinde bulunma oranları göz önünde bulundurulmalıdır.

Uyarılmış seviyelerden temel enerji seviyelerine olan geçişler ile ilişkili örneğin Doppler bağımsız rezonansların genliklerine bakıldığında geçişten geçişe farklılık gösterdiği hemen görülecektir. Tablo 3.2 ve Tablo 3.3'te ^{85}Rb ve ^{87}Rb D_2 çizgisi geçişleri ile ilgili geçiş şiddeti katsayıları verilmiştir (Siddons ve diğ., 2008). D_1 çizgisi geçişleri kuvvet katsayıları da aynı makalede verilmiştir.

Alkali metal atomlarında D çizgilerinin şiddetli geçiş ışınları bulunmaktadır. Bunun yanı sıra; Rb ve Cs atomları ile birkaç cm'lik (5-7 cm) hücrelerle, oda sıcaklığında bile yüksek absorpsiyonun (10-50%) elde edildiği, yeterli buhar basıncı (atomik sayı yoğunluğu) bulunmaktadır. Rubidyum ve Sezyum atomlarının D çizgisi geçişleri

bölgesinde çalışan nispeten ucuz ve güvenilir diyot lazerlerin bulunması da bu konudaki çalışmaların rahatlıkla yapılabilmesine olanak sağlamaktadır.

Tablo 3.2. ^{85}Rb D₂ çizgisi geçişleri için geçiş kuvvet katsayıları (C_F^2)

^{85}Rb D ₂ çizgisi için C_F^2 katsayıları					
		F_e			
		1	2	3	4
F_g	2	1/3	35/81	28/81	0
	3	0	10/81	35/81	1

Tablo 3.3. ^{87}Rb D₂ çizgisi geçişleri için geçiş kuvvet katsayıları (C_F^2)

^{87}Rb D ₂ çizgisi için C_F^2 katsayıları					
		F_e			
		0	1	2	3
F_g	1	1/9	5/18	5/18	0
	2	0	1/18	5/18	7/9

Bu tez çalışmasında lazerlerin atomların enerji geçişlerine kilitlemesinde Zeeman yerine FM modulasyon teknikleri tercih edilmiştir. Bu nedenle tez çalışmasının geneli düşünüldüğünde atomların alan etkileşimleri ile ilgili daha detaylı bilgilerin verilmesi gerekli görülmemiştir.

Tartışmayı burada sonlandırmadan önce; lazerlerin frekansının kilitlemesinde önemli bir yeri olan süper-ince yapı yarılımları ile ilgili aşağıdaki ifadeleri vermekte fayda vardır. Her bir D-çizgisi bileşeninin süper-ince yapı yarılımları ile ilişkili Hamiltonyanı Denklem (3.44) ile ifade edilmektedir;

$$H_{\text{hfs}} = A_{\text{hfs}} I \cdot J + B_{\text{hfs}} \frac{3(I \cdot J)^2 + \frac{3}{2} I \cdot J - I(I+J)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (3.44)$$

Denklem (3.44)'teki eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim H_{EQ} Hamiltonyanıdır ve Denklem (3.45)'te tekrar verilmiştir;

$$H_{\text{EQ}} = B_{\text{hfs}} \frac{3(I \cdot J)^2 + \frac{3}{2} I \cdot J - I(I+J)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)} \quad (3.45)$$

H_{EQ} ; çekirdeğin elektrik kuadrupol momenti ile çekirdekte elektron tarafından oluşturulan e elektrostatik potansiyeli arasındaki etkileşim ile ilgili Hamiltonyan terimidir. İlk olarak Casimir tarafından elde edilmiştir (Bransden ve Joachain, 2009).

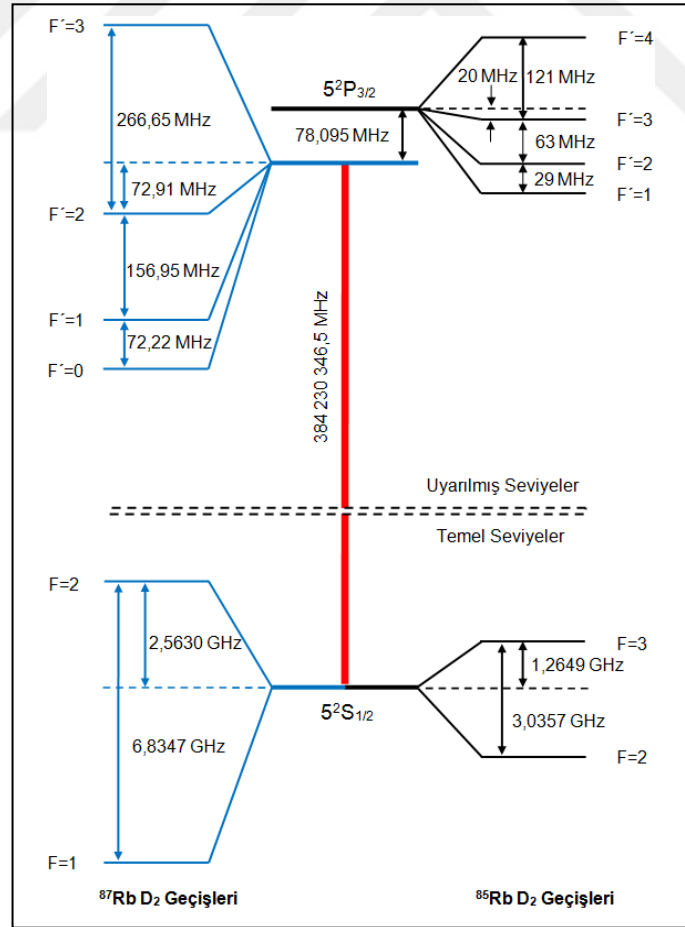
Manyetik dipol ve elektrik kuadrupol düzeltmesi ile birlikte toplam aşırı-ince yapı enerji kayması için Denklem (3.46) ifadesi yazılabilir;

$$\Delta E_{hfs} = \frac{1}{2} A_{hfs} K + B_{hfs} \frac{3}{2} \frac{K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} \quad (3.46)$$

Burada; A_{hfs} ve B_{hfs} sırası ile manyetik dipol ve elektrik kuadrupol sabitleridir (Steck, 2015), K için açık ifade Denklem (3.47)'de verilmiştir;

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \quad (3.47)$$

Şekil 3.10'da ^{87}Rb ve ^{85}Rb atomlarının D_2 çizgisi süper-ince enerji geçişleri verilmiştir.



Şekil 3.10. ^{87}Rb ve ^{85}Rb D_2 enerji geçişleri diyagramı (Himsworth ve Freearge, 2010)

Bu geçişler atomik fizik deneylerinde sıklıkla kullanılmaktadır. D_2 geçişleri daha çok atomların lazerlerle soğutulması deneylerinde, D_1 geçişleri ise; Elektromanyetik Etkili Saydamlık (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) ve çip-skala atomik manyetometre gibi doğrusal olmayan optik deneylerde kullanılmaktadır. ^{87}Rb temel enerji seviyesinin süper-ince enerji geçişleri ($\sim 6,834$ GHz) atomik saat uygulamaları için de önem taşımaktadır.

3.4. Lazer Doyum Soğurum Spektroskopisi

Doyum soğurum spektroskopisi atom ve moleküllerin Doppler bağımsız yüksek çözünürlüklü spektroskopisidir. Taranabilir lazerlerin kullanılması ile etkin bir şekilde kullanılmaya başlanmıştır.

Atomik veya moleküler bir enerji seviyesi ile rezonant monokromatik ve taranabilir bir lazer demeti, atom veya molekülün içinde bulunduğu bir ortamdan (atom veya molekül hücresi) geçirildiğinde atomik veya moleküler durumun temel enerji seviyesinden uyarılmış seviyeye olan geçişleri aracılığı ile soğurulur. Ortamdan geçen lazer demeti, frekansın bir fonksiyonu olarak monitör edildiğinde Doppler genişlemiş bir soğurum spektrumu gözlenir. Lazer demetinin karşı yönlerde hareket eden güçlü ve zayıf iki demet haline getirildiği (pump-probe) bir konfigürasyonda ise Doppler-bağımsız soğurum gözlenir. Doppler bağımsız soğurumda sadece her iki demet yönünde de hız bileşeni olmayan uyarılmış atomlarla etkileşim söz konusudur. Bir başka deyişle lazer demetlerine dik yönde hareket eden veya duran atomlarla etkileşim bulunmaktadır.

Atom lazer rezonant etkileşimi için gerekli koşul Denklem (3.48)'deki gibidir;

$$k \cdot v = \Delta\omega = \omega_L - \omega_0 \quad (3.48)$$

Lazer frekansı ile atomik geçiş frekansının rezonant ($\omega_L = \omega_0$) olması için Denklem (3.49) koşulu sağlanmalıdır;

$$k \cdot v_x = kv \cos \theta = 0 \quad (3.49)$$

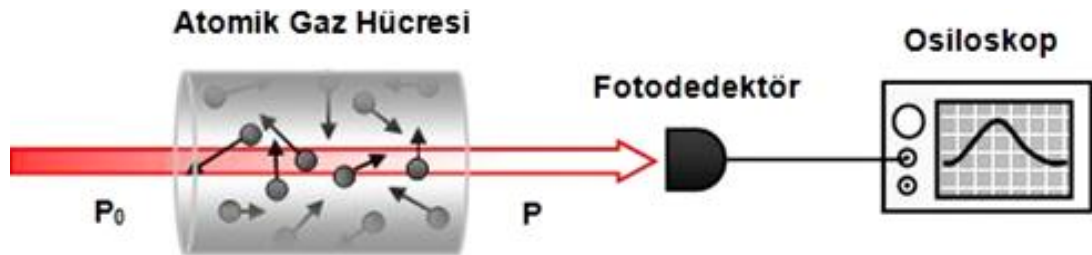
Duran ($v=0$) bir atom için bu koşul sağlanmaktadır. Hareketli ($v \neq 0$) bir atom için bu koşul; $\cos(\theta)=0$ yani $\theta=\pi/2$ olduğu durumda sağlanmaktadır.

Daha doğru bir deyiş ile sabit frekanslı bir lazer için k ilerleme vektörü yönünde bir hız bileşeni olan atomlar ile etkileşim olmamaktadır. Etkileşim sadece duran ve/veya

lazer demetine dik yönde hareket eden atomlar ile olmaktadır. Lazer demeti ilerleme vektörü yönünde hız bileşeni olan bir atom Doppler etkisinden dolayı asla $\omega_L - \omega_0 = 0$ koşulunu sağlayamayacaktır. Bununla birlikte; lazer taranabilirliği kullanılarak ω_L nin ω_0 ile rezonant olması sağlanabilir ve Maxwell hız dağılımına benzer Doppler spektrumları elde edilebilir. Elde edilen Doppler soğurum rezonansları lazer frekans kilitlemesinde kullanılmak için yeterince dar değildir (0,5 – 1 GHz). Lazer frekansının atomik veya moleküler enerji geçişlerine kilitleyerek daha kararlı hale getirilmesi için daha dar-bantlı keskin rezonanslara ihtiyaç duyulmaktadır. Dar-bantlı keskin rezonanslara olan ihtiyaç; lazer demetlerinin her ikisinin de karşı yönlerde hareket eden pump ve probe iki demet haline getirildiği, lazer demetlerinin (aynı lazerden elde edilen) her ikisinde aynı atomlar ve atomik grup (duran ve lazer demet ilerleme yönüne dik hareket eden atomlar) ile etkileşiminin sağlandığı bir konfigürasyon ile giderilmektedir. Bu spektroskopik yöntem; lazer demetleri ilerleme yönünde hız bileşeni olmayan atomlarla etkileşimden dolayı Doppler-bağımsız doyum soğurum spektroskopisi olarak adlandırılmaktadır.

Keskin soğurum rezonansları (çizgileri) neredeyse doğal çizgi kalınlığına sahiptir ve bazen Lamp dip olarak da adlandırılırlar. Soğurum rezonansları; rubidyum, sezyum ve sodyum atomları ile rahatlıkla gözlenebilmekte ve lazerlerin dar-bantlı enerji geçişlerine kilitlemesinde standart olarak kullanılmaktadır.

Bu bölümde; frekansı değişebilen lazer demetinin atomik gazla etkileşiminden, lazer fotonlarının atomlar tarafından soğurulmasından, etkileşim sonucunda elde edilen soğurum spektrumunun kullanılmasıyla hangi bilgilerin alınabileceğinden ve bu soğurum spektrumunun metrolojik uygulamalarından bahsedilecektir.



Şekil 3.11. Cam küvet içindeki atomik gazla etkileşime giren lazer ışın demeti

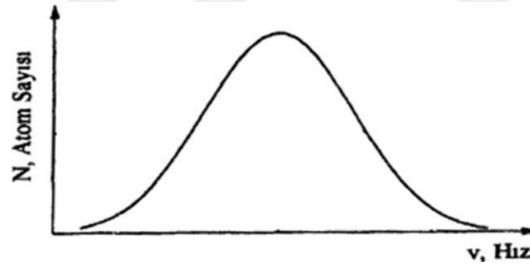
İçerisinde atomik bir gaz olan cam bir küvet varsayalım (Şekil 3.11). Bu cam küvetin içerisindeki atomların herhangi bir x yönü boyunca hız dağılımı (atomların sayısının onun hızına bağlılığı) Maxwell-Boltzmann hız dağılımına göre belirlenmiştir.

$$N=N_0 \frac{1}{v_0 \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{v_x}{v_0} \right)^2 \right] \quad (3.50)$$

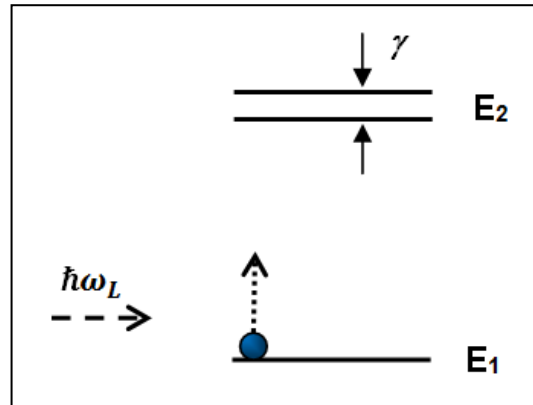
Burada; N_0 , atomların sayısının ortalama hızdaki maksimum sayısıdır. v_0 , atomların maksimum ortalama hızıdır. Bu küvet içerisindeki atomların sayısının onların hızına bağlılığı grafiği Şekil 3.12'de verilmiştir. Ayrıca; varsayalım ki, bu atomlar E_1 ve E_2 enerji seviyelerine sahiptirler. Şekil 3.13'te de görüldüğü gibi, eğer lazer demeti cam küvetin içerisinde bir x yönü boyunca geçerse atomların lazer demeti ile etkileşime girme olasılığı vardır. Eğer lazer frekansı, ω_L ; atomların E_1 enerji seviyeleri arasındaki farka denk gelirse, başka deyişle Denklem (3.51) koşulu sağlanırsa;

$$\omega_L = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (3.51)$$

ve de atomlar hareketsiz halde ise temel enerji seviyesindeki atom $\hbar\omega_L$ enerjisine sahip fotonu yutarak; E_1 temel enerji seviyesinden E_2 üst enerji seviyesine çıkaracaktır. E_2 enerji seviyesine çıkan atom orada doğal yaşam süresi τ_{nat} kadar kalacak ve daha sonra spontan olarak herhangi bir yöne bu fotonu bırakarak E_1 temel enerji seviyesine geri dönecektir.



Şekil 3.12. Maxwell dağılımında atom sayısının hızlarına göre değişimi



Şekil 3.13. Elektromanyetik dalgaın atom tarafından soğurumu

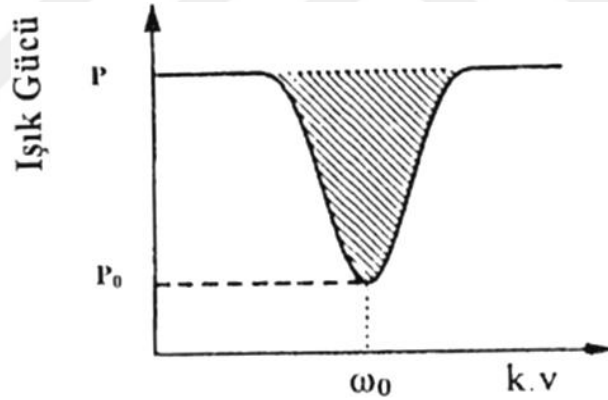
Rubidyum (Rb) atomları için bu $5P_{3/2}$ enerji seviyesindeki doğal yaşam süresi ~ 26 ns'dir. Rb atomları için Heisenberg belirsizlik ilkesi ile belirlenmiş E_2 enerji seviyesinin çizgi kalınlığı ~ 6 MHz olarak bulunmaktadır.

Eğer atomlar hareketli ise ki genelde görülen budur. v hızı ile hareket eden atomların k dalga vektörüne sahip lazer demeti ile etkileşiminin sağlanması için Doppler kuralına göre; lazer demetinin frekansının Denklem (3.52) ve Denklem (3.53) ile verilen kurala göre belirlenmesi gerekmektedir;

$$\omega_L - \omega_0 = k \cdot v \quad (3.52)$$

$$\omega_0 = \frac{E_2 - E_1}{\hbar} \quad (3.53)$$

Lazerin atomik gazla etkileşimi sonucunda lazer demetinin bir kısmı atomlar tarafından soğurulduğu için kuvvet çıkışındaki lazer demet gücü giriştekinden her zaman az olacaktır. Kuvvet çıkışındaki lazerin gücünün lazer frekansına bağlılığı atom sayısının hızla bağlılığı grafiğine benzer olacaktır (Şekil 3.14).



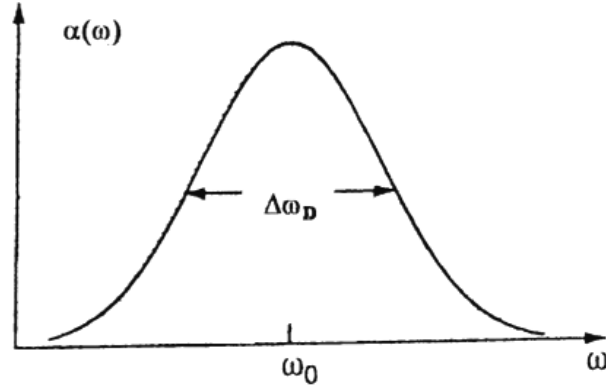
Şekil 3.14. Atomlar tarafından soğurulan lazer ışık gücünün atomların hızlarına göre değişimi

Lazer demetinin rezonans atomik gazla etkileşimi sonucunda gücünün kuvvet boyunca azalması aşağıdaki formüle göre gerçekleşmektedir;

$$P = P_0 e^{-\alpha l} \quad (3.54)$$

Burada; P_0 lazer demetinin kuvvet girişindeki gücü, l kuvvet uzunluğu, α ise atomların lazerin parametrelerine bağlı bir katsayıdır.

Etkileşim sonucunda elde edilen yutulma katsayısının frekansa bağlılığı ($\alpha(\omega)$), kuvvet içerisindeki atomik gazın frekansa bağlılık grafiğine çok benzerdir (Şekil 3.15).



Şekil 3.15. Atom soğurum rezonansında hızından dolayı oluşan Doppler genişlemesi

Doppler genişlemiş bu soğurum spektrumu, atomik geçiş frekansı, ν_0 , atomik kütle M ve sıcaklık T nin bir fonksiyonu şeklinde ifade edilebilir: Bu genişleme atomların termal (Maxwellian) hız dağılımının neticesindedir. Bir atomik gaz ile lazer ışınımının etkileşmesi esnasında, bu termal hareket; çoğu atomun, gelen lazer ışınımının frekansını Doppler kaymış olarak hissetmesine sebep olmaktadır. Dolayısı ile lazer ilerleme eksenini boyunca v_z hız bileşeni bulunan bir atom ve lazerin rezonant etkileşimi için lazer frekansının Denklem (3.55) koşulunu sağlaması gereklidir;

$$\nu_L = \nu_0 \left(1 + \frac{v_z}{c} \right) \quad (3.55)$$

Burada; c ışık hızı, Denklem (3.55) ise v_z 'nin $v_z \ll c$ olduğu bir durum için Doppler kayması ifadesidir.

Denklem (3.55), v_z cinsinden yeniden yazılırsa Denklem (3.56) elde edilir;

$$v_z = (\nu_L - \nu_0) \frac{c}{\nu_0} \quad (3.56)$$

Burada; $v_z > 0$ ve $v_z < 0$ durumları sırası ile lazer ve atomların aynı ve karşıt yönlü hareketlerine karşılık gelen durumları ifade etmektedir. Bir atomun hızının v ile $(v+dv)$ aralığında bulunma olasılığının Maxwell hız dağılımı ifadesi Denklem (3.57) ile verilebilir;

$$P(v_z)dv_z = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{Mv_z^2}{2k_B T}\right) dv_z \quad (3.57)$$

Denklem (3.56) ile verilen v_z ifadesinin ν_L ye göre türevi alınır;

$$dv_z = \frac{c}{v_0} dv_L \quad (3.58)$$

ifadesi bulunur. v_z ve dv_z ifadeleri Denklem (3.57)'de yerine konulursa Denklem (3.59) elde edilir;

$$P(v_z)dv_z = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \exp\left(-M\left((v_L - v_0)\frac{c}{v_0}\right)^2 / 2k_B T\right) \frac{c}{v_0} dv_L \quad (3.59)$$

Çizgi kalınlığı parametresi için Denklem (3.60) ifadesi yazılabilir;

$$\delta = 2\left(\frac{v_0}{c}\right) \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \quad (3.60)$$

Bu durumda, Denklem (3.59) bir ışınının v_L ile $v_L + dv_L$ frekans aralığında soğurulması olasılığı için yeniden düzenlenirse Denklem (3.61)'deki ifade elde edilir;

$$P(v_L)dv_L = \frac{2}{\delta\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{4(v_L - v_0)^2}{\delta^2}\right) dv_L \quad (3.61)$$

Bu ifade, çizgi kalınlığı parametresi cinsinden Gaussian bir ifadedir. Bir rezonansın genişliğini (yarı maksimumdaki tam genişliği (FWHM)) çizgi kalınlığı parametresini kullanarak;

$$\Delta v_{FWHM} = \Delta v_D = \delta\sqrt{\ln 2} = 2\frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{M} \ln 2} \quad (3.62)$$

formülü ile (Doppler çizgi genişliği) ifade etmek standart bir uygulamadır.

Işık hızı, c için $\sim 3 \times 10^8$ m/s, Boltzman sabiti, k_B için ise $1,38 \times 10^{-23}$ J/K değeri Denklem (3.62)'de yerine konulursa, Doppler çizgi genişliği için (Hz cinsinden) Denklem (3.63) elde edilir (Preston, 1996);

$$\Delta v_D = \sqrt{\frac{8k_B \ln 2}{c^2}} v_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \cong 2,92 \times 10^{-20} v_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (3.63)$$

Görüldüğü üzere Doppler çizgi genişliği; v_0 , M ve T nin bir fonksiyonu olarak ifade edilmiştir. Doppler soğurum rezonansının genişliği etkin bir şekilde küvet içi sıcaklık

(atomik gazın sıcaklığı) tarafından belirlenmektedir. Rezonant frekans (ν_0) için Hz, atomik kütle (M) için kg ve sıcaklık (T) için ise Kelvin birimi kullanılmaktadır.

Oda sıcaklığında (300 K) ^{87}Rb atomlarının D_2 çizgisi geçişi için Doppler genişlemesinin hesaplanması için; $\nu_0=384,5 \times 10^{12}$ Hz ve $M_{87}= 86,909 180 527$ akb = $86,909 180 527 \times 1,66053904 \times 10^{-27}$ kg değerlerinin Denklem (3.63)'te yerine konulması yeterlidir;

$$\Delta\nu_D \cong 2,92 \times 10^{-20} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}} = 2,92 \times 10^{-20} \times (384,5 \times 10^{12}) \times \sqrt{\frac{300}{86,9 \times 1,66 \times 10^{-27}}} \cong 512,6 \times 10^6 \cong 513 \text{ MHz}$$

Denklem (3.62) ifadesi;

$$\Delta\omega_D = (2\pi)\Delta\nu_D = 2 \frac{(2\pi)\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{M} \ln 2} = 2 \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{M} \ln 2} \quad (3.64)$$

formunda da yazılabilir.

Frekansı taranabilen ve gücü sabit lazer demetinin rezonans atomik gazla etkileşimi sonucunda merkez frekansı ω_0 olan ve çizgi kalınlığı $\Delta\omega_D$ olan soğurum spektrumu Şekil 3.15'te verilmiştir. Bu yöntemle atomların enerji geçişleri arasındaki fark;

$$E_2 - E_1 = \hbar(\omega_0 + \Delta\omega_D) \quad (3.65)$$

$\Delta\omega_D$ Doppler belirsizliği ile ölçülmüş olmaktadır. Bu belirsizlik atomların hız dağılımından kaynaklanmaktadır.

Şu ana kadar süre gelen tartışmalarda 2. dereceden Doppler etkileri ihmal edilmişti. Soğurucuların (atom, molekül ve iyon) yüksek hız (sıcaklık) durumları için; özellikle de hafif ve yüksek geçiş frekansına sahip soğurucular için 2. dereceden etkiler dramatik bir şekilde önem kazanmaktadır (Denklem (3.66)'da eşitliğin sağındaki 3. terim);

$$\nu = \nu_0 + \frac{k \cdot v}{2\pi} - \frac{v^2}{2c^2} \nu_0 \quad (3.66)$$

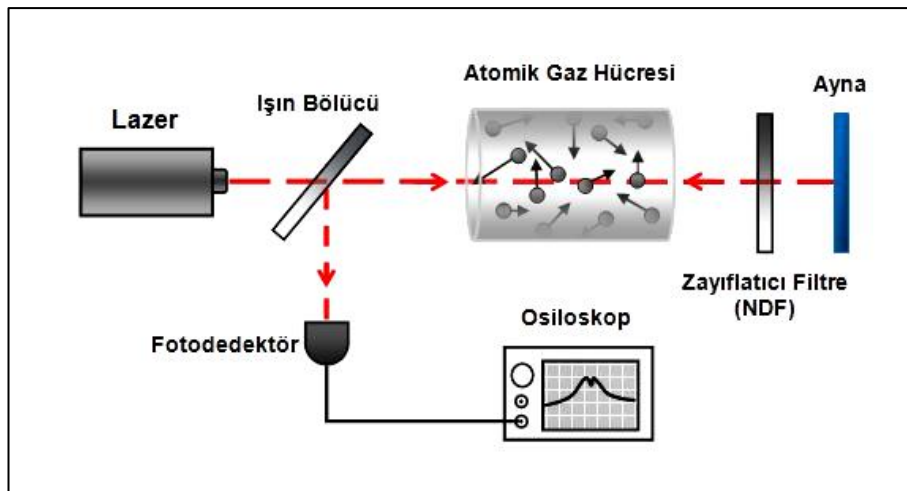
Quadratic terim etkileri soğurum çizgisi merkez frekansında kayma ve çizgi şeklinde asimetrilere sebebiyet vermektedir (Riehle, 2004).

Oda sıcaklığında (300 K) ve atomik kütlesi ~ 100 akb olan bir quantum soğurucu için Doppler genişliği $\Delta\omega_D \sim 10^{-6} \omega_0$ dır. Optik bölge frekansları için 100 MHz -10 GHz aralığında Doppler genişlemesi değerleri elde edilmektedir. Atomların lazerlerle soğutulması yöntemleri ile $< 10^{-3}$ K sıcaklıklar rahatlıkla elde edilmektedir. Fakat bu düşük sıcaklıklarda bile Doppler genişlemesi azda olsa hissedilmektedir. $< 10^{-6}$ K (μ K) sıcaklıklarda bile $10^4 - 10^6$ Hz değerlerinde Doppler genişlemesi mevcuttur.

Atomların soğutulması (hızlarının yavaşlatılması) Doppler rezonansının bandını mümkün olduğunca daraltmasına rağmen, ultrasoğuk serbest parçacıkların yüksek çözünürlüklü spektroskopisi için dahi Doppler-bağımsız doyum soğurum spektroskopisi yöntemlerine ihtiyaç duyulmaktadır (Bergquist, 1996).

Doppler-bağımsız doyum soğurum spektroskopisi ilk kez Lamb tarafından bir gaz lazerin kazanç eğrisinde gözlenmiş, ardından C. Borde ve T. Hansch tarafından geliştirilmiştir (Maddaloni ve diğ., 2013).

Bu yöntemde; atomik gazın, aynı lazerden elde edilen karşıt yönlerde hareket eden iki adet lazer demeti (pump – probe) ile etkileşimi söz konusudur (Şekil 3.16). Küvet içi gazı saydam hale getirmek için pump demetinin şiddeti olabildiğince yüksek tutulur. Buna rağmen; güç genişlemesi etkilerini minimumda tutmak için pump demeti şiddeti; doyum şiddeti (I_{sat}) değerinin hemen altındaki bir değere ayarlanmalıdır. Probe demetinin küvet içerisindeki transmittansı fotodedektör tarafından algılanmaktadır. Bu sinyal; arzulanan spektroskopik sinyaldir. Probe demet şiddeti tipik olarak pumb demet şiddetinden ~ 10 kat düşük tutulur. Şekil 3.16'da görülen zayıflatıcı filtre bu amaçla kullanılmaktadır.

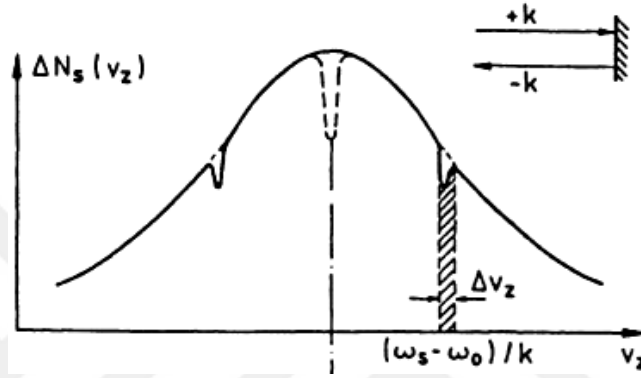


Şekil 3.16. Alt-Doppler doyum soğurum rezonanslarının gözlenmesi amacıyla kurulmuş deney düzeneği

Küvet içerisinde karşı karşıya gönderilmiş iki lazer demetinin frekansları aynı fakat yönleri başka deyişle dalga vektörleri (+k, -k) farklıdır. Bu nedenle Doppler etkisine göre eğer lazer frekansı ω_0 'a eşit değil ise karşı karşıya yönlendirilen iki lazer demeti farklı hızlarda;

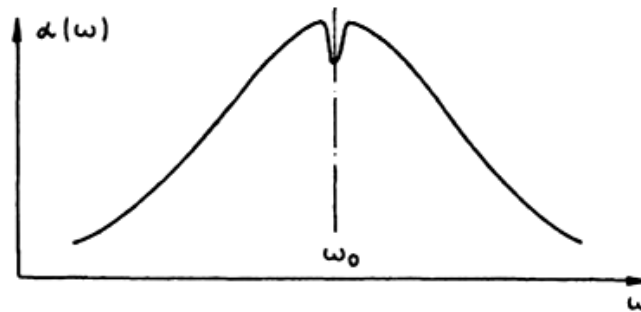
$$v = \frac{\omega_L - \omega_0}{k} \quad (3.67)$$

hareket eden atomik grup ile etkileşime girecektir (Şekil 3.17).



Şekil 3.17. Doppler soğurum spektrumu üzerinde bir lazer demeti ile elde edilen çökme (Demtröder, 2003)

Lazer frekansı ω_0 'a eşit olursa ($\omega_L = \omega_0$) her iki yöndeki lazer demetleri aynı grup atomlarla (lazer demetine dik olan atomlarla) etkileşime girecektir. Dedektöre gönderilen probe lazer demeti karşı yönde gönderilen pump lazer demetinin etkilediği atomik grupla aynı anda etkileşecektir (Şekil 3.18).



Şekil 3.18. Doppler soğurum spektrumunda rezonans frekansta ($\omega = \omega_0$) oluşan Lamb çukuru (Demtröder, 2003)

Pump lazer demeti E_1 seviyesindeki belli sayıdaki atomları E_2 enerji seviyesine çıkardığı için probe lazer demetinin E_1 seviyesinde algıladığı (etkileşime girdiği)

atom sayısında azalma görülecektir. Bu etkileşim ω_0 frekansında seçici bir karakter taşımaktadır. Bu seçiciliğin bantgenişliği $\Delta\omega_D$ ile değil γ tarafından belirlenmektedir.

Bir atomun üst enerji seviyesindeki yaşam süresi (τ) ile ilişkili doğal çizgi genişliği;

$$\gamma_{\text{nat}} = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.68)$$

formülü ile verilmektedir.

Bu genişleme Heisenberg belirsizlik prensibinin doğal bir sonucudur. Heisenberg prensibine göre; uyarılmış bir seviyedeki yaşam süresi ve enerji arasında aşağıdaki ilişki mevcuttur. Yaşam süresi ve enerjinin her ikisini de aynı hassasiyette bilmek mümkün değildir. Doğal yaşam süresi çizgi genişliği (γ_{nat}) ifadesi Heisenberg belirsizlik ifadesi kullanılarak aşağıdaki şekilde çıkarılabilir;

$$\Delta E \cdot \Delta T \sim \hbar \quad (3.69)$$

$$\hbar \Delta \omega \cdot \Delta \tau \sim \hbar \quad (3.70)$$

$$2\pi \Delta \nu \cdot \Delta \tau \sim 1 \quad (3.71)$$

$$\Delta \nu \sim \gamma_{\text{nat}} \sim \frac{1}{2\pi \Delta \tau} \quad (3.72)$$

^{87}Rb atomları için ($5^2P_{3/2}$) $\gamma_{\text{nat}}=6,065$ MHz'tir ve dolayısı ile üst enerji seviyesinin yaşam süresi $\tau=26,24$ ns olarak bulunmaktadır.

Gerçekte γ 'nın bandını genişleten birkaç fiziksel etkiden söz edilebilir. Bu etkiler; doyum etkisi (radiatif veya güç genişlemesi-power broadening olarak da adlandırılmaktadır), karşı karşıya gönderilen iki demet arasındaki açı (rezidüal Doppler genişlemesi) ve atomlar arasındaki çarpışma etkileridir. Bu durumda γ , Denklem (3.73) ile ifade edilebilir;

$$\gamma = \gamma_{\text{rad}} + \Delta\omega_D \cdot \theta + \gamma_{\text{çarp}} \quad (3.73)$$

Denklem (3.73)'te eşitliğin sağ tarafındaki 1. terim γ_{rad} , radiatif veya güç genişlemiş bant genişliğidir ve Denklem (3.74) ile ifade edilebilir;

$$\gamma_{\text{rad}} = \gamma_{\text{nat}} \sqrt{1 + S_0} \quad (3.74)$$

Burada γ_{nat} üst enerji seviyesindeki doğal yaşam süresi, S_0 ise rezonans durum doyum (satürasyon) parametresidir. Rezonans durum satürasyon parametresi için;

$$S_0 \equiv I / I_{\text{sat}} \quad (3.75)$$

ifadesi yerine konulursa (I , lazer ışınının şiddeti, I_{sat} ise doyum şiddetidir) γ için Denklem (3.76) ile verilen daha açık ifade elde edilir;

$$\gamma = \gamma_{\text{nat}} \sqrt{1 + I / I_{\text{sat}}} + \Delta\omega_D \cdot \theta + \gamma_{\text{çarp}} \quad (3.76)$$

Satürasyon parametresi, Einstein kendiliğinden yayılım (A_{21}), uyarılmış yayılım (B_{21}) ve uyarılmış soğurum (B_{12}) katsayıları cinsinden;

$$S \equiv 2B_{12} \frac{\rho(\nu)}{A_{21}} \quad (3.77)$$

şeklinde ifade edilebilir. $\rho(\nu)$ spektral enerji yoğunluğudur. $B_{21} = B_{12}$ alınır; uyarılmış seviye nüfus oranı için;

$$\frac{N_2}{N} = \frac{N_2}{N_1 + N_2} = \frac{S}{2(1+S)} \quad (3.78)$$

ifadesi elde edilir. N_1 ve N_2 sırası ile temel ve üst (uyarılmış) enerji seviyesi atom sayılarıdır.

Doyum soğurum spektroskopisi için doyum şiddeti kavramından bahsetmekte fayda vardır. Doyum şiddeti; Rb atomlarının $\frac{1}{4}$ ünün üst enerji seviyesinde bulunma olasılığının bulunduğu ışık şiddeti değeridir (Hachtel ve diğ., 2012). $S=1$ alınır ve Denklem (3.78)'de yerine konulursa uyarılmış seviye atom sayısı (N_2), toplam atom sayısının ($N=N_1+N_2$) $\frac{1}{4}$ ü olmaktadır. Benzer şekilde $S \gg 1$ alındığında, $N_2/N = \frac{1}{2}$ olmaktadır. Bu durumda; temel ve uyarılmış enerji seviyeleri eşit olarak nüfuslanmışlardır.

Doyum (satürasyon) şiddeti;

$$I_{\text{sat}} \equiv \frac{\pi h c}{3 \lambda^3 \tau} \quad (3.79)$$

şeklinde ifade edilebilir (Metcalf ve van der Straten, 1999).

Sabitler yerine konular, $\lambda=780,24$ nm, $\tau= 26,24$ ns alınırsa ^{87}Rb atomları için $I_{\text{sat}} = \sim 1,66$ mW/cm² değeri elde edilir.

Atomik frekans standartlarında kullanılan bazı atomik rezonans geçişleri için doyum şiddetleri (irradiance - birim: W/m²) Tablo 3.4'te verilmiştir (Riehle, 2004).

Rezonant eksitasyon veya soğurum kesit alanı için Denklem (3.80) kullanılırsa, I_{sat} ifadesi Denklem (3.81) şeklinde de yazılabilir (Sherlock ve Hughes, 2009);

$$\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi} \quad (3.80)$$

$$I_{\text{sat}} \equiv \frac{\hbar\omega_0}{2\sigma_0\tau} \quad (3.81)$$

Tablo 3.4. Atomik frekans standartlarında kullanılan bazı atomlarla ilgili bilgiler. γ doğal çizgi genişliği, I_{sat} ise doyum şiddetidir

Atom	Geçiş	Dalgaboyu (nm)	$\gamma = 1/(2\pi\tau)$ (MHz)	I_{sat} (mW/cm ²)
¹ H	1 ² S _{1/2} - 2 ² P _{3/2}	121,57	99,58	7244
²⁴ M	3 ¹ S ₀ - 3 ¹ P ₁	285,30	81	455
⁴⁰ Ca	4 ¹ S ₀ - 4 ¹ P ₁	422,79	34	59
⁸⁵ Rb	5 ² S _{1/2} - 5 ² P _{3/2}	780,24	6	1,6
⁸⁸ Sr	5 ¹ S ₀ - 5 ¹ P ₁	460,86	32	43
¹³³ Cs	6 ² S _{1/2} - 6 ² P _{3/2}	852,35	5,2	1,1

Lazer ışınım şiddetinin doyum şiddeti değerinde olduğu durum için; doğal çizgi genişliği karekök(2) çarpanı kadar genişlemektedir. Örnek olmak üzere lazer ışınımının şiddeti 5 mW/cm² olarak alınırsa, üst enerji seviyesi çizgi genişliği;

$$\gamma_{\text{rad}} = \gamma_{\text{nat}} \sqrt{1 + I/I_{\text{sat}}} \quad (3.82)$$

$$\gamma_{\text{rad}} \cong 6 \sqrt{1 + 5/1,66} \quad (3.83)$$

$$\gamma_{\text{rad}} \cong 12 \text{ MHz} \quad (3.84)$$

olmaktadır. Güç genişlemesi etkilerinin azaltılması için lazer ışık şiddeti mümkün olduğunca düşük tutulmalıdır. Fakat bu durumda, gerekli S/N (sinyal/gürültü) oranlarının elde edilmesinde güçlükler yaşanabilmektedir (Şekil 3.19) (Riehle, 2004).

Atomik geçişin yakınında soğurumun frekans bağımlılığı dikkate alındığında satürasyon parametresi S, S₀ (rezonans durum satürasyon parametresi) cinsinden başka bir Lorentzian olarak, Denklem (3.85) ile ifade edilebilir;

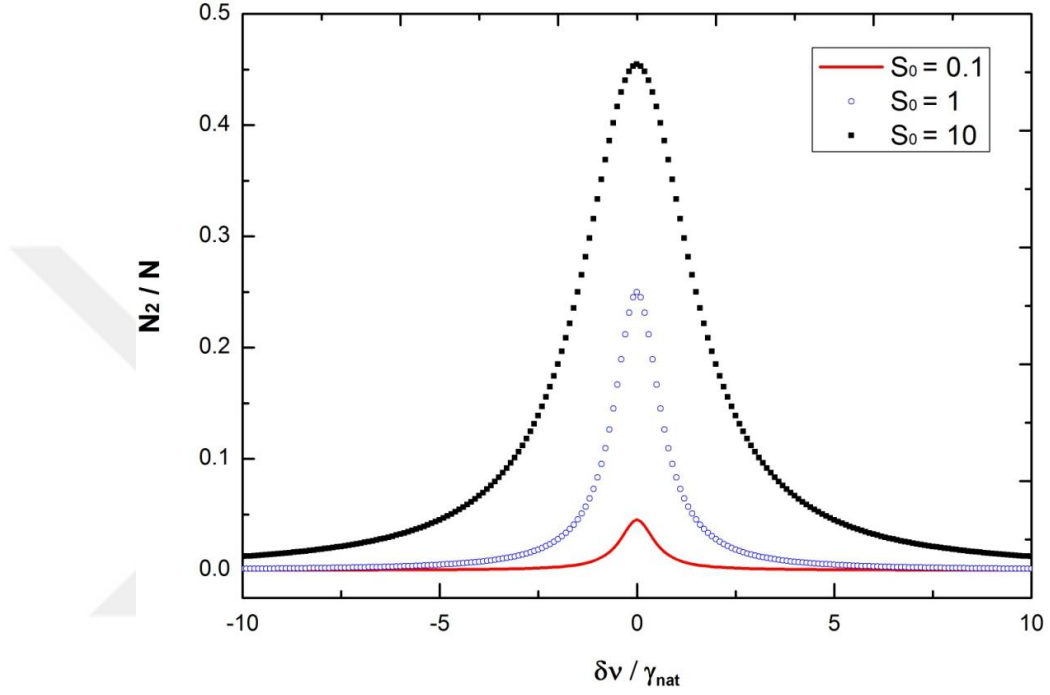
$$S = S_0 \frac{(Y_{\text{nat}}/2)^2}{(Y_{\text{nat}}/2)^2 + (\delta v)^2} \quad (3.85)$$

Dolayısı ile; Denklem (3.78) için geliştirilmiş ifade Denklem (3.86) ile verilebilir;

$$\begin{aligned} \frac{N_2}{N} &= \frac{S_0}{2} \frac{\left(\frac{Y_{\text{nat}}}{2}\right)^2}{(1+S_0)\left(\frac{Y_{\text{nat}}}{2}\right)^2 + (\delta v)^2} \\ &= \frac{S_0}{2} \frac{\left(\frac{Y_{\text{nat}}}{2}\right)^2}{(1+S_0)\left(\frac{Y_{\text{nat}}}{2}\right)^2 \left[1 + \frac{(\delta v)^2}{(1+S_0)\left(\frac{Y_{\text{nat}}}{2}\right)^2}\right]} \\ &= \frac{S_0}{2} \frac{1}{(1+S_0) \left[1 + \frac{(\delta v)^2}{(1+S_0)\left(\frac{Y_{\text{nat}}}{2}\right)^2}\right]} \\ &= \frac{S_0}{2(1+S_0)} \frac{1}{\left[1 + \frac{4}{(1+S_0)} \left(\frac{\delta v}{Y_{\text{nat}}}\right)^2\right]} \\ &= \frac{S_0}{2(1+S_0)} \frac{1}{\left[1 + \frac{4\delta v^2}{(Y_{\text{nat}}\sqrt{1+S_0})^2}\right]} \\ &= \frac{S_0}{2(1+S_0)} \frac{1}{\left[1 + 4\left(\frac{\delta v}{Y_{\text{rad}}}\right)^2\right]} \end{aligned} \quad (3.86)$$

Burada γ_{nat} , doğal çizgi kalınlığı, $\Delta\nu = \nu - \nu_0$ ise lazer frekansının atomik geçiş frekansından olan fark frekansıdır (detuning).

İki lazer demeti karşı karşıya çok küçük açıyla ayarlanmış ise ($\theta < 10^{-3}$ radyan) ve $\Delta\omega_D \sim 500$ MHz alınır, açıdan kaynaklanan bu genişleme 0,5 MHz ten küçük olacaktır (Akulshin ve diğ., 1990).



Şekil 3.19. $S_0=0,1, 1, 10$ rezonans durum satürasyon parametresi değerleri için spektral çizgideki güç genişlemesi kaynaklı genişlemeler

Yine karşı karşıya gönderilen demetlerin gücü soğurumun doyumunu için az ise ($S \ll 1$), yukarıda verilen formüle göre Rb atomları için Doppler-altı rezonanslarının çizgi kalınlığı $\gamma \cong \gamma_{\text{nat}} \cong 6$ MHz olarak elde edilecektir.

Basınç veya çarpışma genişlemiş Lorentzian bir çizgi şekli profili, T_2 çarpışmalar arası ortalama zaman olmak üzere;

$$\gamma_{\text{çarp}} = \Delta\nu_{\text{çarp}} = \frac{1}{\pi T_2} \quad (3.87)$$

şeklinde ifade edilebilir. Çarpışmalar arası ortalama zaman, basıncın tersi ile orantılı olduğundan ($\propto 1/p$), $\gamma_{\text{çarp}}$ 'nin basınçla doğru orantılı olacağı açıktır. Dolayısı ile çarpışma kaynaklı genişlemeler için;

$$\gamma_{\text{çarp}} = C_p p \quad (3.88)$$

ifadesi verilebilir (Maddaloni ve diğ., 2013). Burada; C_p , ilgili geçiş için karakteristik olan basınç genişlemesi katsayısı, p ise gaz basıncıdır.

C_p katsayısının deneye başvurmadan sayısal olarak hesaplanması oldukça zorlu teorik hesaplamalar gerektirmektedir. C_p katsayısı için deneysel olarak elde edilen tipik değerler 10 MHz / Torr şeklindedir. Basınç genişlemesi ile birlikte sadece çizgi genişlemeleri gözlenmemektedir, bunun yanısıra frekans cinsinden çizgi kaymaları da gözlenmektedir. Bu kaymalar oldukça küçüktürler ve sıklıkla < 1 MHz / Torr değerlerindedir (Bernath, 2005). Buna rağmen; çok hassas spektroskopik ölçümler için önemli hale gelebilmektedirler (Hamid ve diğ., 2003).

Küvet içi yeterli yüksek basınçlarda, hareket halindeki atomların çarpışma sayısı artmakta ve Rb atomları enerji seviyelerinde meydana gelen pertürbasyonların neticesinde genişlemeler olmaktadır. Bu tür genişlemeleri bertaraf etmek için; küvet içi Rb buhar basıncının arzulanan sinyal üretimi için yeterli, fakat basınç genişlemesine sebebiyet vermesinin de önüne geçilecek kadar düşük değerlerde tutulması önemlidir.

Oda sıcaklığında Rb atomları için çarpışma hemen hemen yok gibidir. Rb atomları için serbest uçuş mesafeleri 300 m olarak bilinmektedir. Küvet uzunluğu 5 cm olduğundan çarpışma yok sayılır ve $\gamma_{\text{çarp}}$ terimi ihmal edilebilir.

İlave genişleme mekanizmaları ile ilgili tartışmalar ise aşağıda verilmiştir:

Atomik buhar küvetinden geçirilen lazer demetinin kolime olduğu durumda; atom veya moleküller lazer ışınımı ile sonlu bir zaman süresince etkileşime girmektedir. Bu zaman; geçiş (transit) veya etkileşim (interaction) zamanı olarak adlandırılmaktadır ve Denklem (3.89) ile verilmiştir;

$$\tau_{\text{trans}} = \frac{d}{v} \quad (3.89)$$

Burada; d , lazer demet çapı, v ise atom veya moleküllerin hızıdır. Geçiş zamanının (etkileşim zamanı) bilindiği durumda, geçiş zamanına bağlı çizgi genişlemesi ifadesi Denklem (3.90) ile ifade edilebilmektedir (Bernath, 2005);

$$\gamma_{\text{trans}} = \Delta v_{\text{trans}} = \frac{0,89}{\tau_{\text{trans}}} \quad (3.90)$$

300 m/s hız ile 1 mm çapında bir lazer demeti içinden dik olarak geçen bir atom için geçiş süresi; $\tau_{\text{trans}} = 3,3 \times 10^{-6}$ s dir. Bu durumda, geçiş zamanı genişlemesi; $\Delta v_{\text{trans}} = 0,270$ MHz olarak bulunmaktadır.

Atomik buhar küvetinden geçirilen lazer demetinin kolime olmadığı durumda, küvet boyunca demete dik yönde hareket eden atomik geçiş süresi (transit time) farklılık gösterecektir. Bu durum için geçiş süresi genişlemesi için açık ifade;

$$\gamma_{\text{trans}} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi} \cdot \frac{k_B T}{M} \cdot \frac{1}{w_0}} \quad (3.91)$$

şeklinde verilmektedir (Maddaloni ve diğ., 2013). Burada; w_0 Gaussian lazer demetinin, demet belindeki yarıçapıdır.

Lazer ışınının dalga yüzeyi (wavefront) eğrilikleri de lamp dip (rezonansların) genişlemesine sebep olmaktadır. Demet dalga cephesi (yüzeyi) eğriliklerinden kaynaklanan genişlemenin açık ifadesi;

$$\gamma_{\text{wavefront}} = \frac{\Delta v_{\text{Doppler}}}{\sqrt{2\pi R/\lambda}} \quad (3.92)$$

şeklindedir (Maddaloni ve diğ., 2013). R, dalga cephesi eğrilik yarıçapıdır.

Diyot lazerler doyum soğurum spektroskopisinde yaygın bir şekilde kullanılmaktadırlar. Yukarıda bahsedilen genişlemelere ilaveten; lazer çizgi kalınlığının Doppler-altı rezonansın çizgi kalınlığından büyük olduğu durumda lazer çizgi kalınlığından kaynaklanan rezonans genişlemesinden bahsedilecekti. Diyot lazerlerin dış kaviteli hale getirilmesi ile lazer çizgi kalınlığı rahatlıkla birkaç yüz kHz'lere kadar daraltılabilmektedir. Bu nedenle, dar bantlı lazerler için; lazer çizgi kalınlığından kaynaklanan genişleme etkisi ihmal edilebilir (Himsworth ve Freearde, 2010).

Doppler genişlemesi Gaussian eğri formunda iken, diğer genişlemeler Lorentzian eğriler ile ifade edilebilmektedirler. Dolayısı ile genişlemiş soğurum spektrumları, Voigt Profili olarak adlandırılan Gaussian ve Lorentzian eğrilerin bir konvolüsyonu şeklindedirler (Azmoun ve diğ., 2017).

Yukarıda sürdürülen tartışmalar neticesinde, doyum soğurum spektroskopisi yöntemi ile atomların enerji seviyeleri E_2-E_1 arasındaki farkı şu doğrulukla elde etmek mümkün olacaktır (Celik, 2000);

$$E_2-E_1=\hbar(\omega_0+\gamma) \quad (3.93)$$

Ayrıca, doyum soğurum spektroskopisi ile fizik ve metrolojide önem taşıyan şu bilgileri elde etmekte mümkündür;

- Spektral çizgilerin frekanslarının ölçülmesi ile atomların enerji seviyeleri hakkında bilgi elde edilmesi
- Çizgi yoğunluğundan (line intensity) veya soğurum genliğinden atomun enerji seviyeleri arasındaki geçiş olasılıklarının hesaplanması
- Spektral çizgilerin doğal genişliklerinden uyarılmış seviye atomlarının bu seviyelerdeki ortalama yaşam sürelerinin elde edilmesi
- Doppler genişliğinin ölçülmesiyle, soğuran ve ışınım yapan atomların hız dağılımları ve sıcaklıklarının belirlenmesi
- Spektral çizgilerdeki ışık basıncından dolayı olan genişlemeler, atomlar arasındaki çarpışmalar ve atomlar arasındaki potansiyel çekim kuvvetleri hakkında bilgi edinilmesi
- Spektral çizgilerdeki Zeeman ve Stark bölünmeleri aracılığıyla, atomik enerji geçişlerinin dış manyetik ve elektrik alan altındaki davranışları hakkında bilgi elde edilmesi
- Soğurum spektroskopisinin alt-Doppler (sub-Doppler) şekilleri elde edilerek lazer frekansının bu spektral çizgilerde kilitlenmesinde kullanılırlar. Bu doyum soğurum rezonansları, referans frekansa sahip bir rezonans sistem olarak kullanılmaktadırlar.

Şu ana kadar, ölçümlerde kullanılan dar bantlı, taranabilir dış kaviteli diyot lazerler ile ilgili kavramsal ve tasarımsal bilgiler verildi. Lazerlerin frekansının kilitlenmesinde kullanılacak dar bantlı rezonansların nasıl elde edilebileceği ile ilgili bilgiler aktarıldı. Yine; alkali metal atomlarından olan ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları ile ilgili detaylı bilgiler verildi. Lazerlerin Rb atomları ile etkileşiminden elde edilen rezonanslar ve bazı fiziksel etkenlerden dolayı bu rezonansların genişlemesinden bahsedildi. Bunlara ilave olarak; Doppler-bağımsız dar bantlı rezonanslara olan ihtiyaç da göz önünde bulundurularak, detaylı bir şekilde Doppler-bağımsız (alt-Doppler) doyum soğurum spektroskopisi yöntemi anlatıldı. Tez çalışmasında gerçekleştirilen yerdeğiştirme ve açı ölçümleri, lazerlerin frekans kilitlenmesi ile yakın ilişkilidir. Lazerlerin atomik

enerji geçişlerine kilitlemesi, aynı zamanda izlenebilir ölçümleri de olanaklı hale getirmektedir. Bilindiği üzere, atomik veya moleküler sabitler evrensel değişmezlerdir ve belli koşullar altında, doğru ve tekrarlanabilir ölçümleri mümkün kılmaktadırlar.

Bir sonraki bölümde; lazerlerin alt-Doppler rezonanslara kilitlemesi ile ilgili bilgiler verilecektir. Aynı bilgiler; lazerlerin Fabry-Perot interferometresinin rezonanslarına kilitlemesinde de kullanıldığından daha da önemli hale gelmektedir. Alt-Doppler rezonansın tepesinde lazerin kilitlemesi ile ilgili gerekli olan eğim bulunmamaktadır. Bu nedenle; bu sinyalin Lock-in amfi kullanılarak türevinin elde edilmesi ve frekans kilitlemesi için uygun (dispersive) hale getirilmesi ile ilgili kavramlar tanıtılacaktır.

3.5. Lazer Frekansının Atom ve Moleküllerin Enerji Geçişlerine Kilitlemesi

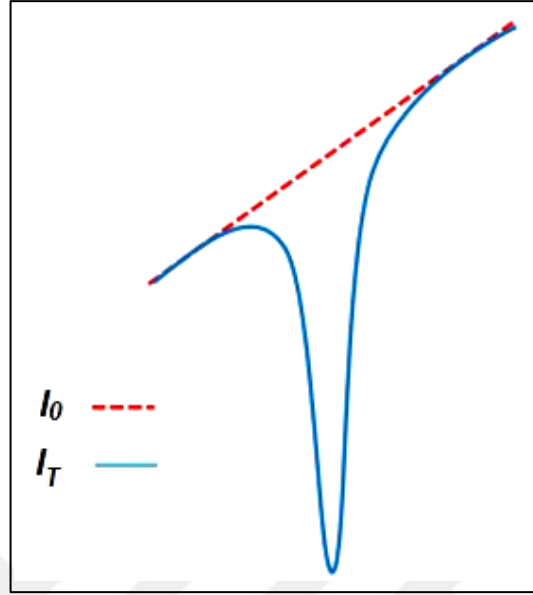
Hassas ölçümlerde kullanılacak lazerlerin frekans stabilizasyonu, lazerlerin atom veya moleküllerin enerji geçişlerine kilitlemesi veya Fabry-Perot interferometrelerinin refleksiyon veya transmisyon rezonanslarına kilitlemesi yöntemleriyle sağlanabilir.

Bir önceki bölümde lazer kilitlemesi için önemli olan, atomik geçiş rezonansları ve bu rezonansları etkileyen ve genişlemelerine sebep olan, etkenlerden bahsedilmişti. En genel anlamda lazer atom etkileşmesiyle rezonans elde etmek için modüle edilmemiş bir lazerin ilgilenilen spektral aralıkta taranması yeterli olmaktadır. Dalga boyu taranabilir lazer ışınımı, soğuran gaz veya ortam içerisinden geçirilerek bir foto algılayıcıya düşürülür. Lazer frekansının atomik geçiş frekansına denk geldiği bölge etrafında taranması sonrasında Şekil 3.20'de verilen soğurum rezonansı elde edilebilir.

Bu rezonans; eğimli bir arka plan üzerine oturmuştur. Bu arka plan, lazerin akım veya sıcaklığının değiştirilerek lazerin taranması esnasında lazer çıkış gücünün değişmesinin neticesinde görülmektedir. Doğrudan yöntem olarak adlandırılan bu yöntem ile elde edilebilen hassasiyetler limitli, Sinyal – Gürültü Oranları (SNR) ise düşük olmaktadır.

Zayıf soğurum ve Fabry-Perot rezonansları dedeksiyonunda iyileştirmelerin sağlanması amacı ile modülasyon teknikleri kullanılmaktadır. Bu tekniklerden biri düşük frekans modülasyonu (FM) veya lock- in dedeksiyon tekniğidir. Diğer teknik ise Yüksek Frekans Modülasyon tekniğidir. Yüksek frekans modülasyon tekniği;

Pound-Drever-Hall (PDH) veya sideband modülasyon tekniği olarak da adlandırılmaktadır.



Şekil 3.20. Doğrudan soğurum tekniği ile elde edilebilecek gaz soğurum rezonansı (Vadillo, 2012)

3.5.1. Lock-in dedeksiyon yöntemi

Bu yöntemde lazer çizgi kalınlığı, atom veya molekül soğurum rezonansı veya Fabry-Perot interferometresi rezonansının FWHM çizgi kalınlığından daha düşük olmalıdır. İlgilenilen çizgi kalınlıklarının ~MHz'ler mertebesinde olduğu durumlar için modülasyon frekansının mertebesi ~ kHz' ler olmalıdır ($\approx \text{kHz} / \text{MHz}$) (Vadillo, 2012).

Modülasyon sıklıkla lazer akımı (hızlı) veya kavite boyunu değiştiren PZT'ler (yavaş) aracılığıyla sağlanmaktadır.

Lock-in dedeksiyon yöntemi şematik gösterimi Şekil 3.21'de verilmiştir. Şekil 3.21 ile ilgili açıklayıcı bilgiler verilmeden önce, lock-in yöntemi ile ilgili bazı matematiksel ifadelerin verilmesinde fayda görülmüştür.

Lazer frekansı ω_0 olmak üzere; modülasyon genliği m , frekansı Ω (dither frekansı) olacak şekilde modüle edildiğinde, modüleli lazer frekansı için zamana bağlı aşağıdaki ifade elde edilir;

$$\omega = \omega_0 + m \sin \Omega t \quad (3.94)$$

Bu durumda atomik hücreden geçen ışımının şiddeti I_T ;

$$I_T(\omega) = I_T(\omega_0 + m \sin \Omega t) \quad (3.95)$$

şeklinde yazılabilir. $\delta\omega$ rezonansın çizgi kalınlığı olmak üzere; $m \ll \delta\omega$ ve $\Omega \ll \delta\omega$ alınır; I_T Taylor serisine açılabilir;

$$I_T(\omega) = I_T(\omega_0) + m \sin \Omega t \frac{dI_T}{d\omega} + \frac{m^2 \sin^2 \Omega t}{2!} \frac{d^2 I_T}{d\omega^2} + \frac{m^3 \sin^3 \Omega t}{3!} \frac{d^3 I_T}{d\omega^3} + \dots \quad (3.96)$$

Sadeleştirme için aşağıda verilen trigonometrik özdeşlikler;

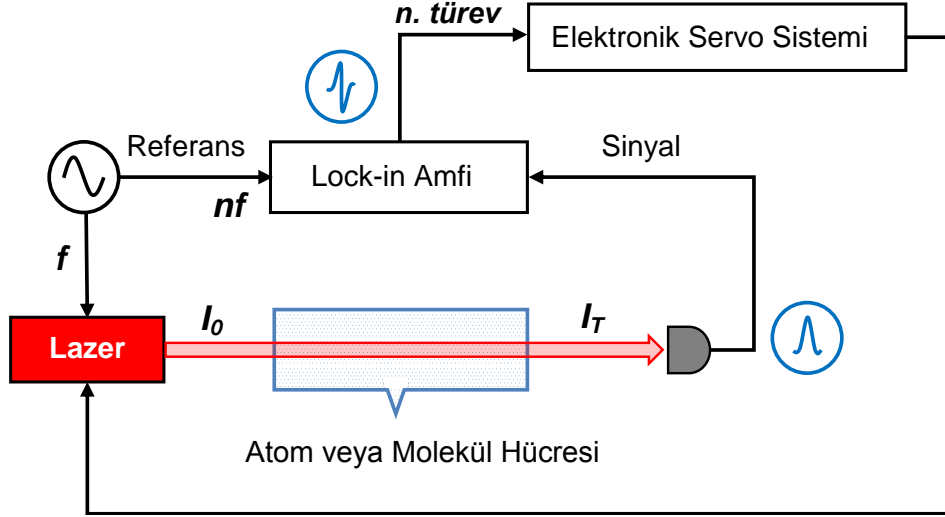
$$\cos 2\Omega t = \cos^2 \Omega t - \sin^2 \Omega t = 1 - 2 \sin^2 \Omega t \quad (3.97)$$

$$\sin^2 \Omega t = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\Omega t) \quad (3.98)$$

kullanılır ve terimler yeniden düzenlenirse, $I_T(\omega)$ Denklem (3.99) ile ifade edilebilir;

$$I_T(\omega) = \left[I_T(\omega_0) + \frac{m^2}{4} \frac{d^2 I_T}{d\omega^2} + \dots \right] + \sin \Omega t \left[m \frac{dI_T}{d\omega} + \frac{m^3}{8} \sin^2 \Omega t \frac{d^3 I_T}{d\omega^3} + \dots \right] + \cos 2\Omega t \left[-\frac{m^2}{4} \frac{d^2 I_T}{d\omega^2} + \dots \right] + \dots \quad (3.99)$$

Görüldüğü üzere geçen ışık şiddeti bir adet DC teriminin yanısıra; Ω , 2Ω vb frekanslarda salınım yapan terimleri içermektedir. Modülasyon yeterince küçük olduğundan ($m \ll \delta\omega$), parantezler içindeki ilk terimler baskındırlar. Ω frekansında faz duyarlı dedeksiyon uygulanırsa; $\sin \Omega t$ teriminin katsayısı bulunur. m çok küçük olduğundan bu katsayı geçen ışık şiddetinin (soğurum veya interferometrik rezonansın) birinci türevi ile m 'nin çarpımının neticesinde elde edilir. Benzer şekilde 2Ω frekansında faz duyarlı dedeksiyon neticesinde 2. türev, 3Ω frekansında faz duyarlı dedeksiyon neticesinde 3. türevler vb. elde edilir (URL-12), (Smith ve diğ., 2008). Bu nedenle Frekans Modülasyon Spektroskopisi; türev spektroskopisi olarak da adlandırılır.



Şekil 3.21. Lock-in dedeksiyon yöntemi şematik gösterimi

Lock-in amfi çıkışındaki n . dereceden türev sinyalinin genliği modülasyon sinyalinin genliğine (modülasyon derinliği) bağlıdır. Lock-in amfi çıkışındaki türevin derecesi ise Lock-in referans sinyalinin modülasyon frekansının n .ci katı olduğu ile ilgilidir (Vadillo, 2012). Lock-in yükselteç aracılığı ile şebeke filtreleri (50 - 60 Hz notch), diğer filtreler, hassasiyet (sensitivity) ayarlamaları, zaman sabiti ve faz ayarlamaları yapılarak, faz duyarlı dedeksiyon gerçekleştirilir.

Lock-in amfi çıkışında elde edilen türev sinyali dispersiv bir karakter sergilemekte, dolayısıyla kilitleme rezonansın tepesinde değil de tepe noktasına karşılık gelen türevin sıfır olduğu seviyede gerçekleşmektedir. Rezonansın tepe noktasının yer değiştirmeleri sinyali sıfır etrafında + ve - değerlere taşımakta ve elde edilen hata (error) sinyali lazer kilitlenmesinde kullanılmaktadır. Modülasyon teknikleri kullanılarak, rezonans arka planları (Doppler arka planı gibi) belli bir dereceye kadar baskılanmakta bu ise elde edilen verinin Sinyal- Gürültü oranlarında iyileşmelere sebebiyet vermektedir.

Lock-in amfi çıkışındaki türev sinyalinin derecesi artırılarak arka plan etkileri daha fazla giderilebilir fakat bu durumdaki sinyal seviyelerindeki düşüşler de göz önünde bulundurulmalıdır (Blair ve Sydenham, 1975).

He - Ne / I_2 ve benzeri lazerlerde, lazer frekans stabilizasyonu için 3. dereceden türev sinyalleri yaygın olarak kullanılmaktadır (Morinaga ve Tanaka, 1978; Hamid ve diğ., 2005).

Şekil 3.21’de lazer frekansının atom ve moleküllerin enerji geçişlerine kilitlenmesi demonstre edilmiştir. Doyum soğurum spektroskopisi olarak da adlandırılabilen bu yöntemde Doppler-bağımsız rezonansların elde edilebilmesi için hücreden geçirilen lazer ışımalarının karşı yönlerde hareket ettiği pump-probe konfigürasyonlara geçilmesi gereklidir. Bu durumda dahi Doppler-bağımsız rezonanslara Doppler arka plan eşlik etmektedir. Lock-in amfi çıkışında Doppler arka plan nispeten baskılanmakla birlikte Doppler arka planının etkin bir şekilde kaldırılması amacı ile Double balanced fotodedeksiyon yöntemi tercih edilmelidir. Bu yöntemde lazer ışması iki kola ayrıştırılarak hem pump-probe (Doppler-bağımsız + Doppler arka plan) hem de probe (Doppler arka plan) olmak üzere iki adet lazer atom/molekül etkileşimi kanalı özdeş fakat ters yönlü iki adet fotodedektöre düşürülerek, dedektör çıkışında sıfır arka planda sadece Doppler-bağımsız soğurum rezonansları elde edilir.

Düşük veya yüksek frekans modülasyon tekniklerinde lazer modüle edilmekte bu ise bazı hassas ölçümler için istenmeyen bir durum oluşturmaktadır. Lazerin kendisinin modüle edilmediği örneğin Zeeman modülasyon tekniği kullanılarak bu sorun giderilebilir. Zeemann modülasyon tekniğinde lazer yerine, lazerin içerisinden geçirildiği atom veya moleküler enerji geçişleri modüle edilir. Bunun için atom veya molekül hücresi etrafına sarımlar sarılarak atom veya moleküler geçişleri modüle edecek şekilde akım uygulanarak manyetik alan modülasyonları gerçekleştirilir. İstenmeyen manyetik alan etkilerinin azaltılması için hücre ve sarım etrafına manyetik koruma (mu-metal shielding) yapılması yaygındır.

3.5.2. Yüksek frekans modülasyonu

Yüksek frekans modülasyonunda, modülasyon frekansı soğurum veya interferometrik rezonansın çizgi kalınlığından çok daha büyük olmalıdır. Yüksek frekans modülasyonunda (1 MHz – 1 GHz) lazer taşıyıcı emisyon frekansının etrafında modülasyon frekansı ve modülasyon frekansının harmonikleri kadar ötelenmiş yanbantlar görülmektedir. Taşıyıcı frekansın etrafındaki yanbant rezonansların sayısı lazere uygulanan modülasyon sinyalinin genliği ile ilişkilidir. Modülasyon sinyalinin genliği öyle bir ayarlanır ki tipik olarak yalnızca 1. yanbantlar gözlemlenir.

Modülasyon sinyali genliğinin büyük olduğu durumlarda yüksek dereceden yanbantlar da uyarılır. Bu durumda taşıyıcı ve yanbant rezonansları arasında fark

frekans etkileri oluşmakta ve bu algılanan sinyali etkileyip daha karmaşık hale getirebilmektedir. Yüksek frekans modülasyonu; dedeksiyon frekansını daha yüksek frekans değerlerine öteleyerek lazer ve lazer elektroniği kaynaklı düşük frekans gürültülerini ($1/f$ noise) azaltmaktadır.

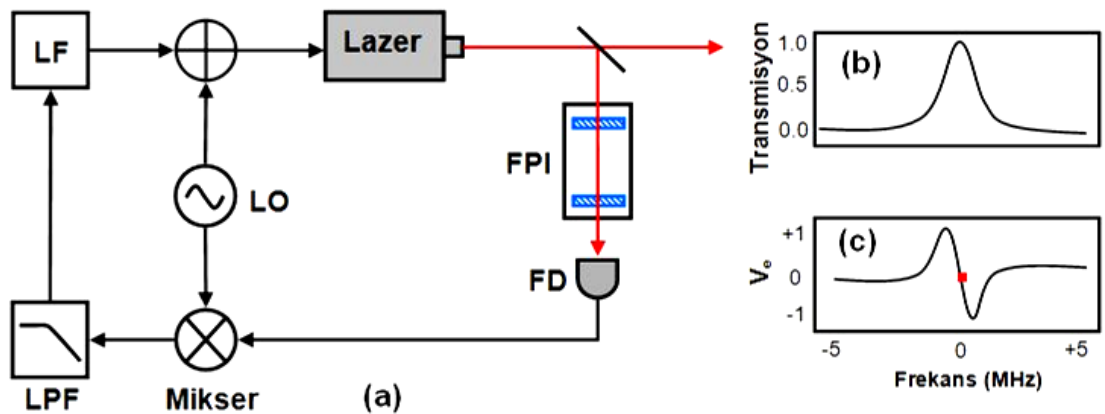
Yüksek frekans modülasyon yönteminde de Lock-in dedeksiyon yöntemine benzer şekilde faz duyarlı de-modülasyon gerçekleştirilmektedir. Fakat bu kez Lock-in amfi yerine çok daha pahalı ve gürültüye duyarlı yüksek frekans komponentlerle çalışılmaktadır. Lazerlerin yüksek finesse Fabry-Perot interferometrelere kilitlenmesinde en sık kullanılan yöntemlerden biri olan yüksek frekans modülasyonunu kullanan Pound-Drever-Hall, PDH yöntemi ile ilgili şematik bir gösterim (Şekil 2.5) lazer frekans diskriminasyonu kesiminde verilmiştir. Konu ile ilgili daha detaylı bilgiler E. D. Black (2001) ve R. W. P. Drever ve diğ. (1983) tarafından yazılan makalelerde de verilmiştir.

Yüksek frekans modülasyon tekniği lazerlerin doğrudan modüle edilmesi yoluyla gerçekleştirildiği için artık genlik modülasyonu (residual amplitude modulation) problem oluşturabilmektedir. Harici frekans modülasyonu tekniği kullanılarak artık genlik modülasyonu etkileri minimize edilebilmektedir. Harici modülasyon bileşenleri olarak Elektro-Optik Modulatör (EOM) ve Akusto-Optik Modülatörler (AOM) kullanılabilir. Harici bileşenlerin kullanıldığı yüksek frekans modülasyonu tekniği doğrudan modülasyon verimlilikleri zayıf olan Dış Kaviteli Diyot Lazerlerin (ECDL) modülasyonu için oldukça uygundur (De Labachellerie ve diğ., 1992). Şekil 3.23'te lazerin doğrudan modülasyonu yerine harici EOM komponentinin kullanıldığı bir deney düzeneği şematik olarak gösterilmiştir.

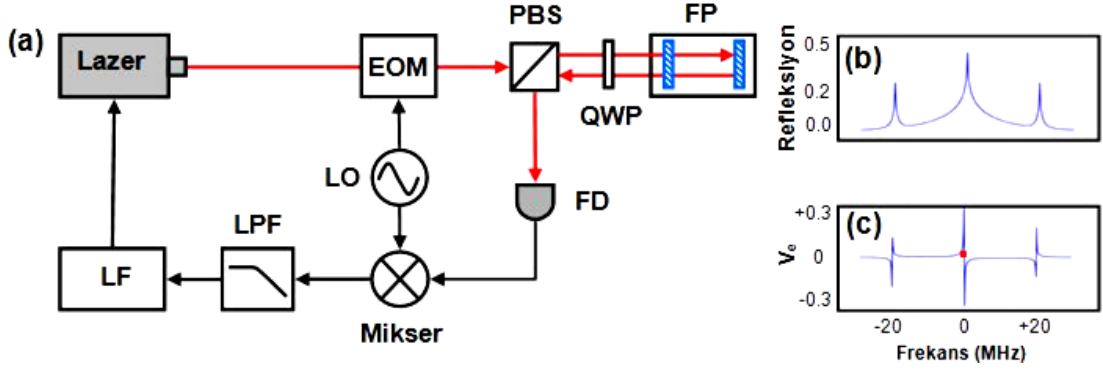
Rovera ve diğ. (1994) tarafından yazılan Cs atomlarının D_2 enerji geçişlerine kilitlenen diyot lazer sistemi ile ilgili makale ise düşük frekans modülasyon tekniğinin kullanıldığı önemli çalışmalardan biri olarak gösterilebilir. Bu çalışmada dedektör çıkışında elde edilen soğurum sinyali yükseltilmiş, filtrelenmiş ve kendileri tarafından tasarlanmış bir senkron demodülatör aracılığı ile demodüle edilmiştir. Demodülatör çıkışı (Lock-in amfi çıkışına benzer şekilde) elektronik servo sisteminin hata sinyali olarak işlev görmüş, bu hata sinyali ise iki çıkışlı bir kontrolcü devresine verilmiştir. Kontrolcü devresinin çıkışlarından bir tanesi; hızlı değişimler için lazer akım kaynağının modülasyon girişine verilmiş, diğeri ise çevresel ve sıcaklık değişimleri kaynaklı kaymalar gibi daha düşük hızlı değişimler için dış kaviteli diyot lazerin kavite boyunu değiştiren PZT seramik yüksek gerilim kaynağı girişine verilmiştir.

Genellikle hata sinyalleri; lazer besleme akımı, kavite boyunu değiştiren PZT gerilimi, lazer ve/veya lazer diyot sıcaklığını değiştiren peltier vb elemanlara uygulanan akım yoluyla sisteme tanıtılmaktadır (Vadillo, 2012). Sıcaklık yöntemi; akım ve PZT yöntemlerine kıyasla daha düşük cevap hızlarına sahiptir. Buna rağmen düşük hızlı sıcaklık cevaplarının yeterli olduğu, lazerlerin çok daha büyük bir dalgaboyu aralığında taranabildiği ($> \text{nm}$) DFB ve DBR lazer uygulamalarında tercih edilmektedir. Dar bantlı (birkaç 10 MHz) , geniş taranabilirliğe sahip, tek bantlı (yan bant baskılanma oranları $> 30 \text{ dB}$) olan DFB lazer diyotlar Taranabilir Diyot Lazer Spektroskopisi (TDLS) için öne çıkan lazer kaynaklarındandır. DFB lazerlerin akımları ve/veya sıcaklıkları değiştirilerek geniş bir dalgaboyu (760 nm – 2500 nm) aralığında taranabilmektedirler. Lazer dalgaboyunun ilgilenilen atom ve moleküler soğurum rezonansları bölgesine ayarlanması için akım ($0,025 \text{ nm / mA}$) ve sıcaklık ($0,19 \text{ nm / }^\circ\text{C}$) değişimlerinden yararlanılır (Seufert ve diğ., 2004). Burada akım ve sıcaklıkla tarama oranları fikir vermesi amacı ile verilmiştir. Bu değerler üretici firmalar tarafından verilmektedir.

Lazer frekans kilitlemesi ile ilgili tartişmayı burada sonlandırmadan önce düşük ve yüksek frekans modülasyonunun lazer frekansının Fabry-Perot kavite rezonanslarına kilitlemesi ile ilgili şematik gösterimler şekil 3.22 ve şekil 3.23'te verilmiştir. şekil 3.22 ve şekil 3.23'te görülen kısaltmalar ve karşılıkları şu şekildedir; LPF: alçaık geçiren filtre, LF: döngü filtresi, LO: lokal osilatör, FP: Fabry-Perot kavitesi, FD: fotodedektör, EOM: elektro-optik modülatör, PBS: polarize Işın bölücü ve QWP: çeyrek dalga plakası.



Şekil 3.22. Düşük frekans modülasyonu (lock-in dedeksiyon) yöntemi. a) deney düzeneği şeması b) transmisyon sinyali c) hata (error) sinyali (kilitleme noktası gösterilmiştir)



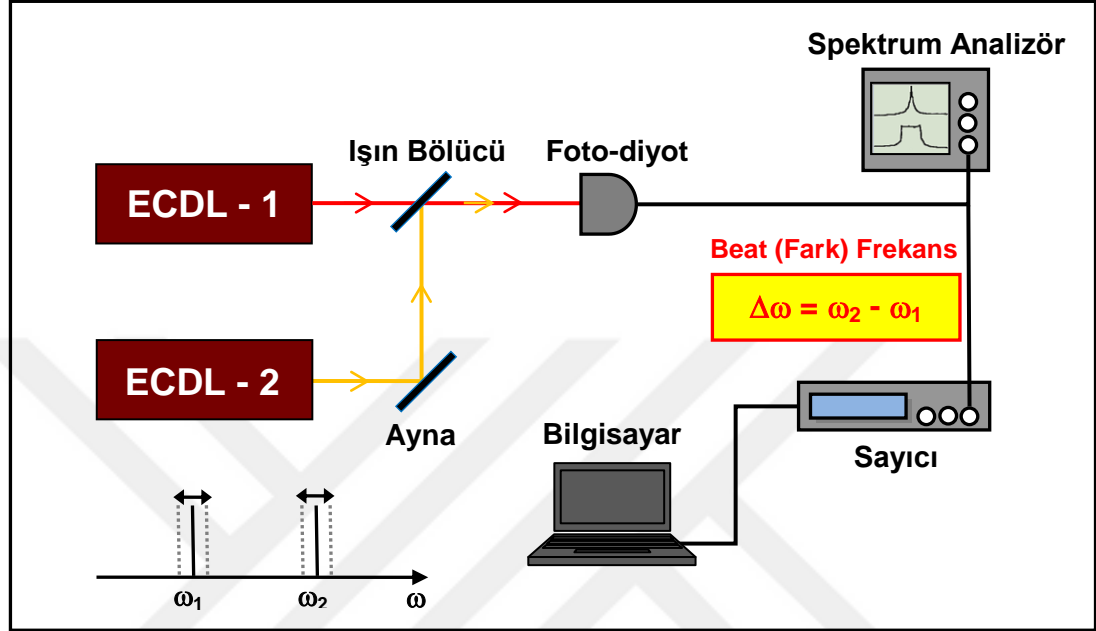
Şekil 3.23. Yüksek frekans modülasyonu (Pound-Drever-Hall yöntemi, PDH). a) deney düzeneği şeması b) refleksiyon sinyali - merkezdeki büyük sinyal optik taşıyıcı sinyali, diğer iki küçük sinyal ise modülasyon yan bantlarına aittir c) hata sinyali (kilitlenme noktası gösterilmiştir)

3.6. Lazer Heterodin Fark Frekans Yöntemleri ve Lazer Kararlılık Ölçümleri

Gürültü, kararlılık, çizgi genişliği, tekrarlanabilirlik ve frekans belirsizliği; frekansı kararlı bir lazer için en önemli parametrelerdir. Genellikle; lazer frekansı sıcaklık değişimleri, hava basıncı, titreşimler, akustik gürültüler veya lazer kazanç ortamının kendisinden kaynaklı gürültüler neticesinde belli bir lazer frekans değerinin etrafında değişmekte, bu ortalama değerinde belirli bir yönde veya rassal bir şekilde kaymalara uğrayabilmektedir. Lazer frekans değişimlerini doğrudan ölçmek yüksek osilasyon frekansları (Rb geçişlerine kilitli (780,24 nm) yakın kızılaltı bölgesinde çalışan bir lazer için $\sim 3,85 \times 10^{14}$ Hz) nedeni ile çok zordur. Bu nedenle lazer frekansının karakterizasyonu için lazer frekansı özdeş fakat bağımsız yakın frekanslı bir başka kararlı lazerle (örn. referans lazer) beat edilerek optik-frekans bölgesinden radyo-frekans bölgesine taşınır ve ölçümler gerçekleştirilir (Trager, 2007). Bu yöntem lazer beat (fark/vuru) frekans yöntemi olarak bilinmektedir. Lazer fark frekans yöntemi; iki adet farklı optik frekans değerine sahip lazer demetinin hızlı bir fotodedektör üzerine üst üste bindirilerek gönderilmesi prensibi ile çalışır. Optik fark frekans ile ilişkili fotodedektör üzerindeki lazer ışık şiddeti değişimleri uygun koşullar altında gözlenebilmektedir. Bu koşullar; lazer ışık alan uzaysal dağılımlarının çakışık olması, ışık polarizasyonlarının birbirine paralel olması ve ölçülecek fark frekansının fotodedektör çalışma bantgenişliği aralığına denk gelmesidir. Bir başka ön koşul ise; lazer dalgaboylarının fotodedektörün duyarlı olduğu dalgaboyu aralığında olması gerekliliğidir (URL-15). Fark frekans ölçüm düzeneği Şekil 3.24'te verilmiştir.

Şekil 3.24 görülen fotodedektör çıkışındaki sinyal; spektrum analizör (görselleştirme amaçlı) ve bilgisayar kontrollü sayıcı girişlerine verilmektedir.

Lazer frekans değişiklikleri frekans ve zaman uzaylarında ölçülebilir. Frekans uzayındaki ölçümler sıklıkla yüksek salınımlı (Fourier) frekansları için kullanılırken; düşük frekanslı salınımlar ve kaymalar için zaman uzayında ölçümler daha uygundur.



Şekil 3.24. Fark frekans ölçüm düzeneği blok diyagramı

Lazer kararlılık ölçümleri için yaygın bir biçimde Allan varyans istatistiği kullanılmaktadır. Zaman uzayında osilatörlerin kısa dönem kararlılıklarını veren standart metod Allan Varyans'ın kareköküdür ($\sigma_y(\tau)$) ve Denklem (3.100)'de verilmiştir;

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(m-1)} \sum_{k=1}^{m-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \quad (3.100)$$

Tez çalışmasında gerçekleştirilen ölçümlerde frekans kararlılık hesaplamaları Allan varyans istatistikisi metodu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Konunun anlaşılabilirliği için aşağıda verilen örneği incelemek faydalı olacaktır. Aşağıda verilen örnek için Tablo 3.5'ten istifade edilmektedir. Örnekte;

Mevcut veri değerleri sayısı, $m=9$

ortalaması alınmış farkların sayısı, $m-1=8$

örnekleme zaman aralığı, $\tau=1$ s'dir.

Tablo 3.5. Allan varyans istatistiki hesaplaması için kullanılan temsili veri değerleri

Veri Değerleri (y)	Birinci Farklar ($\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k$)	Birinci Farkların Karesi ($\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k$) ²
892	-	-
809	-83	6889
823	14	196
798	-25	625
671	-127	16129
644	-27	729
883	239	57121
903	20	400
677	-226	51076
		$\sum_{k=1}^{m-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 = 133165$

Tablo 3.5'teki veriler ve Denklem (3.100) kullanılarak, $\tau=1$ s için Allan varyans $\sigma_y^2(\tau) = 8322,81$ ve Allan sapması ise $\sigma_y(\tau) = \sqrt{8322,81} = 91,23$ olarak bulunmaktadır. Bu örnek için veri değerleri 10^{13} 'te birdir.

Klasik varyans ise Denklem (3.101) ile ifade edilmektedir;

$$\sigma^2 = \frac{1}{m-1} \sum_{k=1}^m (y_k - \bar{y})^2 \quad (3.101)$$

Klasik varyans; rastgele adım gibi sıkça gözlenen gürültü süreçlerinde iraksamaktadır, veri noktaları sayısı arttıkça varyans da artmaktadır.

Allan varyans ise;

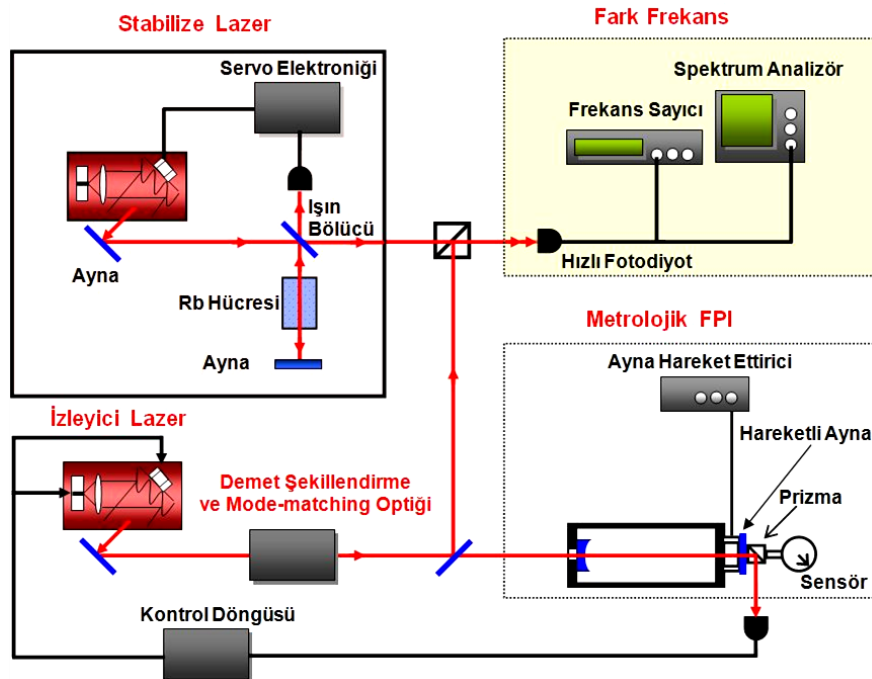
- Hassas osilatörlerde gözlenen tüm gürültü süreçlerinde yakınsaktır
- Hesaplanması kolaydır
- Hızlı Fourier Dönüşümlerinden daha hızlı ve daha doğru gürültü süreç tahminleri vermektedir (Fruehauf, 1991).

4. DENEY DÜZENEĞİ

4.1. Metrolojik Fabry-Perot İnterferometrik Sistemi

Günümüzde nanometre belirsizlikle boyut ve yerdeğişim ölçümlerine olan ihtiyaçların artması yeni sensörlerin geliştirilmesini tetiklemektedir. Bu kapsamda geliştirilen kapasitif ve indüktif sensörler, lazer interferometreler, taramalı probe mikroskopları en az birkaç mikrometre ölçüm aralığında, nanometre ve nanometre altı çözünürlüğe sahiptirler. Son yıllarda geliştirilen X-ışınları interferometresi, optik interferometrelerden farklı olarak pikometre mertebesinde girişim saçaklarının (192 pm) elde edilmesini sağlamakta ve çok daha hassas ölçümleri mümkün kılmaktadır. X-ışınları interferometresi ile atom ve moleküllerin enerji geçişlerine kilitli lazer standartlarının kullanıldığı optik interferometrelerin, aynı ölçüm düzeneğinde karşılaştırılması pikometre mertebesindeki ölçümlerin ulusal veya uluslararası uzunluk standartlarına izlenebilirliğini sağlamaktadır.

Fabry-Perot interferometresi hakkında oldukça detaylı bilgi ilgili bölümlerde verilmişti. İzlenebilir en üst seviyede ölçümlere olanak veren metrolojik Fabry-Perot interferometresi ile ilgili tartışmalar ise ilerleyen paragraflarda verilmektedir.



Şekil 4.1. Metrolojik FPI sistemi blok diyagramı

Metrolojik FPI sistemi blok diyagramı Şekil 4.1'de verilmiştir. Şekil 4.1'den de görüldüğü üzere Metrolojik Fabry-Perot interferometresi; primer uzunluk standardı (stabilize lazer), Fabry-Perot interferometresi ve interferometreye kilitli izleyici lazer (slave Laser), beat frekansı (fark frekans) algılama ünitesi (fotodiyot ve frekans sayıcı), Fabry-Perot kavitesinin aynalarından birine bağlı sensör ve elektronik kontrol ünitesinden meydana gelmektedir. Uzunluk standardı olarak kullanılan lazer ile Fabry-Perot kavitesine kilitli lazer arasındaki frekans farkı ölçülmektedir. Bu frekans farkı; sensörün bağlı olduğu hareketli aynadaki yerdeğişim miktarının da bir ölçüsüdür.

Fabry-Perot kavitesinin rezonans frekansı, ν , Denklem (4.1) ile ifade edilmektedir;

$$\nu = \frac{kc}{2Ln} \quad (4.1)$$

Burada n : rezonatör içindeki ortamın kırılma indisidir. Ortam hava ise; kırılma indisi: hava basıncı, havanın sıcaklığı, havadaki nem ve gaz konsantrasyonunun (CO_2 konsantrasyonu en etkili) bir fonksiyonudur. Bu parametreler ve havanın kırılma indisi arasındaki ilişkiyi veren ifade Edlen tarafından tanımlanmıştır (Edlen, 1966). Yukarıda bahsi geçen parametreler ölçülerek, havanın kırılma indisi hesaplanabilmektedir. Böylelikle havanın kırılma indisinin, rezonatör optik yol uzunluğu üzerindeki etkisi kompanse edilmiş olur. Kavite içine vakum tüpü yerleştirilerek de kırılma indisi etkileri azaltılabilmektedir (Wetzels, 1998).

Sıcaklık makroskopik rezonatörlerin mekanik boyutlarını ciddi bir şekilde etkilemektedir. Bu nedenle kavite için sıcaklık değişimlerinin minimize edilmesi, kavite ana gövdesi imalatında ise düşük sıcaklık uzama katsayılı (Low Thermal Expansion Coefficient) malzemelerin kullanılması gereklidir (Doiron, 2016). Invar, quartz, ULE® (Ultra-Low-Expansion) cam, Zerodur® düşük uzama katsayılı malzemelere örnek olarak gösterilebilir.

Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen ölçümlerde kullanılan Fabry-Perot interferometresi imalatında invar malzeme kullanılmıştır. Invar malzeme; nispeten ucuz olması, nispeten kolay işlenebilmesi nedeniyle tercih edilmiştir. Invar için sıcaklıkla uzama katsayısı, $\alpha=2 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ dir.

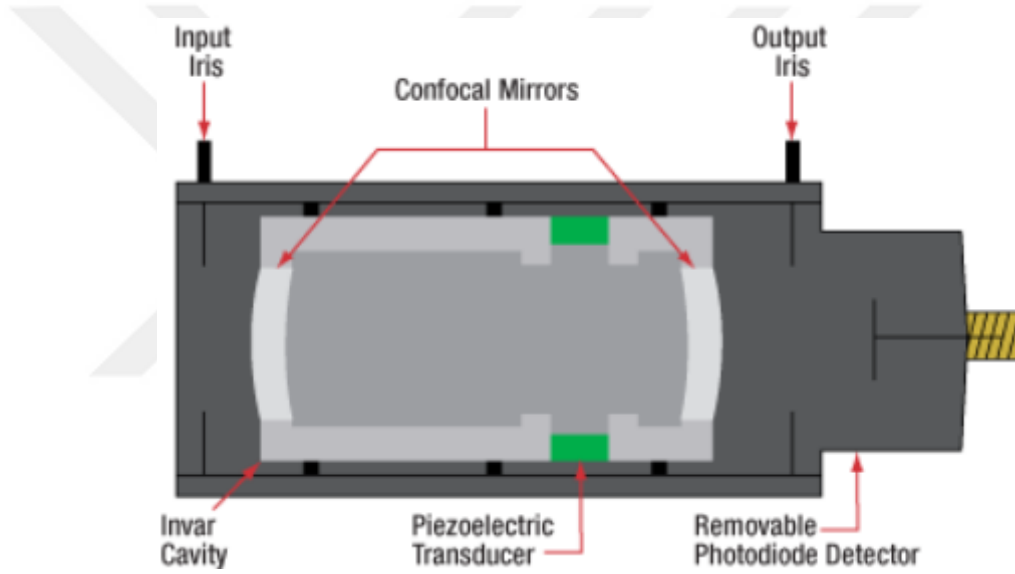
Kavite imalatında kullanılan malzeme ve sıcaklık etkileri hakkında bir fikir edinmek için aşağıdaki örnek verilebilir;

150 mm boylu invar bir kavitenin, boyundaki değişimin 1 nm'ler mertebesinde kalmasını sağlamak için; rezonatör sıcaklığı değişimi, ΔT 'nin;

$$\Delta T = \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2 \times 10^{-6}} \frac{1 \times 10^{-9}}{0,15} = 0,003 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.2)$$

civarında tutulması gerekmektedir (Cip ve diğ., 2007).

Şekil 4.2'de taranabilir bir konfokal interferometrenin kesit görünümü verilmiştir. Düşük uzama katsayılı invar gövde malzemesi, yüksek dereceden modların kompensasyonu için açıklıklar (input, output iris), aynalar, piezo hareket ettirici ve fotodedektör ile birlikte tüm bileşenler gözükmektedir (Thorlabs, 2017).



Şekil 4.2. Taranabilir konfokal Fabry-Perot interferometresi kesit görünümü (Thorlabs, 2017)

İnterferometrenin yerdeğiştirme ölçümlerinde kullanılabilmesinin temelinde ölçümü gerçekleştirilecek sensörün bağlı olduğu aynanın hareketi ile birlikte kavite boyunun dL kadar değişecek olması ve bu değişimin lazer frekansında dv 'lük bir değişim meydana getirecek olması yatmaktadır;

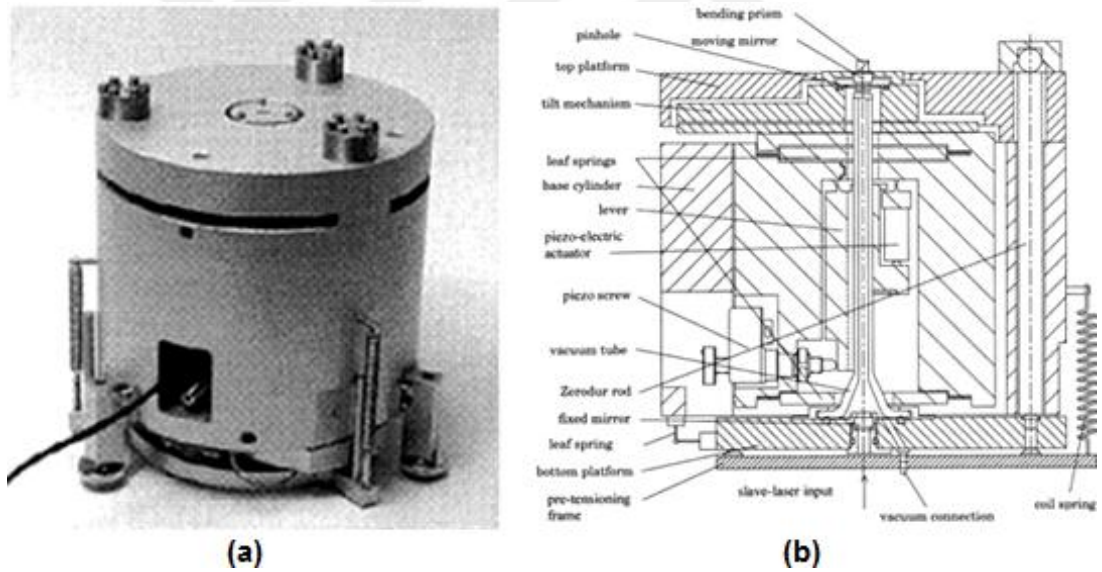
$$\frac{dL}{L} = -\frac{dv}{v} \quad (4.3)$$

Düzlem aynalı bir interferometre için kavite boyu ve karşılık gelen serbest spektral aralık değerleri Tablo 4.1'de verilmiştir.

Tablo 4.1. Düzlem aynalı bir interferometre için kavite boyu ve karşılık gelen serbest spektral aralık değerleri

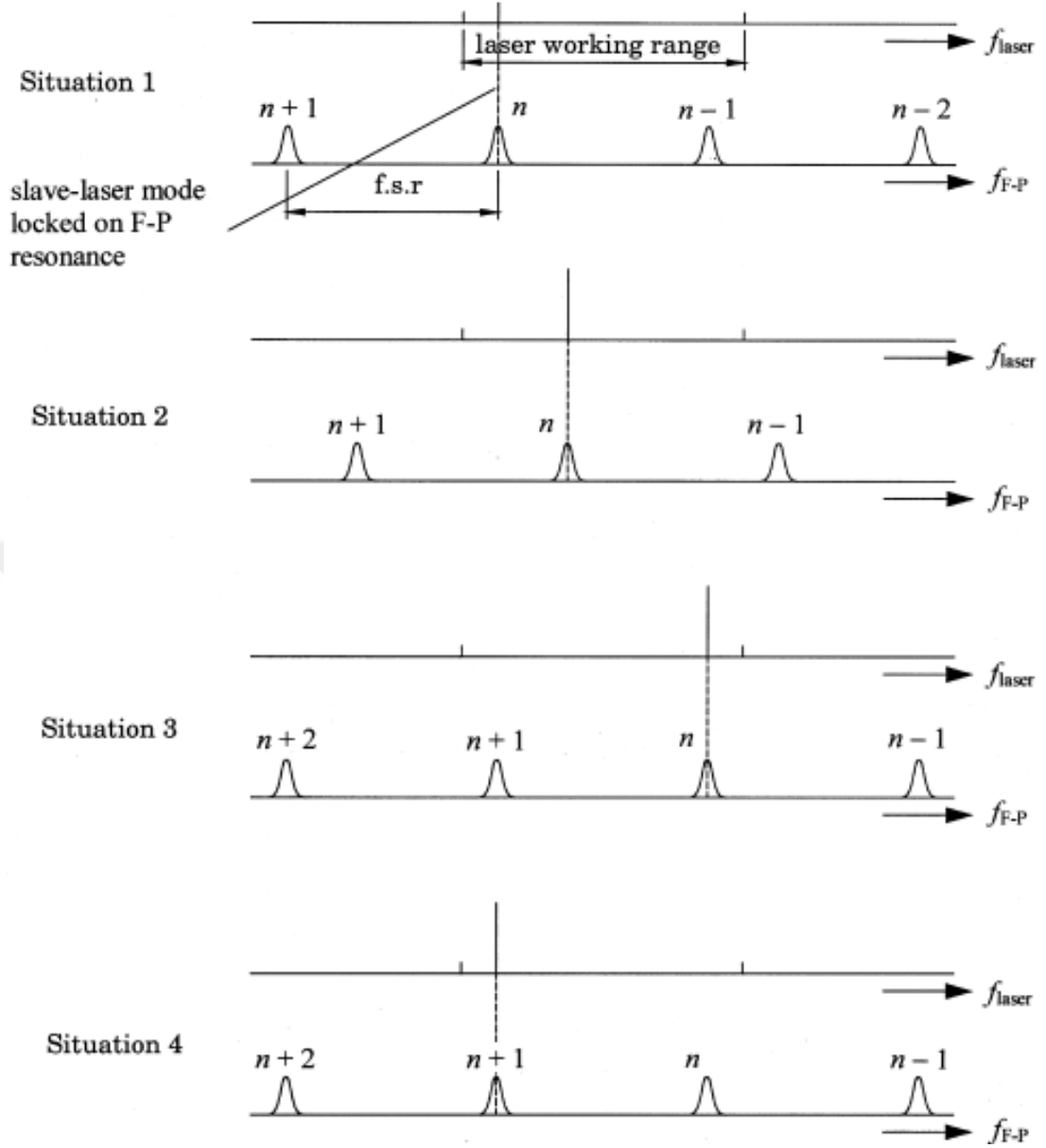
L (m) (kavite boyu)	FSR=c/2L (GHz)
0,300 m	0,5
0,150 m	1,0
0,100 m	1,5
0,025 m	6,0

İzleyici lazer tarafından ölçülebilen yerdeğişim miktarı lazerin taranabilme aralığı (laser tunability range) tarafından limitlenmektedir. 0,15 m kavite boyulu bir FPİ ve 1 GHz'ten biraz büyük bir izleyici lazer taranabilirliği ile yaklaşık olarak 0,3 mikrometrelük ($\lambda/2$) bir yerdeğiştirme ölçülebilmektedir (632 nm dalgaboylu lazer için). Buna rağmen; izleyici lazerin FP kavitesi ardışık modlarına lock-unlock (kilitle bırak) yöntemi kullanılarak kilitletmesi prosedürü kullanılarak geniş aralıkta ölçümler gerçekleştirilebilmektedir (Haitjema ve diğ., 2000), (Wetzels, 1998).



Şekil 4.3. a) Metrolojik Fabry-Perot interferometresi fotoğrafı, b) kesit görünümü (Haitjema ve diğ., 2000)

Metrolojik ölçümler için tasarlanmış bir Fabry-Perot interferometresi Şekil 4.3'te verilmiştir. Hassas ayar mekanizmalarının yanı sıra kırılma indisi etkilerini azaltmak için sisteme konuşlandırılmış vakum tüpü de kesit görünümde görülmektedir. Bu ve benzeri sistemlerde referans ve izleyici lazer olarak düşük taranabilme aralıklı lazerlerin kullanılması, geniş aralıkta ölçümler için Şekil 4.4'te detayları şematik olarak verilmiş olan kilitle-bırak-kilitle mekanizmalarının kullanılmasını zorunlu kılmaktadır.



Şekil 4.4. Kilitli-bırak-kilitle yöntemi şematik gösterimi (Haitjema ve diğ., 2000)

Bu tez çalışmasında 632,8 nm dalgaboylu iyot moleküllerinin enerji geçişlerine kilitli He-Ne/I₂ lazerlerin yerine, taşınabilir frekansı kararlı dış kaviteli diyot lazerler tercih edilmiştir. ECDL lazer sistemleri (Wiemann ve Hollberg, 1991; MacAdam ve diğ., 1992) hem atomik geçişlere hem de rezonatör kavite boyuna kilitlenebilmenin yanı sıra daha büyük mod-atlamasız taranabilme özellikleri ile de avantaj sağlamaktadırlar (URL-16).

Bu tez çalışmasında kullanılan 780 nm dalgaboylu, Littrow konfigürasyonlu (Hawthorn ve diğ., 2001) dış kaviteli diyot lazerler ve elektronik kontrol üniteleri tamamen yerli üretilmiştir (Şekil 4.5). Bu lazerlerin çizgi kalınlığı < 0,5 MHz'tir. Lazerler hem atomik geçişlere hem de rezonatör kavite boylarına frekans

modülasyon teknikleri kullanılarak kilitlenebilmektedir. Atomik geçişlere kilitleme, doyum soğurum spektroskopisi (Saturated Absorption Spectroscopy) yöntemleri kullanılarak sağlanmaktadır (Vassiliev ve diğ., 2006). Lazerlerin frekans kilitlemesinde kullanılan Rb atomları Doppler-altı soğurum rezonansları ve Fabry-Perot interferometresi transmisyon rezonansları Şekil 4.6'da verilmiştir. Kullanılan yöntem alternatif olarak Pound-Drever-Hall (PDH) frekans kilitleme tekniği örnek olarak gösterilebilir. Laboratuvarda üretilmiş elektronik servo ve kontrol ünitelerinin tez kapsamında gerçekleştirilen ölçümlerde kusursuz bir şekilde cevap vermesi nedeniyle PDH frekans kilitleme yöntemine odaklanılmamıştır, buna rağmen; ultra-yüksek finesse değerlerine ihtiyaç duyulan nano-metrolojik ölçümler ve uygulamalar için PDH yöntemlerine ihtiyaç duyulabileceği göz önünde bulundurulmalıdır.



Şekil 4.5. Tamamı yerli üretim frekansı kararlı ECDL lazer sistemi ve elektronik servo kontrol ünitesi

Literatür araştırmaları neticesinde elde edilen bilgi ve tecrübeler, nanometre-altı yerdeğiştirme ve nanoradyan açı ölçümlerinde kullanılmak üzere tasarlanacak ve kurulacak olan sistemler için, kullanılacak malzemenin, interferometre tipinin, vakum ve sıcaklık etkileri gibi pek çok parametrenin sistemin başarılı ve etkin bir şekilde çalışması için kritik öneme sahip olduğunu göstermiştir.

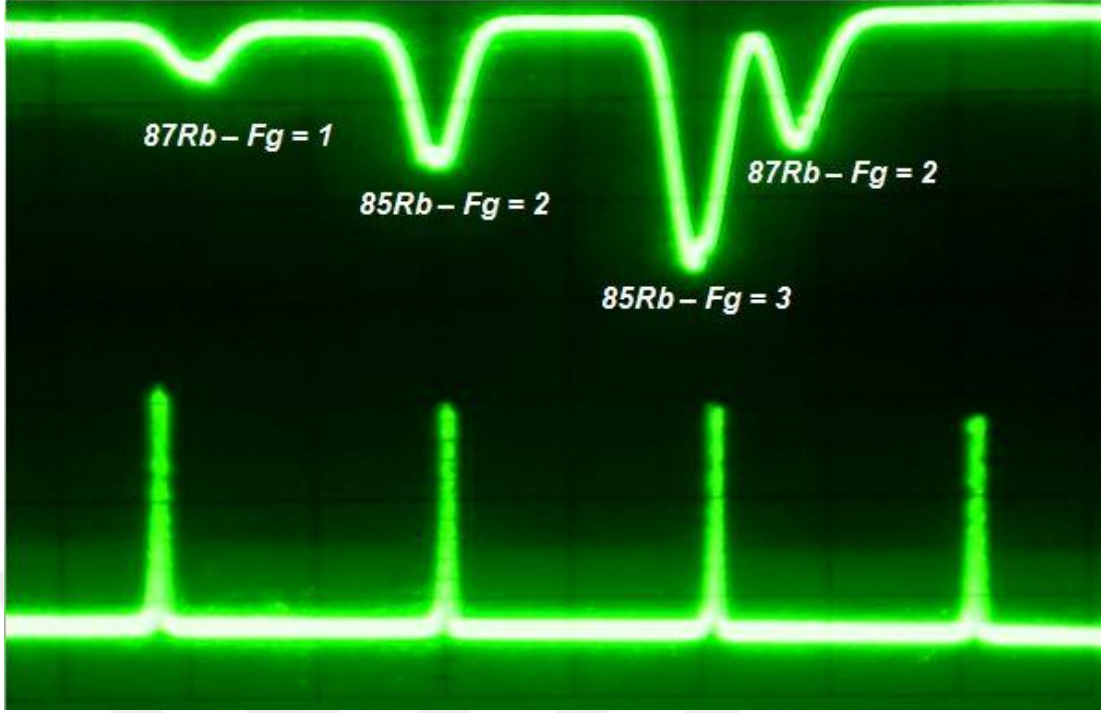
Zerodur®, ULE® cam kararlı ve yüksek finesse FP interferometreleri için daha iyi birer aday olmalarına rağmen, tasarım ve üretim aşamalarındaki avantajlarından dolayı, kurulan sistemlerde invar malzeme kullanılmıştır. Kurulan tek kanal interferometrelerde sıcaklık kararlılığı 10 mK'den daha düşük belirsizlikle sağlanmıştır. Bu sistemler aynı zamanda 5×10^{-2} Torr'dan daha düşük basınçlı vakum bölmelerine yerleştirilmiştir. Böylelikle havanın kırılma indisi değişimlerinden kaynaklanan belirsizlikler minimuma indirilmiştir.

Düzlem aynalı interferometreleri ayarlamak güçtür ve yüksek finesse değerleri elde edilememektedir. Kurulan sistemlerde yüksek yansıtıcı aynaların kullanıldığı, nispeten yüksek finesse değerlerinin elde edildiği konfokal ve non-konfokal tasarımlar tercih edilmiştir. Bu interferometreler düzlem aynalı tasarımlara nazaran daha kolay bir şekilde ayarlanabilmekte, çok iyi bir ayardan olan küçük sapmaları tolere edebilmektedirler.

Ultra küçük yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinde kullanılan interferometreler, yerinde ve gerçek zamanlı ölçümlerin gerçekleştirilebilmesi için non-konfokal olarak tasarlanmıştır. Hem yerdeğiştirme hem de açı ölçümlerinde kullanılan diferansiyel Fabry-Perot interferometresi kafası küresel aynaları ihtiva etmektedir. X-ışınları interferometresinin yüksek yansıtıcı düzlem yüzeyleri ve sinüs bar açı üreticinin düzlem aynası ise çift kanallı kavitenin diğer aynaları olarak işlev görmüştür.

Kurulan sistemin izlenebilir olması için ECDL lazerlerin Rb atomlarının enerji geçişlerine kilitlemesi çalışmaları gerçekleştirilmiştir. Bunun yanı sıra yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinin Fabry-Perot interferometresi kavite boyundaki değişimler üzerinden gerçekleştirilmesinden dolayı lazerlerin Fabry-Perot interferometrelerinin kavite boylarına kilitlemesi ile ilgili faaliyetler sürdürülmüş optimizasyon çalışmalarında bulunulmuştur.

Şekil 4.6'da oda sıcaklığındaki Rb atomlarının $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ (D_2 - çizgisi) geçişleri için Doppler genişlemiş soğurum spektrumu verilmiştir. ^{85}Rb atomları için temel enerji seviyesinin süper-ince yarımaları arasında 3,036 GHz, ^{87}Rb atomları için ise 6,834 GHz'lik bir frekans farkı vardır. Uyarılmış seviye süper-ince yarımaları ise Doppler-altı rezonanslar olarak görülmektedir. Şekil 4.6'nın alt kısmında görülen rezonanslar; 3 GHz serbest spektral aralıklı interferometre ile elde edilmiş transmisyon rezonanslarıdır. ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları D_2 çizgisi enerji seviyeleri diyagramı Şekil 3.10'da verilmiştir.



Şekil 4.6. Rb atomik gazı soğurum spektrumu ve Fabry-Perot interferometresi transmisyon rezonansları

Doyum soğurum spektroskopisi ile $5^2P_{3/2}$ uyarılmış seviyesinin süper-ince enerji geçişleri ayrıştırılabilmektedir. $5^2S_{1/2}$ $F=2$ temel enerji seviyesi - $5^2P_{3/2}$ $F'=1, 2$ ve 3 ($F'=0$ geçişi yasaklıdır) uyarılmış enerji seviyeleri geçişleri için 3 adet rezonans gözlenmesi beklenmektedir. Rezonanslar arasındaki frekans farkı ise yaklaşık olarak 157 ve 267 MHz'ler civarında olmalıdır. Deney sonucunda; uyarılmış seviye süper-ince yarılmalara karşılık gelen Doppler-bağımsız rezonansların sayısının 3 değil de 6 tane olduğu gözlenmiştir.

Enerji geçiş diyagramlarının süper-ince enerji geçişlerinde olduğu gibi; seviyeler arası enerji farklarının düşük olduğu durumlar için crossover rezonanslar da gözükmemektedir. Doppler-bağımsız spektrum incelendiğinde geçiş piklerinin yanı sıra crossover piklerde görülmüştür. Doppler bağımsız pik frekans değerlerinin ν_1 , ν_2 ve ν_3 olduğu durum için;

$$\nu_{12} = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2} \quad (4.4)$$

$$\nu_{13} = \frac{\nu_1 + \nu_3}{2} \quad (4.5)$$

$$v_{23} = \frac{v_2 + v_3}{2} \quad (4.6)$$

frekans değerlerinde crossover pikler gözlenmiştir. Bu durum gözlenmiştir, çünkü; atomik geçiş frekansından daha düşük frekansla rezonans hale gelmiş pumb lazere doğru hareket eden atomlar aynı zamanda probe lazerden uzaklaşmış dolayısı ile yüksek frekansa doğru Doppler kaymasını hissetmişlerdir. İki geçiş çizgisinin ortalaması olan bu frekans değerinde pump ve probe lazer demetlerinin her ikisi de aynı atomik grup ile etkileşmiş, pumb lazer demeti tarafından uyarılmış olan atomlar probe lazer demetini soğuramamış dolayısı ile Doppler-altı crossover rezonanslar gözlenmiştir.

Pump lazere doğru v_α hızı ile hareket eden atomlar için Doppler kayması koşulu Denklem (4.7)'deki gibidir;

$$v_L + v_\alpha = v_1 \quad (4.7)$$

Etkileşim durumunda uyarılmış seviye frekansı v_1 'dir. Aynı atomik grup için probe lazer etkin frekansı;

$$v_L - v_\alpha \quad (4.8)$$

şeklinde yazılabilir. Bu frekans değerinin v_2 frekansında olduğu durumda soğurum doyuma ulaşacaktır. v_2 frekansı için Denklem (4.9)'daki ifade yazılırsa;

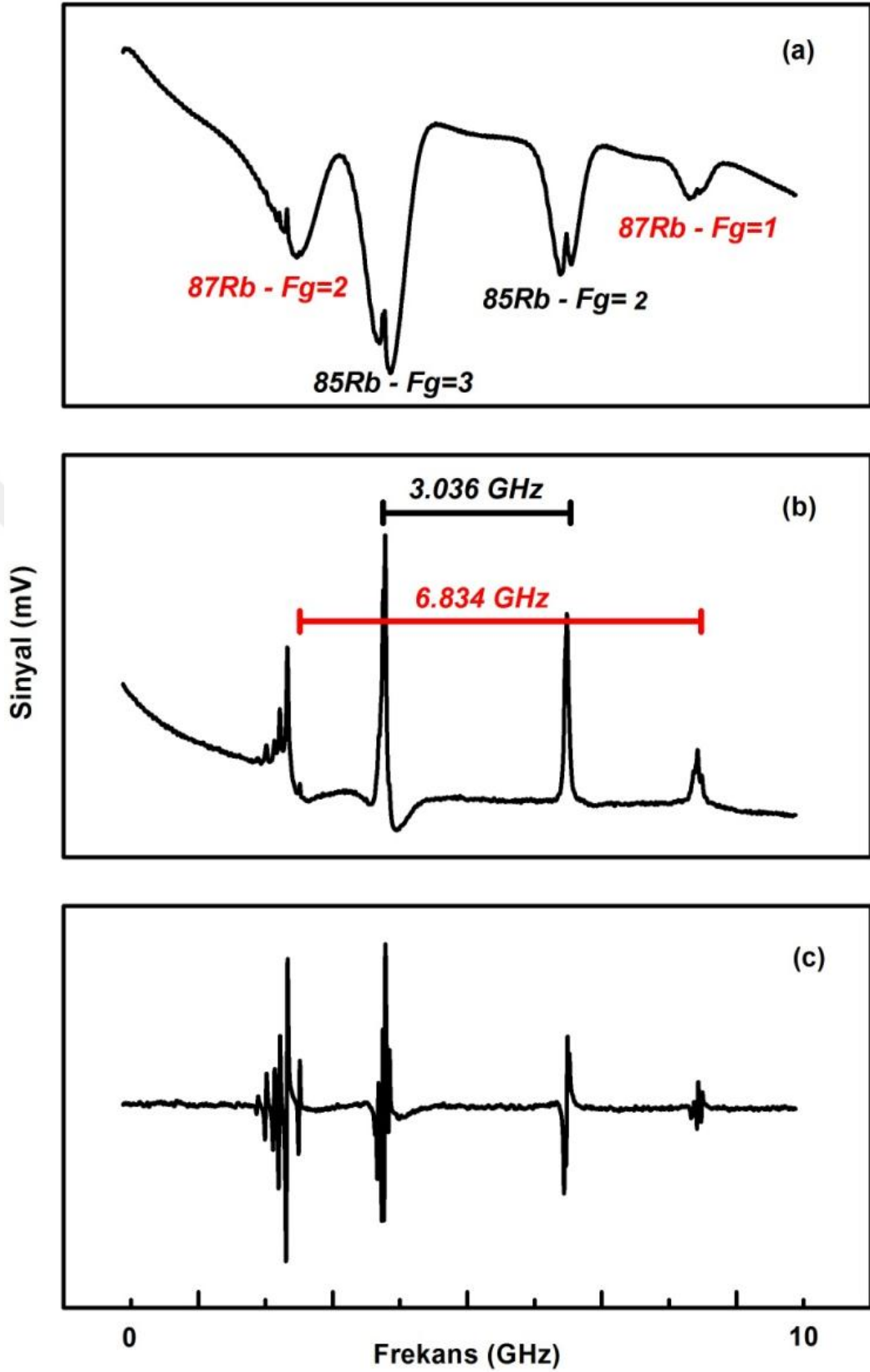
$$v_L - v_\alpha = v_2 \quad (4.9)$$

Crossover rezonanslar için Denklem (4.10) elde edilmektedir;

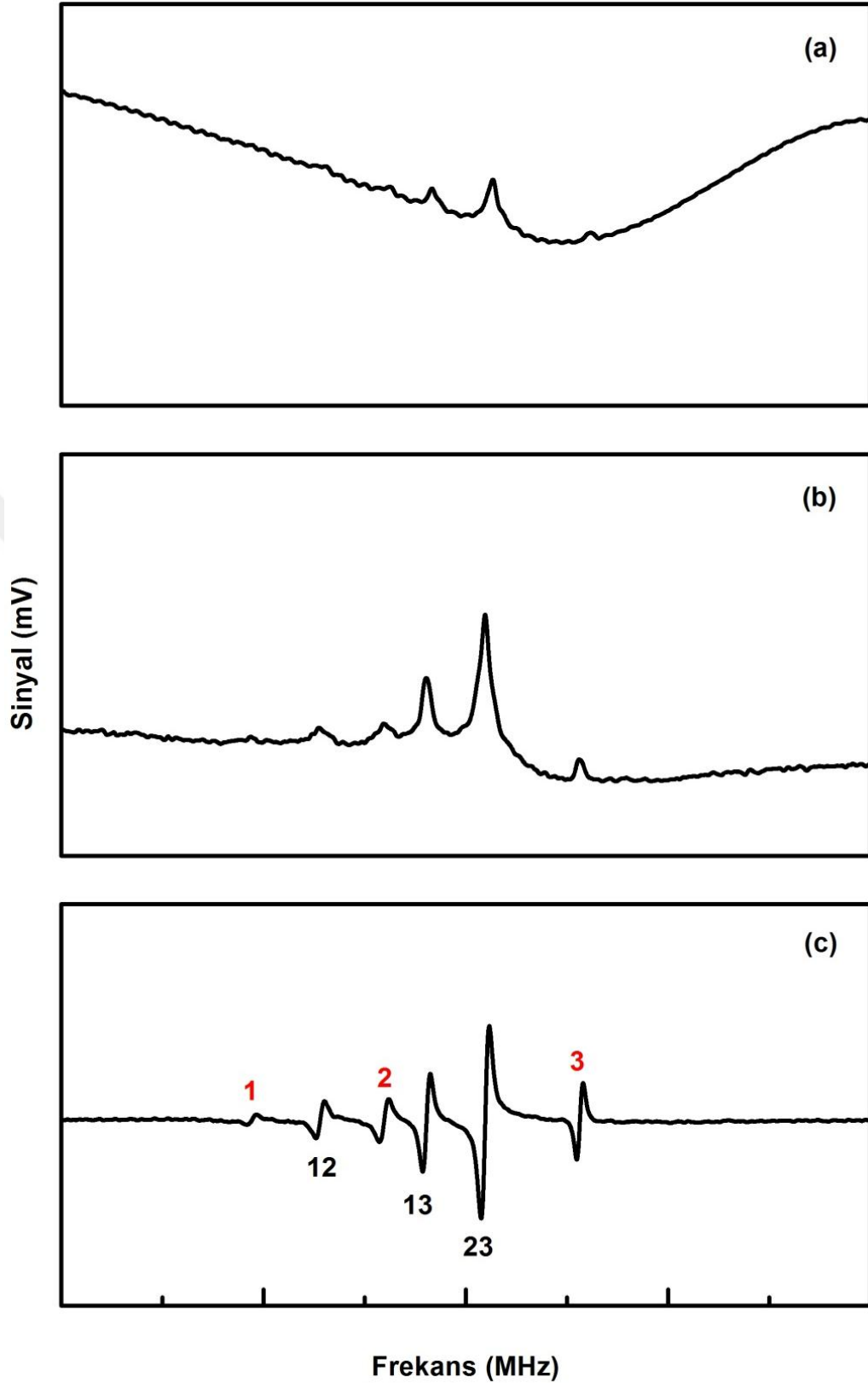
$$v_L = v_{12} = \frac{v_1 + v_2}{2} \quad (4.10)$$

Benzer durum; geçişlerin tüm ikili kombinasyonları için de geçerlidir (Mellisinos ve Napolitano, 2003). Gerçek piklere nazaran crossover pik genlikleri daha büyüktür (MacAdam ve diğ., 1992).

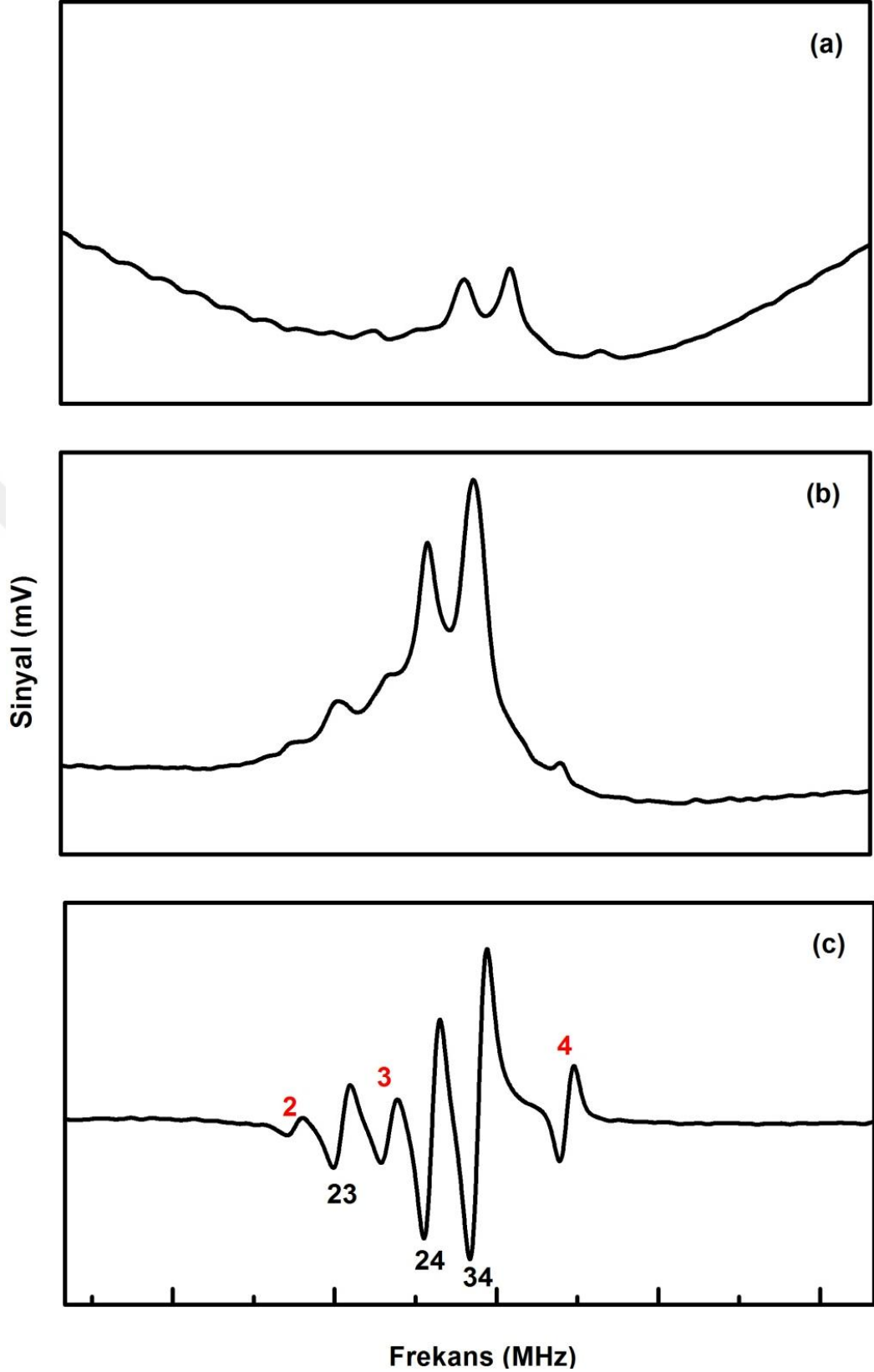
Şekil 4.7 – Şekil 4.9'da deneysel olarak elde edilmiş; ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları rezonans ve crossover geçişleri için doyum soğurum spektrumları verilmiştir.



Şekil 4.7. ^{85}Rb ve ^{87}Rb atomları doyum soğurum spektrumu a) Doppler arka-plan varken b) Balans dedeksiyon yöntemi ile arka-plan kaldırılmış durumda c) 1. türev sinyalleri (hata siyalleri)



Şekil 4.8. ^{87}Rb : $5S_{1/2}$ ($F_g=2$) – $5P_{3/2}$ ($F'=1, 2, 3$) geçişleri doyum soğurum spektrumu a) Doppler arka-plan varken b) Balans dedeksiyon yöntemi ile arka-plan kaldırılmış durumda c) 1. türev sinyalleri (hata siyalleri). 1, 2, 3 (ν_1 , ν_2 ve ν_3) geçiş frekanslarını göstermektedir. 12, 13, 23 (ν_{12} , ν_{13} ve ν_{23}) crossover rezonanslara karşılık gelmektedir.

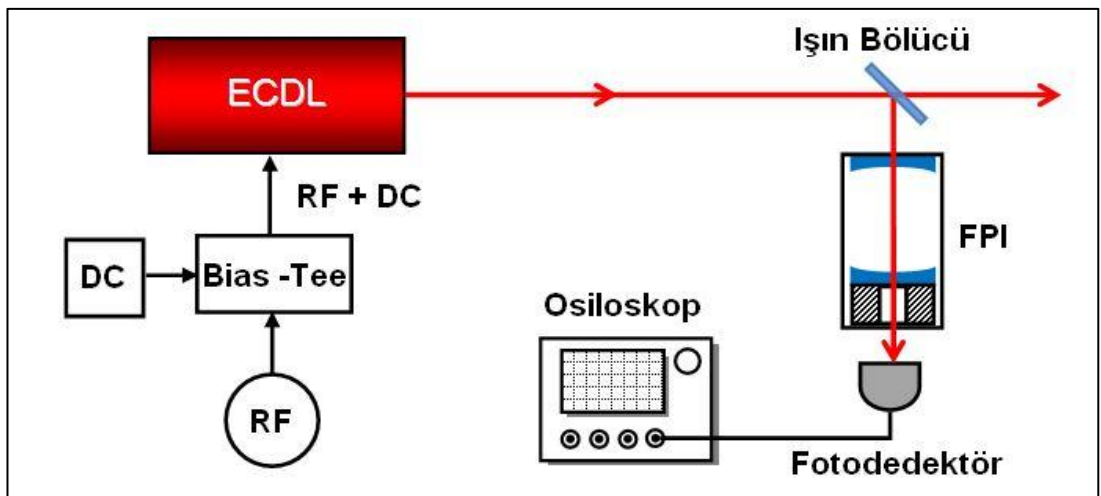


Şekil 4.9. ^{85}Rb : $5S_{1/2}$ ($F_g=3$) – $5P_{3/2}$ ($F'=2, 3, 4$) geçişleri doyum soğurum spektrumu a) Doppler arka-plan varken b) Balans dedeksiyon yöntemi ile arka-plan kaldırılmış durumda c) 1. türev sinyalleri (hata siyalleri). 2, 3, 4 (ν_2, ν_3 ve ν_4) geçiş frekanslarını göstermektedir. 23, 24, 34 (ν_{23}, ν_{24} ve ν_{34}) crossover rezonanslara karşılık gelmektedir

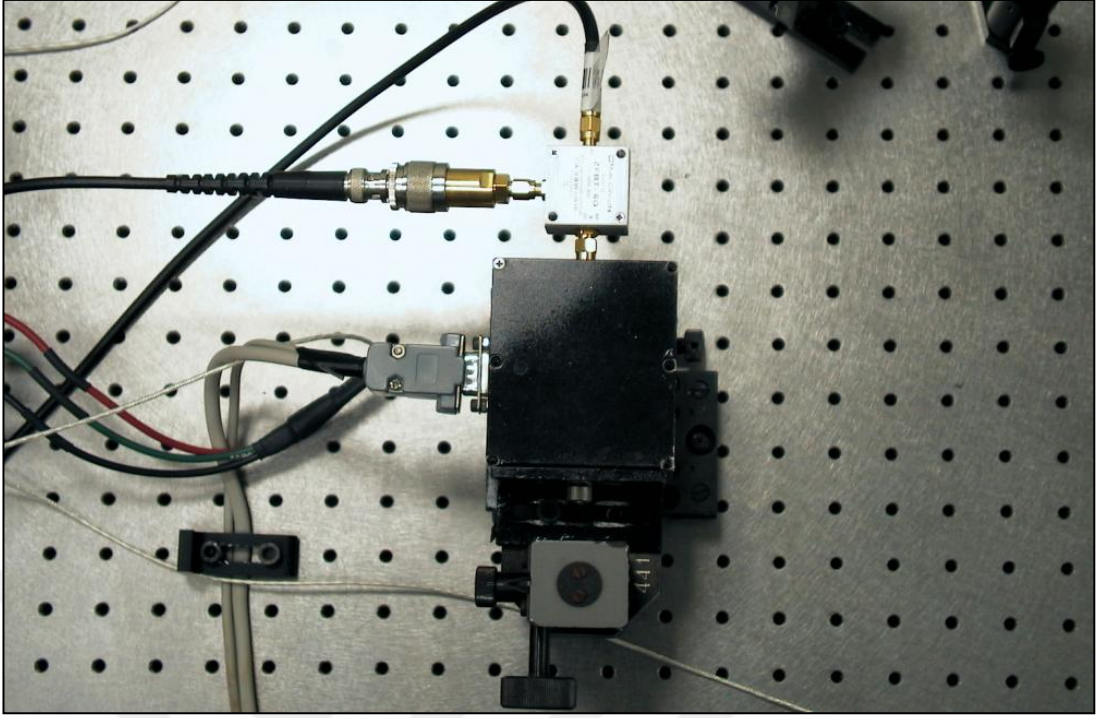
^{87}Rb : $5S_{1/2} (F_g=1) - 5P_{3/2} (F'=0, 1, 2)$ geçişleri doyum soğurum spektrumu ve ^{85}Rb : $5S_{1/2} (F_g=2) - 5P_{3/2} (F'=1, 2, 3)$ geçişleri doyum soğurum spektrumları da Şekil 4.7'de görülmektedir.

Bu tez çalışmasında yeri geldikçe değinildiği üzere Fabry-Perot interferometresinin yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinde kullanılması esnasında kavite boyundaki değışimlerden yararlanılmıştır. Kavite boyu ise interferometre serbest spektral aralık değeri ile ilişkilidir. Aynı miktardaki küçük bir yerdeğiştirme değeri farklı kavite boyuna sahip interferometrelerde farklı fark frekans değeri karşılık gelmektedir. Dolayısı ile FSR ölçümleri skala faktörünün doğru bir şekilde oluşturulması için büyük önem taşımaktadır.

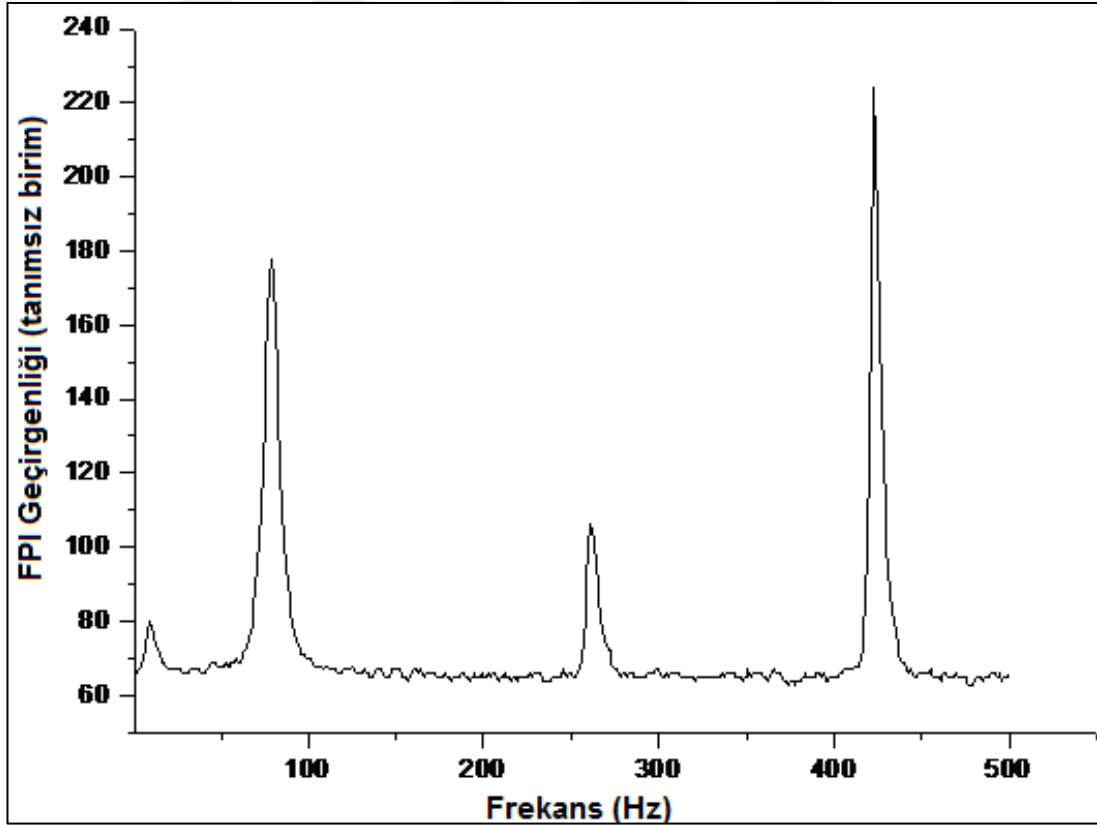
Bu amaçla Şekil 4.10'daki deney düzeneği kurulmuş ve lazerin direkt modülasyonu prensibinden istifade edilerek serbest spektral aralık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu amaçla; ECDL lazer akımına DC ve AC modülasyon bileşenleri Bias-TEE üzerinden uygulanmıştır (Şekil 4.11). Fabry-Perot kavitesi çıkışında kavite rezonansının yanı sıra uygulanan modülasyon frekans değeri karşılık gelen yan bant ve harmonik rezonanslar da gözlenmiştir (Şekil 4.12). Şekil 4.13'te ise modülasyon frekans değeri, FSR değeri yarısına denk gelecek şekilde lazer modülasyon frekansının değıştirilerek yan bantların üst üste bindirilmesi ve FSR değeri elde edilmesi prensibi demonstre edilmiştir. 1,5 GHz olarak öngörülen bir Fabry-Perot FSR ölçümü veri setine Lorentzian bir fonksiyon fit edilmesi ile FSR değeri $1,499\ 515 \pm 0,058\ 526$ GHz olarak elde edilmiştir (Şekil 4.13).



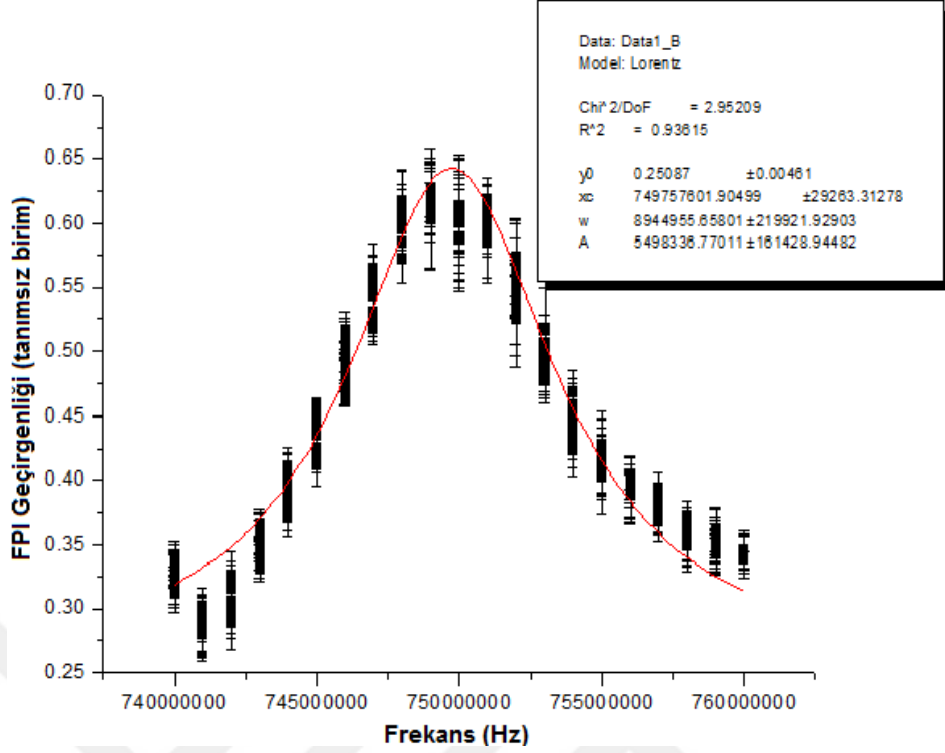
Şekil 4.10. Fabry-Perot interferometresi kavite boyu (serbest spektral aralık – free spectral range) ölçümleri deney düzeneği blok diyagramı



Şekil 4.11. Direkt olarak modüle - edilebilir ECDL fotoğrafı



Şekil 4.12. Modüle-edilebilir ECDL lazerinin Fabry-Perot interferometresi transmisyon spektrumu (kavite rezonansları, modülasyon yan bantları ve harmonikler görülmektedir)



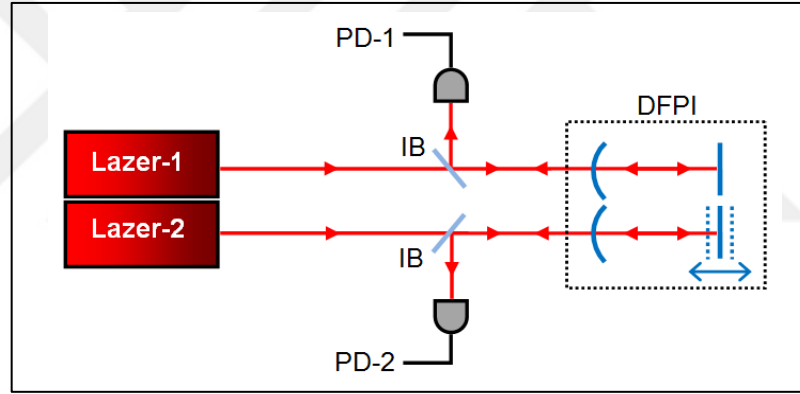
Şekil 4.13. 1,5 GHz olarak öngörülen bir Fabry-Perot FSR ölçümü veri setine Lorentzian bir fonksiyonun fit edilmesi

Serbest spektral aralık ölçümlerinin lazerlerin direkt modülasyonu yöntemi kullanılarak belirlenmesinde bazı güçlükler ile karşılaşmıştır. ECDL lazerin direkt modülasyonu esnasında lazer diyotlara zarar verilebilmektedir. Farklı kavite boyları farklı modülasyon frekanslarına karşılık gelmektedir. Lazer diyotların yüksek frekanslarda (>GHz) direkt modüle edilmesinde üst limitler bulunmaktadır. Bu durumla ilişkili olarak; kavite boyunun birkaç cm'nin altına indiği durumlar için bu yöntemde sıkıntılar yaşanmıştır. Deneyler esnasında serbest spektral aralık veya kavite uzunluk ölçümleri için kullanılan diğer bir yöntemde; izleyici lazer ardışık kavite rezonanslarına kilitleyerek referans başka bir lazer ile fark frekans ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Ardışık rezonanslar arasındaki frekans farkı (FSR) kavite boyu ile ilişkilidir ve yerdeğiştirme ve açı ölçümlerini doğrudan etkilemektedir.

TÜBİTAK UME'de vakum ve sıcaklık kontrollü, geniş aralıkta yüksek çözünürlüklü hareket kabiliyetine sahip Fabry-Perot interferometreleri kurulmuştur. Bu interferometreler kullanılarak geniş ölçüm aralığında (80 μm 'ye kadar-kapalı döngü) birkaç nm doğruluklu yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiş, geliştirilen yöntem ve elde edilen sonuçlar Çelik ve diğ. (2014) ve Andreas ve diğ. (2016) tarafından ulusal ve uluslararası konferanslarda sunulmuştur. Kurulan bu interferometreler; dikkatli tasarımları sayesinde heterodin ve homodin interferometrelerin kalibrasyonlarında

kullanılabilmektedir. İnterferometreler lazer mod yapısının gözlenmesi için optik spektrum analizör olarak da işlev görmektedirler.

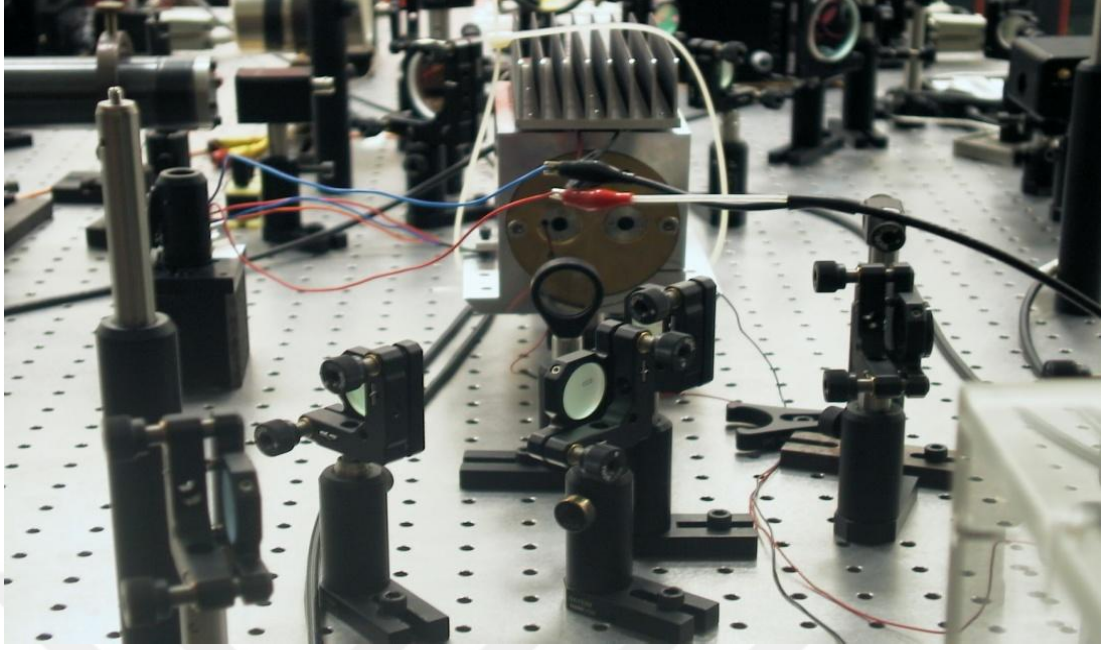
Bu tez çalışması kapsamında düşük uzama katsayılı invar malzemeden diferansiyel Fabry-Perot interferometreleri tasarlanmış ve kurulmuştur. Kurulan sistemlerin tasarımında diferansiyel konfigürasyonlara gidilerek istenmeyen sıcaklık ve çevresel etkilerinin baskılanması ve azaltılması hedeflenmiştir. Diferansiyel konfigürasyon, aktif vakum ve sıcaklık kontrolünün mümkün olmadığı durumlar için de avantaj sağlamıştır. Diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin basitleştirilmiş blok diyagramı Şekil 4.14'te verilmiştir. Ölçümü gerçekleştirilecek yüzeyler ile interferometre başlığı çift kanallı kaviteyi oluşturmuş sabit ve hareketli kanallardan elde edilen refleksiyon rezonanslarının kullanılması, lazerlerin kavite boylarına kilitlebilmesine dolayısı ile fark frekans ölçümlerinin gerçekleştirilebilmesine olanak sağlamıştır.



Şekil 4.14. Diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin basitleştirilmiş blok diyagramı

İnvar malzemeli DFPI'nin tasarlanması ve kurulması çalışmalarına başlanılmadan önce, paslanmaz çelikten üretilmiş 1 GHz'lik FSR değerine sahip konfokal Fabry-Perot interferometresi (Şekil 4.15) ile bazı öncül ölçümler gerçekleştirilmiştir. Kavite boyu (75 mm) olan diferansiyel FPI ile relatif yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Elde edilen sonuçlar bulgular ve tartışma kısmında verilmiştir.

Bir uzunluk ölçümünün izlenebilir olması, bu ölçümün metre birimine izlenebilir olması ile sağlanmaktadır. Metre ise ışığın vakum içindeki hızı (c) ve saniye birimi ile ilişkilidir. Tanım olarak : " Metre, ışığın vakum ortamda 1/299 792 458 saniyede katettiği yol (mesafe)'dir" (Giacomo, 1984).



Şekil 4.15. 1 GHz lik FSR değerine sahip konfokal Fabry-Perot interferometresi deney düzeneği fotoğrafı

Nanometre, metrenin milyarda biridir. Sub-nm ise 1 nm'den de küçüktür. Metroloji ve endüstri alanlarındaki bazı uygulamalar, bu bölgedeki gelişmiş doğruluğa katıyetle ihtiyaç duymaktadır. Yüksek hassasiyet ve doğruluğa ihtiyaç duyan uzunluk ve yerdeğiştirme ölçümlerinde en sık kullanılan lazer interferometreler ve kapasitif sensörlerin ölçüm güvenilirliği ve izlenebilirliğinin sağlanması ve geliştirilmesi bazı Avrupa Birliği Metroloji Araştırma Projesinin (EMRP) de hedeflerinden olmuştur (URL-7; URL-17).

Bu tez çalışmasının amacı nm-altı yerdeğiştirme ve nanoradyan açı ölçümlerinin Fabry-Perot interferometreleri ve frekansı kararlı lazerler kullanılarak gerçekleştirilmesidir. Lazerlerden birinin frekansı interferometre kavite boyuna kilitlenmiş iken diğeri atomik enerji geçişlerine kilitlenebilmekte, böylece; sistemin izlenebilirliği de kontrol altında tutulabilmektedir. Ölçümler sırasında; Fabry-Perot interferometresinin hareketi ile birlikte lazer frekansı değişmiş, bu değişim kendini lazerlerin süperpozisyonu ile sağlanan fark frekansında göstermiştir. Bu çalışma; ultra-hassas yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinin frekans ölçüm teknikleri kullanılarak gerçekleştirilmesini hedeflemiştir. Gerçek zamanlı ve yerinde ölçümler için, ölçümü gerçekleştirilecek olan sensörün de Fabry-Perot interferometresinin bir parçası haline getirilmesi zorunluluğu nedeniyle Fabry-Perot kafası tasarlanmıştır. Kombine sistemlerin sıcaklık ve vakum kontrollü hale getirilmesindeki teknik zorluklar da göz önünde bulundurularak, çevresel etkilerin, sıcaklık ve kırılma indisi etkilerinin

azaltılmasına yönelik olarak diferansiyel (çift kanallı) interferometreler tasarlanmış ve kurulan bu sistemlerle, nanometre-altı yerdeğiştirme ve nanoradyan açı ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Nanoteknoloji ve bütünleşik çip teknolojilerindeki gelişmeler, nanometre-altı doğruluklu boyutsal ölçümlere olan gereksinimi arttırmıştır. Çip üretiminde hassas konumlandırma, litografi, yer bilimlari, nano-üretim gibi pek çok alanda nanometre - altı çözünürlükte izlenebilir yer değiştirme ölçümlerine ihtiyaç duyulmaktadır. Temel fiziksel sabitlerin daha hassas ölçülebilmesi ve nanoteknoloji endüstrisinin ihtiyaç duyduğu nanometre - altı doğruluklu ölçüm taleplerinin karşılanabilmesi için < 10 pm çözünürlüklü lazer interferometre geliştirilmiştir. Kararlı lazerler ve fark frekans ölçüm tekniklerini kullanan diferansiyel Fabry-Perot interferometrik ölçüm sistemi ile nanometre - altı hassasiyetle izlenebilir yer değiştirme ölçümleri gerçekleştirmiştir. Bu ve benzeri sistemlerin Avogadro sabitinin yeniden tanımlanmasına (Wu ve diğ., 2013), (Kuramoto ve diğ., 2011), nano – üretim ve yarı-iletken üretim endüstrisine katkı sağlayacağı öngörülmektedir.

Kurulan kararlı (atomik enerji geçişlerine kilitli) ECDL lazerler ve İnterferometrik sistemlerin ulusal nanoteknoloji, nanometroloji alanlarının ve savunma sanayiinin nanometre-altı ölçüm ihtiyaçlarının karşılanmasına katkı sağlaması da diğer hedeflerdendir.

Fabry-Perot interferometresinin taranabilir lazerlerin kullanılması ile yerdeğiştirme ölçümlerinde kullanılması ile ilgili temel kavramlar önceki bölümlerde verilmişti. Fabry-Perot yerdeğiştirme metrolojisi ile ilgili daha detaylı tartışmalar J. R. Lawall ve arkadaşları ve M. Durand ve arkadaşları tarafından verilmiştir (Lawall, 2005), (Durand ve diğ., 2011). İlerleyen paragraflarda taranabilir lazerler ile yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinde kullanılacak denklemler yukarıda bahsi geçen çalışmalar doğrultusunda yeniden çıkarılacaktır.

Fabry-Perot interferometresinin aynalarından bir tanesinin düzlem diğerinin R eğrilik yarıçapına sahip küresel bir ayna olduğu varsayımından yola çıkılarak, iki ayna arası mesafenin L olduğu, lazer ışınımın kavite ile rezonant olduğu bir durum için; rezonans frekanslar Denklem (4.11) ile verilebilirler;

$$\nu_N = \frac{c}{2L} N \quad (4.11)$$

Burada c , vakum ortamda ışık hızı, N ise bir sabittir. Ölçümler üzerindeki etkisinin düşük olması itibarı ile kavitenin vakum ortamda bulunduğu varsayılmıştır. Aksi takdirde c yerine c/n kullanmak gerekecekti. n , kavite içindeki gazın kırılma indisi olacaktır. n 'nin frekansa bağımlı olduğu bir durum için ise Denklem (4.11)'de daha başka modifikasyonlarda yapılması gerekecekti.

Taranabilir bir lazerin kavite rezonansına kilitlenmesi durumunda kavite boyunda meydana gelecek δL kadarlık bir değişiklik, kavite rezonans frekansında δv_N 'lik bir değişikliğe sebebiyet verecektir. Denklem (4.11) için difraksiyon ve yansıma kaynaklı faz kaymalarının göz önünde bulundurulduğu çok daha doğru bir formülasyon Denklem (4.12)'deki gibidir;

$$v_N = \frac{c}{2L} \frac{1}{1 + \frac{\alpha}{2\pi} \frac{c}{2L}} \left[N + \frac{1}{\pi} \zeta(L) - \frac{\phi_{\text{refl}}}{2\pi} \right] \quad (4.12)$$

Burada plano-konkav bir kavite için;

$$\zeta(L) = \cos^{-1} \sqrt{1 - L/R} = \sin^{-1} \sqrt{L/R} \quad (4.13)$$

Gaussian demet difraksiyonu ile ilişkili Gouy (veya Fresnel) faz kaymasıdır. ϕ_{refl} ve α bilinmeyen sabitleri kavite aynalarından olan reflektif faz kaymaları ile ilişkilidir. Bu denklem modlar arasındaki frekans farkının (serbest spektral aralık) ölçülmesi durumunda oldukça sadeleşir. Bu modlar arası mesafe (FSR) kavite mutlak uzunluğu L tarafından belirlenmektedir.

Belirli bir N ve $N+M$ 'inci mod arasındaki frekans farkı Denklem (4.14) şeklinde yazılabilir;

$$\Delta v_{N+M, N} \equiv \Delta v_M = \frac{c}{2L} \frac{M}{1 + \frac{\alpha}{2\pi} \frac{c}{2L}} \quad (4.14)$$

$M=1$ alındığında ardışık iki mod için Denklem (4.14) ifadesi, Denklem (4.15) ifadesine dönüşmektedir;

$$\Delta v = \frac{c}{2L} \frac{1}{1 + \frac{\alpha}{2\pi} \frac{c}{2L}} \quad (4.15)$$

Denklem (4.15)'i kavite boyu L için çözmek için Denklem (4.16) ve Denklem (4.17)'deki tanımlamalar yapılabilir;

$$x = \frac{c}{2L} \quad (4.16)$$

$$\beta = \frac{\alpha}{2\pi} \quad (4.17)$$

Denklem (4.15), kavite boyu L için, modlar arası frekans farkı (Δv) cinsinden Denklem (4.18) ile ifade edilebilir ve amaçla aşağıdaki işlemler gerçekleştirilmelidir;

$$\Delta v = \frac{x}{1 + \beta x}$$

$$\Delta v(1 + \beta x) = x$$

$$\Delta v = x - \Delta v \beta x = x(1 - \Delta v \beta)$$

$$x = \frac{\Delta v}{1 - \Delta v \beta} \quad (4.18)$$

$$\frac{c}{2L} = \frac{\Delta v}{1 - \Delta v \beta}$$

$$L = \frac{c(1 - \Delta v \beta)}{2\Delta v} = \frac{c}{2} \left[\frac{1}{\Delta v} - \beta \right]$$

$$L = \frac{c}{2} \left[\frac{1}{\Delta v} - \frac{\alpha}{2\pi} \right]$$

Anlaşılaçağı üzere kavite FSR ölçümleri; lazerlerden birinin kavite modlarından birine, diğer lazerin ise kavite ardışık moduna (tercihen daha üst indisli bir moda) kilitlenmesi ile belirlenmektedir. Denklem (4.18)'deki küçük $\alpha/2\pi$ sabit terimi belli bir dalgaboyundaki ışınımın dielektrik ayna içine nüfuz etmesi ile ilgilidir. Kavite boyu penetrasyon derinliği (Denklem (1.1)) kadar bir farkla ifade edilebilmektedir. Bu terim yerdeğiştirme ölçümlerinde ihmal edilmektedir.

Denklem (4.18)'de $\alpha/2\pi$ terimi ihmal edilir ve L'nin Δv 'ye göre türevi alınırsa;

$$L = L(\Delta v) = \frac{c}{2\Delta v} \quad (4.19)$$

$$\frac{\delta L}{\delta(\Delta v)} = -\frac{c}{2(\Delta v)^2} = -\frac{c}{2\Delta v} \frac{1}{\Delta v} = -\frac{L}{\Delta v} \quad (4.20)$$

Denklem (4.20) yeniden düzenlenerek, Denklem (4.21) elde edilir;

$$\frac{\delta L}{L} = -\frac{\delta(\Delta v)}{\Delta v} = -\frac{\delta(\text{FSR})}{\text{FSR}} \quad (4.21)$$

Denklem (4.21)'den görüldüğü üzere kavite boyundaki relativ değişiklikler serbest spektral aralık relativ değişiklikleri ile ifade edilebilmektedir.

Bu tez çalışması kapsamında kurulan sistem 3. dereceden dejenereliğe sahip bir sistemdir (Denklem (4.22) ve $\Delta v=890$ MHz'tir;

$$\Delta v = \frac{c}{2NL} = \frac{c}{6L} \quad (4.22)$$

Lazerler arasında ölçülen fark frekansın 890 MHz olduğu durumda; L'nin $(\lambda/2).(1/3) = \lambda/6 = 780,24/6 = 130,04$ nm'lik bir yerdeğiştirmesi söz konusudur.

Denklem (4.21)'de δ yerine Δ kullanılarak literatür ile uyumluluk hedeflenmiştir. En genel ifade Denklem (4.23) ile verilmiştir;

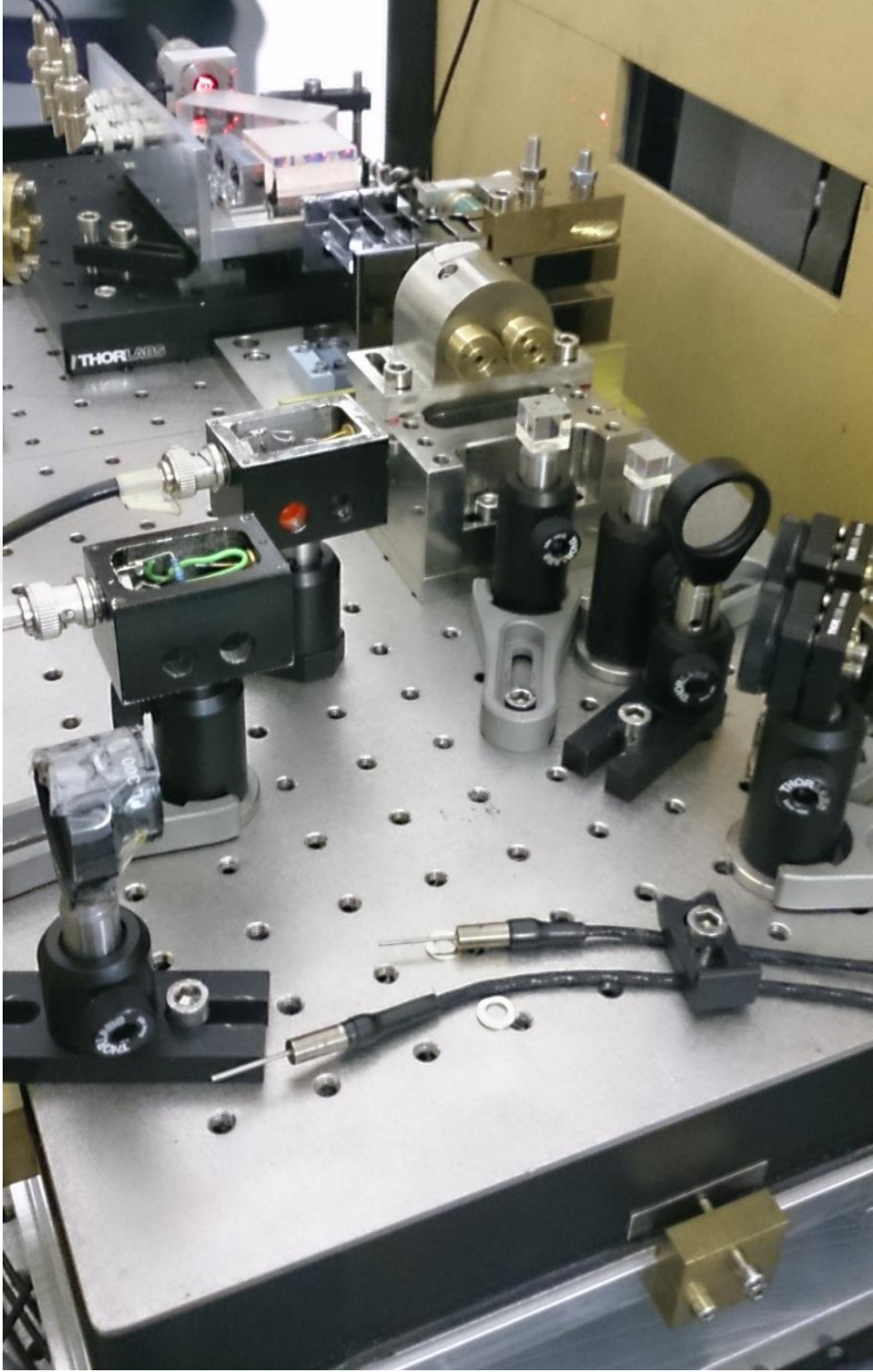
$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta(\Delta v)}{\Delta v} \quad (4.23)$$

4.2. Yerdeğiştirme Ölçümleri Deney Düzeneği (DFPİ-XRİ)

X-ışınları interferometresi karşılaştırması için diferansiyel Fabry-Perot interferometrik sistemi kurulmuş, frekansı kararlı taranabilir ECDL lazerler ve fark frekans ölçüm teknikleri kullanılarak X-ışınları interferometresinin yarım ve tam saçak (192 pm) yerdeğiştirmeleri nanometre-altı doğruluk ile ölçülmüştür (Celik ve diğ., 2012) Quadrature fringe üretimindeki zorluklar ve bu konuda yazılımının geliştirilmesinde karşılaşılan güçlüklerin yanı sıra ticari interferometrelerin istenen doğruluk ve çözünürlükte ölçümlere imkan vermemesinden dolayı X-ışınları interferometresinin 50 pm altında üretilen çeyrek adım yerdeğiştirmelerinin arzulan ve hedeflenen doğruluk ve belirsizlikle gerçekleştirilmesi büyük önem taşımıştır. Kurulan ve geliştirilen sistem ile X-ışınları interferometresinin kesirli < 50 pm (quadrature ve sub-quadrature) yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiştir. İzlenebilir bu ölçümler, her iki interferometrenin pikometre yerdeğiştirme ölçüm metrolojisi için uygunluğunun demonstre edilmesine de olanak sağlamıştır. Karşılaştırma ölçümleri esnasında kurulan optik deney düzeneğinin şematik gösterimi Şekil 4.16'da; deney düzeneği fotoğrafları ise Şekil 4.17 ve Şekil 4.18'de verilmiştir. Deney düzeneğinin detaylı açıklaması bulgular ve tartışma kısmında verilmiştir.



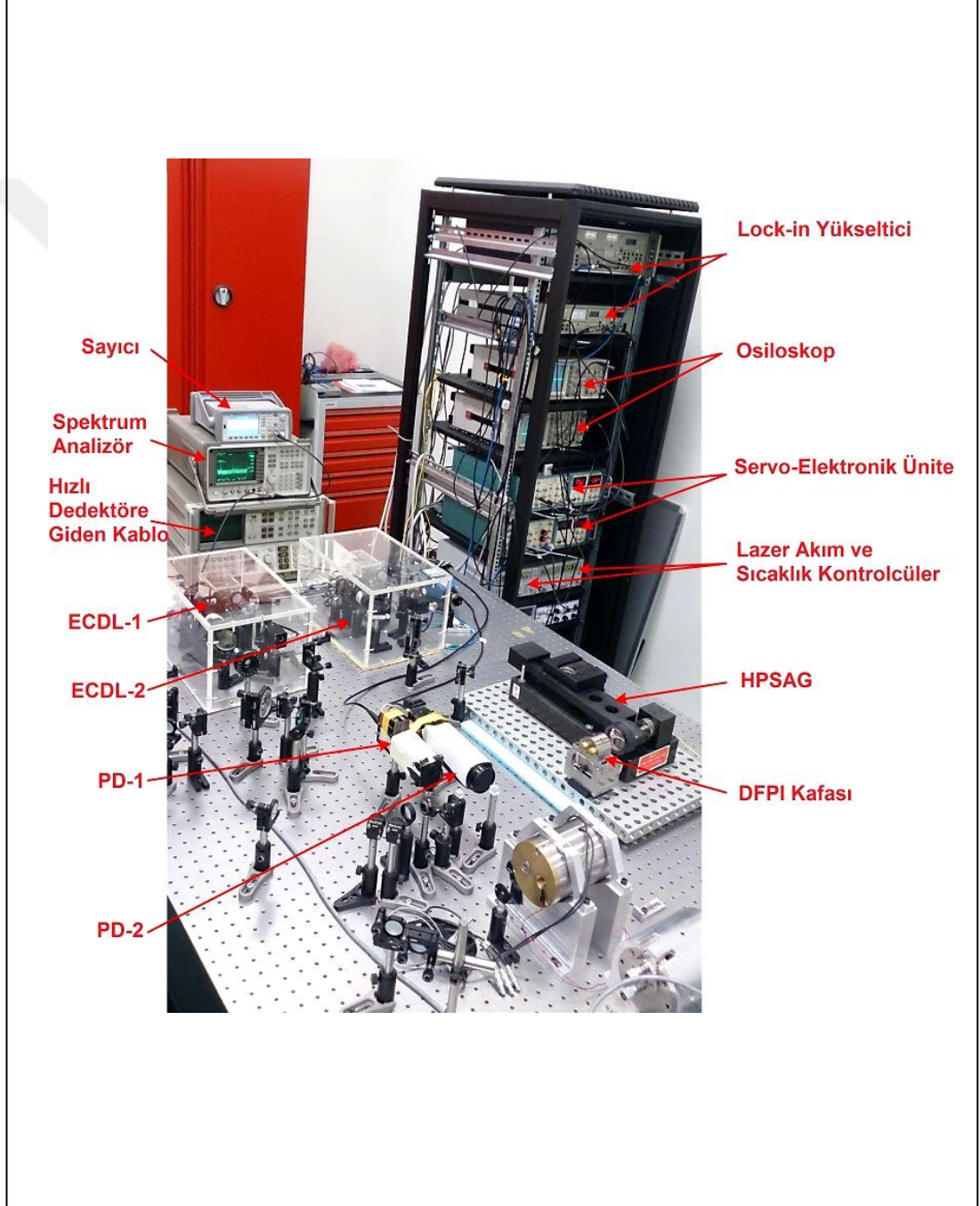
Şekil 4.17. NPL, İngiltere X-ışınları interferometresi (XRİ) ve DFPI karşılaştırma ölçümleri deney düzeneği fotoğrafı



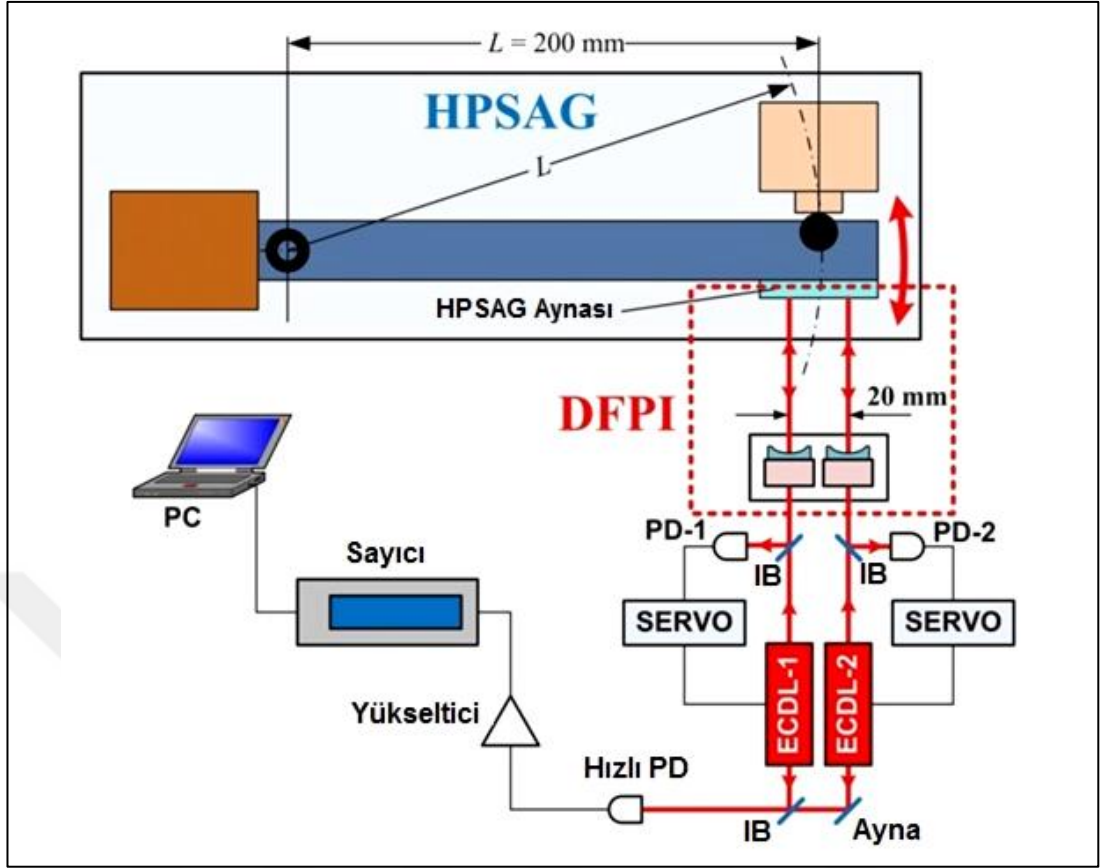
Şekil 4.18. Şekil 4.17'de görülen kapalı kutunun iç kısmının fotoğrafı. Invar plaka üzerine konumlandırılmış optik bileşenler, DFPi kafası ve karşısında X-ışınları interferometresi görülmektedir.

4.3. Açık Ölçümleri Deney Düzenegi (DFPI-HPSAG)

Ultra küçük açı ölçümleri için kullanılan deney düzenegi fotoğrafı Şekil 4.19'da, deney düzenegi şematik gösterimi ise Şekil 4.20'de verilmiştir. Şekil 4.20'de kurulan düzenek yüksek hassasiyetli küçük açı üreticinin (HPSAG) ürettiği açılarının otokolimatör (geleneksel yöntem) yerine diferansiyel Fabry-Perot interferometresi kullanılarak ölçülmesi prensibini demonstre etmektedir.



Şekil 4.19. Ultra-küçük açı ölçümleri deney düzenegi fotoğrafı



Şekil 4.20. HPSAG tarafından üretilen ultra-küçük açıların DFPI kullanılarak algılandığı ve ölçümlerinin gerçekleştirildiği deney düzeneği blok diyagramı

HPSAG; Türkiye'nin primer açı standardı olarak işlev görmektedir ve en doğru açı ölçüm cihazları (örneğin, yüksek hassasiyetli elektronik otokollimatör) kalibrasyonlarında kullanılmaktadır. En son teknolojiye sahip elektronik otokollimatör çözünürlük değerleri 0,001 arcsec (5 nrad) civarındadır. Yüksek çözünürlüklü elektronik oto kollimatörler ± 16 arcsec lik bir ölçüm aralığında $u=0,005$ arcsec (25 nrad) standart belirsizlik değerleri ile kalibre edilebilmektedirler.

HPSAG Elektronik otokollimatörlerin çözünürlük limit değerleri olan 0,001 arcsec (5 nrad) açı adımlarını ve daha düşük açı adımlarını üretebilme kapasitesine sahiptir. HPSAG ve ilgili bileşenler Şekil 4.20'de verilmiştir. HPSAG ana gövde, destek pivotu, 200 mm'lik sine kolu, piezo hareket ettirici ve 50 mm çapında optik aynayı ihtiva etmektedir. Çelik gövde üzerinde bulunan flexural pivota oturtulmuş sine kolu piezo hareket ettiricinin hareketi ile izlenebilir ve tekrarlanabilir bir şekilde ultra-hassas açılar üretmekte ve üretilen bu açılar okunabilmektedir. Sine kolunu hareket ettiren piezo nano-konumladırıcı üzerinde 0,1 nm yerdeğiştirme çözünürlüğüne sahip kapasitif bir sensör bulunmaktadır. Sine kolunun 200 mm'lik uzunluğu da göz

önünde bulundurulduğunda açı çözünürlüğü 0,0001 arcsec (0,5 nrad) olarak elde edilmektedir (Yandayan ve diğ., 2012).

Sine kolu üzerinde bulunan ayna otokolimatör kalibrasyonlarının gerçekleştirilmesine olanak sağlamaktadır. Bu çalışmada ise DFPİ kafası HPSAG'ın karşısına konumlandırılarak bütünleşik Fabry-Perot interferometrik yapısı oluşturulmuştur. HPSAG üzerindeki düzlem ayna ve DFPİ küresel aynaları bir araya getirilerek non-konfokal Fabry-Perot interferometresi kurulmuş, HPSAG tarafından üretilen nanoradyan açılar DFPİ ve HPSAG'ın kendisi tarafından ölçülmüştür. HPSAG aynası malzemesi Zerodur®'dur. Ayna yüzey kaplaması gümüşdür ve yansıtıcılık değeri yaklaşık olarak 99%'dir. Ayna çapı 50,8 mm ve kalınlığı ise 12,7 mm'dir. ZYGO Verifire AT Flatness (yüzey düzlemselliği) interferometresi kullanılarak ölçümleri gerçekleştirilen ayna etkin açıklığı ($\varnothing 36$ mm) yüzey düzlemsellik değeri 25 nm Peak – Valley (PV) ve 3 nm rms olarak bulunmuştur (Yandayan ve diğ., 2012).

DFPİ kafasının iki konkav aynasının merkezleri arasındaki mesafe 20 mm'dir. DFPİ kafası HPSAG aynasının karşısına konumlandırılarak çift kanallı Fabry-Perot interferometrik yapısı elde edilmiştir. Konkav ayna eğrilik yarıçapları 75 mm oluşturulan kavitenin boyu ise 56,2 mm'dir. Dolayısı ile 3. Dereceden dejenereliğe sahip non-konfokal bir ölçüm sistemi kurulmuştur.

0,5 arcsec (2500 nrad) maksimum ölçüm aralığında 0,0002 arcsec'e (1 nrad) kadar düşürülebilen farklı büyüklüklerdeki açısal adımlar HPSAG tarafından üretilmiş, hem HPSAG hem de DFPİ ile ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Üretilen açılar bütünleşik DFPİ interferometrik sistemi tarafından frekans değişimleri olarak algılanmış ve HPSAG tarafından üretilen referans açılar ile ilişkilendirilmiştir.

HPSAG aynasının piezo nano konumlandırıcının hareketi ile sisteme tanıtılan ultra-küçük açılar; çift kanallı Fabry-Perot interferometresinin kavite boylarında değişiklik meydana getirmektedir. Kavite boyundaki değişiklik, kavite boyuna kilitli lazer frekansını değiştirmektedir. Lazerler süperpoze edilerek aralarındaki fark frekans fotodedektör tarafından algılanmıştır. Fotodedektör sinyali bilgisayar kontrollü bir sayıcıya verilmiş, lazerler arasındaki fark frekanstaki değişiklikler standart heterodin vuru frekans tekniği kullanılarak analiz edilmiştir.

İnterferometre kaba ayarı DFPİ aynaları ve HPSAG aynası arasındaki mesafenin (kavite boyu) yaklaşık olarak 56 mm'ye ayarlanması ile gerçekleştirilmektedir. Daha

hassas ayarlamalar DFPI kafası ayar mekanizmaları kullanılarak gerçekleştirilebilmektedir. DFPI kafası tasarımı aynalar arası mesafenin değiştirilebilmesi ve küçük açı ayarlamalarının yapılabilmesine olanak sağlamaktadır.

Fabry-Perot interferometreleri kırılma indisi ve sıcaklık değişikliklerine oldukça duyarlıdır. Kurulan interferometrik sistemin diferansiyel tercih edilmesi ve üretiminde düşük uzama katsayılı Super Invar™ malzeme kullanılması ile kırılma indisi ve sıcaklık değişikliklerinden kaynaklanan hataların baskılanması ve minimize edilmesi hedeflenmiştir. DFPI kafasındaki iki konkav ayna ve karşılıklarında konumlandırılmış HIPSAG aynası ile birlikte çift kanallı interferometre kurulmuştur. Konkav ayna eğrilik yarıçapları 75 mm yansıtıcılık değerleri ise 98,96 %'dir. Sistemde kullanılan ayna arka düzlem yüzeyleri anti-yansıtma kaplanmıştır (780 nm dalgaboyunda 0,05% yansıtıcılık değerlerinde). Böylelikle; lazer performansını olumsuz yönde etkileyen, istenmeyen geri yansıtma ve geribeslemelerin azaltılması hedeflenmiştir. DFPI'nin birinci ve ikinci kanalları serbest spektral aralık değerleri 100 kHz belirsizlikle sırası ile 889,2 MHz ve 890,0 MHz olarak ölçülmüştür. Açı ölçümleri için kurulmuş olan interferometre; serbest spektral aralık değeri, $FSR=c/6L$ olan, non-konfokal yapıdadır. DFPI 1 ve 2 nolu kanallarının kavite boyları 6 μ m belirsizlikle $L_1=56,234$ mm ve $L_2=56,180$ mm olarak hesaplanmıştır. Dolayısı ile iki kanal kavite boyları arasındaki fark 54 μ m olmuştur. Sıcaklıkla uzama hataları ve kırılma indisi değişikliklerinden kaynaklanan hataların azaltılması için kavite boylarının birbirine özdeş olması önem arz etmektedir. Ölçüm sonuçları; kavite boyları arasında yukarıda verilen bu fark ile çevresel faktörlerin açısal ölçümlere katkısının 500 s ölçüm zaman aralığında 3 nrad'dan daha düşük olduğunu göstermiştir. Ölçüm sisteminde yerdeğiştirme ölçümlerine benzer şekilde iki adet ECDL lazer kullanılmıştır. Bu lazerlerde diyot olarak anti-yansıtma kaplamalı çip kullanılmış, lazerler Littrow konfigürasyonunda yapılandırılmıştır. Lazer diyot paralelliği; nümerik açıklığı, $NA=0,55$ olan bir mikro-objektif ile sağlanmıştır. 1200 çizgi/mm kırınım ağı kullanılmış, kırınım ağı lazere geri beslemelerin gönderildiği PZT üzerine yapıştırılmıştır. Kırınım ağının birinci dereceden ışınları lazer diyoda geri gönderilirken sıfırıncı dereceden ışınları lazer çıkışı olmuştur. Lazer diyot ve dış kavitenin sıcaklık kontrolü, Peltier etkisini kullanan termo-elektrik soğutucu aracılığı ile gerçekleştirilmiştir. Her iki lazerde 7 GHz üzerinde taranabilecek şekilde hassas bir şekilde ayarlanmış bu lazerlerin çizgi kalınlıkları ise 1 MHz'in çok altında olmuştur.

Lazer frekans kararlılığı karakterizasyonu ve dalgaboyu izlenebilirliğinin sağlanması için; açılı ölçümleri esnasında her iki lazer de ^{87}Rb atomları D_2 geçişlerine (780 nm) ayarlanmıştır. Lazerler, Rb atomları D_2 enerji geçişlerine kırınım açısı açısı değiştirilerek, lazer diyot sıcaklığı değiştirilerek (0,3 nm/°C) ve lazer akımı değiştirilerek (1 GHz/mA) kabaca ayarlanmıştır. Lazerlerin Rb atomlarının enerji geçişlerine ince ayarlanmaları ve alt-Doppler rezonansların gözlenmesi; lazerlerin kavite boyunun PZT'ye hassas bir şekilde gerilimlerin uygulanarak kavite boyunun dolayısı ile lazer frekansının değiştirilmesi sayesinde gerçekleştirilmiştir. ECDL lazer ışımalarının yuvarlak hale getirilmesi için anamorfik prizma (AP) kullanılmıştır. Ardından, lazere istenmeyen geribeslemelerin baskılanması ve azaltılması için > 30 dB optik izolatör (ISO) kullanılmıştır. İzolatör çıkışındaki ışımaya 50% ışın bölücü kullanılarak iki kola ayrıştırılmıştır. Işın bölücüden yansıyan lazer demeti 5 cm uzunluğunda 2 cm çapında, doğal ^{85}Rb ve ^{87}Rb izotoplarını sırası ile 72,15% ve 27,85% olarak içeren bir hücreden geçirilmiştir. Hücreden geçirilen pump demet , hücre arkasına yerleştirilen bir ayna (M) üzerinden geri yansıtılarak (probe demet) fotodetektör üzerine düşürülmüştür. Bu fotodetektör çıkışı osiloskopun kanallarından birine verilerek Rb atomları Doppler-bağımsız rezonansları gözlenmiştir. Benzer düzenek diğer lazer içinde kurulmuştur. Işın bölücüden geçen lazer demeti ise başka bir 50% ışın bölücü aracılığı ile bir kez daha iki kola ayrıştırılmıştır. Bu ikinci ışın bölücü aracılığıyla ayrıştırılan ışımaların bir kısmı hızlı fotodetektör üzerinde her iki lazerin süperpoze edilerek fark frekans ölçümlerine hazır hale getirilmesi amaçlı olmuştur. Açılı ölçümlerinde kullanılan EOT ET-4000 model hızlı fotodiyot (>12,5 GHz) çıkışı Centalax (30 dB) RF yükseltici girişine verilmiş, yükseltelen bu sinyal bilgisayar kontrollü Agilent 53230A sayıcının girişine uygulanmıştır. İkinci ışın bölücülerde ayrıştırılmış olan diğer koldaki ışımalar DFPI deney düzeneği için kullanılmış, bu ışımalar kavite kanallarına gönderilerek, kavite refleksiyon rezonansları uygun bir biçimde konumlandırılmış fotodiyotlar tarafından algılanmıştır. Fotodiyot çıkışındaki refleksiyon rezonansları ile ilişkili bu sinyaller ise osiloskopların diğer kanallarına girilmiştir.

Ölçümler üzerinde lazerlerin ve elektronik sistemlerin etkisinin araştırılması için ECDL-1 ve ECDL-2 lazerleri Rb atomlarının ~10 MHz çizgi kalınlıklı Doppler-bağımsız soğurum rezonanslarına ($5S_{1/2}$ (F=2) – $5P_{3/2}$ (F= 1, 2, 3)) FM tekniği ve elektronik servo sistemler kullanılarak kilitlemişlerdir. Lazer frekansı, lazer PZT'sine 40 kHz'lik bir sinyal uygulanarak modüle edilmiştir. Lock-in amfi çıkışındaki Doppler-bağımsız rezonans birinci türevleri PZT için geribesleme (hata) sinyali olarak

kullanılmış, bu geri besleme ise elektronik servo kontrol üniteleri aracılığıyla gerçekleştirilmiştir.

1 saatten daha fazla bir ölçüm zaman aralığında kararlılık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. 1 s ortalama zaman için <10 kHz bir kararlılık değeri elde edilmiş, bu ise 0,07 nrad'lık bir gürültü seviyesine karşılık gelmiştir. 1000 s ortalama zaman için uzun dönem kararlılığı yaklaşık 0,8 kHz olarak bulunmuştur. Bu çıkarımdan sonra lazerler kilitli durumlarından çıkarılmıştır. Lazer frekansı 1 GHz'in üzerinde taranarak hem yaklaşık 500 MHz'lik Doppler soğurum rezonansı hem de 890 MHz serbest spektral aralığa sahip, 25 MHz çizgi kalınlığına sahip DFPİ rezonansları osiloskop ekranında birlikte görüntülenmiştir. Bu metod kullanılarak lazerlerin frekansı birbirine 500 MHz'ten daha az olacak şekilde yakın tutulmuş ve bu koşul altında lazerler DFPİ kanalları kavite boylarına benzer FM tekniği kullanılarak kilitlenmiştir. DFPİ kanalları kavite boylarına kilitlenen lazerler arasındaki heterodin fark frekans değerinin; kavite serbest spektral değerinin yarısından (445 MHz) daha az olduğu gözlemlenmiştir. Açılar üretilmeden önce; başka bir deyişle HPSAG üzerindeki PZT'ye herhangi bir gerilim uygulanmadan önce iki lazer arasında, 500 s'den büyük bir zaman aralığında fark frekans ölçümleri gerçekleştirilmiştir. 500 s'den daha büyük zaman aralığında gerçekleştirilen ölçümler göstermiştir ki 1 s ortalama zaman için frekans kararlılık değeri 100 KHz'ler civarındadır ve bu ise 0,7 nrad'lık bir gürültü seviyesine karşılık gelmektedir. İlave etmek gerekir ki; Rb D₂ atomik enerji geçişleri kullanılarak kararlı hale getirilmiş bir lazerin frekansı 385 THz'ler civarındadır, o nedenle; 385 MHz'lik bir lazer frekans değişikliği 0,78 pm'lik bir lazer dalgaboyu değişikliğine sebebiyet vermektedir. Açı ölçümleri için kurulan deney düzeneği için bu 0,78 pm'lik lazer dalga boyu değişikliği 3 pikoradyan'dan daha küçük açı değişikliklerine işaret etmektedir.

Açı ölçümleri için kurulan ve geliştirilen bu metod, ultra-hassas izlenebilir uzunluk ve yerdeğiştirme ölçüm yöntemlerine benzer yapıdadır. Benzer prensipler uygun optik konfigürasyonun kullanımı neticesinde açı ölçümlerine de aktarılmıştır. Açı ölçümleri için kurulan çift kanallı interferometre non-konfokal yapıdadır ve çok dikkatli bir mode-matching'e ihtiyaç duymamaktadır. DFPİ ve HPSAG'ın kombine bir şekilde bir araya getirilerek kurulduğu interferometrik açı ölçüm sistemi için köpük kullanan iki aşamalı bir kutulama gerçekleştirilmiştir. İçerde kalan ve nispeten küçük olan kutu DFPİ ve HPSAG'ı çevrelemiş; daha büyük olan kutu ise küçük kutu ve çevresindeki opto-mekanik bileşenleri de ihtiva etmiştir. Bu sayede istenmeyen sıcaklık değişiklikleri ve kırılma indisi değişikliklerinden kaynaklanan çevresel etkiler ve hava

türbülansları azaltılmaya çalışılmıştır. İzolasyon kutularının etkinliğinin değerlendirebilmesi için test ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Öncelikle sistem bir gün boyunca çalışır biçimde dengeye gelmesi için bekletilmiştir. Klima kontrollü laboratuvarın gün boyu sıcaklık değişiklikleri 0,1 °C altında olmuştur. İç kutu içindeki DFPI kavitesi yakınlarında Platinyum direnç termometresi (Pt25) ve MI (Model 6010D) otomatik direnç/termometri köprüsü bir arada kullanılarak sıcaklık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Tüm gün sıcaklık değişiklikleri 0,02 °C'nin altında ölçülmüştür. Kısa ölçüm zamanları (örneğin açılı ölçümlerinin gerçekleştirildiği 6 dakikalık ölçüm zamanları) için sıcaklık değişiklikleri 0,003 °C'den daha düşük olmuştur. Buna ilaveten; ölçümlerin gerçekleştirildiği laboratuvarlar yer seviyesinin 10 m aşağısındadırlar ve ölçüm sisteminin kurulduğu optik masa (Newport UT2) binadan izole sismik kütleler üzerinde konuşlandırılmıştır. Burada aktarılmasında fayda görülen bir başka ayrıntı ise; açılı ölçümleri için DFPI kafası ve HPSAG'ı ihtiva eden opto-mekanik sistemin 2 cm kalınlığında bir alüminyum tabla üzerine kurulmuş olmasıdır. Bu tabla ise yine köpük kullanılarak optik masadan izole hale getirilmiştir. Açılı ölçümlerinde kullanılan, DFPI ve HPSAG'ı da ihtiva eden mekanik sistemin bütün bileşenleri invar malzemedan üretilmemiş olmasına rağmen; 500 s'den büyük bir ölçüm zaman aralığında drift'ler (kayma) < 3 nrad olmuş, 1 s ortalama zamanı için tepeden-tepeye değişiklikler < 1 nrad olarak ölçülmüştür. Bu ölçümler; HPSAG açılı üreticinin PZT'sine herhangi bir gerilim uygulanmadan önce; lazerlerin DFPI-HPSAG kombine sisteminin kanal kavite boylarına lazerlerin kilitlenmesi ile gerçekleştirilmiştir. Lazerler arasındaki fark frekans analiz edilerek yukarıda verilen kayma ve tepeden-tepeye değişiklik değerleri elde edilmiştir.

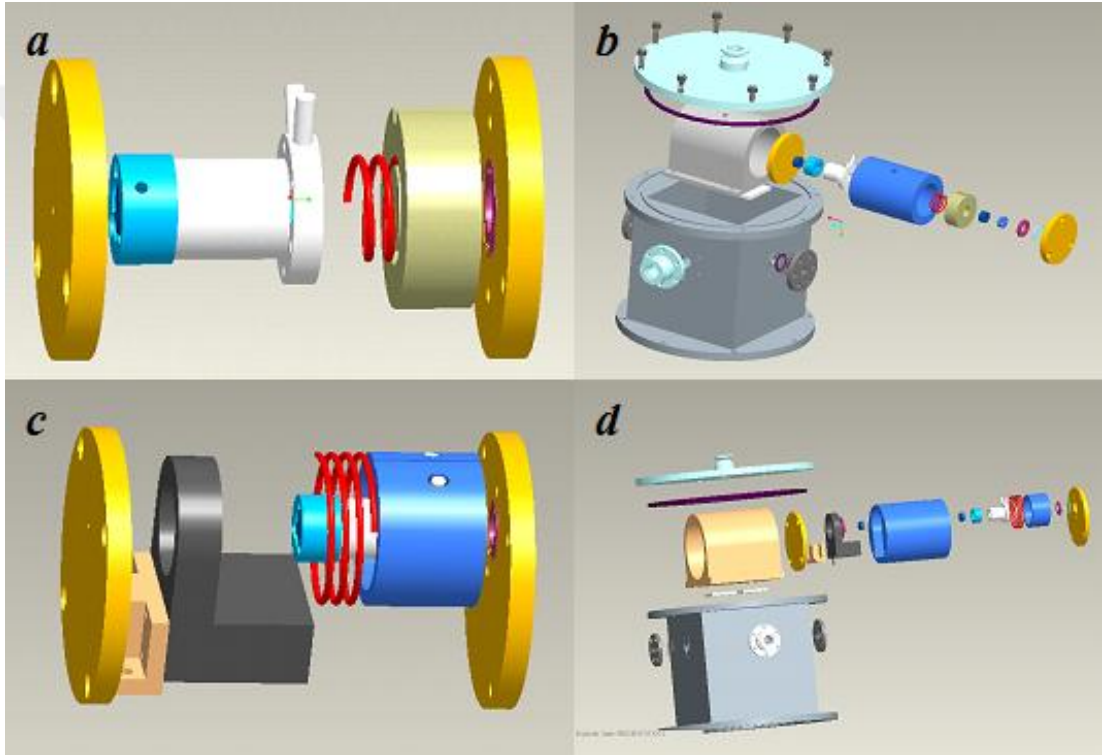
5. BULGULAR VE TARTIŞMA

5.1. Nanometre-altı Belirsizlikle Yerdeğiştirme Ölçümleri

Çalışmanın ilk aşamalarında konfokal Fabry-Perot interferometreleri ve frekansı kararlı taranabilir dış kaviteli diyot lazerler kullanılmıştır. Daha önceki benzer çalışmalarda sınırlı taranabilirliğe sahip (< 1 GHz) He-Ne lazerleri kullanılmıştır. Ölçüm aralığının genişletilmesi amacı ile kilitle-bırak yöntemlerine başvurulmuştur. Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen ölçümlerde kullanılan ECDL lazerler He-Ne lazerlere nazaran daha geniş taranabilme aralığına sahiptir. TÜBİTAK tarafından geliştirilmiş sistemler ile > 7 GHz, New Focus lazeri ile 75 GHz'lik bir taranabilirlik elde edilmektedir. Tek kanallı ölçümlerin gerçekleştirildiği bu ölçümlerde referans olarak kullanılan lazer Rb atomları enerji geçişlerine; izleyici (tracker) lazer ise interferometre kavite boyuna kilitlemiştir. Kavite boyundaki değişimler lazer frekansını dolayısı ile lazerler arasındaki heterodin fark frekansını da değiştirmiştir. Yerdeğiştirme ölçümleri fark frekans değerlerindeki değişiklikler ile ilişkilendirilmiştir. Bu amaçla; serbest spektral aralık ölçümleri gerçekleştirilmiş, sistem karakterizasyonuna katkı için ise lazer kararlılık ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Rb atomik enerji geçişlerine kilitle ECDL lazer kararlılık değerleri 1 - 1000 s ortalama zaman değerleri için 2×10^{-11} – 1×10^{-12} olarak ölçülmüştür. Kurulan 25 ve 50 mm kavite boylu (3 GHz ve 1,5 GHz serbest spektral aralıklı) bu interferometreler < 10 mk sıcaklık kararlılığı ve $< 5 \times 10^{-2}$ Torr'luk vakum değerlerine sahip vakum odalarına yerleştirilmiştir. Interferometre 3D montaj görünüşleri Şekil 5.1'de verilmiştir.

1,5 GHz FSR'li bir konfokal kavite kullanımı durumunda; 7 GHz'lik lazer taranabilirlik değeri ile yaklaşık olarak 1 μ m'lik, 75 GHz lik lazer taranabilirlik değeri ile yaklaşık 10 μ m'lik bir yerdeğiştirme ölçümü gerçekleştirilebilmektedir. Görüldüğü üzere daha büyük taranabilirliğe sahip lazerlerin kullanımı ile çok daha geniş aralıkta ölçümler, kilitle-bırak yöntemlerine ihtiyaç duyulmadan da gerçekleştirilebilmektedir. Radek Smid ve arkadaşları yüzlerce GHz'lik taranabilirliğe sahip DFB diyot lazeri optik bir rezonatöre kilitleyerek ve femtosaniye lazerleri de kullanarak hassas uzunluk ölçümlerini demonstre etmişlerdir (Smid ve diğ., 2009).

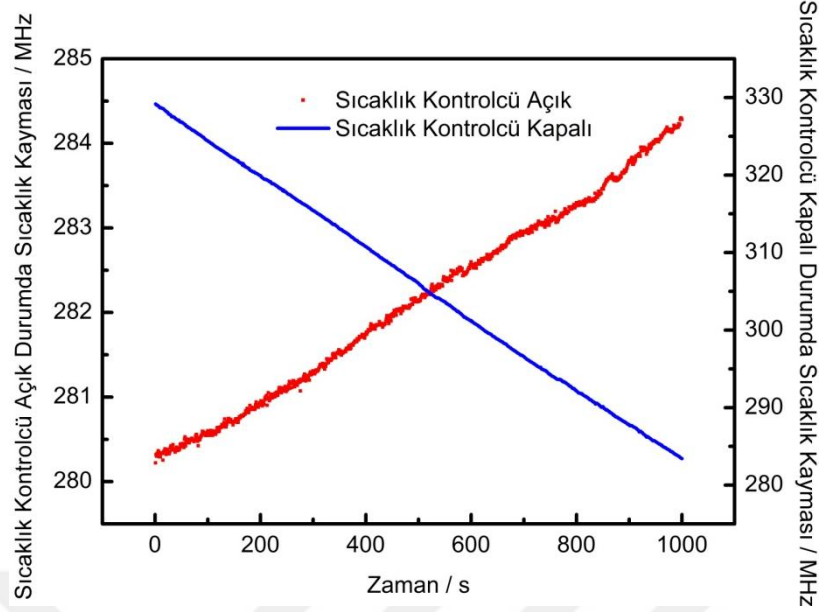
TÜBİTAK UME'de kurulan 3 GHz'lik tek kanallı vakum ve sıcaklık kontrollü Fabry-Perot interferometresinin sıcaklık kayması etkileri araştırılmış. Sıcaklık kontrolcü (Thorlabs TED 350, 5A/40W) açık ve kapalı durumlarda sıcaklık değişimlerine karşılık gelen frekans farkları gözlenmiştir (Şekil 5.2). Sıcaklık kontrolcünün kapalı olduğu durumda ~1000 s ölçüm zamanı aralığında, ~50 MHz'lik bir sıcaklık kayması gözlenmiş, sıcaklık kontrolcünün devreye alındığı durumda ise aynı ölçüm zamanı aralığında < 5 MHz'lik bir sıcaklık kayması gözlenmiştir. Sıcaklık kontrolcünün kullanılması sistemde iyileşmelere sebep olmuş, sıcaklık kayması değerinde en az 10 katlık bir iyileşme sağlanmıştır.



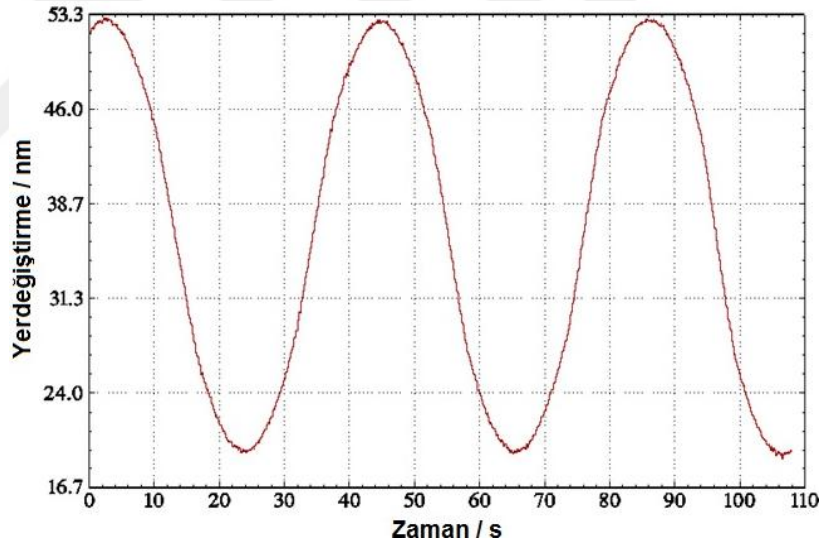
Şekil 5.1. Taranabilir konfokal Fabry-Perot interferometreleri a) FPI-1, b) FPI-1 (sıcaklık ve vakum kontrol üniteleri ile birlikte), c) FPI-2, d) FPI-2 (sıcaklık ve vakum kontrol üniteleri ile birlikte)

3 GHz'lik tek kanallı aynı Fabry-Perot interferometresi ile interferometre aynasının 33 nm'lik tepeden-tepeye yerdeğiştirmesi fark frekans yöntemi kullanılarak algılanmıştır (Şekil 5.3).

Sistem ile algılanabilen fark frekans en düşük değeri 150 kHz'ler mertebesinde olmuş bu ise yerdeğiştirme miktarı olarak 10 pm'lere karşılık gelmiştir.



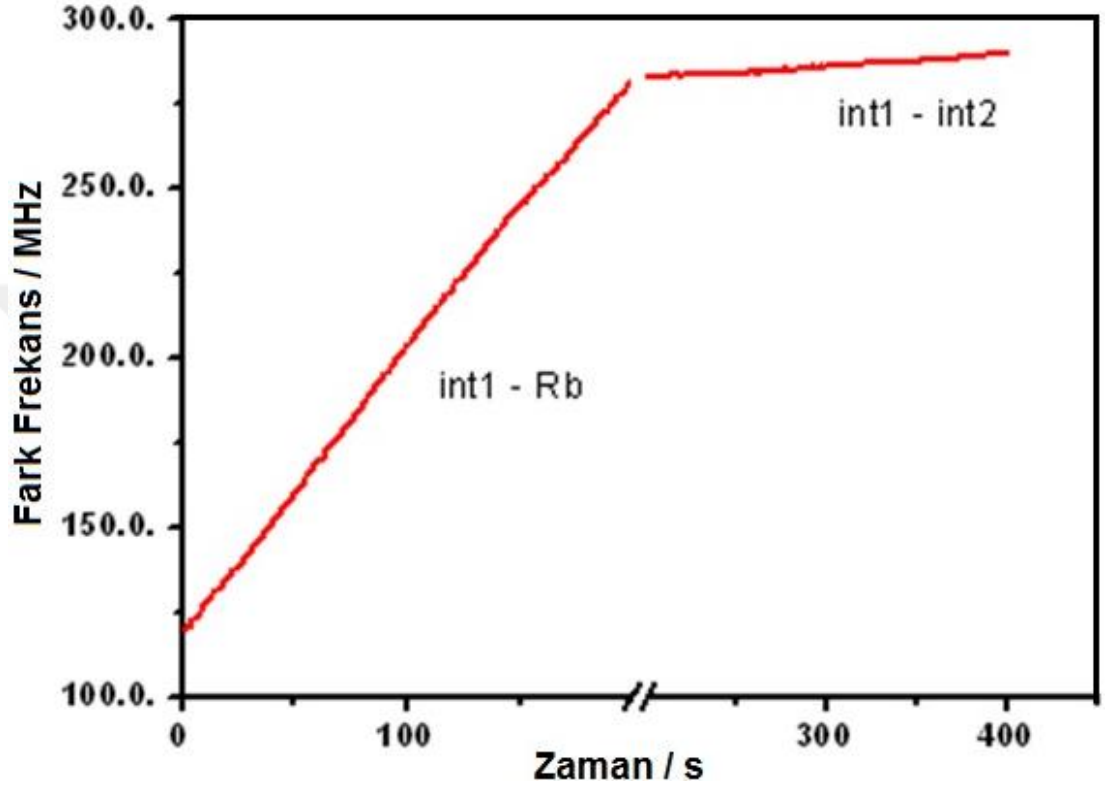
Şekil 5.2. Zamana karşı sıcaklık kayması grafiği. Sıcaklık kontrolcünün açık ve kapalı durumları için sıcaklık kaymaları fark frekanstaki değişimler olarak verilmiştir.



Şekil 5.3. 3 GHz lik bir Fabry-Perot interferometresi ve lazer fark frekans ölçüm tekniğinin kullanıldığı 33 nm'lik (20 – 53,3 nm) bir yerdeğiştirme ölçüm grafiği. Fark frekans yaklaşık 300 - 800 MHz aralığında değişmiştir

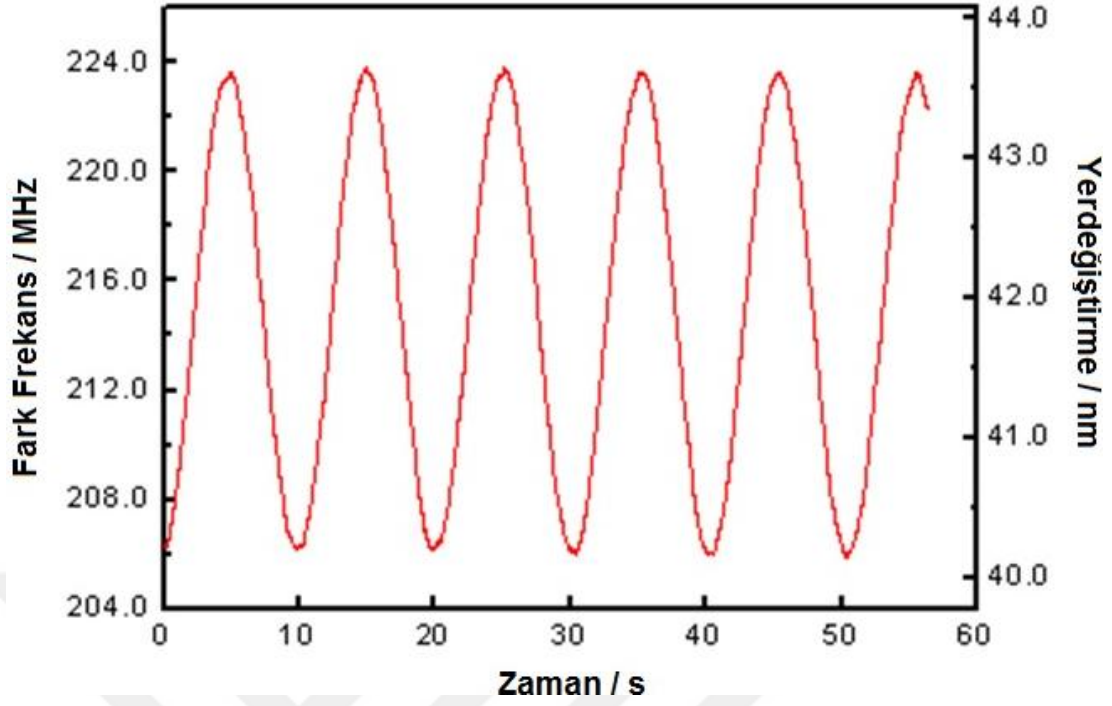
Bu tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen X-ışınları interferometresi ile karşılaştırma ve HPSAG ile açı ölçümleri vakum ve sıcaklık kontrollü tasarımların kullanılmasına olanak vermemiştir. Dolayısı ile diferansiyel Fabry-Perot interferometresi kullanılarak vakum ve sıcaklık kontrollü yapıların kullanılmamasından kaynaklanan dezavantajların kısmen de olsa giderilmesi hedeflenmiştir. diferansiyel Fabry-Perot interferometrik sisteminin çevresel

etkilerden ve kırılma indisi değişimlerinden tek kanallı interferometrelere nazaran ne kadar daha az etkilendiğinin araştırılması, sistem optimizasyonun ve tasarımının invar malzemeyle gerçekleştirilmesinden önce paslanmaz çelik malzemeden ürettirilmiş diferansiyel Fabry-Perot interferometreleri ile bazı öncül ölçümler gerçekleştirilmiştir (Şekil 5.4 – Şekil 5.7).

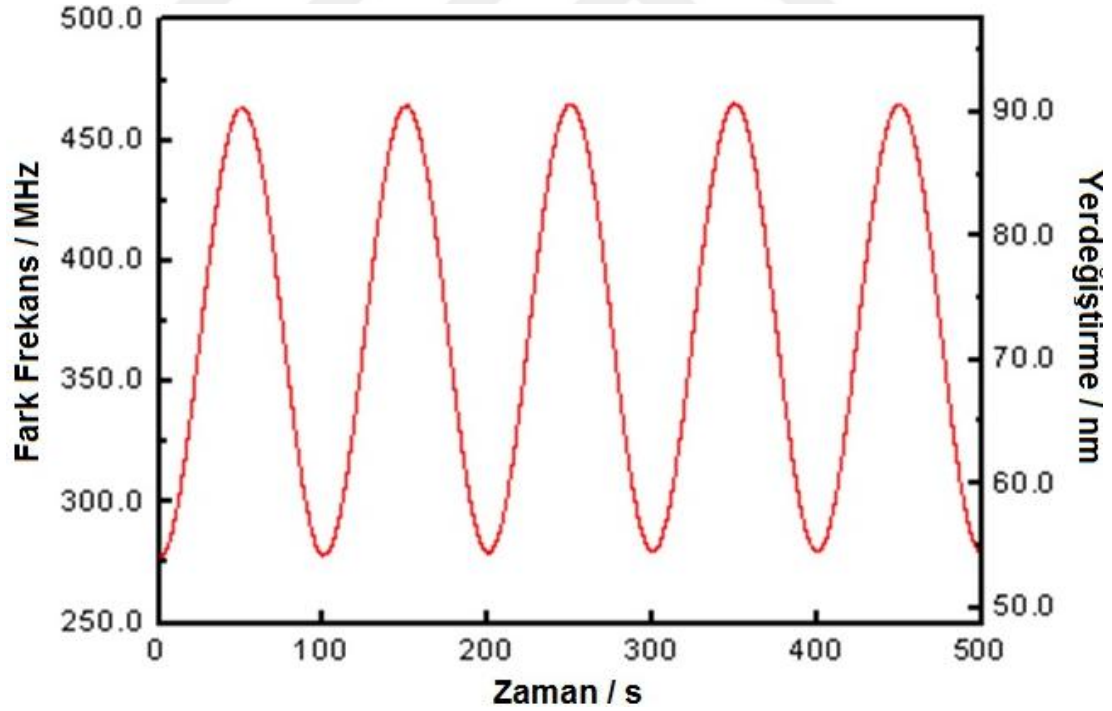


Şekil 5.4. Tek ve çift kanal interferometre ile sıcaklık kayması ölçümleri

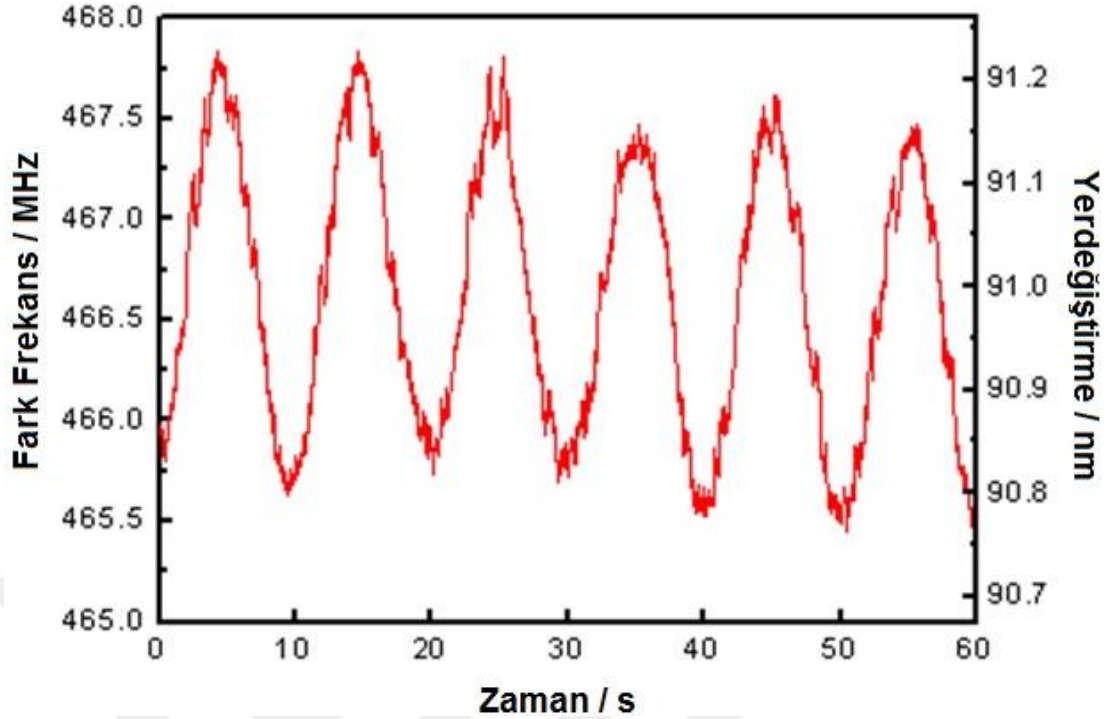
Şekil 5.4'ten de görüldüğü üzere lazerlerden birinin interferometreye diğerinin ise Rb atomik geçişlerine kilitlendiği (tek kanal) diferansiyel interferometrik ölçümlerde yaklaşık 200 s ölçüm zamanı aralığında ~ 160 MHz lik bir değişim (119 – 283 MHz) gözlenmiştir. Lazerlerden her ikisinin de interferometreye kilitlendiği (çift kanal) ölçümlerde ise yaklaşık 200 s ölçüm zamanı aralığında ~ 7 MHz lik bir değişim (283 – 290 MHz) gözlenmiştir. Görüldüğü üzere diferansiyel konfigürasyonun kullanılması çevresel etki ve sıcaklık kayması etkilerini baskılamış (> 20 kat) bu durum daha hassas ve doğru ölçümlerin yapılmasına olanak sağlamıştır. Diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin ölçüm kapasitesinin test edilmesi amacı ile fark frekans yöntemi ve taranabilir dış kaviteli diyot lazerlerin kullanıldığı ölçümler gerçekleştirilmiş ve elde edilen sonuçlar Şekil 5.5, Şekil 5.6 ve Şekil 5.7'de grafiksel olarak verilmiştir.



Şekil 5.5. 1 GHz'lık bir diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile 40 nm'den 43,5 nm'ye kadar olan bir yerdeğiştirme ölçüm grafiği



Şekil 5.6. 1 GHz'lık bir diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile 185 MHz'lik (277 - 462 MHz) bir frekans değişimine denk gelen 36 nm tepe-tepe (54 - 90 nm) yerdeğiştirme ölçüm grafiği



Şekil 5.7. 1 GHz'lık bir diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile 2,05 MHz'lik (465,65 – 467,7 MHz) bir frekans değişimine denk gelen 0,40 nm tepe-tepe (90,80 - 91,20 nm) yerdeğiştirme ölçüm grafiği

Sistemin gerekli bütün koşulları sağladığı ve ölçüm kapasitesinin değerlendirildiği bu aşamadan sonra invar malzeme ile DFPİ tasarımı yapılmış ve interferometrik sistem kurulmuştur.

5.2. DFPİ ve XRI Kullanımı ile Pikometre Seviyesinde Yerdeğiştirme Ölçümleri

XRI hareketli aynasının yerdeğiştirme ölçümleri; çift kanallı interferometre ve taranabilir dış kavite diyot lazerlerin (ECDL) kullanılması ile gerçekleştirilmiştir. XRI alimünyum kaplamalı yansıtıcı yüzeyleri düzlem ayna olarak işlev görmüş, DFPİ kafasının ihtiva ettiği konkav aynalar ile birlikte plano – konkav bir konfigürasyon elde edilmiştir. XRI – DFPİ yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümlerinin gerçekleştirildiği deney düzeneğinin blok şeması daha önce verilmişti (Şekil 4.16). DFPİ kafası içinde kullanılmış aynaların teknik özellikleri Tablo 5.1'de verilmiştir. Sistemde kullanılan aynalar Rocky Mountain Instrument Company (RMI) firmasından tedarik edilmiştir.

Ayna eğrilik yarıçapları (RoC veya R) 75 mm, ayna yansıtıcılıkları ise 780 nm dalgaboyu için 98,96%'dir. Ayna arka yüzeylerinden olan istenmeyen geri yansımaların engellenmesi amacı ile küresel aynaların düzlem olan arka yüzeyleri RMI firması tarafından AR kaplanmış, böylelikle 780 nm'de yansıtıcılık değeri

0,05%'e kadar düşürülmüştür. Ayna yansıtıcılıkları, sistem nihai verimliliği düşünülerek ve interferometre rezonansları genliklerinin dedektörler tarafından rahatlıkla algılanabilmesi için bu değerde tutulmuştur. Ölçümleri gerçekleştirilen sistemlerde daha düşük yansıtıcılık değerlerinde de çalışmak mümkün olmasına rağmen DFPI kafasının daha yüksek yansıtıcılı yüzeylerin kullanıldığı ölçümlerde de kullanılabilceği göz önünde bulundurularak mevcut değerlerde karar kılınmıştır.

Tablo 5.1. Ayna teknik özellikleri

Ayna eğrilik yarıçapı (RoC)	75 mm
Merkez dalgaboyu	780 nm
Yüzey yansıtıcılığı	98,9 % - 99,0 % @780 nm, 0 derece geliş açısı
Yüzey şekilleri	$\lambda/10$ dan daha iyi (merkez 5 mm çap içinde $\lambda/20$ ve üzeri)
Malzeme	fused silica
Ayna çapı	12,7 mm (0,5 inç)
Ayna kalınlığı	6,35 mm
Stratch / dig	20 / 10'dan daha az
Absorbsiyon ve saçılma kayıpları	< 0,1%
Yüzey pürüzlülüğü	< 2 nm rms
Arka yüz	düz
Arka yüz	AR (Anti-refleksiyon) kaplamalı

Kurulan sistem dejenereliği deneysel olarak belirlenmiş, teorik olarak hesaplanan değerle uyumluluğu demonstre edilmiştir. Herhangi bir Fabry-Perot interferometresinin serbest spektral aralık (FSR) ifadesi $c/2LN$ şeklinde ifade edilebilmektedir. Burada N dejenereliğin derecesidir ve N=1 düzlem aynalı, N=2 ise konfokal yapıyı temsil etmektedir. Konfokal bir konfigürasyonda küresel ayna eğrilik yarıçapları, R ve aynalar arası açıklık, L birbirine eşittir. Konfokal yapı; enine mode dejenereliği nedeniyle çok dikkatli bir mode-matching'e ihtiyaç duymaz. Kolay ayarlanabilmesi ve küçük ayarsızlıkları tolere edebilmesi sebebi ile en çok tercih edilen FPI türlerindenidir. Bu tez çalışması kapsamında kurulan interferometre ise aynaları arasındaki mesafenin ayarlanabilir olduğu konfokal olmayan (non-konfokal)

bir FPI'dir. Serbest spektral aralık için $c/2LN$ şeklindeki ifade yukarıda verilmişti. İnterferometre dejenerelik derecesi, N'nin belirlenmesi, ölçüm sistemi skalasının oluşturulabilmesi için önem taşımaktadır. Bu amaçla ölçümler sırasında aynalar arası mesafe, L, hassas bir şekilde ölçülmüştür. Ölçümler esnasında yüksek çözünürlüklü ve genlikli refleksiyon rezonansları $L=56,2$ mm'de gözlenmiştir. Kavite iki ardışık modu arasındaki farka denk gelen spektral aralık değeri 889,2 MHz olarak ölçülmüştür. Bu durumda $N=3$ olarak belirlenmiştir. Aynı sonuç; $L=56,2$ mm, $R=75$ mm olarak alındığı durum için yüksek dereceden mod dejenereliği ve Gouy fazı ile ilgili tartışmaların verildiği önceki bölümlerde de teorik olarak hesaplanmıştır.

Sıcaklık etkilerini minimize etmek ve sıcaklık kaymalarını azaltmak için interferometre kafası Süper Invar™ malzemeden ürettirilmiştir. DFPİ aynaları ve XRI yansıtıcı yüzeyleri arasındaki mesafe kabaca belirlendikten sonra, ince ayarlamalar DFPİ kafası içindeki küresel aynaların ileri veya geri hareket ettirilmesi ile sağlanmıştır. DFPİ kafası tasarımı; kavite boyu hassas ayarlamalarına imkan vermekte aynı zamanda küçük açı ayarsızlıklarını da kompanse edebilmektedir. Bunlara ilaveten ölçüm düzeneğinin üzerinde kurulduğu platform da invar malzemeden seçilmiş böylelikle sıcaklık kaynaklı istenmeyen etkiler azaltılmaya çalışılmıştır. Sıcaklık ve kırılma indisi etkilerinin azaltılması için DFPİ kafası ve XRI'nin oluşturduğu DFPİ sistemi küçük bir kutu ile kapatılmıştır. ECDL lazerler ve fark frekans ölçüm düzeneği dışarıda bırakılmış, geriye kalan bütün sistem (DFPİ kafası, XRI ve opto-mekanik bileşenler vb.) tahta, kurşun ve Celotex™ ten oluşan çok katmanlı pasif bir termal yalıtım kutusu ile kapatılmıştır. Lazer ışınımının kutu içine gönderilmesi cam bir açıklık aracılığı ile olmuştur. Kutu içindeki sıcaklık değişimleri ticari bir direnç köprüsü ve PT100 platinyum direnç termometresi ile ölçülmüştür. Deneyler esnasında sıcaklık salınımları 15 mK'nin altında ölçülmüştür.

Karşılaştırma ölçümleri esnasında XRI elektronik kontrol üniteleri, lazer elektronik servo sistemleri, sayıcı, spektrum analizör ve osiloskop gibi ısı kaynağı olabilecek bütün cihazlar ölçümün gerçekleştirildiği laboratuara bitişik konumdaki bir başka laboratuara yerleştirilmiş, ölçüm sisteminden elde edilen sinyaller, kablolar aracılığıyla laboratuardan laboratuara taşınmıştır. Böylelikle hem sıcaklık kararlılığı sağlanmış hem de akustik gürültülerden kurtulunmuştur.

ECDL-1 lazerinin çıkış demeti interferometre referans kanalına, ECDL-2 lazeri çıkış demeti ise çift kanallı interferometrenin hareketli kanalına yönlendirilmiş, kavite yansımış (reflektif) rezonansları PD-1 ve PD-2 fotodedektörleri tarafından

algılanmıştır. Lazerler, interferometre kavite boylarına reflektif rezonanslar aracılığı ile kilitlemiştir. Kilitleme esnasında lazerlerin frekansı > 40 kHz'te modüle edilmiştir. Bu modülasyon sinyali aynı zamanda lock-in yükseltici cihazın da referans sinyali olmuş; lock-in yükselticinin çıkışında elde edilen sinyal 1. türevleri, lazerlerin kilitlemesinde hata sinyalleri olarak kullanılmışlardır.

Dış kaviteli diyot lazerler, lazer diyot chip yüksek yansıtıcılı yüzeyleri ve Littrow konfigürasyonunda konumlandırılmış 1800 ve/veya 1200 çizgi/mm kırınım ağı tarafından oluşturulmuştur. Lazer diyot çıkışındaki ıraksak ışına mikroskop objektiv ($NA = 0,55$) sayesinde paralel hale getirilmiştir. PZT üzerine yapıştırılmış kırınımın ağına yönlendirilen ışınının 1. dereceden kırınımlı ışınımı lazer diyota geri beslenirken 0. dereceden ışınım ise lazer çıkışı olarak kullanılmıştır.

Lock-in yükseltici çıkışındaki hata sinyalleri elektronik servo kontrolcüler üzerinden dış kaviteli diyot lazer kırınım ağını taşıyan PZT'lere geri beslenmişlerdir. İnterferometre kavite boyu değişimleri kavite boyuna kilitli lazerlerin frekansında değişim olarak kendini göstermiştir. ECDL lazerler mod atlamaşız olarak hassas bir şekilde taranabilmişlerdir (~ 7 GHz). ECDL-1 ve ECDL-2 lazerlerinin bu konfigürasyonunda PZT'lere uygulanan gerilimler kırınım ağının dönme açısını değil de kavite boyunu değiştirmiştir. Dolayısı ile çıkış demetinin yönü değişmemiştir. Bu sayede ışık demet yönü değişimlerinin interferometre ayarlamaları üzerindeki etkisi ihmal edilebilmiştir.

ECDL lazer çıkışındaki astigmatik (2 mm x 8 mm) demet anamorfik prizma seti kullanılarak yuvarlak hale getirilmiştir. Hemen ardından > 30 dB lik bir optik izolatör kullanılarak optik ve kavitelere olan istenmeyen yansımaların lazer diyoda geri beslenmesinin önüne geçilmiş olmaktadır. Bu geri yansımalar lazer diyodu olumsuz etkilemektedir. Dolayısı ile gerektiği durumlarda yüksek zayıflatıcılığa sahip izolatörler veya kaskat izolatörleri kullanmakta da fayda görülmüştür. İstemli bir şekilde kusursuz ayarlamalardan uzaklaşmakta işe yarayabilmektedir. İzolatörden sonra lazer ışık demeti ışın bölücü kullanılarak iki kola ayrıştırılmıştır. Yansıyan ve nispeten zayıf olarak tercih edilen ışık demeti pump-probe Doppler-bağımsız doyum soğurum spektroskopisi konfigürasyonunda Rb hücresi içerisinden geçirilmiş; hücre arkasındaki ayna yüzeyinden aynı hat üzerinden geri yansıtılarak fotodedektör üzerine düşürülmüştür. Rb atomları Doppler-bağımsız soğurum spektrumu fotodedektör aracılığı ile elde edilmiş, bu rezonanslar lazerlerin atomik enerji geçişlerine kilitlemesinde ve sistem izlenebilirliğinin sağlanmasında

kullanılmışlardır. Işın bölücüden geçen diğer ışık demet kolu ikinci bir ışın bölücü kullanılarak yeniden iki kola ayrıştırılmıştır. Kollardan biri diğer lazerden gelen ışık demeti ile üst üste bindirilerek hızlı bir fotodedektöre düşürülmüştür. Hızlı fotodedektör (> 10 GHz) çıkışı görselleştirme amaçlı spektrum analizöre ve fark frekans sinyalinin analizi için ise bilgisayar kontrollü sayıcıya verilmiş böylelikle heterodin fark frekans ölçüm düzeneği kurulmuştur.

Geriye kalan ışık demeti yerdeğiştirme ölçümlerinde kullanılmak üzere DFPİ kanallarına yönlendirilmiştir. Kurulan sistem lazerlerin hem kavite boylarına hemde izlenebilirlik amaçlı atomik enerji geçişlerine kilitlebilmesine imkan vermiştir. Karşılaştırma ölçümleri sırasında, dış kaviteli diyot lazerler Rb atomlarının D_2 enerji geçişlerine (780,24 nm) ayarlanmıştır.

Lazer frekansı DFPİ kavite boyuna kilitlemeden önce, lazer frekansı taranarak uyarılmış seviye süper-ince enerji geçişleri gözlemlenmiş, lazer frekansı ^{87}Rb atomlarının D_2 enerji geçişlerinin Doppler-bağımsız soğurum spektrumunun $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ d/f crossover çizgisine (Ye ve diğ., 1996) ayarlanmıştır. 780 nm dalgaboylu tek-foton Rb stabilize lazer Uluslararası Ağırlıklar ve Ölçüler Komitesi (International Committee for Weights and Measures, CIPM) tarafından 2015 yılında önerilen dalgaboyları (lazer frekans standartları) listesine dahil edilmiştir (Hong, 2016).

Kurulan sistem ile x-ışınları interferometresinin (NPL, İngiltere) çeyrek saçak yerdeğiştirme karşılaştırma ölçüm sonuçları verilmeden önce; daha önce gerçekleştirilmiş olan karşılaştırma ölçümlerinden elde edilen bazı sonuçları burada tekrar vermek, kurulan sistemin ölçüm kabiliyet ve kapasitesi hakkında bilgilendirici olacaktır. Kurulan sistem üzerinde sıcaklık ve çevresel etkilerin gözlenmesi için tek ve çift kanal ölçümler gerçekleştirilmiştir. Tek kanal ölçümlerde, lazerlerden biri atomik enerji geçişlerine kilitlemiş diğeri ise kombine sistemin (XRİ-DFPİ) kanallarından birine kilitlemiştir. Sisteme yerdeğiştirmelerinin tanıtıldığı piezo'ya herhangi bir sinyal uygulanmadan pasif bir şekilde ölçümler gerçekleştirilmiştir. Benzer şekilde, çift kanal ölçümler için her iki kanalda kombine sistemin her iki kanalına kilitlemiş. Tek ve çift kanal için fark frekans ölçümleri aracılığı ile sıcaklık kayması grafikleri elde edilmiştir. 1000 sn ölçüm zaman aralığında, tek kanal için 38 X-ışınları interferometresi adımına karşılık gelen ($\sim 7,3$ nm) 50 MHz'lik bir frekans kayması gözlenmiştir. Diferansiyel (çift kanal) interferometrenin kullanıldığı durumda, aynı zaman aralığı ölçümü için 700 kHz'lik bir frekans kayması gözlenmiştir. Bu ise 889,2 MHz olarak ölçülen bir FSR için yaklaşık olarak X-ışınları

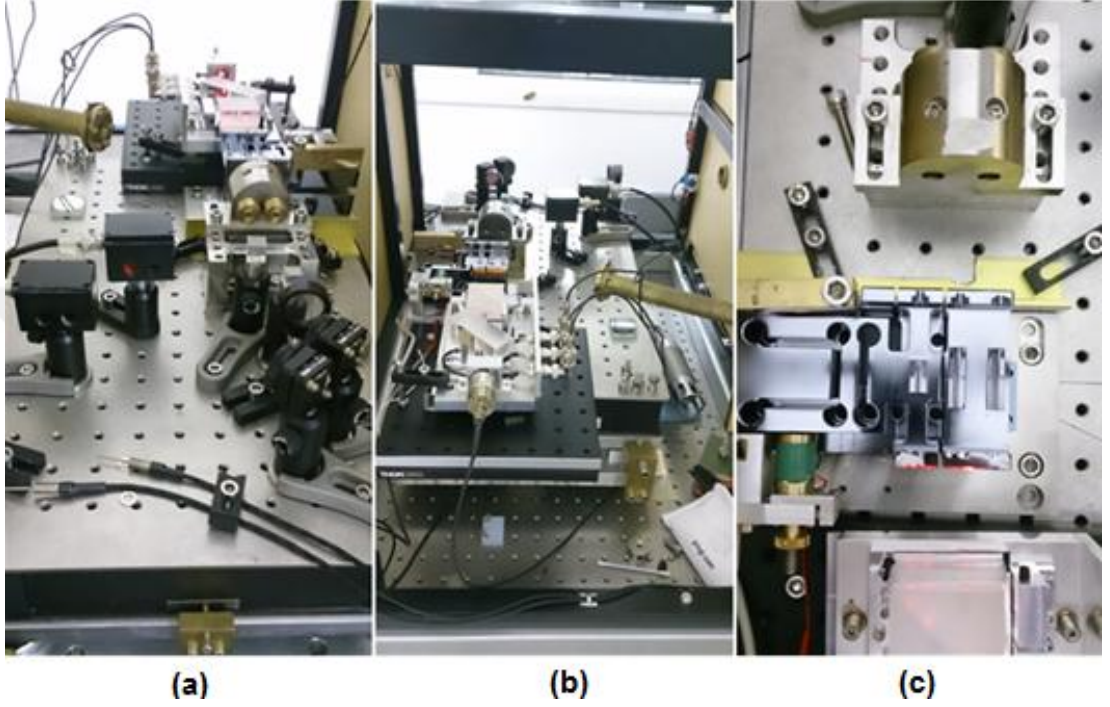
interferometresinin yarım saçak yerdeğiştirmesine karşılık gelmiştir. Sistemin bu şekilde bir karakterizasyonu uzun zaman ölçümlerinde sıcaklık ve çevresel etki kaymalarının az da olsa hissedileceğinin bir göstergesidir. Buna rağmen çift kanal kullanımı bu istenmeyen etkileri baskılamış yaklaşık olarak iki derece (70 katlık) bir iyileşme sağlanmıştır.

Sistem doğrusallığının detaylı bir analizi için 160 nm ölçüm aralığında X-ışınları interferometresi hareket ettirilmış, X-ışınları interferometresinin yaklaşık 850 adımlık bir hareketi için ardışık adımları arasındaki farklar Diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ve fark frekans ölçüm tekniği kullanılarak elde edilmiştir. Ardışık adımlar arasındaki fark histogram grafiğine Normal Dağılım eğrisi uydurulmuş, 1σ 'daki (standard sapma) gürültü seviyesi 19,4 kHz (2,84 pm) olarak bulunmuştur. Bunun yanı sıra; yerdeğiştirme adımları Allan sapması araştırılmış, 1 s ortalama zaman için 3,32 pm'lik yerdeğiştirmeye karşılık gelen 22,7 kHz'lik sapma, 100 s ortalama zaman için ise 0,17 pm'lik yerdeğiştirmeye karşılık gelen 1,14 kHz'lik bir sapma gözlenmiştir (Celik ve diğ., 2012).

Bu çalışma kapsamında; frekansı kararlı taranabilir ECDL lazerler ve fark frekans ölçüm teknikleri kullanılarak X-ışınları interferometresinin tam (192 pm), yarım ve çeyrek saçak yerdeğiştirme ölçümleri nanometre-altı doğruluk ile gerçekleştirilmiştir. Quadrature fringe (çeyrek saçak) üretimindeki zorluklar ve bu konuda yazılımının geliştirilmesinde karşılaşılan güçlüklerin yanı sıra ticari interferometrelerin istenen doğruluk ve çözünürlükte ölçümlere imkân vermemesinden dolayı X-ışınları interferometresinin 50 pm altında üretilen çeyrek adım yerdeğiştirmelerinin arzulan ve hedeflenen doğruluk ve belirsizlikle gerçekleştirilmesi büyük önem taşımaktadır. XRI için geliştirilen quadrature ölçümler yazılımı sayesinde çeyrek saçak yerdeğiştirmeler üretilebilmiş ve üretilen bu yerdeğiştirmeler hem X-ışınları interferometresi hem de diferansiyel Fabry-Perot interferometrik sistemi ile ölçülebilmıştir.

X-ışınları interferometresi ve diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin; pikometre yerdeğiştirme ölçüm metrolojisi için uygunluğunun demonstre edilmesi amacıyla, X-ışınları interferometresinin 1, $\frac{1}{2}$ ve $\frac{1}{4}$ (< 50 pm) saçak yerdeğiştirmeleri XRI tarafından üretilmiş ve ölçülmüş, DFPI tarafından eşzamanlı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Karşılaştırma ölçümleri deney düzeneği fotoğrafları Şekil 5.8'de verilmiştir.

DFPİ ve XRI arasında $\frac{1}{4}$ saçak kapalı döngü ve serbest modda yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu ölçümler aracılığı ile elde edilen sonuçların verisel analizi ve X-ışınları interferometresi servo konumlama çalışmalarındaki iyileştirmelerin doğrulanması da hedeflenmiştir. Elde edilen ölçüm sonuçları aşağıda verilmiştir.

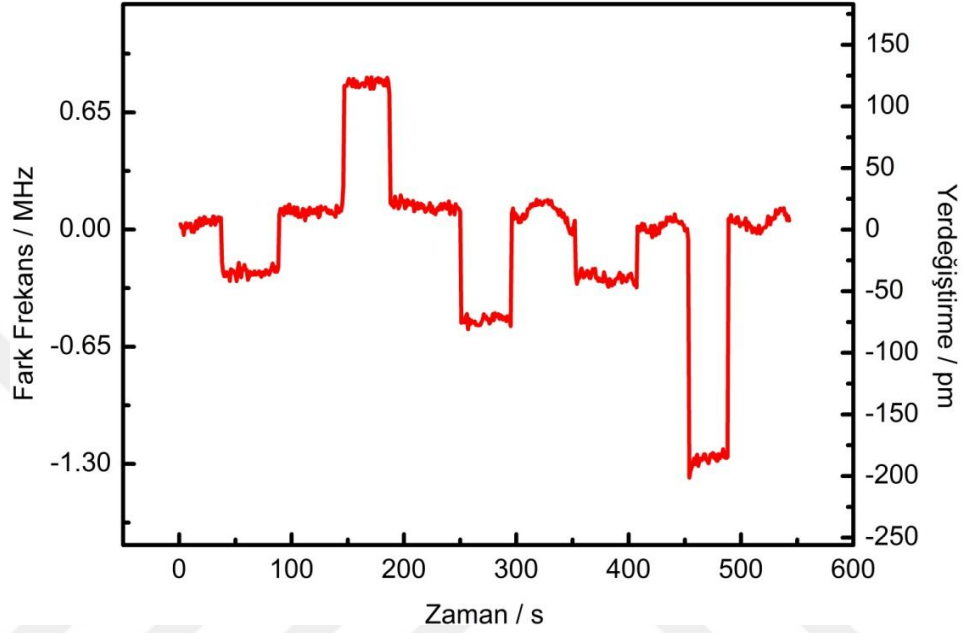


Şekil 5.8. XRI - DFPİ yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümleri deney düzeneği fotoğrafları. a) Önden görünüm b) arkadan görünüm c) yakınlaştırılmış XRI ve DFPİ üstten görünümü

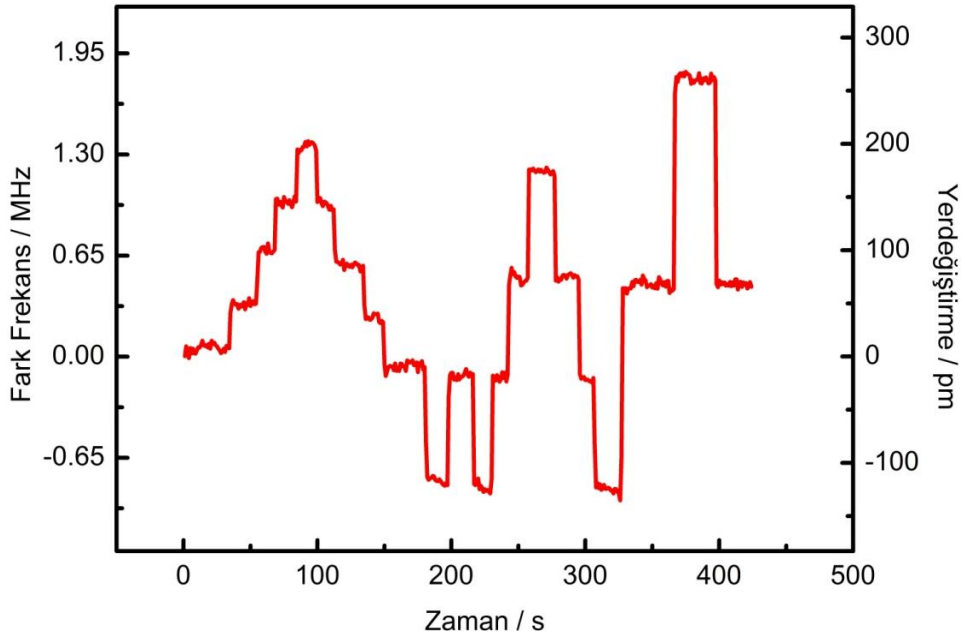
XRI kapalı döngü yerdeğiştirmeleri XRI hareketli yüzeyini ileri geri hareket ettiren PZT'ye uygun gerilim seviyelerinin uygulanması ile elde edilmiştir. Geliştirilen program quadrature ve altı saçak yerdeğiştirmelerini de olanaklı kılmıştır. XRI tarafından üretilen ve aynı zamanda ölçümleri gerçekleştirilen tam, yarım ve çeyrek saçak yerdeğiştirme adım ölçümleri DFPİ sistemi tarafından da senkron bir şekilde gerçekleştirilmiştir. XRI tarafından kilitli rejimde (kapalı döngü) zig zag şeklinde çeyrek, yarım ve tam saçak yerdeğiştirme adımları üretilmiş, ölçülmüş ve DFPİ tarafından elde edilen ölçüm sonuçları ile karşılaştırılmıştır (Şekil 5.9).

Şekil 5.10 yukarı yönlü 4 çeyrek saçak yerdeğiştirme adımını takiben başlangıç konumuna aşağı yönlü 4 adım sonrasında (başlangıç konumundan biraz kayma bulunmaktadır) ulaşılması durumunu demonstre etmektedir. Aşağı yönlü iki tam saçak yerdeğiştirme adımının ardından başlangıç konumundan yukarı yönlü iki tam saçak yerdeğiştirme adımı izlemektedir. Bu durumda çeyrek saçak

yerdeğiştirme adımlarının ulaştığı maksimum noktaya gelmek planlanmıştır. Düşen kenar eğimli 3 yarım saçak yerdeğiştirme adımı ve yükselen kenar eğimli 2 tam saçak yerdeğiştirme adımı üretilmiş ve ölçülmüştür. Son olarak sistem o konumda yaklaşık olarak 30 s boyunca bekletilmiş, sonrasında başlangıç konumunun nerede ise yarım saçak yerdeğiştirme adımı kadar yukarısındaki bir konuma getirilmiştir.

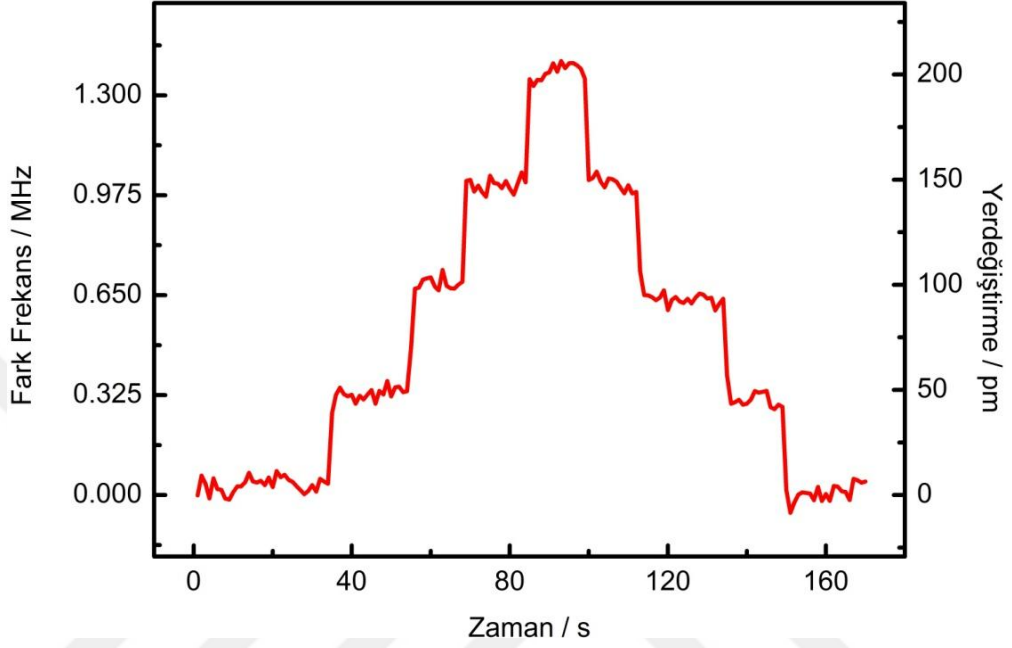


şekil 5.9. Yaklaşık olarak 10 dakikalık bir ölçüm zamanı aralığında, her iki yönde çeyrek ve yarım ve aşağı yönde tam saçak yerdeğiştirme ölçüm adımları

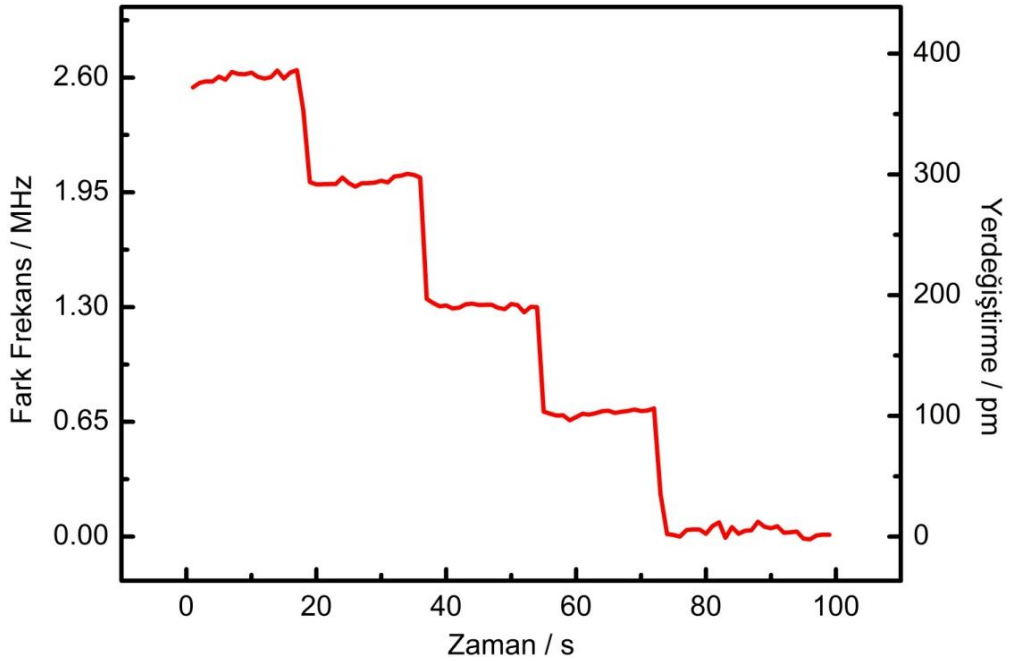


şekil 5.10. Yukarı ve aşağı yönlü çoklu çeyrek, yarım ve tam saçak yerdeğiştirme adımları

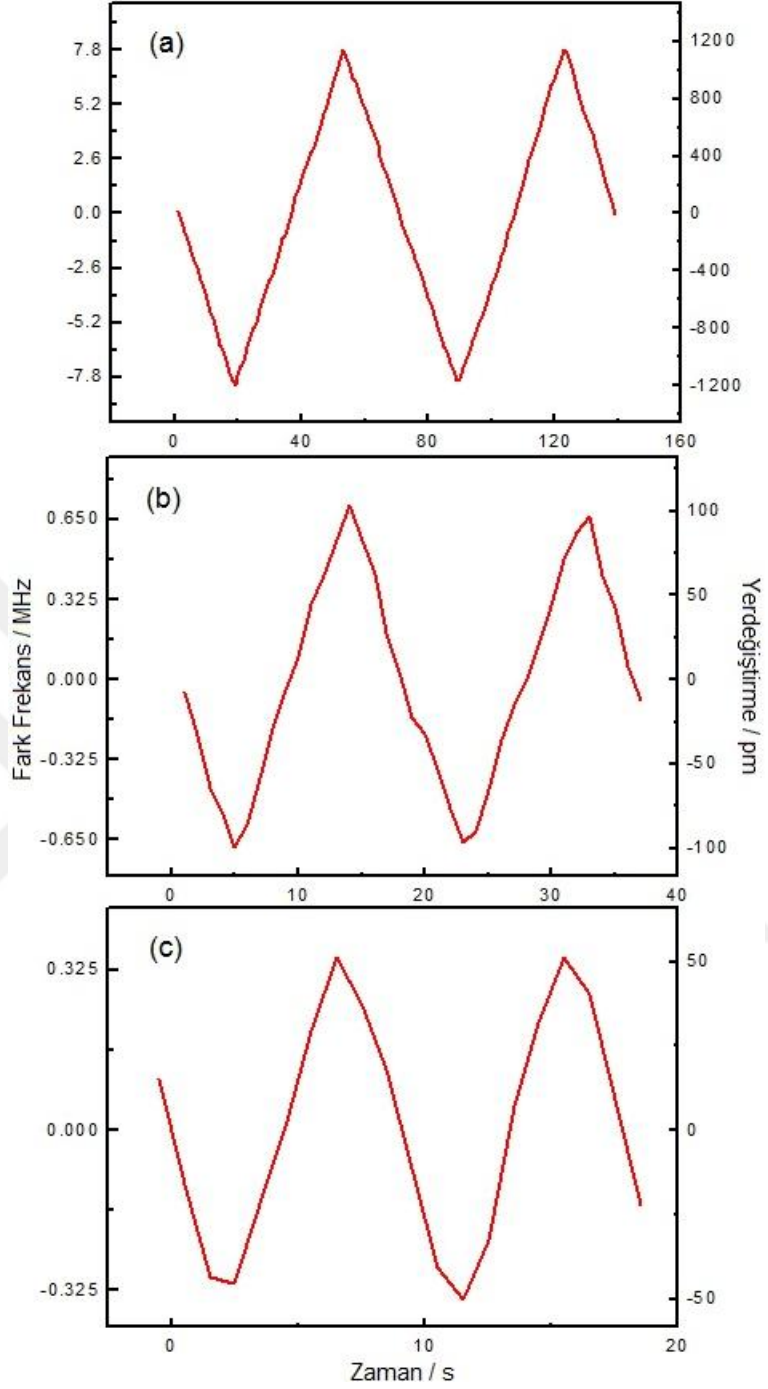
Şekil 5.11 ve Şekil 5.12’de de çeyrek ve yarım saçak yerdeğiştirme adımları görölmektedir. Şekil 5.11’deki yukarı ve aşağı yönlü çeyrek saçak yerdeğiştirme adımlarındaki küçük farklar muhtemelen PZT histeresizinin bir sonucudur. Şekil 5.11 ve Şekil 5.12’den göröldüğü üzere gürültü seviyesinin standart sapması < 5 pm’dir.



Şekil 5.11. Yukarı ve aşağı yönlü 4 adet basamak şeklinde çeyrek saçak yerdeğiştirme adımı. Çeyrek saçak yerdeğiştirmelerine karşılık gelen fark frekans (~0,325 MHz) ve yerdeğiştirme değerleri (~0,50 pm) görölmektedir



Şekil 5.12. Aşağı yönlü 4 adet yarım saçak yerdeğiştirme adımı



Şekil 5.13. b) ve c) XRI serbest çalışma modunda tam ve yarım saçak yerdeğiştirmeleri, a) 12 adet tam saçak yerdeğiştirmeye karşılık gelen XRI aynasının (yüzeyinin) üzerinde bulunduğu PZT'nin ~2,3 nm lik yerdeğiştirmesi ölçüm grafiği

Şekil 5.13 b) ve Şekil 5.13 c) XRI tarafından serbest çalışma rejiminde üretilen tam ve yarım saçak yerdeğiştirmelerine karşılık gelmektedir. XRI hareketli aynasının (yüzeyinin) üzerinde bulunduğu PZT hareketleri DFPI tarafından ölçülmüştür. Şekil 5.13 a)'da PZT'ye serbest rejimde yaklaşık 2,3 nm'lik bir yerdeğiştirme gerilimi

uygulanmıştır. 2,3 nm'lik yerdeğiştirme 12 tam saçak yerdeğiştirme adımına karşılık gelmektedir. Nispeten daha büyük olan bu ölçüm aralığındaki kaymalardan kurtulmak için PZT 3 kat daha hızlı hareket ettirilmiş, veriler sayıcının 0,3 saniyelik kapı zamanı değerlerinde alınmıştır. Bu aynı zamanda dönüş noktalarındaki veri kayıpları olasılığını da azaltmıştır.

5.3. DFPİ ve HPSAG Kullanımı ile Nanoradyan Açı Ölçümleri

Kurulan sistemle ultra küçük açı üretici tarafından üretilen nanoradyan altı açı ölçümleri de gerçekleştirilmiştir. Günümüzde ultra-küçük açı üretici kalibrasyonları yaygın olarak ticari ve metrolojik otokolimatörler ile gerçekleştirilmektedir. Literatüre yeni bir yöntem olarak tanıtılan DFPİ ile açı ölçümleri yöntemi kullanılarak mevcut teknolojilere kıyasla en az 10 katlık bir iyileştirme sağlanmış ve nanoradyan-altı açı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Çalışma kapsamında 0,5 arcsec (2500 nrad) ölçüm aralığında 1 nrad ve daha altı açısal adımlar üretilmiş ve bu açısal adımlar diferansiyel Fabry-Perot interferometresi ile ölçülmüştür (Şekil 5.14-16).

Kurulan sistemle çeşitli adım ve aralıklarda açı ölçümleri gerçekleştirilmiştir. 0,0002 arcsec'lik (1 nrad) 5 adımla 0,001 arcsec'e (5 nrad) kadar, 0,002 arcsec'lik (10 nrad) 5 adımla 0,01 arcsec'e (50 nrad) kadar ve 0,1 arcsec'lik (500 nrad) 5 adımla 0,5 arcsec (2500 nrad) aralığında ölçümler gerçekleştirilmiştir.

0,5 arcsec (2500 nrad) nominal değerindeki HPSAG açısal ölçümlerine karşılık gelen DFPİ ölçümleri kullanılarak $1,436964 \times 10^{-9}$ arcsec Hz⁻¹ ($\sim 7 \times 10^{-6}$ nrad Hz⁻¹) değerinde bir açı/frekans katsayısı hesaplanmıştır. Bu katsayı; DFPİ frekans değerlerini açısal değerlere dönüştürmekte kullanılmıştır. 0,5 – 0,0002 arcsec ölçüm aralığında HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen açılar DFPİ tarafından algılanan fark frekans değerlerinde değişikliklere neden olmuş, yukarıda elde edilen açı/frekans katsayısı kullanılarak frekans farklarına denk gelen açı değerlerine dönüşüm gerçekleştirilmiştir. HPSAG ve DFPİ ölçümlerinin sonucunda elde edilen farklar Tablo 5.2'de verilmiştir.

Şekil. 5.14'te HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen ve DFPİ tarafından fark frekansta değişiklik olarak algılanan 5 açı adım ölçüm sonucu verilmiştir. Yaklaşık olarak 400 s ölçüm zaman aralığında 0,1 arcsec genlikli açı adımından başlanmış 0,1 arcsec açı adım artışları ile 0,5 arcsec'e kadar açılar üretilmiştir. HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen bu açılar, DFPİ tarafından da fark frekans ölçüm yöntemi kullanılarak eş zamanlı olarak ölçülmüştür. HPSAG yaklaşık 35. saniyede

sabit bir pozisyondan açı üretimine başlamış 10 saniyelik bir zaman zarfında 0,01 arcsec'lik açı adım artışları ile 0,1 arcsec'lik bir açı değerine gitmiştir. O konumda bir süre kaldıktan sonra yine 0,01 arcsec'lik adımlarla başlangıç konumuna geri dönüş yapmıştır. Başlangıç konumunda DFPI özdeş kanalları kavite boylarına kilitli lazerler arasındaki fark frekans 1502,96 MHz olarak ölçülmüştür. 35. saniyede HPSAG düzlem aynasının rotasyonu ile birlikte sisteme tanıtılan açılar DFPI kavite kanallarında optik yol farklarına sebep olmuştur. Bu 0,1 arcsec'lik açının üretimi ölçülen fark frekans değerini 1502,96 MHz'ten 1433,66 MHz değerine değiştirmiştir. Şekil 5.14'ten de görülebileceği üzere periyodik ardışık açı değişiklikleri DFPI kolları kavite boylarında periyodik değişikliklere sebep olmuş; bu durum kavite boylarına kilitli lazerler arasındaki fark frekansta periyodik değişiklikler olarak kendini göstermiştir.

Tablo 5.2. HPSAG ve DFPI (açı – frekans) dönüşümleri

Nominal Açı Arcsec (nrad)	HPSAG		DFPI		Fark	Fark
	Açı (arcsec)	Std. Sapma (arcsec)	Açı (arcsec)	Std. Sapma (arcsec)	DFPI-HPSAG (arcsec)	DFPI- HPSAG (nrad)
0,5 (2500)	0,500084553 ^a	0,000108	0,500084553	0,000150	0,0000000000	0,00
0,2 (1000)	0,199874220	0,000146	0,200052773	0,000200	0,0001785530	0,89
0,05 (250)	0,050086753	0,000172	0,050115955	0,000101	0,0000292020	0,15
0,01 (50)	0,010020100	0,000099	0,009959513	0,000034	-0,0000605870	-0,30
0,005 (25)	0,005037247	0,000138	0,005174004	0,000029	0,0001367570	0,68
0,001 (5)	0,000950378	0,000145	0,000925640	0,000020	-0,0000247380	-0,12

^a arcsec/Hz katsayısının hesaplanmasında kullanılan HPSAG 0,5 arcsec nominal açısal değeri

Ölçüm sonuçlarının analizi; ölçülen fark frekans ve karşılık gelen üretilmiş ve ölçülmüş olan açı değerlerinin yukarıda verilen açı/frekans dönüşüm katsayısı ile birebir uyumlu olduğunu göstermiştir. HPSAG 0,1 arcsec'lik açı adımını üretip zemin seviyesine geri döndükten kısa bir süre sonra 0,01 arcsec adımlar ile bu kez 0,2 arcsec seviyesindeki bir açıyı üretmiş, o seviyede kısa bir süre bekledikten sonra zemin seviyesine geri dönmüştür. HPSAG ve DFPI'nin benzer davranışları 0,3 arcsec, 0,4 arcsec ve 0,5 arcsec seviyesine kadar olan açılar için tekrarlanmıştır. Üretilen 0,5 arcsec'lik açı değişikliği neticesinde lazer fark frekansındaki değişim 347,13 MHz olmuştur. Zemin seviyesindeki başlangıç konumunda ölçülen lazer fark frekans değeri 1502,96 MHz iken sisteme 0,5 arcsec'lik bir açının tanıtılması ölçülen fark frekans değerini 1155,83 MHz değerine taşımıştır. Ölçüm tekrarlanabilirliğinin değerlendirilmesi amacı ile 0-0,5 arcsec ölçüm aralığında ardışık 3 set açı üretimi ve ölçümü gerçekleştirilmiş elde edilen sonuçlar Şekil 5.14'teki yakınlaştırılmış grafikte verilmiştir. Şekil 5.14'ün alt kısmında verilen grafik (inset), üst kesimde taralı olarak gösterilen (0 - 0,1 arcsec) bölgenin yakınlaştırılmış grafiğidir. Her bir tekrarlanan ölçüm veri seti farklı renkte gösterilmiştir. Her üç ölçüm yaklaşık olarak 20 dakikalık

bir zaman aralığında gerçekleştirilmiş, bu zaman aralığında çevresel değişikliklerin açı ölçümleri üzerindeki etkisi 0,0005 arcsec'ten daha düşük bulunmuştur.

Şekil 5.15 0,002 arcsec (10 nrad) açı adımları artışı ile 0,010 arcsec'e (50 nrad) kadar açısal hareketleri demonstre etmektedir. HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen açı adımları grafiğin üst kısmında verilmiştir. Şekil 5.15'te alttaki grafiğin sol tarafındaki y-ekseninde açı değişiklikleri neticesinde elde edilen DFPİ fark frekans değerleri verilmiştir. Aynı grafiğin sağ tarafında verilen y-ekseni değerleri ise fark frekans değerlerinin dönüşüm katsayısı kullanılarak açısal değerlere dönüştürülmesi sonrasında elde edilen değerlerdir. Şekil 5.15'ten de görüldüğü üzere HPSAG açı ölçümleri gürültü seviyesi yaklaşık olarak 0,0005 arcsec (tepeden-çukura) olarak ölçülmüş; DFPİ açı ölçümleri gürültü seviyesi ise bundan daha düşük bulunmuştur. Şekil 5.16'da 0,0002 arcsec (1 nrad) – 0,001 arcsec (5 nrad) ölçüm aralığında 0,0002 arcsec'lik (1 nrad) ultra-küçük açısal adımlar üretilmiş ve ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Grafiğin üst kısmında üretilen açısal adımlara karşılık gelen HPSAG okuma (read-out) sistemi tarafından algılanmış açı değerleridir. Şekil 5.16'nın alt-kısımındaki grafikte ise bu açısal adımların neticesinde DFPİ tarafından algılanmış fark frekans değişiklikleri ve karşılık gelen açı değerleri verilmiştir. Her açı ölçüm adımında HPSAG yaklaşık olarak 0,33 saniye'de bir veri olmak üzere yaklaşık 50 veri toplamıştır. DFPİ ölçüm sistemi tarafından; aynı zaman aralığı içinde ve eşzamanlı olarak Agilent 53230A sayıcı kullanılarak saniyede bir ortalaması alınmış 16 ölçüm verisi elde edilmiştir. Şekil 5.16'da HPSAG tarafından üretilen açı adımları DFPİ tarafından fark frekans değerleri olarak algılanmış, 0,690 MHz'lik fark frekans değeri değişikliği 0,001 arcsec'lik bir açı değer değişikliğine karşılık gelmiştir. DFPİ okuma sistemi gürültü seviyesi 0,100 MHz'ten küçük olarak ölçülmüş karşılık gelen açı ölçüm gürültüsü ise 0,00015 arcsec (0,7 nrad) olarak hesaplanmıştır. En küçük ölçüm adımı açık bir şekilde 0,150 MHz olarak ölçülmüş; bu ise açı değeri olarak 0,0002 arcsec'lik (1 nrad) bir değere karşılık gelmiştir. Bu ölçekte; HPSAG okuma sistemi; 0,0005 arcsec (2,5 nrad) bir gürültü seviyesinin neticesinde en küçük ölçüm adımını ayırtıramamıştır. HPSAG okuma sisteminin; ortalaması alınmamış veri değerlerini kullanması ve/veya limitli kapasitesi bu duruma sebebiyet vermiş olabilir. Buna rağmen Şekil 5.16 alttaki grafikten de açık bir şekilde görülmektedir ki; HPSAG aslında okuma kapasitesinden beklenmeyen şekilde çok daha düşük gürültü seviyesinde ultra-küçük açıları üretebilmiştir. Aksi takdirde HPSAG tarafından üretilen açıların DFPİ ölçüm sistemi tarafından bu denli düşük gürültülerle algılanması mümkün olmayacaktı. HPSAG okuma gürültü

seviyesinin düşürülmesi; saf verilere istatistiksel işlemlerin uygulanması ile mümkündür. Buna rağmen bu çalışmalar, tez çalışmasının kapsamı dışındadır ve SIB58 Angles projesinde (URL-18) ayrıca değerlendirilmiştir.

İki adet konkav aynayı ihtiva eden DFPI kafası (Şekil 4.20) Super Invar™ malzemedan üretilmiştir. Fakat ölçüm sisteminin mekaniksel döngüsü tamamen invar olmamıştır. DFPI ve HPSAG'ın her ikisi de yüksek-mukavemetli alüminyum malzemedan çok kararlı bir plakanın (Alufix™) üzerinde konuşlandırılmışlardır. Mekanik döngünün yüksek sıcaklıkla uzama katsayısı etkilerinin azaltılması için her ölçümün yaklaşık 6 dakika sürdüğü nispeten kısa zamanlarda ölçümler gerçekleştirilmiştir. Ölçümler esnasında; üretilen her açı adımı sonrasında başlangıç konumuna geri dönülerek sıcaklık değişikliklerinden kaynaklanan kaymaların etkilerinin gözlenmesi ve bu etkilerden uzaklaşılması hedeflenmiştir. Şekil 5.15 ve Şekil 5.16; sıfır konumundaki açısal kaymaların ihmal edilebilir olduğuna işaret etmektedir. Ultra-küçük açı ölçümlerindeki doğrusal analizleri daha uzun ölçüm zamanlarında gerçekleştirilen daha fazla açı adımının üretildiği ölçümlere ihtiyaç duymaktadır. Bu ise; alüminyum plaka yerine süper invar malzemedan bir plakanın kullanılmasını zorunlu kılmaktadır. Böylelikle; her açı üretiminden sonra başlangıç konumuna geri dönülmesine gerek kalmadan tek yönlü ardışık açı adımlarının üretilmesi gerçekleştirilebilecek ve ardından histeresiz analizi için ters yönlü açısal adımlar üretilerek başlangıç konumuna geri dönebilecekti. Buna rağmen, ölçümler esnasında uygulanan her açısal adım sonrasında başlangıç konumuna geri dönmüş, ileri ve geri dönüş durumları için algılanan açı adım boyutlarındaki farklar, karşılaştırma imkanı sunarak başarılı bir şekilde sıcaklık kaymalarına daha az duyarlı histeresiz değerlendirmelerini mümkün kılmıştır. Şekil 5.16'da görülen sıfır konumundaki ihmal edilebilir açısal kaymalar ($<0,0002$ arcsec (1 nrad)) oldukça dikkat çekicidir. Şekil 5.16; HPSAG aynasının döndürülmesi (sürtünmeler ihmal edilebilir seviyededir) ile sisteme tanıtılan açısal hareketlerin tekrarlanabilir, nrad-altı hassasiyetli ve histeresizinin çok küçük olduğunu demonstre etmektedir. Ultra küçük açı ölçümlerinin lazer fark frekans yöntemleri kullanılarak gerçekleştirilmesi amacı ile iki adet ECDL lazer DFPI kanallarının kavite boylarına kilitlemiştir. Ölçümlere başlanılmadan önce; frekansları DFPI kanalları kavite boylarına kilitleyerek kararlı hale getirilmiş bu iki lazer arasındaki fark frekans ölçülmüş ve kaydedilmiştir. Kaydedilen bu değer açısal ölçümlerin sıfır (başlangıç) konumuna karşılık gelmiştir. Başlangıç konumundan herhangi bir yönde gerçekleşen bir açı değişimi; kendisini her iki kanal kavite boyları arasındaki farkın azalması veya artması olarak

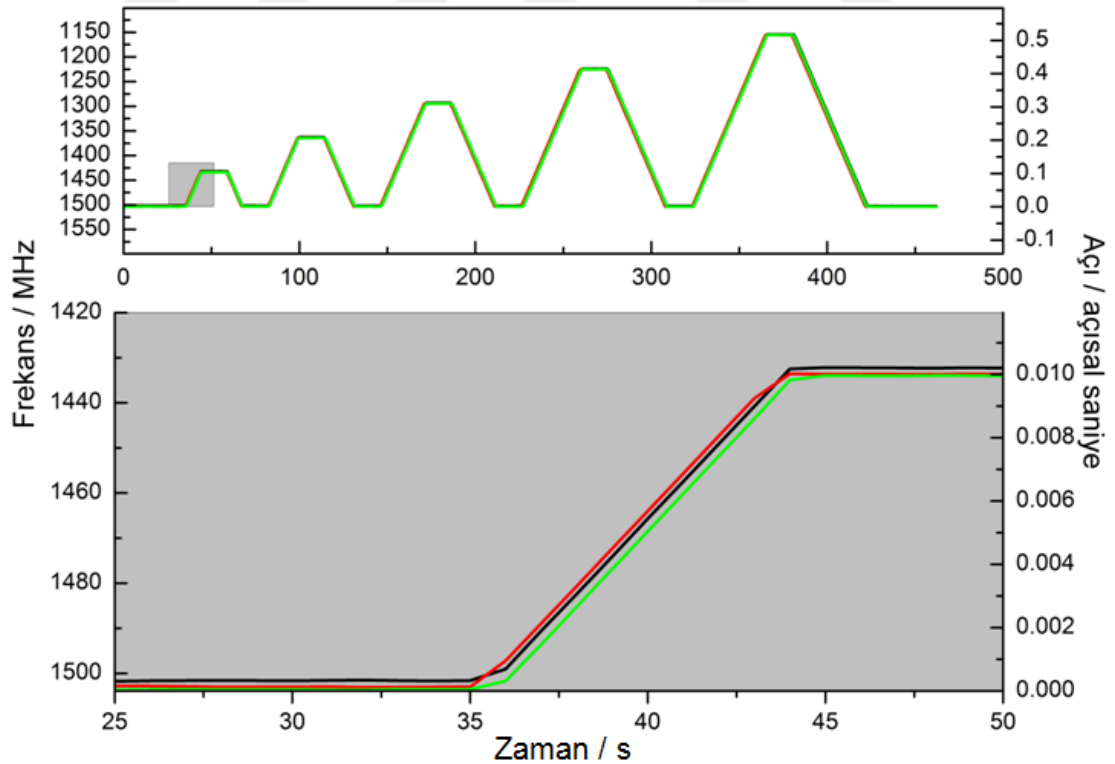
göstermiştir. Bu sayede başlangıç referans değerinden olan sapmalar neticesinde (referans değerden büyük veya küçük) sistem hareket yönünün belirlenmesindeki güçlük (directional ambiguity) de ortadan kaldırılmıştır.

HPSAG açısal doğruluğu, açı komparatörleri aracılığı ile kalibre edilen (Just ve diğ., 2003; Yandayan ve diğ., 2014) yüksek çözünürlüklü elektronik otokolimatörler kullanılarak araştırılmıştır (Yandayan ve diğ., 2012). Daha ileri bir araştırma; küçük açı üreteçlerine (SAGs) (örn. HPSAG) ileri shearing yöntemlerinin ilk kez uygulanması sayesinde gerçekleştirilmiştir. Bu yöntemle; otokolimatör ve HPSAG hataları 0,0014 arcsec standart belirsizliği ile belirlenmiştir (Yandayan ve diğ., 2016). HPSAG hatası; ± 7 arcsec ölçüm aralığında, 0,00098 arcsec (rms) olarak bulunmuştur. DFPİ - HPSAG açı ölçüm deney düzeneğinde ise $\pm 0,5$ arcsec'lik bir aralıkta ölçümler gerçekleştirilmiştir. Yukarıda verilen bilgiler ve ilgili referanslar DFPİ deney düzeneğinde kullanılan $1,436964 \times 10^{-9}$ arcsec Hz⁻¹ ($\sim 7 \times 10^{-6}$ nrad Hz⁻¹) değerindeki açı frekans dönüşüm katsayısının belirlenmesi için önem arz eden HPSAG açısal toleransları hakkında fikir vermektedir.

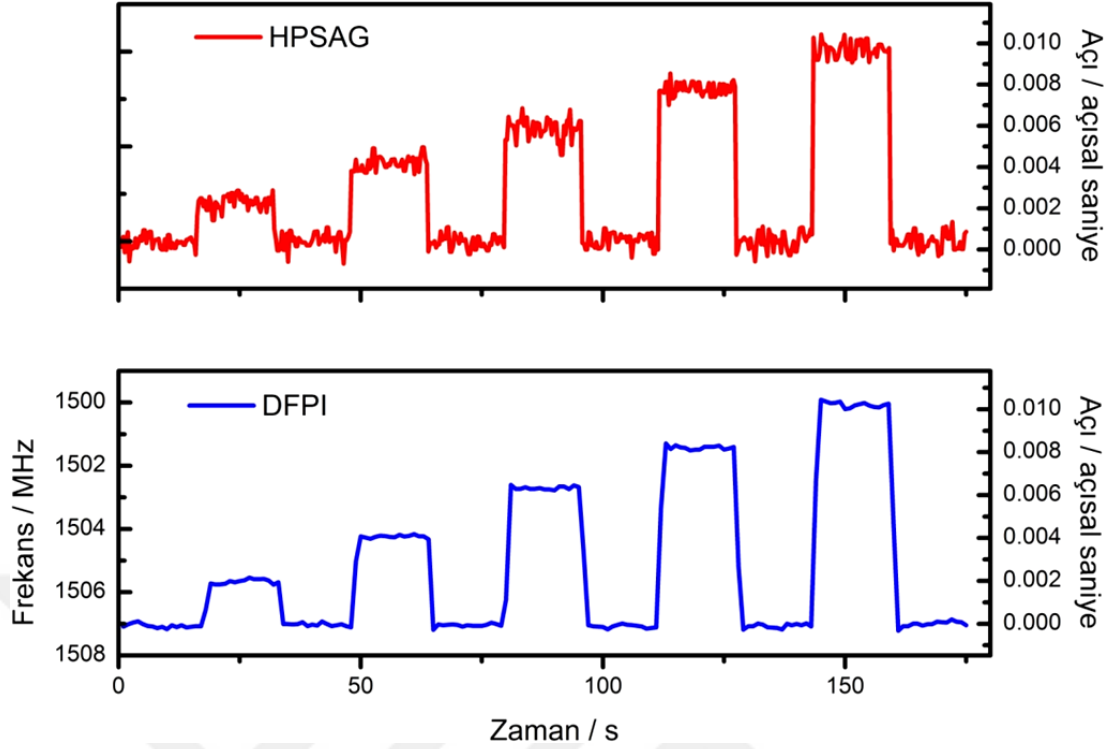
Dikkate alınması gereken diğer önemli hususlar; sıcaklık kayması ve kırılma indisi değişikliklerinin ölçümler üzerindeki etkisidir. Bu amaçla tek kanallı ve çift kanallı Fabry-Perot interferometreleri kullanılarak sıcaklık kaymaları ve kırılma indisi değişikliklerinin ultra-küçük yerdeğiştirme ve açı ölçümleri üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Bu çalışmada ve bundan önceki çalışmalarda gerçekleştirilen ölçümler ve elde edilen sonuçlar; diferansiyel (çift kanallı) interferometrenin kullanılması ile bu tür etkilerin en az iki derece baskılanabildiğini göstermiştir (Celik ve diğ., 2012). Sıcaklık kaymaları ve kırılma indisi değişikliklerinin açı ölçümleri üzerindeki etkisinin araştırılması için aşağıdaki deneyler gerçekleştirilmiştir. ECDL-1 Rb atomik geçişlerine kilitlemiş, ECDL-2 ise DFPİ 2. kanalının kavite boyuna kilitlemiştir. Bu deney düzeneği 200 mm'lik oldukça büyük pivot mesafesi sayesinde ultra-küçük açı ölçümleri için daha uygun gözükse de bu tek kanallı interferometrik konfigürasyonun sıcaklık kaymaları ve kırılma indisi etkilerine daha açık olması bu yapının dezavantajlı yönlerindedir. Yaklaşık 500 s ölçüm zaman aralığında, iki lazer arasındaki heterodin fark frekans ölçüm sonuçları HPSAG PZT'sine herhangi bir gerilim uygulanmadan (sisteme herhangi bir açı tanıtımı yapılmadan) fark frekans sinyalindeki kaymanın 20 MHz olduğunu göstermiş bu ise 15 nrad'lık bir açı değerine karşılık gelmiştir. Bu nedenle; çevresel etkilerin azaltılması ve baskılanması amacı ile çift kanallı interferometrik ölçüm sistemine geçilmiştir. Çift kanallı Fabry-Perot interferometresi iki kanallı arasındaki mesafe 20

mm'dir. Lazer demetleri arasındaki bu 20 mm'lik açıklık, 200 mm'lik pivot uzunlukları ile karşılaştırıldığında, ölçüm hassasiyetini 10 kat kötüleştirmesine rağmen, kırılma indisi etkileri de dahil olmak üzere istenmeyen çevresel değişiklik etkilerini azalttığı için avantaj sağlamaktadır. Diferansiyel konfigürasyonun kullanıldığı durum için; 500 s ölçüm zaman aralığında gerçekleşen bir ölçüm için 280 kHz'lik fark frekans kayması gözlenmiş bu ise 2 nrad'lık bir açı değerine karşılık gelmiştir. Ölçüm sonuçları diferansiyel konfigürasyonun ~ 7 katlık bir iyileşme sağladığını göstermiştir. Bir başka deyişle, tek kanallı interferometrik ölçüm sistemi ile elde edilen 15 nrad'lık fark frekans kaymaları, diferansiyel konfigürasyonun kullanılması ile ~ 2 nrad'lara kadar düşürülmüştür.

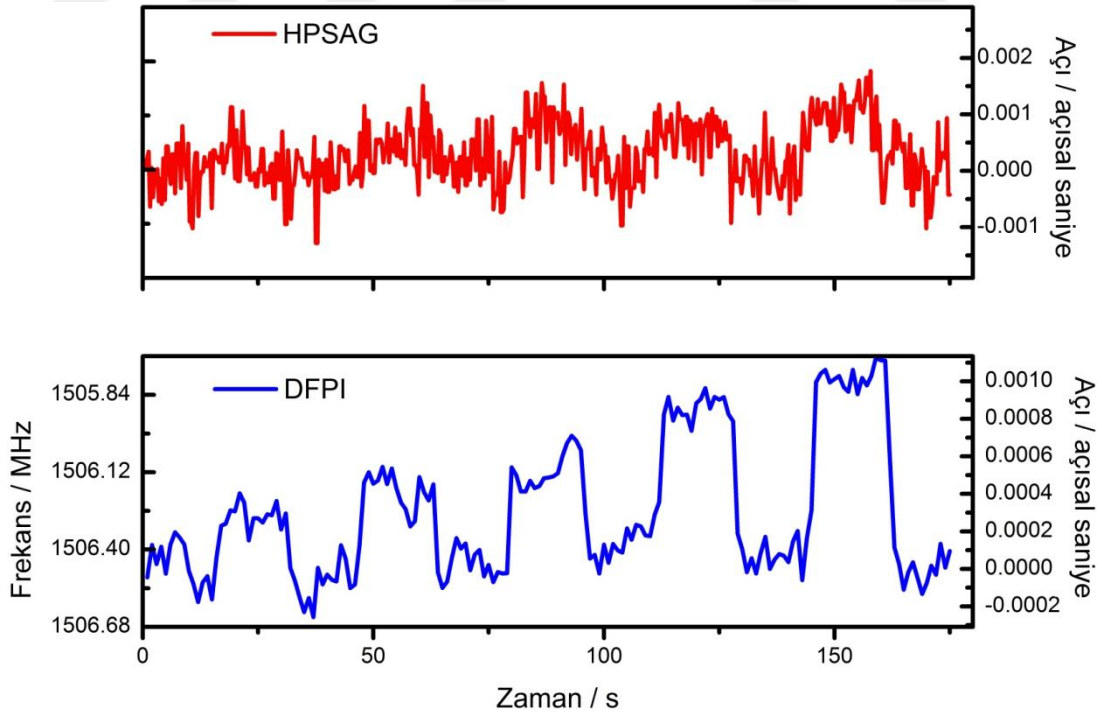
Bu tez çalışması kapsamında DFPİ sisteminin ultra-küçük (nanoradyan-altı) açıların ölçümlerinde kullanımı demonstre edilmiştir. HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen 'nrad' açıları DFPİ fark frekans değişiklikleri olarak algılanmış, karşılık gelen açıları hesaplanmıştır. 0,5 arcsec'e (2500 nrad) kadar ve en düşüğü 0,0002 arcsec (1 nrad) olan adımlarda ölçümler gerçekleştirilmiştir. Açı ve frekans arasındaki korelasyon 1 nano radyandan küçük ve 0,2 nrad hassasiyetinde bulunmuştur.



Şekil 5.14. 0,1 arcsec (500 nrad) adımlı 0,5 arcsec'e (2500 nrad) kadar açı ölçümlerinin zamana göre değişimi grafiği



Şekil 5.15. 0,01 arcsec (50 nrad) ölçüm aralığında HPSAG tarafından üretilen ve ölçülen 0,002 arcsec (10 nrad) adımli beş basamaklı açının zamanla değişimi grafiği (üst). Üretilen açıların DFPI tarafından fark frekans değişiklikleri olarak algılandığı, frekans/açının zamanla değişimi grafiği (alt)



Şekil 5.16. 0,001 arcsec (5 nrad) ölçüm aralığında üretilen 0,0002 arcsec (1 nrad) adımli HPSAG ve DFPI tarafından algılanan açıların zamanla değişim grafikleri (üst-HPSAG, alt-DFPI)

6. LİMİTLER VE BELİRSİZLİK BÜTÇESİ

Ölçüm sistemi ile ilgili limitler ve belirsizlik bütçesi aşağıda verilmiştir. Metrolojik Fabry-Perot interferometresi için 1 mikrometre ölçüm aralığında hedeflenen yerdeğiştirme ölçüm belirsizliği nanometre-altı olarak öngörülmüştür. Tezin bu başlığı altında diferansiyel Fabry-Perot interferometresinin belirsizlik bütçesinin oluşturulmasına yönelik tartışmalar yürütülecektir. Özellikle çevresel faktörler (sıcaklık, nem vb.) ve ayarlama etkilerinin belirsizlik bütçesine katkıları araştırılacaktır. Belirsizlik bütçesinin oluşturulması ve belirsizlik değerlerinin elde edilmesi izlenebilir ultra-küçük yerdeğiştirme ve açı ölçümlerinin yanısıra nanometrolojik sensör (kapasitif, indüktif, interferometrik vb.) kalibrasyonları için de önem taşımaktadır.

6.1. Belirsizlik Hesaplamaları

6.1.1. Model fonksiyon

Yerdeğiştirme değerinin (ΔL) belirlenmesine yönelik olarak sıklıkla aşağıdaki formül kullanılmaktadır;

$$\Delta L = -\frac{c}{2n(\text{FSR})} \frac{\Delta f}{f} \quad (6.1)$$

ΔL yerdeğiştirme değerinin doğru bir şekilde belirlenmesi için mutlak frekans (f), yerdeğiştirme miktarına bağlı Δf frekans değişimi ve havanın kırılma indisi n 'nin çok iyi bir şekilde bilinmesi, kavite boyu L 'ninde serbest spektral aralık ölçümleri aracılığıyla hassas bir şekilde ölçülmesi gereklidir.

DFPİ sistemi için belirsizlik bütçesinin oluşturulması için kullanılan model fonksiyon aşağıda verilmiştir. Model fonksiyona bazı hata üretici terimler dahil edilmiştir ($\delta 1,2,3$). Non-konfokal bir sistem olması itibarı ile N dejenerasyon faktörü (kurulan sistem 3. dereceden dejenereliğe sahiptir) de model fonksiyona (Denklem (6.2)) dahil edilmiştir;

$$\Delta L = -\frac{c}{2n(FSR)} \frac{\Delta f}{f} + \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 \quad (6.2)$$

6.1.2. Belirsizlik bütçesine katkı sağlayan parametreler

L : Kavite mekanik uzunluğu (boyu)

$$L = \frac{c}{6n(FSR)} \quad (6.3)$$

L, serbest spektral aralık ölçümleri ile hassas bir şekilde elde edilmiş kavite mekanik uzunluğudur. Model fonksiyona haricen katkı sağlamaktadır.

c : Işık hızı, 299792458 m/s nominal değerine sahip evrensel bir sabittir.

n : Mutlak kırılma indisi

Değeri 1,0002645 ve ilişkili bağıl belirsizlik ise $u(n) = 3,10 \times 10^{-8}$ dir (Şekil 6.1). Şekil 6.1'de verilen Havanın Kırılma İndisi Hesaplayıcısı (Refractive Index of Air Calculator), havanın kırılma indisi n ve ışığın havadaki dalgaboyunu (λ) farklı pekçok giriş değişkeninin bir fonksiyonu olarak hesaplayan web tabanlı bir hesaplayıcıdır. Ciddor denklemi ve/veya modifiye Edlen Fonksiyonunu kullanmaktadır (Stone ve Zimmerman, 2016).

Index of Refraction of Air	
Jack A. Stone and Jay H. Zimmerman	
Wavelength in Ambient Air and Refractive Index of Air	
Based on Modified Edlén Equation	
Input	Amount
Vacuum Wavelength:	780.24 Nanometers [nm]
Air Temperature:	20 Degrees Celsius
Atmospheric Pressure:	99.3 Kilopascals [kPa]
Air Humidity:	1440 Partial Pressure of Water Vapor, Pascals [Pa]
Output	Result
Wavelength in Ambient Air:	780.033656 Nanometers [nm]
Refractive Index of Air ¹ :	1.000264532
Uncertainty of Calculated Index ² :	0.000000031
¹ This is the phase refractive index, appropriate for typical displacement measuring interferometers but not appropriate for many ranging instruments. See documentation for details.	
² Estimated expanded uncertainty (coverage factor of k=2) from Edlen calculation, but not including uncertainties of the input parameters.	

Şekil 6.1. Havanın kırılma indisi hesaplayıcısı ekran görüntüsü

FSR : Serbest spektral aralık

Serbest spektral aralık Fabry-Perot kavitesinin 2 ardışık boyuna modu arasındaki frekans farkının ifadesidir. Serbest spektral aralık değeri, belirsizlik değeriyle birlikte

sırası ile $889,2 \times 10^6$ Hz ve $5,0 \times 10^3$ Hz olarak ölçülmüştür. Bu belirsizlik değeri FSR tekrarlanabilirlik ölçümleri vasıtası ile elde edilmiştir.

N : Dejenerilik faktörü (dejenereliğin derecesi)

Non-konfokal DFPI sistemi 3. dereceden dejeneredir ve dejenerelik faktörü $N=3$ alınmıştır.

Δf : Ölçülen frekans farkı

Δf Fabry-Perot kavite optik boyundaki değişimden (ΔL) kaynaklanan ölçülen frekans farkıdır. $1 \mu\text{m}$ lik bir yerdeğiştirme için, ölçülen fark frekans değeri ve ilgili belirsizlik değerleri sırası ile $6,8 \times 10^9$ Hz ve $1,0 \times 10^4$ Hz'tir. $u(\Delta f)$ belirsizliği fark frekans sinyalinin standart sapması ve fark frekans kilitlemeden kilitlemeye tekrarlanabilirlik değerlerinden elde edilmektedir.

Δf ölçülmesi istenen yerdeğiştirme miktarından ve malzemenin sıcaklık ile uzaması, havanın kırılma indisi gibi çevresel değişikliklerden kaynaklanan yerdeğiştirmelerden etkilenmektedir. Hava sıcaklığı ve basınç değişiklikleri havanın kırılma indisi değişiminin temel nedenlerindedir. Bu tez çalışmasında diferansiyel (dual) kaviteli sistemin kullanılmasındaki asıl sebep, çift (dual) kanallı sistemin çevresel değişikliklerden kaynaklanan hataların büyük bir kısmını baskılayabilme potansiyelidir. Tez çalışması kapsamında gerçekleştirilen ölçümlerde de bu potansiyel araştırılmış ve en az bir – iki derecelik bir iyileşme gözlenmiştir.

f : Mutlak frekans

Lazerler Rb atomları D_2 enerji geçişlerine kilitlenebilmektedirler. Lazer mutlak frekans değeri (Rb D_2 geçişi - 780,24 nm) için $384,23 \times 10^{12}$ Hz'tir. Lazerlerin mutlak frekans belirsizliği $1,0 \times 10^4$ Hz'ler mertebesinde ve bu değer 0,1 s sayıcı gate zamanının kullanıldığı fark frekans kararlılık ölçümlerinden elde edilmiştir.

δ_1 : Ayna tilt hatası

DFPI sistemi için öngörülen maksimum tilt ve hassasiyet değerleri için sırası ile $2,5 \times 10^{-3}$ mrad ve $\sim 1,0 \times 10^{-9}$ m/mrad alınır ise; ayna tilti kaynaklı hata için $2,5 \times 10^{-12}$ m değeri bulunur (Tablo. 6.1).

Tablo 6.1. Ayna tilt hatası hesaplamaları

Ayna tilti (maksimum)	2,50E-03	mrad
Tilt hassasiyeti	1,00E-09	m/mrad
Ayna tilt hatası	2,50E-12	m

δ_2 : Sıcaklık ile uzama hatası

DFPİ sisteminde referans ve ölçüm kanalları kavite uzunlukları arasındaki maksimum fark 0,1 nm'dir.

Sıcaklıkla uzama etkisi Denklem (6.4) ile ifade edilebilir. Sıcaklıkla uzama hatası Tablo 6.2'de verilmiştir;

$$\delta_2 = L_{s_invar} \cdot \alpha_{s_invar} \cdot \Delta T \quad (6.4)$$

Tablo 6.2. Doğrusal sıcaklık ile uzama hatası hesaplamaları

Tanım	Sembol	Değer	Birim
Süper invar malzeme uzunluğu	L_{s_invar}	1,00E-10	m
Sıcaklık ile uzama katsayısı	α	6,50E-07	1/°C
Sıcaklık sapması	ΔT	1,00E-01	°C
Doğrusal sıcaklık ile uzama hatası	δ_2	6,50E-18	m

δ_3 : Kosinüs hatası

Hareketli ayna eksenini ile ölçümü gerçekleştirilecek sensör eksenini arasındaki ayarsızlıktan kaynaklanan hataları ifade eder. 1 μm 'ye kadar yerdeğiştirme ölçüm aralığı için 1,5 mrad'lık bir açı sapması yaklaşık ~1,1 pm'lik bir kosinüs hatasına sebebiyet vermektedir (Tablo 6.3).

$$\delta_3 = \Delta L_{\cos} = \frac{1}{2} \varphi^2 s \quad (6.5)$$

Tablo 6.3. Kosinüs hatası hesaplamaları

Tanım	Sembol	Değer	Birim
Açı sapması	φ	1,50E-03	rad
Yerdeğiştirme	s	1,00E-06	m
Kosinüs hatası	ΔL_{\cos}	1,13E-12	m

6.1.3. Belirsizlik bütçesi tablosu

Yukarıda tanıtilan model fonksiyon ve parametreler kullanılarak DFPI ölçüm sistemi için belirsizlik bütçesi çıkarılmıştır (Tablo. 6.4). Tablo 6.4'te parametreler, bunların standart belirsizlik bileşenleri, hassasiyet katsayıları ve kısmi varyansları verilmiştir. ΔL yerdeğiştirmesi için hesaplanan standart ve genişletilmiş belirsizlik değerleri Tablo. 6.4'ün son satırında verilmiştir. Denklem (6.6) – Denklem (6.13) kullanılarak Tablo 6.4'teki hassasiyet katsayıları elde edilmiştir;

$$C_c = \frac{\partial \Delta L}{\partial c} = -\frac{1}{6n(\text{FSR})} \frac{\Delta f}{f} \quad (6.6)$$

$$C_n = \frac{\partial \Delta L}{\partial n} = \frac{c}{6(\text{FSR})} \frac{\Delta f}{f} \frac{1}{n^2} \quad (6.7)$$

$$C_{\text{FSR}} = \frac{\partial \Delta L}{\partial (\text{FSR})} = \frac{c}{6n(\text{FSR})^2} \frac{\Delta f}{f} \quad (6.8)$$

$$C_{\Delta f} = \frac{\partial \Delta L}{\partial \Delta f} = -\frac{c}{6n(\text{FSR})f} \quad (6.9)$$

$$C_f = \frac{\partial \Delta L}{\partial f} = \frac{c}{6n(\text{FSR})} \frac{\Delta f}{f^2} \quad (6.10)$$

$$C_{\delta_1} = \frac{\partial \Delta L}{\partial \delta_1} = 1 \quad (6.11)$$

$$C_{\delta_2} = \frac{\partial \Delta L}{\partial \delta_2} = 1 \quad (6.12)$$

$$C_{\delta_3} = \frac{\partial \Delta L}{\partial \delta_3} = 1 \quad (6.13)$$

Tablo 6.4. Frekans ölçümlerinden elde edilen ΔL yerdeğiştirmesi için belirsizlik hesaplamaları

xi				u(xi)					$\partial\Delta L/\partial xi$			$\partial\Delta L/\partial xi \cdot u(xi)$		$(\partial\Delta L/\partial xi \cdot u(xi))^2$		
Belirsizlik Kaynağı				Standart Belirsizlik Bileşeni					Hassasiyet Katsayısı					Kısmi Varyans		
	Parametre	Nominal Değer	Birim	Sembol	Belirsizlik Değer	Birim	Tip	Dağılım	Sembol	Hassasiyet Katsayısı	Birim		Birim	Değer	Birim	
	ışık Hızı	c	299792458	m/s	u(c)	0,00	m/s	N	1	Cc	-3,34E-15	s	0,00E+00	m	0,00E+00	m ²
	Mutlak Kırılma İndisi	n	1,0002645	-	u(n)	3,10E-08	-	N	1	Cn	1,00E-06	m	3,10E-14	m	9,63E-28	m ²
	Serbest Spektral Aralık	FSR	8,89E+08	1/s	u(FSR)	5,00E+03	1/s	N	1	CFSR	1,13E-15	m.s	5,6E-12	m	3,17E-23	m ²
	Ölçülen Frekans Farkı	Δf	6,85E+09	1/s	u(Δf)	1,00E+04	1/s	N	1	C Δf	-1,46E-16	m.s	-1,46E-12	m	2,14E-24	m ²
	Mutlak Frekans	f	3,84E+14	1/s	u(f)	1,00E+04	1/s	N	1	Cf	2,61E-21	m.s	2,61E-17	m	6,79E-34	m ²
	Ayna Tilti	δ_1	0,00	m	u(δ_1)	2,50E-12	m	N	1	C δ_1	1	m	2,50E-12	m	6,25E-24	m ²
	Sıcaklık Uzama ile	δ_2	0,00	m	u(δ_2)	6,50E-18	m	N	1	C δ_2	1	m	6,50E-18	m	4,23E-35	m ²
	Kosinüs Hatası	δ_3	0,00	m	u(δ_3)	1,13E-12	m	N	1	C δ_3	1	m	1,13E-12	m	1,27E-24	m ²
											TOPLAM VARYANS (u²(ΔL))		4,14E-23	m ²		
Hesaplanan Değer			-1,00E-06 ± 12,9E-12								Standart Belirsizlik (u(ΔL))		6,43E-12	m		
											Genişletilmiş Belirsizlik (u(ΔL)) (k=2, 95% ci)		12,9E-12	m		

Bahsi geçen tartışmalar doğrultusunda, açıkça görülmektedir ki belirsizlik bütçesine en fazla katkı serbest spektral aralık (FSR) ölçümlerinden gelmektedir. Belirsizlik bütçesine etki eden diğer hata terimleri ya çok küçük ve ihmal edilebilir ya da diferansiyel konfigürasyon kullanımı ile baskılanmış durumdadır. Skala kalibrasyon sistemleri için vakum sistemleri tercih edilmemektedir. Bunun yanı sıra yerdeğiştirme sensörleri sıklıkla hava ortamında çalışmaktadırlar. Kurulan sistemlerin bu ihtiyacı da karşılayabilmesi için diferansiyel konfigürasyonlu sistem tercihi tercih edilmiştir. Belirsizlik bütçesinin oluşturulması esnasında sıklıkla Bitou ve diğ. (2009) tarafından yayınlanan makaleden yararlanılmıştır. Fabry-Perot interferometresi ile ilgili yerdeğiştirme ölçümleri belirsizlik analizlerinin verildiği diğer kaynaklar şunlardır (Bergmans ve diğ., 2001; Haitjema ve diğ., 2000).



7. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Nanometre-altı seviyeli uzunluk metrolojisine her geçen gün daha fazla ihtiyaç duyulmaktadır. Yüksek doğruluklu, yüksek çözünürlüklü ve izlenebilir yerdeğiştirme ölçümlerine duyulan ihtiyacın yanı sıra; yarı-iletken endüstrisi, sıvı kristal panel endüstrisi ve yüksek hassasiyetli üretim hattı (processing) endüstrisi gibi ileri teknoloji endüstrileri, yüksek çözünürlüklü konumlama yeterliliklerine de ihtiyaç duymaktadırlar. Günümüzde; yarı-iletken minimum çizgi kalınlıkları 10 nm'lere kadar düşmüştür. Yarı-iletken bir alttaş üzerine 10 nm seviyeli bir yapının üretilmesi için; nanometre veya nanometre-altı çözünürlüklü hassas konumlama yetenek ve yeterliliklerine ihtiyaç duyulmaktadır. Bu yapıların boyutları her geçen gün küçülmekte ve yakın bir gelecekte birkaç nm'ye düşeceği öngörülmektedir. Dolayısı ile nanometre seviyeli bir üretim için nm-altı hatta pikometre çözünürlüklü konumlama ve yerdeğiştirmelere ihtiyaç duyulacaktır (Kajima, 2014). Atomik boyutlu veya atomik boyutlara çok yakın boyutlarda metrolojik ve nanometrolojik ölçümlerin gerçekleştirilebilmesi için mevcut en üst seviyedeki optik interferometrelerin geliştirilmesi ihtiyacı bulunmaktadır. Bu amaçla 10 pm'nin altında belirsizlikle, 1 µm ölçüm aralığında ultra-hassas yerdeğiştirme ölçümlerinin gerçekleştirilmesi için taranabilir dış kaviteli diyot lazerler ve DFPI'nin bir araya getirildiği, fark frekans ölçüm tekniklerinin kullanıldığı interferometrik ölçüm sistemi geliştirilmiş ve kurulmuştur.

Tez çalışması kapsamında; konfokal sıcaklık ve vakum kontrollü tek kanallı Fabry-Perot interferometreleri kurulmuştur. Kurulan sistemlerle 100 µm'ye kadar bir yerdeğiştirme ölçüm aralığında birkaç nm belirsizlikle yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

X-ışınları interferometresi izlenebilir pikometre seviyeli ölçümler için başlı başına bir alternatif olarak düşünülebilir fakat; x-ışınları ile çalışmadaki güçlükler ve güvenlik problemleri nedeni ile lazer interferometreler daha çok tercih edilmektedirler.

Bu tez çalışması kapsamında kurulan sıcaklık ve vakum kontrollü tek kanallı interferometrelerle x-ışınları interferometresinin bir araya getirilerek karşılaştırma ölçümlerinin gerçekleştirilmesi mümkün olmamıştır. Bu nedenle; Invar™

malzemeden DFPI kafası tasarlanmış ve kurulan sistem kullanılarak, XRI ile yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümleri ve HPSAG ile açđ ölçümleri gerçekleştirilmiştir.

Tez alışması kapsamında; pikometre seviyeli yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Geliştirilen interferometrik sistemde taranabilir, dış kaviteli diyot lazerler kullanılmıştır. Ölçümü gerçekleştirilecek hareket ettirici veya sensörün taşıdığı ayna veya yansıtıcı yüzeyleri DFPI kafası ile birlikte birleşik diferansiyel Fabry-Perot interferometresini oluşturmuştur. Hareket ettirici veya sensör tarafından sisteme tanıtılan yerdeğiştirme ve açđlar kavite boyuna kilitlenmiş olan tarayıcı lazer frekansında değişikliklere sebebiyet vermiş referans lazerle aralarında oluşan bu relatif frekans fark değerleri hem yerdeğiştirme hemde açđ ölçümleri ile ilişkilendirilerek ölçümler gerçekleştirilmiştir.

Tez çalışmasında elde edilen esas sonuçlar aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

1. Frekans bazlı ultra-hassas yerdeğiştirme interferometrik ölçüm metodu geliştirilmiş, ECDL lazerler, fark frekans ölçüm yöntemleri ve diferansiyel Fabry-Perot interferometresi kullanılarak x-şınları interferometresi ile yerdeğiştirme karşılaştırma ölçümleri gerçekleştirilmiştir.
2. 1 mikron ölçüm aralığında <10 pikometre doğruluklu yerdeğiştirme ölçümleri gerçekleştirilmiştir.
3. Kurulan sistemle X-şınları interferometresinin her iki yönlü çeyrek (48 pm), yarım (96 pm) ve tam saçak (192 pm) yerdeğiştirme adım ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Ölçüm adımları gürültü seviyesinin standart sapması < 5 pm olarak elde edilmiştir.
4. Ölçüm metodu ve kurulan interferometrik sistem ile yüksek hassasiyetli küçük açđ üretici ile açđ ölçümleri karşılaştırması gerçekleştirilmiştir.
5. ± 2500 nrad'lık (0,5 arcsec) ölçüm aralığında 1 nrad ve daha altı açđsal adımlar üretilmiş ve bu açđsal adımlar diferansiyel Fabry-Perot interferometresi interferometrik sistemi ile ölçülmüştür.
6. Açđ ve frekans arasındaki korelasyon 1 nano radyandan küçük ve 0,2 nrad hassasiyetinde bulunmuştur
7. Metrolojik Fabry-Perot interferometresi ile yerdeğiştirme ölçümleri için model fonksiyon belirlenmiş, ölçümlere katkı sağlayan parametreler araştırılmıştır ve

1 mikrometre ölçüm aralığı için yerdeğiştirme ölçüm belirsizlik bütçesi tablosu oluşturulmuştur.

Günümüzde SI birimi kilogramın yeniden tanımlanması için önemli olan Avogadro sabitinin 1×10^{-8} relatif belirsizlikle elde edilmesi için mükemmel tek kristal silikon küre çapının 0,3 nm belirsizlikle ölçülmesi gerekmektedir. Silikon küre çap ölçümleri diferansiyel Fabry-Perot interferometresi veya faz ötelemeli interferometreler aracılığı ile gerçekleştirilebilir. Faz ötelemeli interferometrede kullanılan taranabilir lazer dalgaboyu ve faz öteleme doğruluğu yine Fabry-Perot interferometresi kullanılarak kalibre edilmelidir.

Fabry-Perot kavitesi kullanan optik ölçümler, hassas ölçüm ve algılama alanlarında devrim niteliğinde gelişmeleri olanaklı kılmıştır. Bu tekniklerin daha geniş bir şekilde uygulanmasını sağlamak için, silikon yongalarda mikro-optik kavite bazlı sensörler geliştirilmekte; geliştirilen bu sensörler ile ivme ölçümleri, atalet ölçümleri, klasik / kuantum limitli yerdeğiştirme ölçümleri ve kavite optomekaniği gibi farklı alanlarda çalışmalar yürütülmektedir. Geliştirilen bu silikon mikro kaviteler; mikromekanik osilatörler üzerine konumlandırılmış kavite aynalarını ihtiva etmektedirler. Mikro kavitelere; kavite mod yapıları, kavite spektrumunun dinamik ölçümleri, RF optik frekans tarakları (comb) kullanılarak yerdeğiştirme ölçümleri ve yüksek kalite faktörlü rezonatörler kullanılarak kuantum algılama çalışmalarında kaçınılmaz bir şekilde ihtiyaç duyulmaktadır.

100 – 0,05 nm boyut aralığında bulunan proteinlerin, molekül ve atomların; ışınım kaynakları kullanılarak görüntülenmesi için, spektrumun X-ışınları bölgesindeki daha küçük dalgaboylarının (10 – 0,01 nm) kullanılması gerekmektedir. X-ışınlarının yönlendirilmesi veya odaklanması için optik bileşenlere ihtiyaç duyulmaktadır. Bu optik bileşenlerin istenen kalite ve doğrulukta çalışmasının temini için yüzey kalite ve düzgünlüklerinin nanometre altında (2 nm ve altı) olması kaçınılmazdır. Bu alanda; mevcut açı ölçüm cihazları ve interferometrik yöntemler kullanılarak arzulan doğruluk ve hassasiyette ölçümler gerçekleştirilememiştir. Bu tez çalışması kapsamında kurulan sistem ve geliştirilen açı ölçüm yöntemi ile nanoradyan seviyesinde açı ölçümleri gerçekleştirilmiş ve bu alanda hissedilen eksikliğin giderilmesi hedeflenmiştir. Ultra küçük açılarının üretimi, ölçümü ve açı üretici cihazların açısız hareketli mekanizmalarının çok hassas kontrolüne olan talep her geçen gün artmaktadır. Nanometre-altı yüzey kalite ve düzgünlüğüne ve nanoradyan seviyede açısız kontrole; hızlandırıcı merkezlerinde, X-ışınları serbest

elektron lazerleri (XFELs) ile çalışılan merkezlerde kullanılan optik aksanların açısal kontrolünde ve stabilizasyonunda da ihtiyaç duyulmaktadır.

Bu tez çalışmasında gerçekleştirilen nanometre-altı yerdeğiştirme ve nanoradyan açı ölçümleri kullanılarak otokolimatör kullanılan deflektometrik yöntemlerden çok daha hassas yüzey profili çıkarımları gerçekleştirilebileceği öngörülmektedir.

Açı standartları olarak bilinen açı enkoderleri-döner tablalar, indeks tablalar ve poligonlar açı metrolojisinin yaygın şekilde kullanıldığı cihazlara örnek olarak verilebilir. Tez çalışmasının çıktıları bu cihazların geliştirilmesi ve kalibrasyon ihtiyaçlarının karşılanması için de önemlidir.

Askeri ve sağlık alanlarında kullanılan çoğu cihaz ultra-küçük yerdeğiştirme ve açı ölçüm alanındaki gelişmelerden istifade etmektedir. Kanser tedavisi cihazlarının ışınım ayarları, hedefleme ve yönlendirme mekanizmaları da bu alandaki gelişmelerin kullanıldığı durumlara örnek olarak verilebilir.

Yine kurulan sistem ve geliştirilen yöntemlerin; otomotiv, uzay-havacılık, tıp, malzeme ve enerji gibi sektörlerde uygulama imkanı bulacağı öngörülmektedir.

Bu çalışma kapsamında elde edilen yetenek ve yeterliliklerin ülkemizde kuruluş faaliyetleri devam eden Türk Hızlandırıcı Merkezi (THK) için de önemli bir destek olacağı düşünülmektedir.

KAYNAKLAR

Abbot B. P., Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger, *Physical Review Letters*, DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.

Affolderbach C., Mileti G., Tuneable, Stabilised Diode Lasers for Compact Atomic Frequency Standards and Precision Wavelength References, *Optics and Lasers in Engineering*, 2005, **43**(3), 291-302.

Aketagawa M., Kimura S., Yashiki T., Iwata H., Banh T., Hirata K., Measurement of a Free Spectral Range of a Fabry–Perot Cavity using Frequency Modulation and Null Method Under off-resonance Conditions, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/22/2/025302.

Akulshin A. M., Sautenkov V. A., Velichansky V. L., Zibrov A. S., Zverkov M. V., Power Broadening of Saturation Absorption Resonance on the D₂ Line of Rubidium, *Optics Communications*, 1990, **77**(4), 295-298.

Amity I., A Fabry - Perot Cavity for Millimeter and Submillimeter ESR Spectrometers, *The Review of Scientific Instruments*, 1970, **41**(10), 1492-1494.

Anderson D. Z., Frisch J. C., Masser C. S., Mirror Reflectometer Based on Optical Cavity Decay Time, *Applied Optics*, 1984, **23**(8), 1238-1245.

Andreas B. et al., Sub-nanometre Length Metrology, *NanoScale 2016*, Wroclaw, Poland, 9-11 March 2016.

Aygün E., Zengin M., *Atom ve Molekül Fiziği*, 5. Baskı, Bilim Yayınları, Ankara, 2009.

Azmoun B., Metz S., Metcalf H., Recipe for Locking the Extended Cavity Diode Laser, <http://laser.physics.sunysb.edu/~bazmoun/RbSpectroscopy/#Doppler-Free> Peaks Revealed (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

Baran S. S., Hancock G., Peverall R., Ritchie G. A., Leeuwen N. J., Optical Feedback Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy with Diode Lasers, *Analyst*, 2009, **134**(2), 243-249.

Bass M., Design, Fabrication and Testing, Sources and Detectors, Radiometry and Photometry, Editor: Dderry P., *Handbook of Optics Vol. 2*, 3rd ed., McGraw-Hill Inc., New York, USA, Chapter 19, 1-59, 2010.

Bergmans R., Haitjema H., Wetzels S., Schellekens P., Calibration of Nanosensors with Direct Traceability to the Metre, *Proc. SPIE*, DOI: 10.1117/12.445623.

Bergquist J. C., Doppler-free Spectroscopy, *Experimental Methods in Physical Sciences*, 1996, **29B**, 255-257.

Bernath P. F., *Spectra of Atoms and Molecules*, 2nd ed., Oxford University Press, New York, 2005.

Bitou Y., High-accuracy Displacement Metrology and Control Using a Dual Fabry - Perot Cavity with an Optical Frequency Comb Generator, *Precision Engineering*, 2009, **33**(2), 187-193.

Black E., An Introduction to Pound - Drever - Hall Laser Frequency Stabilization, *American Journal of Physics*, 2001, **69**(1), 79-87.

Blair D. P., Sydenham P. H., Phase Sensitive Detection as a means to Recover Signals Buried in Noise, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 1975 **8**(8), 621.

Bowie J., Boyce J., Chiao R., Saturated-absorption Spectroscopy of Weak-field Zeeman Splittings in Rubidium, *JOSA B*, 1995, **12**(10), 1839-1842.

Bransden B. H., Joachain C. J., *Atom ve Molekül Fiziği (Köksal F., Gümüş H., Çev.)*, 2. Baskı, Bilim Yayınları, Ankara, 2009.

Budker D., Rochester S. M., Yaschuk V. V., Obtaining Frequency Markers of Variable Separation with a Spherical Mirror Fabry-Perot Interferometer, *Review of Scientific Instruments*, 2000, **71**(8), 2984-87.

Büttgenbach S., Küpper T., A Temperature-controlled Non-confocal Spherical Mirror Marker Interferometer, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 1986, **19**(1), 49-52.

Cartaleva S. S., Gateva S. V., Mode Selection and Frequency Stabilization in Lasers, *Prog. Quant. Elect.*, 1994, **18**(4), 275-375.

Castelvechi D., Witze A., Nature International Weekly Journal of Science. Einstein's gravitational waves found at last, Nature, <http://www.nature.com/news/einstein-s-gravitational-waves-found-at-last-1.19361> (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

Celik M., Sezyum Atomlarının Dış Kaviteli Diyot Lazerlerle Soğutulması, Yüksek Lisans Tezi, Gebze Teknik Üniversitesi, Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü, Gebze, 2000, 98280.

Celik M., Hamid R., Kuetsgens U., Yacoot A., Picometre Displacement Measurements using a Differential Fabry-Perot Optical Interferometer and an X-ray Interferometer, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/23/8/085901.

Chantry G., The Use of Fabry-Perot Interferometers, Etalons and Resonators at Infrared and Longer Wavelengths-an Overview, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 1982, **15**(1), 3-8.

Cip O., Petru F., Buchta Z., Lazar J., Small Displacement Measurements with Subatomic Resolution by Beat Frequency Measurements, *Measurement Science and Technology*, 2007, **18**(7), 2005-2013.

Çelik M., Şahin E., Hamid R., Birlikseven C., Kırbaş C., Bereket B. ve Demir A., Nanometre-Altı Yerdeğiştirme Ölçümleri, *Fotonik 2014 - 16. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalıştayı (Kocaeli Üniversitesi)*, Kocaeli, Türkiye, 05 Eylül 2014.

Davis C., Optics of Gaussian Beams, <http://www.ece.umd.edu/~davis/chapter16.pdf>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

De Labachellerie M., Latrasse C., Kemssu P., Cerez P., The Frequency Control of Laser Diodes, *Journal de Physique III*, 1992, **2**(9), 1557-1589.

Demtröder W., *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin, 2003.

Doiron T. D., Temperature and dimensional measurement, NIST report on CTE material property, NIST, Gaithersburg, MD, <http://emtoolbox.nist.gov/Temperature/Slide14.asp#Slide14>, (Ziyaret Tarihi: 1 Eylül 2016).

Drever R. W., Hall J. L., Kowalski F. V., Hough J., Ford G. M., Munley A. J., Ward H., Laser Phase and Frequency Stabilization using an Optical Resonator, *Applied Physics B*, 1983, **31**(2), 97-105.

Durand M., Lawall J., Wang Y., High-accuracy Fabry-Perot Displacement Interferometry using Fiber Lasers, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/22/9/094025.

Durand M., Wang Y., Lawall J., Accurate Gouy Phase Measurement in an Astigmatic Optical Cavity, *Applied Physics B*, 2012, **108**(4), 749-753.

Dutta S., Elliott D. S., Chen Y. P., Mode-hop-free Tuning over 135 GHz of External Cavity Diode Lasers without Antireflection Coating, *Applied Physics B*, 2012, **106**(3), 629-633.

Edlen B., The Refractive Index of Air, *Metrologia*, 1966, **2**(2), 71.

Feng P., Walker T., Inexpensive Diode Laser Microwave Modulation for Atom Trapping, *American Journal of Physics*, 1995, **63**(10), 905-907.

Fiorucci D., Feasibility Study of an Optical Resonator for Applications in Neutral Beam Injection Systems for the Next Generation of Nuclear Fusion Reactors, PhD Thesis, Universite Nice Sophia Antipolis, Physique, Nice, 2015.

Foreman S. M., Femtosecond Frequency Combs for Optical Clocks and Timing Transfer, PhD Thesis, University of Colorado, Faculty of Graduate School, Colorado, 2007.

Freise A., Strain K., Interferometer Techniques for Gravitational - Wave Detection, *Living Rev. Relativity*, DOI: 10.1007/s41114-016-0002-8.

Fruehauf H., *Precision Time and Frequency Handbook*, 8th ed., Ball Efratom, California, USA, 1991.

Galbacs G., A Review of Applications and Experimental Improvements Related to Diode Laser Atomic Spectroscopy, *Applied Spectroscopy Reviews*, 2006, **41**(3), 259-303.

Giacomo P., News from the BIPM, *Metrologia*, 1984, **20**(1), 25-30.

Gill P., Optical Frequency Standards, *Metrologia*, 2005, **42**(3), 125-137.

Hachtel A. J., Kleykamp J. D., Kane D. G., Marshall M. D., Worth B. W., Barkeloo J. T., Kangara J. C. B., Camenisch J. C., Gillette M. C., Bali S., An Undergraduate Measurement of Radiative Broadening in Atomic Vapor, *American Journal of Physics*, **80**(8), 2012, 740-743.

Haitjema H., Schellekens P. H., Wetzels S. F., Calibration of Displacement Sensors up to 300 um with Nanometre Accuracy and Direct Traceability to a Primary Standard of Length, *Metrologia*, 2000, **37**(1), 25-33.

Hamid R., Cetintas M., Celik M., Polarization Resonance on S–D Two-photon Transition of Rb Atoms, *Optics Communications*, 2003, **224**(4), 247-253.

Hamid R., Sahin E., Celik M., Özen G., Zucco M., Robertsson L., Ma L. S., 10^{-12} Level Reproducibility of an Iodine-stabilized He–Ne Laser Endorsed by Absolute Frequency Measurements in the BIPM and UME, *Metrologia*, 2005, **43**(1), 106.

Hansch T. W., Couillaud B., Laser Frequency Stabilization by Polarization Spectroscopy of a Reflecting Reference Cavity, *Optics Communication*, 1980, **35**(3), 441-444.

Hawthorn C. J., Weber K. P., Scholten R. E., Littrow Configuration Tunable External Cavity Diode Laser with Fixed Direction Output Beam, *Review of Scientific Instruments*, 2001, **72**(12), 4477-4479.

Hecht E., *Optics*, 4th ed., Addison Wesley, USA, 2002.

Heck M., Kramer R., Fabry – Perot Interferometer, Univ. Jena, [https://www.asp.uni-jena.de/aspmedia/Optics+Training+Laboratory/Setup+Descriptions/Fabry_Perot_Int erferometer-p-20003930.pdf](https://www.asp.uni-jena.de/aspmedia/Optics+Training+Laboratory/Setup+Descriptions/Fabry_Perot_Int%20erferometer-p-20003930.pdf), (Ziyaret Tarihi: 02 Mayıs 2017).

Herriot D., Harry S., Folded Optical Delay Lines, *Applied Optics*, 1965, **4**(8), 883–891.

Heydemann P. L., Determination and Correction of Quadrature Fringe Measurement Errors in Interferometers, *Applied Optics*, 1981, **20**(19), 3382-3384.

Himsworth M., Freearge T., Rubidium Pump-Probe Spectroscopy: Comparison Between ab initio Theory and Experiment, *Physical Review A*, DOI: 10.1103/PhysRevA.81.023423.

Hitz C. B., Ewing J. J., Hecht J., *Introduction to Laser Technology*, John Wiley and Sons, New Jersey, 2012.

Hong F. L., Optical Frequency Standards for Time and Length Applications, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/1361-6501/28/1/012002.

Jackson M., Bauen D., Investigation of Laser Fundamentals using Helium-neon Laser, *Eur. J. Phys.*, 2001, **22**(3), 211-218.

Just A., Krause M., Probst R., Wittekopf R., Calibration of High-resolution Electronic Autocollimators against an Angle Comparator, *Metrologia*, 2003, **40**(5), 288.

Kajima M., Picometer Positioning Using fs Comb, Editor: Sattler Klaus D., *Fundamentals of Picoscience*, CRC Press, New York, USA, 543-552, 2014.

- Kessler T., Hagemann C., Grebing C., Legero T., Sterr U., Riehle F., Martin M. J., Chen L., Ye J., A sub-40-mHz-linewidth Laser Based on a Silicon Single-crystal Optical Cavity, *Nature Photonics*, 2012, **6**(10), 687-692.
- Kimel I., Elias L. R., Relations between Hermite and Laguerre Gaussian Modes, *IEEE J. Quantum Electron*, 1993, **29**(9), 2562-2567.
- Klaassen T., Imperfect Fabry-Perot Resonators, PhD Thesis, Universiteit Leiden, Delft-Leiden, 2006.
- Klaassen T., Van Exter, M. P., Woerdman, J. P., Characterization of Scattering in an Optical Fabry-Perot Resonator, *Applied Optics*, 2007, **46**(22), 5210-5215.
- Kogelnik H., Li T., Laser Beams and Resonators, *Applied Optics*, 1966, **5**(10), 1550-1567.
- Kren P., Balling P., Common Path Two-wavelength Homodyne Counting Interferometer Development, *Measurement Science and Technology*, DOI:10.1088/0957-0233/20/8/084009.
- Kruk P., Noga A., Trepka T., Zachorowski J., Gawlik W., Frequency Reference for Laser Spectroscopy with the Stabilized 4 - m Long Fabry - Perot Cavity, *Review of Scientific Instruments*, DOI: 10.1063/1.1866992.
- Kuramoto N., Fujii K., Yamazawa K., Volume Measurements of ²⁸Si Spheres using an Interferometer with a Flat Etalon to Determine the Avogadro Constant, *Metrologia*, 2011, **48**(2), 83-95.
- Lal Muanzala H. R., Sylvan K., Natarajan V., Measuring the Linewidth of a Stabilized Diode Laser, *Current Science*, 2015, **109**(4), 765.
- Lawall J. R., Fabry-Perot Metrology for Displacements up to 50 mm, *JOSA A*, 2005, **22**(12), 2786-2798.
- Loh H., Lin Y. J., Teper I., Cetina M., Simon J., Thompson J. K., Vuletic V., Influence of Grating Parameters on the Linewidths of External-cavity Diode Lasers, *Applied Optics*, 2006, **45**(36), 9191-9197.
- Ma L. S., Bi Z., Bartels A., Robertsson L., Zucco M., Windeler R. S., Diddams S. A., Optical Frequency Synthesis and Comparison with Uncertainty at the 10⁻¹⁹ Level, *Science*, 2004, **303**(5665), 1843-1845.
- MacAdam K. B., Steinbach A. and Wieman C., A Narrow-band Tunable Diode Laser System with Grating Feedback, and a Saturated Absorption Spectrometer for Cs and Rb, *American Journal of Physics*, 1992, **60**(12) 1098-1111.
- Maddaloni P., Bellini M., De Natale P., *Laser-Based Measurements for Time and Frequency Domain Applications - A Handbook*, CRC Press - A Taylor and Francis Book, New York, 2013.
- Melentiev P. N., Subbotin M. V., Balykin V. I., Simple and Effective Modulation of Diode Lasers, *Laser Phys*, 2001, **11**(7), 1-6.

Mellisinos A. C., Napolitano J., *Experiments in Modern Physics*, 2nd ed., Academic Press - Elsevier Science, USA, 2003.

Meschede D., *Optics, Light and Lasers*, Wiley - VCH Verlag GmbH and Co., Weinheim, 2004.

Metcalf H. J., Van der Straten P., *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag Inc., New York, 1999.

Miller J., On Non-Gaussian Beams and Optomechanical Parametric Instabilities in Interferometric Gravitational Wave Detectors, PhD Thesis, University of Glasgow, Faculty of Physical Sciences, Glasgow, 2010.

Milonni P. W., Eberly, J. H., *Laser Physics*, 1st ed., John Wiley and Sons Inc., New Jersey, 2010.

MogLabs, External Cavity Diode Laser Manual Revision 4.20., MogLabs, <http://www.moglabs.com> (Ziyaret Tarihi: 22 Şubat 2017).

Morinaga A., Tanaka K., Hyperfine Structure in the Electronic Spectrum of $^{127}\text{I}2$ by Saturated Absorption Spectroscopy at 633 nm, *Applied Physics Letters*, 1978, **32**(2), 114-116.

Morthier G., Vankwikelberge P., *Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes*, 2nd ed., Artech House, USA, 2013.

Mulligan J. F., Who were fabry and perot?, *American Journal of Physics*, 1998, **66**(9), 797-802.

Munnerlyn C. R., Balliett J. W., Alignment Requirements for Mode Matching in a Confocal Fabry-Perot Interferometer, *Applied Optics*, 1970, **9**(11), 2535-2538.

Nachman P., Bernstein A. C., Scanning, Spherical-mirror Fabry-Perot Interferometer: An Upper-division Optics Laboratory Experiment, *Am. J. Phys.*, 1997, **65**(3), 202-213.

Nasim H., Jamil Y., Recent Advancements in Spectroscopy using Tunable Diode Lasers, *Laser Physics Letters*, DOI: 10.1088/1612-2011/10/4/043001.

Neal K. A., A Confocal Fabry - Perot Interferometer for Use in Lidar Receivers, MSc Thesis, Montana State University, Division of Graduate Education, Montana, 2009.

O'Keefe A., Deacon D. A., Cavity Ring-down Optical Spectrometer for Absorption Measurements using Pulsed Laser Sources, *Review of Scientific Instruments*, 1988, **59**(12), 2544-2551.

Oldenbeuving R. M., Spectral Control of Diode Lasers using External Waveguide Circuits, PhD Thesis, University of Twente, Institute for Nanotechnology, Enschede, 2013.

Otieno A. V., Muthoka B. M., Diode Laser Absorption Spectroscopy for Teaching Undergraduate Physics, *Africon 1999 IEEE*, Cape Town, South Africa, 28 September – 1 October 1999.

Peltola J., Trace Gas Detection and High Precision Spectroscopy in the Mid-infrared and Visible Wavelength Regions, PhD Thesis, University of Helsinki, Faculty of Science, Helsinki, 2015.

Perot A., Fabry C., On the Application of Interference Phenomena to the Solution of Various Problems of Spectroscopy and Metrology, *The Astrophysical Journal*, DOI: 10.1086/140557.

Pisani M. ve diğ., Comparison of the Performance of the Next Generation of Optical Interferometers, *Metrologia*, 2012, **49**(4), 455.

Popov A., Sherstnev V., Yakovlev Y., Werle P., Mucke R., Relaxation Oscillations in Single-frequency InAsSb Narrow Band-gap Lasers, *Applied Physics Letters*, 1998, **72**(26), 3428-3430.

Preston D. W., Doppler-free Saturated Absorption Spectroscopy: Laser Spectroscopy, *Am. J. Phys.*, 1996, **64**(11), 1432-1436.

Protopopov V., *Practical Opto-Electronics: An Illustrated Guide for the Laboratory*, Springer Series in Optical Sciences (184), Switzerland, 2014.

Rao G. N., Reddy M. N., Hecht E., Atomic Hyperfine Structure Studies using Temperature/current Tuning of Diode Lasers: an Undergraduate Experiment, *Am. J. Phys.*, 1998, **66**(8), 702-712.

Repasky K. S., Nehrir A. R., Hawthorne J. T., Switzer G. W., Carlsten J. L., Extending the continuous tuning range of an external-cavity diode laser, *Applied Optics*, 2006, **45**(35), 9013-9020.

Ricci L., Weidemüller M., Esslinger T., Hemmerich A., Zimmermann C., Vuletic V., Hansch T. W., A Compact Grating-stabilized Diode Laser System for Atomic Physics, *Optics Communications*, 1995, **117**(5), 541-549.

Riehle F., *Frequency Standards - Basics and Applications*, WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA., Weinheim (Germany), 2004.

Romanini D., Kachanov A., Sadeghi N., Stoeckel F., CW Cavity Ring Down Spectroscopy, *Chemical Physics Letters*, 1997, **264**(3), 316-322.

Rovera G. D., Santarelli G., Clairon A., A Laser Diode System Stabilized on the Caesium D2 Line, *Review of Scientific Instruments*, 1994, **65**(5), 1502-1505.

Sacher J., Baums D., Panknin P., Elsasser W., Gobel E. O., Intensity Instabilities of Semiconductor Lasers under Current Modulation, External Light Injection and Delayed Feedback, *Physical Review A*, 1992, **45**(3), 1893.

Saleh B. E. A., Teich M. C., *Fundamentals of Photonics*, 1st ed., John Wiley and Sons Inc., New York, 1991.

Saliba S. D., Scholten R. E., Linewidths Below 100 kHz with External Cavity Diode Lasers, *Applied Optics*, 2009, **48**(36), 6961-6966.

Saliba S. D., Junker M., Turner L. D., Scholten R. E., Mode Stability of External Cavity Diode Lasers, *Applied Optics*, 2009, **48**(35), 6692-6700.

Seppa J., Korpelainen V., Merimaa M., Picotto G. B., Lassila A., A Method for Linearization of a Laser Interferometer Down to the Picometre Level with a Capacitive Sensor, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/22/9/094027.

Seufert J., Fischer M., Legge M., Koeth J., Werner R., Kamp M., Forchel A., DFB Laser Diodes in the Wavelength Range from 760 nm to 2.5 μm , *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, 2004, **60**(14), 3243-3247.

Sherlock B. E., Hughes I. G., How weak is a weak probe in laser spectroscopy? *American Journal of Physics*, 2009, **77**(2), 111-115.

Siddons P., Adams C. S., Ge C., Hughes I. G., Absolute Absorption on Rubidium D Lines: Comparison between Theory and Experiment, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, DOI: 10.1088/0953-4075/41/15/155004.

Siegman A. E., *Lasers*, 1st ed., University Science Books, Mill Valley (CA), 1986.

Smid R., Cip O., Lazar J., Jezek J., Ruzicka B., Precise Measurement of the Length by Means of DFB Diode and Femtosecond Laser, *SPIE Europe Optical Metrology - International Society for Optics and Photonics*, Munich, Germany, 14-18 June 2009.

Smith J. A., Chu X., Huang W., Wiig J., Brown A. T., LabVIEW-based Laser Frequency Stabilization System with Phase-sensitive Detection Servo Loop for Doppler LIDAR Applications, *Optical Engineering*, DOI: 10.1117/1.3013257.

Steck D. A., Rubidium 87 D Line Data, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, <http://steck.us/alkalidata/>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

Stone J. A., Zimmerman J. H., Engineering Metrology Toolbox, NIST, <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Edlen.asp>, (Ziyaret Tarihi: 12 Eylül 2016).

Svanberg S., *Atomic and Molecular Spectroscopy-Basic Aspects and Practical Applications*, 4th ed., Springer-Verlag, Berlin, 2004.

Swinkels B. L., High-accuracy Absolute Distance Metrology, PhD Thesis, Technical University Delft, Delft, 2006.

Thorlabs, Scanning Fabry - Perot Interferometers, Thorlabs, http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=859, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

Toptica P., FPI 100 Fabry-Perot Interferometer Manual, *Toptica Photonics AG*, Article Number: 34204000.00, 1-24, 2001.

Trager F., *Springer Handbook of Lasers and Optics*, Springer Science and Business Media, New York, 2007.

URL-1: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/phyopt/fabry.html>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-2: Light Machinery, Etalons: <https://lightmachinery.com/optics/custom-optics/etalons/>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-3: Skin Effect Calculator: <http://chemandy.com/calculators/skin-effect-calculator.htm>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-4: Fundamental Optics - Etalons in IDEX Optics and Photonics Catalog: https://www.cvilaseroptics.com/file/general/Fundamental_Optics_OverviewWEB.pdf, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-5: Burleigh Instruments Tech Memo on Fabry-Perot Interferometry: <http://web.mit.edu/8.13/8.13d/manuals/burleigh-tech-memo-fp-interferometry.pdf>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-6: Ph77 Advanced Physics Laboratory, Atomic and Optical Physics. EXPT. 71 – Fabry-Perot Cavities and FM spectroscopy: <http://pmaweb.caltech.edu/~ph77/labs/optics/cavities1a.pdf>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-7: JRP SIB08 subnano - Traceability of sub-nm length measurements: <https://www.ptb.de/emrp/subnano-home.html>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-8: RP Photonics Encyclopedia-Hermite-Gaussian Modes: https://www.rp-photonics.com/hermite_gaussian_modes.html, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-9: Caltech Website, Gravitational Waves Detected 100 Years After Einstein's Prediction: <https://www.caltech.edu/news/gravitational-waves-detected-100-years-after-einstein-s-prediction-49777#sthash.hTW7cxkl.dpuf>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-10: Cavity Ring-Down Spectroscopy In-Depth, Tigeroptics Website: http://www.tigeroptics.com/PAGES/cavity_ring-down_spec.htm, (Ziyaret Tarihi: 11 Ekim 2016).

URL-11: TROLAS Group at IUP, University of Bremen: <http://www.iup.uni-bremen.de/troposphere/research/laserabsorptionspectroscopy/cavityringdownspectroscopy/index.html>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-12: FM Spectroscopy With Tunable Diode Lasers-New Focus Application Note #7: <http://www.newport.com/New-Focus-Application-Note-7-FM-Spectroscopy-With/979109/1033/content.aspx>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-13: Tutorial - Laser Diode Technology: <https://www.newport.com/t/laser-diode-technology>, (Ziyaret Tarihi: 22 Şubat 2017).

URL-14: TeachSpin, Diode Laser Spectroscopy: <http://www.teachspin.com/diode-laser-spectroscopy-1.html>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-15: RP Photonics Encyclopedia - Beat Note: https://www.rp-photonics.com/beat_note.html, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-16: Newport - Laser Diode Modules: <http://www.newport.com/Laser-Diode-Modules/5679795/1033/category.aspx>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-17: Project NANOTRACE- New traceability Routes for Nanometrology: <http://www.nanotrace.it/Home.aspx>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-18: Angle Metrology: <http://www.anglemetrology.com/>, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

URL-19: Exploring Gravity with Optical Clocks - Introduction to Optical Atomic Clocks: http://www.exphy.uni-duesseldorf.de/optical_clock/What/index.php, (Ziyaret Tarihi: 01 Mayıs 2017).

Vadillo P. P., Laser Diode Gas Spectroscopy, Editor: Patil D., *Semiconductor Laser Diode Technology and Applications*, 1st ed., InTech., Croatia, 341-358, 2012.

Vahala K. J., Optical Microcavities, *Nature*, 2003, **424**(6950), 839-846.

Vassiliev V. V., Zibrov S. A., Velichansky V. L., Compact Extended -cavity Diode Laser for Atomic Spectroscopy and Metrology, *Review of Scientific Instruments*, DOI: 10.1063/1.2162448.

Verdeyen J. T., *Laser Electronics*, 3rd ed., NJ: Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1995.

Vogler D. E., Open-path and Fiber-based Cavity Ringdown Spectroscopy, Doctoral Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule ETH Zürich, Naturwissenschaften, Zürich, 2005.

Waxman A., Givon M., Aviv G., Groswasser D., Folman R., Modulation Enhancement of a Laser Diode in an External Cavity, *Applied Physics B*, 2009, **95**(2), 301-305.

Wetzels S. F., Laser Based Displacement Calibration with Nanometre Accuracy, Doctoral Dissertation, Technische Universiteit Eindhoven, Eindhoven, 1998.

White J., Long Optical Paths of Large Aperture, *Journal of the Optical Society of America*, 1942, **32**(5), 285-288.

Wiemann C. E., Hollberg L., Using Diode Lasers for Atomic Physics, *Review of Scientific Instruments*, 1991, **62**(1), 1-20.

Wilson J., Hawkes J., *Optoelectronics - An Introduction*, 3rd ed., Prentice Hall., USA, 1998.

Wu X., Li Y., Wei H., Yang H., Yang G., Zhang I., Interferometric Diameter Determination of a Silicon Sphere using a Traceable Single Laser Frequency Synthesizer, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/24/11/115202.

Yacoot A., Kuetgens U., Sub-atomic Dimensional Metrology: Developments in the Control of X-ray Interferometers, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/23/7/074003.

Yandayan T., Ozgur B., Karaboce N., Yaman O., High Precision Small Angle Generator for Realization of the SI Unit of Plane Angle and Calibration of High Precision Autocollimators, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/23/9/094006.

Yandayan T., Akgöz S. A., Asar M., Calibration of High-resolution Electronic Autocollimators with Demanded Low Uncertainties using Single Reading Head Angle Encoders, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/25/1/015010.

Yandayan T., Açık Metrolojisi: Bilimsel ve Endüstriyel Alanlardaki Uygulamaları, Üst Düzey Yeni Talepler ve Projeler, *Mühendis ve Makina*, 2014, **55**(653), 60-76.

Yandayan T., Geckeler R. D., Aksulu M., Akgoz S. A., Ozgur B., Application of Advanced Shearing Techniques to the Calibration of Autocollimators with Small Angle Generators and Investigation of Error Sources, *Review of Scientific Instruments*, DOI: 10.1063/1.4950720.

Ye J., Swartz S., Jungner P., Hall J. L., Hyperfine Structure and Absolute Frequency of the 87 Rb 5P 3/2 State, *Optics Letters*, 1996, **21**(16), 1280-1282.

Zhao Y. N., Zhang J., Schuricht G., Lison F., Lu Z. H., Wang L. J., Sub-Hertz Frequency Stabilization of a Commercial Diode Laser, *Optics Communications*, 2010, **283**(23), 4696-4700.

Zorabedian P., Tunable External – Cavity Semiconductor Lasers, Editor: Duarte F. J., *Tunable Lasers Handbook*, Academic Press Inc., New York, 349-442, 1995.

KİŞİSEL YAYINLAR VE ESERLER

Çelik M., Şahin E., Yandayan T., Hamid R., Akgöz A., Özgür B., Çetintaş M., Demir A., Application of the Differential Fabry–Perot Interferometer in Angle Metrology, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/27/3/035201.

Şahin E., Özen G., Hamid R., **Çelik M.**, Izmailov A. C., Coherent Population Trapping Resonances at Lower Atomic Levels of Doppler Broadened Optical Lines, *Quantum Electronics*, 2014, **44**(11), 1071-1076.

Çelik M., Hamid R., Kuetgens U., Yacoot A., Picometre Displacement Measurements Using a Differential Fabry–Perot Optical Interferometer and an X-ray Interferometer, *Measurement Science and Technology*, DOI: 10.1088/0957-0233/23/8/085901.

Pisani M., Yacoot A., Balling P., Bancone N., Birlikseven C., **Çelik M.** ve diğ., Comparison of the Performance of the Next Generation of Optical Interferometers, *Metrologia*, 2012, **49**(4), 455-467.

Hamid R., **Çelik M.**, Sahin E., Izmailov A. Ch., Sub-Doppler Absorption Resonances of Ring-Shaped Laser Beams in a Thin Vapor Cell, *Laser Physics*, 2006, **16**(12), 1621–1624.

Hamid R., Sahin E., **Çelik M.**, Özen G., Zucco M., Robertsson L., Ma L. S., 10^{-12} Level Reproducibility of an Iodine Stabilized He-Ne Laser Endorsed by Absolute Frequency Measurements in the BIPM and UME, *Metrologia*, 2005, **43**(1), 106-108.

Hamid R, Cetintas M., **Çelik M.**, Observation of Faraday Resonances on the S-D Two-photon Transition of Rb Atoms, *Physical Review A*, DOI: 10.1103/PhysRevA.70.025805.

Hamid R., Çetintaş M., **Çelik M.**, Polarization Resonance on S-D Two-photon Transition of Rb Atoms, *Optics Communication*, 2003, **224**(4), 247-253.

Çelik M., Şahin E., Yandayan T., Hamid R., Akgöz A., Özgür B., Çetintaş M., Demir A., Nanoradian Angle Measurements Using Differential Fabry-Perot Interferometer, *Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2016)*, Ottawa, Canada, 10-15 July 2016.

Andreas B., **Çelik M.**, Hamid R., Demir A., Sub-nanometre Length Metrology, *Nanoscale 2016*, Wroclaw, Poland, 9-11 March 2016.

Şenel Ç., Hamid R., Erdoğan C., **Çelik M.**, İlday F. Ö., Frequency Measurements with Yb-Laser Comb, *Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium and European Frequency and Time Forum (ifcs 2015)*, Denver-Colorado, USA, 12-16 April 2015.

Şahin E., Hamid R., **Çelik M.**, Izmailov A. C., Coherent Population Trapping Resonances on Lower Levels of Atomic Λ -systems, *International Conference on*

Coherent and Nonlinear Optics (ICONO) / Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT), Moscow, Russia, 18-22 June 2013.

Şenel Ç., Hamid R., Erdoğan C., **Çelik M.**, Kara O., İlday F. O., 33-fs Yb-fiber Laser Comb Locked to Cs-atomic Clock, *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe - International Quantum Electronics Conference (CLEO/EUROPE - IQEC), IEEE, Munich, Germany, 12-16 May 2013.*

Şenel Ç., Hamid R., Erdoğan C., **Çelik M.**, Kara O., 33 fs Yb-fiber Laser Comb for Optical Frequency Metrology Applications, *Ultrafast Optics 2013, Davos, Switzerland, 04-08 March 2013.*

Sahin E., Hamid R., **Celik M.**, Birlikseven C., Ozen G., Izmailov A., CPT Resonances in Two Frequency Pumping and Probe Beam Configuration, *European Frequency and Time Forum (EFTF), IEEE, 23-27 April 2012.*

Celik M., Hamid R., Birlikseven C., Sahin E., Yagmur L., Sub-nanometer Displacement Measurements using Laser Beat Frequency Technique, *Nanoscale 2010, Brno, Czech Republic, 27-29 October 2010.*

Birlikseven C., Şahin E., **Çelik M.**, Hamid R., Investigation on the Mode Hop Free Tunability of a 852 nm Laser Diode without Anti Reflection Coating, *ALT'09 - 17th International Conference on Advanced Laser Technologies, Antalya, Turkey, 27-30 September 2009.*

Yacoot A., Pisani M., Picotto G. B., Kuetgens U., Flügge J., Kren P., Lassila A., Seppä S., Hamid R., **Celik M.**, Matus M., Nießner A. Nanotrace: the Investigation of Non-linearity in Optical Interferometers using X-ray Interferometry, *Proceedings of ISMTII - 2009, Saint-Petersburg, Russia, 29 June - 2 July 2009.*

Matus M., Niessner A., Balling P., Kren P., Klapetek P., Lassila A., Yacoot A., Picotto G. B., Pisani M., Flügge J., Kuetgens U., **Celik M.**, Hamid R., Optical Interferometry with 10 pm Level Accuracy - the Project Nanotrace, *Nanoscale 2008, Turin, Italy, 22-23 September 2008.*

Hamid R., Sahin E., **Celik M.**, Zucco M., Robertsson L., Ma L. S., Absolute Frequency Measurement and Comparison of UME and BIPM He-Ne/12 Lasers, *Conference Digest of Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM), London, UK, 27 June – 2 July 2004.*

Hamid R., Çetintaş M., Karacadağ H., Gedik A., Yoğun M., **Çelik M.**, Fırlarer A., Measurement of Electromagnetic Radiation from GSM Base Stations, *The 2003 IEEE International Symposium on EMC, İstanbul, Turkey, 11-16 May 2003.*

Hamid R., Çetintaş M., **Çelik M.**, Faraday Spectrum on S-D Two-Photon Transition of Rb Atoms, *16th International Conference on Laser Spectroscopy (ICOLS03), Queensland, Australia, 13-18 July 2003.*

Bereket B., Şenel Ç., **Çelik M.**, Hamid R., 100 GHz High Speed Oscilloscope Calibration System, *Fotonik 2015, Ankara Üniv., Ankara, Türkiye, 18 Eylül 2015.*

Çelik M., Şahin E., Hamid R., Birlikseven C., Kırbaş C., Bereket B., Çetintaş M., Demir A., Nanometre – altı Yerdeğiştirme Ölçümleri, *Fotonik 2014 (Kocaeli Üniv.), Kocaeli, Türkiye, 05 Eylül 2014.*

Aşar M., **Çelik M.**, Özgür B., Adım (Pitch) Standartları Kalibrasyonu için Lazer Difraktometre Sistemi, *Fotonik 2013 (Aselsan)*, Ankara, Türkiye, 06 Eylül 2013.

Hamid R., Şenel Ç., Erdoğan C., **Çelik M.**, Şendoğdu D., Şahin E., İlday F. Ö., Optik Frekans Metrolojisi ve Uygulamaları, *Fotonik 2013 (Aselsan)*, Ankara, Türkiye, 06 Eylül 2013.

Şenel Ç., Hamid R., Erdoğan C., **Çelik M.**, Kara O. and İlday F. O., 33-fs Yb-Fiber Laser Comb Locked to Cs-Atomic Clock, *Fotonik 2013 (Aselsan)*, Ankara, Türkiye, 06 Eylül 2013.

Senel C., Hamid R., İlday F. O., Erdoğan C., **Çelik M.**, Birlikseven C., Kara O., 33 fs Yb-Fiber Laser Comb for Metrology Applications, *Fotonik 2012 (Koç Üniv.)*, İstanbul, Türkiye, 14 Eylül 2012.

Çelik M., Hamid R., Şahin E., Birlikseven C., Diferansiyel Fabry - Perot İnterferometresi ile Pikometre Doğruluklu Yer Değiştirme Ölçümleri, *Fotonik 2011 (Bilkent Üniv.)*, Ankara, Türkiye, 23 Eylül 2011.

Şenel Ç., İlday F. Ö., Hamid R., Erdoğan C., Birlikseven C., **Çelik M.**, Yb Fiber Lazeri ile 600-1600 nm Aralığında Frekansı Kilitli Lazer Taraklarının Üretilmesi, *Fotonik 2011 (Bilkent Üniv.)*, Ankara, Türkiye, 23 Eylül 2011.

Birlikseven C., Şahin E., **Çelik M.**, Hamid R., Taşınabilir Iodine Stabilize He-Ne Lazeri, Rezonans Kavitesi ve Elektronik Tasarımı, *10. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Toplantısı (Kocaeli Üniv.)*, Kocaeli, Türkiye, Ekim 2008.

Çelik M., Kırbaş C., Quadrant Fotoalgılayıcı Sistemi ile Konum Ölçümleri, *10. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Toplantısı (Kocaeli Üniv.)*, Kocaeli, Türkiye, Ekim 2008.

Şahin E., Hamid R., Birlikseven C., **Çelik M.**, Coherent Population Trapping (CPT) Rezonansları ve Atomik Frekans Standartları Uygulamaları, *8 Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Koç Üniv.)*, İstanbul, Türkiye, 15 Eylül 2006.

Erdoğan C., Hamid R., Şahin E., **Çelik M.**, Doğrusal Olmayan AgGaS₂ Kristalinde 0.5 - 3.4 um Spektral Bölgesinde Optik Frekans Sentezlemesi, *8. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Koç Üniv.)*, İstanbul, Türkiye, 15 Eylül 2006.

Birlikseven C., **Çelik M.**, Şahin E., Hamid R., Using Direct Phase Extraction for the Sub $\lambda/2$ Resolution in a Self Mixing Laser Diode Displacement Measurement, *7. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Bilkent Üniv.)*, Ankara, Türkiye, 12 Aralık 2005.

Hamid R., **Çelik M.**, Şahin E., İnce Cs Küvetlerinde Doppler İçi Soğurum Spektroskopisi, *7. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Bilkent Üniv.)*, Ankara, Türkiye, 12 Aralık 2005.

Hamid R., Erdoğan C., Şahin E., **Çelik M.**, Optik Frekans Standartları ve Lazerlerin Mutlak Frekans Ölçümü, *7. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Bilkent Üniv.)*, Ankara, Türkiye, 12 Aralık 2005.

Birlikseven C., Hamid R., **Çelik M.**, Şahin E., Şendoğdu D., Yapılandırılmış Işığın 3-Boyutlu Metroloji Uygulamaları, *VI. Ulusal Ölçümbilim Kongresi (Osmangazi Üniv.)*, Eskişehir, Türkiye, 17-18 Kasım 2005.

Gedik A., **Çelik M.**, Dinçer H., Hamid R., Dış Kaviteli Diyot Lazerlerin Kararlılıklarının Arttırılması, *VI. Ulusal Ölçümbilim Kongresi (Osmangazi Üniv.)*, Eskişehir, Türkiye, 17-18 Kasım 2005.

Hamid R., Şahin E., **Çelik M.**, UME ve BIPM He-Ne/12 Lazerleri Karşılaştırması ve UME Lazeri Mutlak Frekans Ölçümü, *6. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Sabancı Üniv.)*, İstanbul, Türkiye, Aralık 2004.

Hamid R., Çetintaş M. ve **Çelik M.**, Lazer Işınımının Gazla Rezonans Etkileşimi, *6. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (Sabancı Üniv.)*, İstanbul, Türkiye, Aralık 2004.

Hamid R., Çetintaş M., **Çelik M.**, Rb Atomları S-D 2-foton Geçişlerinde Faraday Rezonanslarının Gözlenmesi, *5. Ulusal Optik, Elektro-Optik ve Fotonik Çalışma Toplantısı (ODTÜ)*, Ankara, Türkiye, Aralık 2003.

Gamidov R., Çetintaş M., **Çelik M.**, Sezyum Atomları D₂ Enerji Geçişlerinde Yüksek Çözünürlü Doppler-Free Rezonanslar, *18. TFD Kongresi*, Adana, Türkiye, 25-28 Ekim 1999.

ÖZGEÇMİŞ

Mehmet ÇELİK 1992 yılında TED Ankara Koleji'nden mezun oldu. Lisans eğitimini 1992-1996 yılları arasında ODTÜ Fizik Bölümü'nde tamamladı. Ocak 1997 yılında TÜBİTAK UME'de çalışmaya başladı. 2000 yılında Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü (GYTE) Fizik Anabilim Dalı'nda yüksek lisansını tamamladı. Halen Kocaeli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümü'ndeki doktora çalışmalarına devam etmektedir. TÜBİTAK ve dış destekli (Avrupa Birliği) projelerde gerek yürütücü gerekse de proje çalışanı araştırmacı olarak yer aldı. Lazerler, lazer spektroskopisi, lazer interferometrik uygulamaları, atom ve molekül fiziği ve metroloji alanlarında çalışmalarda bulundu. Bu konularda yayınlanmış SCI-index makaleleri, uluslararası ve ulusal bildirileri bulunmaktadır. Halen TÜBİTAK UME Zaman-Frekans ve Dalgaboyu Laboratuvarları'nda Başuzman Araştırmacı olarak çalışmaktadır.