



**FİBER OPTİK KABLODA MEYDANA GELEN SAÇILMALARIN
ANALİZİ VE ANLAMLANDIRILMASI**

Selim BOYDAK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

HAZİRAN 2016

Selim BOYDAK tarafından hazırlanan “FİBER OPTİK KABLODA MEYDANA GELEN SAÇILMALARIN ANALİZİ VE ANLAMLANDIRILMASI” adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından OY BİRLİĞİ ile Gazi Üniversitesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS TEZİ olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Doç. Dr. Murat YÜCEL

Elektrik-Elektronik Mühendisliği , Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Başkan : Prof. Dr. Fatih V. ÇELEBİ

Mühendislik ve Doğa Bilimleri , Yıldırım Beyazıt Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Üye : Doç. Dr. Cemal YILMAZ

Elektrik-Elektronik Mühendisliği , Gazi Üniversitesi

Bu tezin, kapsam ve kalite olarak Yüksek Lisans Tezi olduğunu onaylıyorum

.....

Tez Savunma Tarihi: 28/06/2016

Jüri tarafından kabul edilen bu tezin Yüksek Lisans Tezi olması için gerekli şartları yerine getirdiğini onaylıyorum.

.....

Prof. Dr. Metin GÜRÜ

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK BEYAN

Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Tez Yazım Kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- Tez içinde sunduğum verileri, bilgileri ve dokümanları akademik ve etik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- Tüm bilgi, belge, değerlendirme ve sonuçları bilimsel etik ve ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- Tez çalışmada yararlandığım eserlerin tümüne uygun atıfta bulunarak kaynak gösterdiğimi,
- Kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- Bu tezde sunduğum çalışmanın özgün olduğunu,

bildirir, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

Selim BOYDAK

28/06/2016

FİBER OPTİK KABLODA MEYDANA GELEN SAÇILMALARIN
ANALİZİ VE ANLAMLANDIRILMASI

(Yüksek Lisans Tezi)

Selim BOYDAK

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Haziran 2016

ÖZET

Fiber optik kablo içindeki doğrusal olmayan saçılma etkileri, bir fotonun daha düşük enerjili fotona elastik olmayan saçılmasından kaynaklanmaktadır. Fiber optik kabloda iki türlü saçılma vardır. Bunlar doğrusal ve doğrusal olmayan saçılmalardır. Doğrusal saçılmalar Rayleigh ve Mie saçılmaları olmak üzere iki kısma ayrılırken, doğrusal olmayan saçılmalarda Raman ve Brillouin saçılması olmak üzere ikiye ayrılır. Doğrusal olmayan saçılmaların ikisi de silikanın titreşimli uyarım modlarıyla ilgilidir. Bu olay, uyarılmış Raman saçılması (URS) ve uyarılmış Brillouin saçılması (UBS) olarak bilinir. Bu tez çalışmasında doğrusal ve doğrusal olmayan saçılmalar inceledikten sonra, Raman saçılmasının etkileri Optisys 12.0 yazılımı kullanılarak simüle edilmiştir. Bu amaçla Raman Saçılmasının tek yönlü yükseltilmesi düzeneği ve ayrı sinyal kanalları için Raman saçılmasının analizi düzenekleri kurularak etkileri incelenmiştir.

Bilim Kodu : 90532

Anahtar Kelimeler : Fiber optik, foton, fonon, Brillouin saçılması (SBS), Raman saçılması (SRS)

Sayfa Adedi : 63

Danışman : Doç. Dr. Murat YÜCEL

THE ANALYSIS AND INTERPRETATION OF THE SCATTERING
IN THE FIBER OPTIC CABLE

(M. Sc. Thesis)

Selim BOYDAK

GAZİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

June 2016

ABSTRACT

The nonlinear scattering effects in optical fibers are due to the inelastic scattering of a photon to a lower energy photon. There are two kinds of scattering in optical fiber. These are linear and nonlinear scattering. Linear scattering leaving two parts including Rayleigh and Mie scattering. Nonlinear scattering is divided into Raman and Brillouin scattering. Two of the nonlinear scattering is related to silica vibrating alert mode. This event is known as stimulated Raman scattering (SRS) and stimulated Brillouin scattering (SBS). This thesis is the study of linear and non-linear scattering and after being examined Raman scattering effects were simulated using the 12.0 software Optisys. For this purpose, effects were investigated unidirectional raising device of Raman Scattering and analysis of the Raman scattering mechanisms establishing for separate signal channels.

Science Code : 90532

Key Words : Optical fiber, photon, phonon, Brillouin scattering (SBS), Raman scattering (SRS)

Page Number : 63

Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Murat YÜCEL

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım süresince çok değerli bilgi ve birikimleriyle beni yönlendiren, tecrübeleriyle tezimi kıymetlendiren değerli hocam Doç. Dr. Murat YÜCEL 'e teşekkürü bir borç bilirim.

Ayrıca doğduğum günden bugüne dualarıyla her zaman yanımda olan, çalışmalarımda maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen, beni her zaman sabırla destekleyen sevgili aileme de sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	viii
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	ix
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. FİBER OPTİK KABLODA MEYDANA GELEN SAÇILMALAR	5
2.1. Doğrusal Saçılmalar	5
2.1.1. Rayleigh saçılması	6
2.1.2. Mie saçılması	6
2.2. Doğrusal Olmayan Saçılmalar	7
2.2.1. Brillouin saçılması	7
2.2.2. Raman saçılması	20
2.2.3. Raman ve Brillouin işlemlerinin karşılaştırılması	34
3. RAMAN SAÇILMASININ BENZETİMİ.....	37
4. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	57
KAYNAKLAR	59
ÖZGEÇMİŞ	63

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 3.1. 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri.....	46
Çizelge 3.2. 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri	47
Çizelge 3.3. 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri	48
Çizelge 3.4. 2000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri.....	49
Çizelge 3.5. 3000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri	50
Çizelge 3.6. 5000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri	51
Çizelge 3.7. 7000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri.....	52
Çizelge 3.8. 8000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalga boyu ve güç değerleri	53

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. (a) Anlık Brillouin saçılım olayı (b) Uyarılmış Brillouin saçılım olayı	11
Şekil 2.2. 1525 nm Dalga Boyunda Brillouin Kazanç Spektrumu	12
Şekil 2.3. 13 km’lik DSF için sinyal gücüne karşılık SBS etkisi	13
Şekil 2.4. Brillouin Yükseltecinin şematik gösterimi.	18
Şekil 2.5. a) Anlık Raman saçılım olayı (b) Uyarılmış Raman saçılım olayı.....	19
Şekil 2.6. Silika fiberlerde Stokes ve anti-Stokes işlemi	20
Şekil 2.7. Raman Saçılımının Şematik Gösterimi	24
Şekil 2.8. (a) Stokes saçılma işlemi (b) Anti-Stokes saçılma işlemi	26
Şekil 2.9. İki pompa dalga boyu için Uyarılmış Raman Saçılması	27
Şekil 2.10. 1 μ m pompa dalga boyundaki silika için Raman kazanç spektumu	29
Şekil 2.11. SRS’nin kanal başına maksimum güç iletimini limitlemesi.....	32
Şekil 2.12. Ayarlanabilir Raman lazerin şematik gösterimi	33
Şekil 2.13. Raman fiber yükselteci	34
Şekil 3.1. Raman Saçılmasının tek yönlü yükseltilmesi düzeneği.....	35
Şekil 3.2. Giriş sinyallerinin optik spektrumu.....	36
Şekil 3.3. 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	37
Şekil 3.4. 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	38
Şekil 3.5. 700 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	39
Şekil 3.6. 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	40
Şekil 3.7. 1200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	41
Şekil 3.8. Dalga boyuna bağlı 1200 m’lik fiber optik kablo üç boyutlu çıkış spektrumu	42

Şekil	Sayfa
Şekil 3.9. Zamana bağlı 1200 m’lik fiber optik kablo üç boyutlu çıkış spektrumu.....	43
Şekil 3.10. Çok kanallı Raman saçılmasının şematik düzeneği.....	44
Şekil 3.11. Giriş sinyallerinin optik spektrumu.....	45
Şekil 3.12. 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	46
Şekil 3.13. 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	47
Şekil 3.14. 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	48
Şekil 3.15. 2000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	49
Şekil 3.16. 3000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	50
Şekil 3.17. 5000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	51
Şekil 3.18. 7000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	52
Şekil 3.19. 8000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	53
Şekil 3.20. 9000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	54
Şekil 3.21. 10000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum.....	55
Şekil 3.22. Son kanal için fiber boyuna göre güç değişimi.....	56

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler

Açıklamalar

GHz	Giga Hertz
m	Metre
THz	Tera Hertz
μm	Mikro metre
$\mu\text{ m}^2$	Mikro metrekare
km	Kilometre
m/W	metre / watt
dBm	Desibelmetre
nm	Nanometre
Hz	Hertz
mJ	mili Joule

Kısaltmalar

Açıklamalar

BER	Bit Hata Oranı
BOTDA	Brilluoin optik zaman domeni analizi
DBC	Dalgaboyu bölmeli çoğullayıcı
DSF	Dispersiyonu kaydırılmış fiber
ECL	Harici kavite lazer
PD	Foto-diyot
UBS	Uyarılmış Brillouin saçılım
URS	Uyarılmış Raman saçılım

1. GİRİŞ

Fiber optik kablo içindeki doğrusal olmayan saçılma etkileri, bir fotonun daha düşük enerjili fotona elastik olmayan saçılmasından kaynaklanmaktadır. Enerji farkı, ortamdaki moleküler titreşimler veya fononlar tarafından emilir. Başka bir deyişle, bir ışık dalgasının enerjisinin, daha yüksek dalga boylu başka bir dalgaya transfer olduğu söylenebilir. Öyle ki enerji farkı fononlar şeklinde görünür [1]. Diğer dalga Stokes dalgası olarak bilinir ve pompa dalgası olarak kabul edilebilir. Anti-Stokes olarak bilinen frekanstaki yüksek enerjili foton, doğru enerjinin ve momentumun fononu varsa oluşturulabilir.

Fiber optik kablodaki saçılmalar doğrusal ve doğrusal olmayan saçılmalar olmak üzere iki çeşittir. Doğrusal saçılmalarda kendi arasında Rayleigh ve Mie olmak üzere ikiye ayrılmıştır. Fiberde iki doğrusal olmayan saçılma olayı vardır ve ikisi de silikanın titreşimli uyarma modlarıyla ilgilidir [2-9]. Bu olay, uyarılmış Raman saçılması (URS) ve uyarılmış Brillouin saçılması (UBS) olarak bilinir. Temel fark, UBS akustik fononlardan geçerken, optik fononlar URS 'ye katılır. Bu farkın bir sonucu olarak; URS ileriye ve geriye doğru her iki yönde de oluşabilirken, UBS tek bir yönde meydana gelir.

Doğrusal olmayan saçılma süreçleri, yüksek optik güç seviyelerinde orantısız zayıflamaya neden olur. Bu ayrıca, farklı bir frekansta ileri veya geri doğrultuda bir mod dan diğer modlara optik güç transferine yol açar. Aslında uyarılan saçılma mekanizmaları (UBS veya URS) optik kazanç da sağlar fakat frekanstaki bir kayma ile gerçekleşir.

Zhang ve diğerleri yapmış oldukları çalışma da, yüzeyi artırılmış Raman saçılması algılayıcısı için tek kanal fotonik kristal fiber tasarlamışlardır [10].

Tian ve diğerleri yapmış oldukları çalışma da, süper iletken $\text{NdO}_{1-x}\text{FxBiS}_2$ kristallerde Raman saçılması konusunu incelemişlerdir [11].

Zhang ve diğerleri yapmış oldukları çalışma da, Gelişmiş yüzeyli Raman saçılması için Au:Ag kompozit oranının Nanokap dizisini oluşturmuşlardır [12].

Zhou ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, bir içecek içerisindeki zehirli molekül tespiti için yüzeyi artırılmış Raman saçılması fesleğen tohumu destekli nano parçacıkları incelemişlerdir [13].

Garrido ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Değıştirilmiş gümüş kolloiddenden olumsuz yüklenmiş bio analitlerin Raman saçılması uygulamasını tasarlamışlardır [14].

Jamil ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Raman saçılması sensörü ve 6-amino heksanetiol tarafından 2,4,6 trinitrotoluenin moleküler tanımını yapmışlardır [15].

Qi ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, süt ürünlerinde penisilloik asitin hızlı tespiti için Raman saçılması stratejisini incelemişlerdir [16].

Chang yapmış olduğu çalışma da, Raman saçılması özellikleri ve geliştirilmiş optikle ZnO nun düşük sıcaklık ve büyük ölçek gelişimiyle nano enjektör sıralamasını yapmışlardır [17].

Wang ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, İnce su tabakasına hapsedilmiş Raman saçılması tarafından dimetil metilfosfonatın algılanmasını incelemişlerdir [18].

Sharma ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Platin kaplama kontrollü altın nano çubukların yüzeyi gelişmiş Raman saçılması ve katalitik aktiviteleri ayarlamasını incelemişlerdir [19].

Akintola ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Toplu 2H-WSe₂ nin Raman ve Brillouin saçılması incelemelerini gerçekleştirmişlerdir [20].

Sharma yapmış olduğu çalışma da, Relativistik plazma da ultra yoğun delikli Gaussian ışınının uyarılmış Raman saçılmasını tasarlamıştır [21].

Golasa ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Au/MoS₂ hetero yapılarda düzensiz indüklenmiş Raman saçılması konusunu araştırmışlardır [22].

Motochi ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, CVD Elması İyon nakliyle sertleştirmede yüzey Brillouin Saçılmasını incelemişlerdir [23].

Zalamai ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Rezonans Raman saçılması ve TlInS₂ kristallerde eksitonik spektrumları araştırmışlardır [24].

Gong ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Raman pompasıyla 50 kmlik tek mod fiberde anlık Brillouin Saçılmasının kazanç karakteristiğini çıkarmışlardır [25].

Ramani ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Hava stabil koloidal bakır nanopartiküller, sentezi, karakterizasyonu ve Raman saçılması özelliklerini incelemişlerdir [26].

Grima ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Cu₃TaSe₄ ve Cu₃NbSe₄ :X-ray ışınlarının kırılarak yayılması, diferansiyel sıcaklık analizi, optik emilim ve Raman Saçılmasını incelemişlerdir [27].

Meng ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Plasmonik altın nano yapıların etrafındaki Brillouin saçılmasını araştırmışlardır [28].

Lin ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Raman saçılmasıyla Cu/Cu₂S/ZnO nano yapıların aktive edilmesi konusunu araştırmışlardır [29].

Feng ve diğerkleri yapmış oldukları çalışma da, Uyarılmış Raman saçılmasının uyarılmış Brillouin saçılması tarafından halka şeklinde geriye doğru sürülmesi olayını incelemişlerdir [30].

Bu tez çalışmasında, 2. Bölümde fiber optik kabloda meydana gelen doğrusal ve doğrusal olmayan saçılmalar incelenmiş, ayrıca doğrusal olmayan saçılmalardan Brillouin ve Raman saçılması derinlemesine incelenerek kendiliğinden ve uyarılmış Brillouin ve Raman saçılmaları tartışılmıştır. 3. Bölümde Raman saçılmasının benzetimi yapılmış ve son bölümde sonuçlar yorumlanmıştır.

2. FİBER OPTİK KABLODA MEYDANA GELEN SAÇILMALAR

Fiber optik kablo da meydana gelen saçılmalar doğrusal ve doğrusal olmayan saçılmalar olmak üzere iki kısımda incelenebilir.

2.1. Doğrusal Saçılmalar

Saçılma, ışığın camdaki atomlarla çarpışması sonucu meydana gelir ve genelde izotropik değildir.

Lineer saçılma mekanizmaları, bir yayılma modunda ihtiva edilen optik gücün bir kısmının veya tamamının farklı bir moda lineer olarak transferine sebep olur. Transfer, sızıntılı veya bir radyasyon modunda olabileceğinden, bu davranış taşıyan ışığın zayıflaması sonucunu doğurur. Bütün lineer işlemlerde olduğu gibi, burada da saçılmada hiçbir frekans değişimi yoktur. Lineer saçılma iki türe ayrılabilir: Rayleigh ve Mie Saçılması. Her iki saçılma türü de imal edilen fiberin ideal olmayan fiziksel özelliklerinden kaynaklanır. Günümüzde bu saçılmalardan kurtulmak çok zor hatta belli durumlarda imkansızdır [31].

2.1.1. Rayleigh saçılması

Optik fiberlerdeki genel kaybın yaklaşık yüzde doksan altısını oluşturan Rayleigh saçılması, mor ötesi ve kızıl altı soğurum arasındaki düşük soğurum penceresinde baskın öziçli kayıp mekanizmasıdır. Rayleigh saçılması, ışığın dalga boyuna oranla küçük ölçekte oluşan, rastgele yapılı homojensizliklerden kaynaklanır. Bu homojensizlikler kendilerini kırılma indisinde dalgalanmalar olarak gösterir ve soğurma sırasında cam örgüye yerleşen yoğunluk ve kompozisyon değişimlerinden kaynaklanır. Kompozisyon değişimleri gelişmiş fabrikasyon teknikleriyle azaltılabilir. Ancak yoğunluk homojensizlikleri yüzünden oluşan indis dalgalanmaları temeldir ve kaçınılamaz. Yoğunluk dalgalanmaları yüzünden, hemen hemen bütün doğrultularda oluşan ardışık saçılma, Rayleigh saçılma formülüne uyan ve $1/\lambda^4$ ile orantılı bir zayıflama oluşturur. Tek elemanlı bir cam için, Rayleigh saçılma katsayısı γ_R ,

$$\gamma_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_c K T_F \quad (2.1)$$

ile verilir. Burada λ , optik dalga boyu; n , ortamın kırılma indisi; p , ortalama fotoelastik katsayı; β_c , bir T_F sıcaklığında izotermal sıkıştırılabilirlik; K , Boltzman sabiti; T_F , camın termal denge durumuna ulaşabildiği sıcaklık olarak tanımlanan ve tavlama sıcaklığı ile çok yakından ilgili olan fiktif sıcaklığıdır.

Bundan başka, Rayleigh saçılma katsayısı, aşağıdaki bağıntı ile, fiberin iletim kayıp çarpanı L 'ye bağlanır:

$$L = \exp(-\gamma_R L) \quad (2.2)$$

Burada L , fiberin uzunluğudur. $L=1$ km olarak alınırsa, kilometre başına Rayleigh saçılma kaybı

$$\alpha_{RS}(\text{dB/km}) = 10 \log_{10}(1/L_{km}) \quad (2.3)$$

ile verilir. Denklem 1.1'den, Rayleigh saçılmasının temel bileşeninin, mümkün en uzun dalga boyunda çalışarak kuvvetli şekilde azalacağı görülmektedir. $P_i = \text{Giriş gücü}$, $P_0 = \text{Çıkış gücü}$ olmak üzere $P_0 = LP_i$ olur [31].

2.1.2. Mie saçılması

Doğrusal saçılma büyüklükçe, kılavuzlanan dalga boyu mertebesindeki homojensizliklerde de oluşabilir. Bunlar, dalga kılavuzunun ideal olmayan silindirik yapısından ve fiber kusurlarından kaynaklanır. Bu kusurlar:

- * Öz-yelek ara yüzeyindeki düzensizlikler,
- * Fiber uzunluğu boyunca öz-yelek kırılma indis farkları,
- * Çap dalgalanmaları,
- * Gerilme ve kabacıklardır.

Homojenizliğin büyüklüğü $\lambda/10$ 'dan büyük olduğunda, bir açısal bağımlılığa sahip olan şiddet çok büyük olabilir. Böyle homojensizliklerce yaratılan saçılma, esas olarak ileri

yöndedir ve Mie saçılması olarak adlandırılır. Fiber malzemesine, tasarım ve imalata bağlı olarak Mie saçılması önemli kayıplara yol açabilir. Homojensizlikler,

- a) Cam imalat işlemi yüzünden oluşan kusurların giderilmesi,
- b) Fiberin ekstrüzyon ve kaplamasının dikkatli kontrolü,
- c) Bağlı kırılma indis farkını arttırarak, fiber kılavuzlayıcılığının artırılması yolları ile azaltılabilir. Bu yöntemlerle, Mie saçılmasını önemsiz seviyelere indirmek mümkün olur.

2.2. Doğrusal Olmayan Saçılmalar

Optik dalga kılavuzları her zaman, optik çıkış güçlerindeki artışın optik giriş güçleri ile doğru orantılı olduğu doğrusal kanallar gibi davranmazlar. Genellikle yüksek optik güç seviyelerinde çeşitli lineer olmayan etkiler meydana gelir. Bu lineer olmayan saçılma, optik gücün bir mod dan farklı frekanstaki aynı veya başka modlara, ileri veya geri yönde aktarılmasına sebep olur. Bu işlem fiber içindeki optik güç yoğunluğuna kritik şekilde bağlıdır. Bu yüzden sadece eşik güç seviyelerinin yukarısında anlamlı olur.

Optik fiberlerdeki lineer olmayan saçılmanın en önemli tipleri, Brillouin ve Raman saçılmasıdır. Bu saçılma tiplerinin her ikisi de genellikle, uzun tek modlu fiberlerde yüksek optik güç yoğunluklarında görülürler. Bu saçılma mekanizmaları gerçekte optik kazanç verirler; ancak bir frekans kayması oluştururlar. Frekans kayması, belirli bir dalga boyunda ışık iletimine ait zayıflamaya katkıda bulunur. Bununla beraber, böyle lineer olmayan olaylar ayrıca optik kuvvetlendirme sağlamada kullanılabilir [31].

2.2.1. Brillouin saçılması

Brillouin saçılması, fiber içindeki termal moleküler titreşimler yoluyla, ışığın modülasyonu olarak görülebilir. Saçılmış ışık, gelen ışıktan modülasyon frekansı ile ayrılan üst ve alt yan bantlar olarak gözükür. Bu saçılma işleminde, gelen foton, saçılan bir foton ile beraber, akustik frekanslı bir fonon da üretir.

Bu fonon bir optik frekans kayması oluşturur. Bu kayma saçılma açısıyla değişir. Çünkü ses dalgasının frekansı akustik dalga boyu ile değişir. Frekans kayması geri yönde maksimum,

ileri yönde sıfırdır. Bu da Brillouin saçılmasını esasta geri yönde bir işlem haline getirir.

Brillouin saçılması, sadece bir eşik güç yoğunluğunun yukarısında anlamlıdır. İletilen ışığın kutuplanma durumunun korunmadığı kabul edilerek, eşik gücü P_B ,

$$P_B = 4,4 \times 10^{-3} d^2 \lambda^2 \alpha_{dB} V \quad (2.4)$$

ile verilir. Burada d , fiber öz çapı; λ , çalışma dalga boyu; α_{dB} , kilometre başına dB cinsinden fiber zayıflaması ve V , Gigahertz cinsinden kaynak band genişliğidir. Brillouin Saçılması kendiliğinden ve uyarılmış olmak üzere iki çeşittir [31].

Kendiliğinden Brillouin saçılması

Brillouin saçılması materyal titreşimler yönünden iki ışık mod anlamında Raman saçılmasına çok benzerlik gösterir ancak Brillouin saçılması Raman saçılmasına göre daha az titreşimsel frekans içerir. Brillouin saçılması polarizasyona bağlıdır; fiber mekanik izotropik olarak kabul edilebilir, ortogonal Brillouin saçılması yoktur. Raman ve Brillouin saçılması arasındaki en önemli fark ise akustik titreşimlerin dispersiyon ilişkisidir.

Şimdiye kadar tartışılan Brillouin kazanç spektrumu fiber eksen boyunca yayılan akustik dalgaya karşılık gelir. Diğer akustik modlar, katkıların varlığı ve mekânsal dağılım gibi nedenlerle daha küçük tepeler meydana gelebilir. Kılavuzlanmış akustik dalga dar ve çok düşük frekansta Brillouin kayması üretebilir. Raman ve Brillouin kazanç fonksiyonları farklı olmalarına rağmen saçılma prensipleri aynıdır.

Uyarılmış Brillouin saçılması (UBS)

Klasik olarak, bir malzeme ortamının ısı vasıtasıyla oluşan yoğunluk dalgalanmaları, ışığın saçılmasından sorumludur. Bu yoğunluk dalgalanmaları, ortam içindeki sıkıştırma ve seyreltme bölgelerine neden olur ve yayılan bileşen ve yayılmayan bileşen olarak iki bileşenden meydana gelmiş olarak kabul edilebilir. Bir ışık dalgası olduğu zaman, yayılmayan bileşenden oluşan saçılma, merkezi Rayleigh saçılmasını verir ve yayılan bileşenden oluşan saçılma ise Brillouin saçılması ile sonuçlanır. Brillouin ve Rayleigh

saçılmalarında sonlu genişlik vardır. Yoğunluk dalgalanmalarının yayılan bileşeni, yüksek frekanslı bir ses dalgası gibi davranır. Madde ortamındaki bu gibi bir dalganın sönümlenmesi; yayılmayan bileşenin sıfır olmayan yaşam süresi, Rayleigh saçılımı içinde genişlik üretirken, Brillouin saçılmaları içindeki sonlu genişlikten sorumludur.

Brillouin saçılımı, büyük yoğunluktaki optik fiberlerin içinde oluşabilen doğrusal olmayan bir işlemdir. Büyük yoğunluk, elektriksel daralma olarak bilinen süreç boyunca fiber çekirdeğin içinde (ayrıca pompa alanı olarak da bilinen elektrik alanının sebep olduğu) sıkıştırma (basınç) meydana getirir [1]. Bu olay, fiber ortamında yoğunluk dalgalanmaları oluşturur, malzeme bozukluğunu artırır, ayrıca ortamın doğrusal kırılma indisini modüle eder ve doğrusal olmayan elektrostriktif bir olay ile sonuçlanır [4]. Bir optik ağ indisi gibi davranan modüle edilmiş kırılma indisi, basınç kaynaklıdır. Basınç kaynaklı optik ağ indisi ile Bragg kırınımı boyunca giden pompa ışığının saçılımı, Brillouin Saçılması olarak adlandırılır. Bu bozulma zamana bağlıdır; böylece saçılmış ışık, ses dalgasının frekansı ile frekansta kaydırılır. 500 ps'ten daha kısa darbeler için, darbe ve akustik dalga arasında uzamsal örtüşmenin olmaması, ihmal edilebilir elektrostriktif doğrusal olmama ile sonuçlanır [5].

Kuantum mekaniğinde, Brillouin kayması foton-fonon etkileşiminden kaynaklanmaktadır ve Doppler yer değiştirmesiyle ilişkilidir. Bu etkileşim, ya bir fononun yok olması (Stokes süreç - pozitif Brillouin kayması) ya da oluşturulmasıdır (anti-Stokes süreci -negatif Brillouin kayması).

Pompa frekans ω_p 'de bir salınımlı elektrik alanı için, elektriksel daralma işlemi, ω_B frekansında makroskopik bir akustik dalgayı aynı fazlı üretir. Brillouin saçılımı kendiliğinden oluşmuş ya da uyarılmış olabilir (Şekil 2.1.a ve Şekil 2.1.b). Kendiliğinden Brillouin saçılması içinde, bir pompa fotonun yok olması vardır. Bu aynı anda Stokes fotonun ve bir akustik fononun oluşturulması ile sonuçlanır.

Enerji tasarrufu için, Stokes kayması ω_B , $(\omega_p - \omega_s)$ 'ye eşit olmalıdır. Burada ω_p ve ω_s pompa ve Stokes dalgalarının frekanslarıdır. İvme tasarrufu, $k_A = (k_p - k_s)$ olmasını gerektirir. Burada k_A , k_p ve k_s sırasıyla akustik, pompa ve Stokes dalgalarının vektörleridir. Eğer v_A akustik hız ise dispersiyon ilişkisi [40] şu şekilde yazılabilir:

$$\omega_B = v_A |\vec{k}_A| = v_A |\vec{k}_P - \vec{k}_S| \quad (2.5)$$

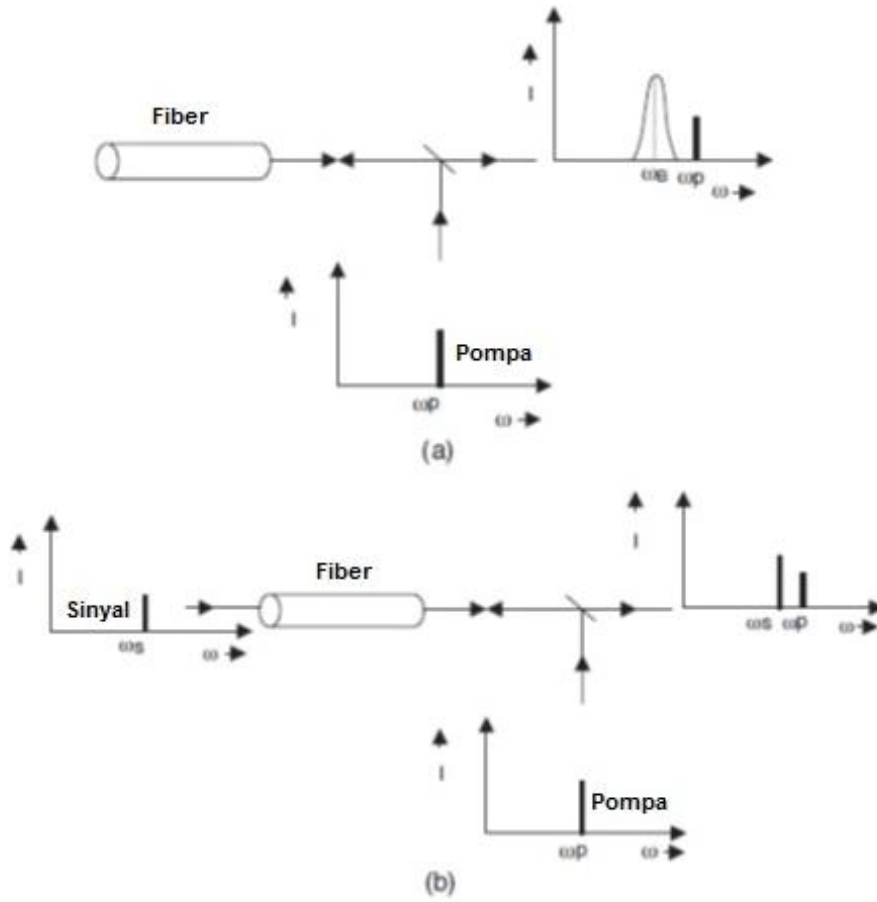
veya

$$\omega_B = 2v_A |\vec{k}_P| \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.6)$$

Burada θ , pompa ve Stokes ivme vektörleri arasındaki açıdır ve k_P ve k_S neredeyse eşit alınır. Yukarıdaki ifadeden, frekans kayması açısının θ 'ya bağlı olduğu açıktır. $\theta = 0$ derece için, kayma sıfırdır örneğin, ileri yönde (Brillouin saçılımı yok), hiçbir frekans kayması yoktur. $\theta = \pi$ eşitliği, geriye yönü temsil eder ve bu durumda kayma maksimumdur. Maksimum geri frekans kayması ($\nu_B = \omega_B/2\pi$) Eş 2.1'den ve ($|\vec{k}_A| = 2\pi n/\lambda_P$) bağlantısından hesaplanır.

$$\nu_B = \frac{2n\nu_A}{\lambda_P} \quad (2.7)$$

Burada n , mod indisidir.



Şekil 2.1. (a) Anlık Brillouin saçılım olayı (b) Uyarılmış Brillouin saçılım olayı

Tek modlu fiberler içinde, kendiliğinden Brillouin saçılması ileri yönde de meydana gelebilir. Bunun arkasındaki neden, akustik dalgaların güdümlü doğası sebebiyle dalga vektörü seçim kuralının gevşemesidir. Bu işlem, güdümlü akustik dalga Brillouin saçılması [40] olarak bilinmektedir [6]. Bu durumda, son derece zayıf az miktarda bir ışık oluşturulur.

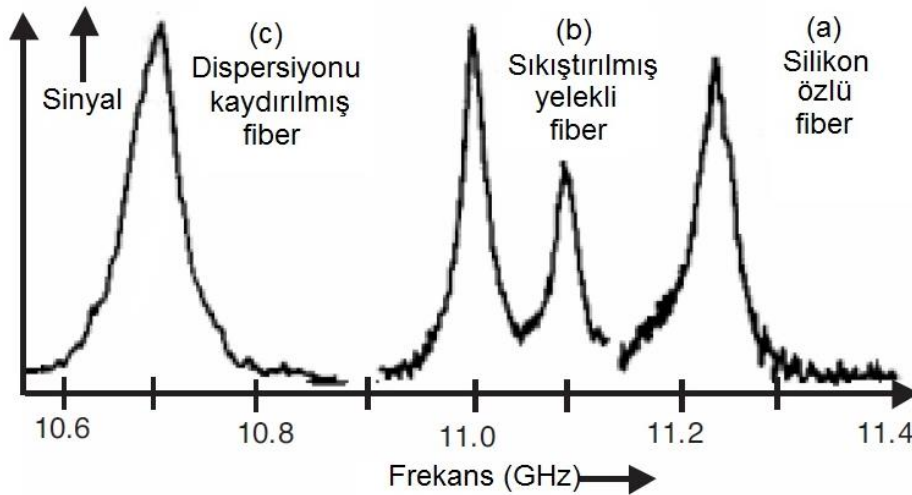
Saçılmış dalga kendiliğinden üretildiği zaman, pompa ışını ile girişir. Bu girişim, elektriksel daralma etki ile akustik dalganın yükseltilmesi ile sonuçlanan, yoğunluk içindeki uzamsal modülasyonu oluşturur. Dolayısıyla yükseltilmiş akustik dalga, yoğunluğun uzamsal modülasyonunu artırır ve bu nedenle saçılmış dalganın genliğini artırır. Ayrıca akustik dalganın genliğinde artış vardır. Bu pozitif geri bildirim, uyarılmış Brillouin saçılmasından sorumludur. Sonuç olarak; pompadan saçılmış dalgaya tüm güç aktarılabilir.

Brillouin kazanç spektrumu

Brillouin kazanç spektrumundan, frekans üzerinde kazanç bağımlılığı tanımlanabilir. Akustik fononların (Brillouin saçılımından sorumlu akustik dalganın sönümleme süresi) sonlu yaşam süresi T_B , kazancın (g_B) [32, 33] frekans bağımlılığının temel nedenidir. Bu aynı zamanda kazanç spektrumunun küçük spektral genişliği için bir nedendir. Akustik dalgaların sönümlenme yapısı, $\exp[-t/T_B]$ gibi üsteldir. Brillouin kazancı [34] aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$g_B(\omega) = \frac{g_B(\omega_B)}{1 + (\omega - \omega_B)^2 T_B^2} \quad (2.8)$$

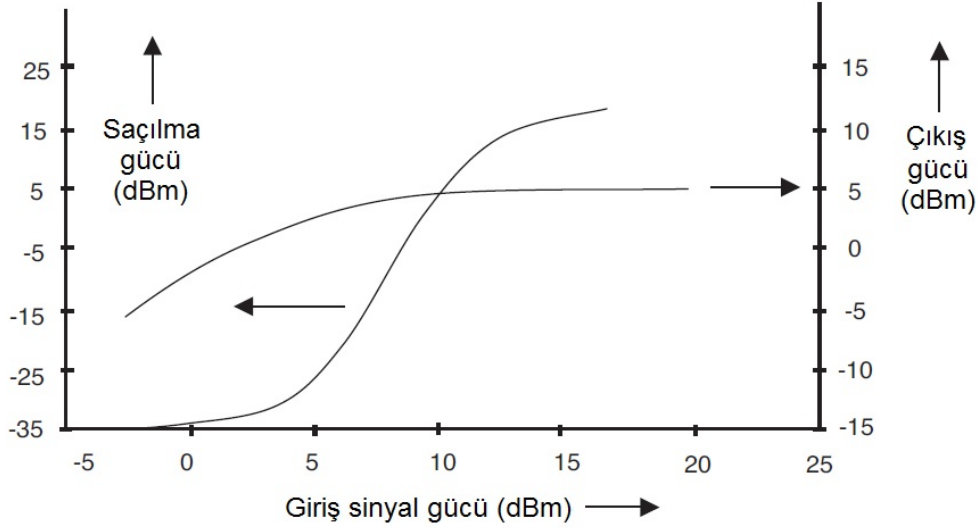
Brillouin kazancının tepe değeri, $\omega = \omega_B$ ’de meydana gelir. Kazanç $g_B(\omega)$; fiber içindeki katkı maddesinin konsantrasyonları, homojen olmayan dağılımı ve elektrostriktif katsayısı gibi birçok parametreye bağlıdır. Şekil 2.2. pompa dalga boyu 1525 nm’de (a) Silika özlü fiber (b) Yassılaştırılmış yelekli fiber ve (c) Dispersiyonu kaydırılmış fiber için Brillouin kazanç spektrumunu tanımlar.



Şekil 2.2. 1525 nm dalga boyunda Brillouin kazanç spektrumu

Şekil 2.2’den görülebilir ki; Brillouin kayması, (a)’daki fiberle karşılaştırıldığında (b) ve (c)’deki fiberlerin durumunda küçüktür. Bunun nedeni, (b) ve (c)’deki fiberlerin fiber çekirdeği içindeki daha yüksek germanyum konsantrasyonudur. Fiber (b)’nin çekirdeği

içindeki germanyumun homojen olmayan dağılımı, fiber (b)'nin Brillouin kazanç spektrumu içindeki çift tepe'den sorumludur.



Şekil 2.3. 13 km'lik DSF için sinyal gücüne karşılık UBS etkisi

Eşik gücü

Pompa ve Stokes dalgaları arasındaki etkileşim dikkate alınarak, sürekli dalga ve yarı sürekli dalga koşulları altında Stokes dalgasının başlangıç değeri aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_B I_P I_S \quad (2.9)$$

Burada g_B , Brillouin kazanç katsayısı, I_P ve I_S sırasıyla Pompa ve Stokes dalgalarının yoğunluklarıdır.

Brillouin saçılması, Brillouin-kazanç spektrumunun bant genişliği içinde fotonlar üretir ve dolayısıyla tüm frekans bileşenleri yükseltilecektir. g_B 'nin maksimum olduğu frekans bileşeni, hızla artar ve yapısı neredeyse üstel olur. Saf silica için, g_B ; pompa frekansının yaklaşık 11 GHz etrafında maksimumdur [35].

Stokes dalganın ters yayılım yapısı ve Stokes frekansındaki fiber kayıpları göz önüne alındığında, Eş 2.4 aşağıdaki gibi yazılabilir [40].

$$\frac{dI_S}{dz} = -g_B I_P I_S + \alpha_S I_S \quad (2.10)$$

Pompa dalga için birleştirilmiş denklem aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\frac{dI_P}{dz} = -\frac{\omega_B}{\omega_S} g_B I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (2.11)$$

Burada α_P pompa frekansındaki fiber kayıplarından sorumludur.

$$\frac{dI_S}{dz} = -g_B I_P I_S + \alpha I_S \quad (2.12)$$

ve

$$\frac{dI_P}{dz} = -g_B I_P I_S - \alpha I_P \quad (2.13)$$

Fiber kayıplarının olmadığı $\alpha = 0$ 'da, (2.7) ve (2.8) eşitlikleri aşağıdaki duruma indirgenebilir:

$$(I_S - I_P) = \text{sabit} \quad (2.14)$$

Bu ifade, Brillouin işlemi sırasında ışık enerjisi üzerindeki koruma olgusunu açıklar.

Eşik gücü, nonlineerliliğin etkisi başladığında minimum bir güç seviyesidir. Bu fiber çıkışında pompa ve Stokes güçlerinin eşit olduğundaki olay gücüdür.

Stokes gücünün pompa gücünden çok daha küçük olması durumunda, pompa gücünün tükenmediğini ve bu nedenle Eş 2.8'deki $-g_B I_P$ teriminin ihmal edilebileceği varsayılabilir:

$$\frac{dI_P}{dz} = -\alpha I_P \quad (2.15)$$

Yukarıdaki denklemin çözümü aşağıdaki gibi elde edilebilir:

$$I_P(z) = I_P(0)\exp[-\alpha z] \quad (2.16)$$

Burada $I_P(z)$ ve $I_P(0)$, sırasıyla uzunluk z 'deki ve $z=0$ 'daki pompa yoğunluklarıdır. Şimdi, Eş 2.7 ve Eş 2.11'den aşağıdaki eşitlikleri elde ederiz:

$$\frac{dI_S}{dz} = -g_B I_P(0)\exp[-\alpha z]I_S + \alpha I_S \quad (2.17)$$

Bu denklemin çözümü aşağıdaki gibi yazılabilir,

$$I_S(0) = I_S(L)\exp[g_B I_P(0)L_{eff} - \alpha L] \quad (2.18)$$

Burada L_{eff} , etkileşimin etkin uzunluğudur. Bu (L_{eff}), pompanın soğurma yüzünden fiber uzunluğu L 'den biraz daha azdır. Eş 2.13 ve Eş.2.11 aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$P_S(0) = P_S(L)\exp(-\alpha L) \exp\left(\frac{g_B P_P(0)L_{eff}}{A_{eff}}\right) \quad (2.19)$$

ve

$$P_P(L) = P_P(0)\exp(-\alpha L) \quad (2.20)$$

Burada yoğunluklar $P_S = A_{eff}I_S$ ve $P_P = A_{eff}I_P$ olarak güce bağlıdır. A_{eff} , fiberin etkin çekirdek alanıdır. Eşik gücü, Eş 2.14 ve Eş 2.15'ten ile hesaplanabilir. Bu şekilde yaklaşık olarak aşağıdaki gibi alınabilir [36];

$$P_{th} \approx \frac{21bA_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (2.21)$$

Polarizasyon faktörü b 'nin değeri, pompanın ve Stokes dalgalarının göreceli kutuplaşmasına bağlı olarak 1 ve 2 'nin arasında olur. Genellikle 1550 nm'deki optik bir sistem için $A_{eff} \approx 50 \mu m^2$, $L_{eff} \approx 20km$ ve $g_B = 4 \times 10^{-11}m/W$ 'dir. Bu veriler ile ve $b = 1$ alınarak, $P_{th} \approx 1.3mW$ bulunur. Eşik değerinin bu kadar düşük bir değeri yüzünden, UBS işlemi (süreci), fiberler içindeki doğrusal olmayan baskın bir işlemdir.

Polarizasyon faktörü b , 2'ye eşit alınır, eşik gücü neredeyse çift olur. Eşik Gücü (P_{th}) esas olarak Brillouin kazancı g_B 'ye bağlıdır. Homojenliğin içindeki fiber g_B 'yi etkiler ve dolayısıyla da (P_{th} 'yi de etkiler. Ayrıca katkı maddesi içindeki değişim de bir yere kadar SBS eşik gücünü etkiler.

Eşik değeri, Sinyal gücü üzerindeki UBS'nin etkisine ulaştığı zaman, Şekil 2.3'de tanımlanmıştır. Brillouin saçılım gücü ve iletilmiş sinyal gücü, sinyal giriş gücünün bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. Eşik gücüne kadar, iletilen güç lineer olarak artar. Saçılım gücü, eşik gücüne eşit değere ulaştığı zaman, iletilen güç, giriş sinyal gücünden bağımsız ve sabit olur.

Güç eşiğini azaltma

Herhangi bir doğrusal olmayan etki, sinyal bozukluğuna katkıda bulunduğu zaman, doğrusal olmayan etkilerin yok olduğu durumda aynı BER'i korumak için alıcıda ek miktar bir güce ihtiyaç duyulur.

SBS nedeniyle oluşan güç eşiğini azaltmak için birçok yol vardır [37-39].

1. DBÇ kanal başına güç seviyesini, UBS eşikinin çok altında tutulur. Uzun mesafeli sistemler de amplifikatör mesafesini azaltmak gerekebilir.
2. UBS olayının küçük kazanç bant genişliği etkisi, kullanılan kaynağın çizgi genişliği artırılarak azaltılabilir.

Hat kalınlığı, kaynak lazerin doğrudan modülasyonu ile artırılabilir. Genlik modülasyonu yöntemleri yerine faz modülasyonu yöntemleri, optik fiber içindeki mevcut gücü azaltır.

UBS olayının uygulamaları

Genellikle UBS optik iletişim sistemleri ile ilgili sınırlamalar getirir ama uygun sistem düzenlemesi ile birçok optik cihazın yapımı için yararlı olabilir. Bunlar aşağıda açıklanmaktadır:

Fiber algılayıcılar

Fiber sensörler, uzun mesafeler boyunca sıcaklık ve gerginlik algılayabilirler [40, 41]. Her ne zaman sıcaklık veya gerilmede değişiklik olursa, bu değişimlere yanıt olarak silikanın kırılma indisi değişir. Bu değişim, Brillouin kaymasında değişim üretir Brillouin kayması içindeki değişim kaydedilerek, uzun mesafeler boyunca sıcaklık ve gerginlik dağılımı elde edilebilir. Bazen bu tür sensörler aynı zamanda, dağıtılmış fiber sensörleri olarak bilinir.

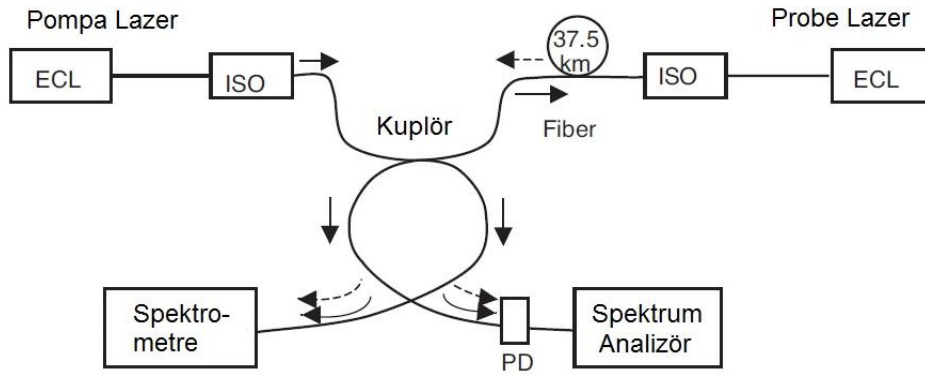
Dört temel alanda algılama performansını artırmak için çeşitli yöntemler geliştirilmiştir. Uzaysal çözünürlük, ölçüm doğruluğu, toplam algılanan uzunluk ve ölçme edinim süresi olmak üzere. Bu faktörler, genellikle birbiriyle ilişkilidir ve bir faktör içindeki iyileşme diğer bir ya da daha çok faktörün bozulması ile sonuçlanabilir. Brillouin optik zaman etki analizi (BOTDA) tekniği, diğer yüksek-çözünürlüklü teknikler ile sık sık dayatılmış algılanan uzunluk üzerindeki ciddi sınırlamalar olmaksızın geleneksel BOTDA sistemleri üzerinde, geliştirilmiş çözünürlük, doğruluk ve edinim süresi sağlar.

Brillouin fiber yükselteçleri

UBS işlemindeki optik kazanç, zayıf sinyalin yükseltilmesinde değerlendirilebilir. Pompa frekansından zayıf sinyalin frekans kayması Brillouin kaymasına eşittir. Brillouin fiber yükselteci içinde, pompa gücünün bir kısmı UBS işlemi boyunca sinyale iletilir ve dolayısıyla sinyal gücü yükseltilir [42].

Silika fiber içindeki güç seviyesi, eşik seviyesini aştığında, fiber ortamı içinde kurulmuş pozitif geri besleme dinamikleri nedeniyle, uyarılmış Brillouin saçılması başlar. Bu dinamikler, sinyalin yükselmesi ile sonuçlanır. Brillouin fiber yükselteci onların dar bant genişliği nedeniyle güç yükselticisi, ön yükselteç veya ışık dalga sistemleri içindeki hat yükselteci olarak daha az uygundur. Ancak bu özellik, aynı fazlı ve çok kanallı iletişim sistemlerinde avantajlı olmaktadır.

Brillouin yükseltilmesi, son derece doğrusal olmayan bizmut oksit fiberin kısa bir uzunluğu içinde yavaş ışığın üretiminde kullanılabilir. Yaklaşık 200 ns darbe için grup hızı içindeki beş misli azalma 2m fiber kullanılarak elde edilebilir [43].



Şekil 2.4. Brillouin yükseltecinin şematik gösterimi. Tüm ve kesikli oklar, pompa ve probe lazerlerin yolunu gösterir. ECL-Harici kavite lazer, ISO-İzolatör ve PD-Foto-diyot

Işın birleştirici

Uyarılmış Brillouin saçılımı (UBS), bir fiber içindeki çoklu ışınların pasif kombinasyonu içinde kullanılabilir [44]. Dört eksen dışı ışın, farklı bir optik montaj kullanılarak uzun çok modlu bir optik fiber içinde birleştirilir. Ortaya çıkan ışın, LP_{01} modunun uzamsal tutarlılık özelliklerine sahiptir. Eksen dışı pompalar kullanarak UBS eşiği, eksen pompa ışınlarına kıyasla birkaç kez yükseltilebilir. Bu yöntem, fiber yükselteç dizisinin kazancını artırmada yararlı olabilir.

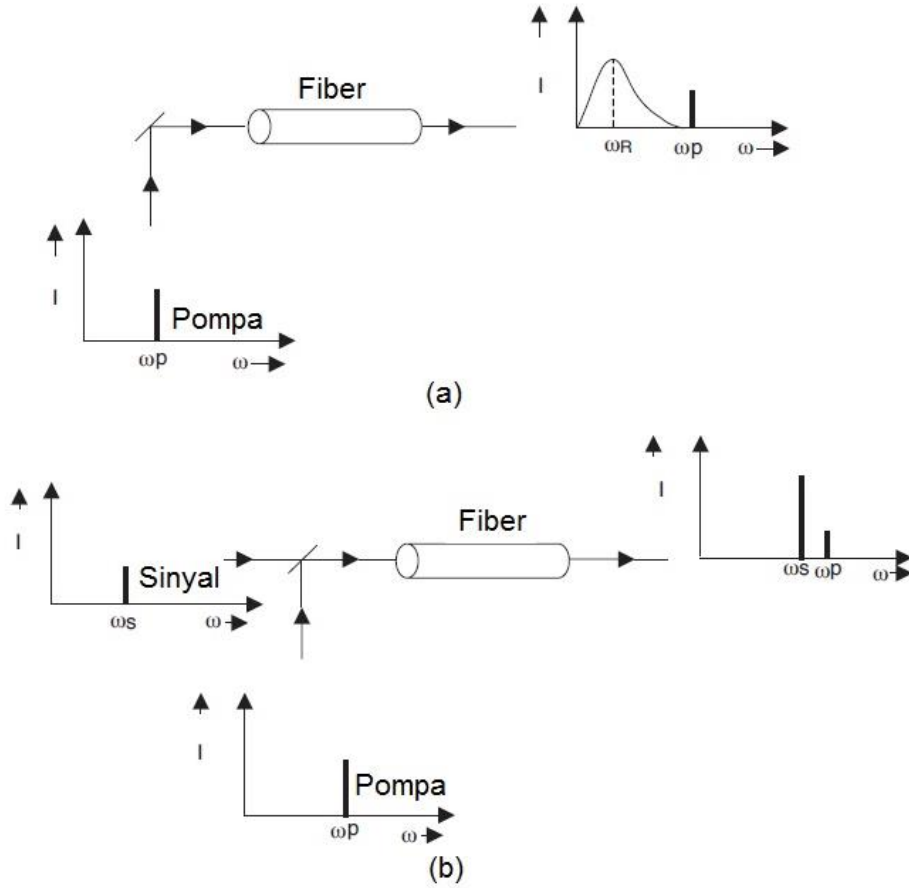
Darbe geciktirme

Uyarılmış Brillouin saçılım işlemi, fiber boyunca hareket ederken optik bir darbenin grup hızını kontrol etmekte yararlıdır. Fiberin birkaç kilometre uzunluğunda 10-3 grup endeksi içindeki değişiklikler, deneysel olarak elde edilmiştir. Bu, onlarca nano-saniye aralığında darbeyi geciktirmeye ve iletmeye yol açar. Bu grup gecikmesi değişiklikleri, geleneksel olarak kullanılmış optik fiberler içinde elde edilebilir.

Boru hattı titreşim algılaması

İç basınç, konsantrik yük ve eğilme yükü ile birlikte boru için, yerleştirilmiş bir borudaki titreşim, hattın ortasından uzakta meydana gelir. Dağıtık bir Brillouin fiber sensör, bir enerji boru hattındaki, borudaki titreşimi tespit etmek için kullanılabilir. Bu, uzunlamasına ve

dairesel gerilim dağılımının ölçülmesi ile elde edilebilir. Böylece titreşimin yerleri bulunur ve gerilim yükleri verileri kullanılarak ayırt edilir [45].



Şekil 2.5. (a) Anlık Raman saçılım olayı (b) Uyarılmış Raman saçılım olayı

2.2.2. Raman saçılması

Saçılma işleminde, bir akustik fonondan ziyade yüksek frekanslı bir optik fonon üretilmesi dışında, Raman saçılması Brillouin saçılmasına benzer. Raman saçılması ileri yönde meydana gelir ve özel bir fiberdeki Brillouin eşiğinden üç kat kadar büyük bir optik güç eşiğine sahip olabilir. Tek modlu uzun bir fiberde Raman saçılması için eşik optik güç P_R ,

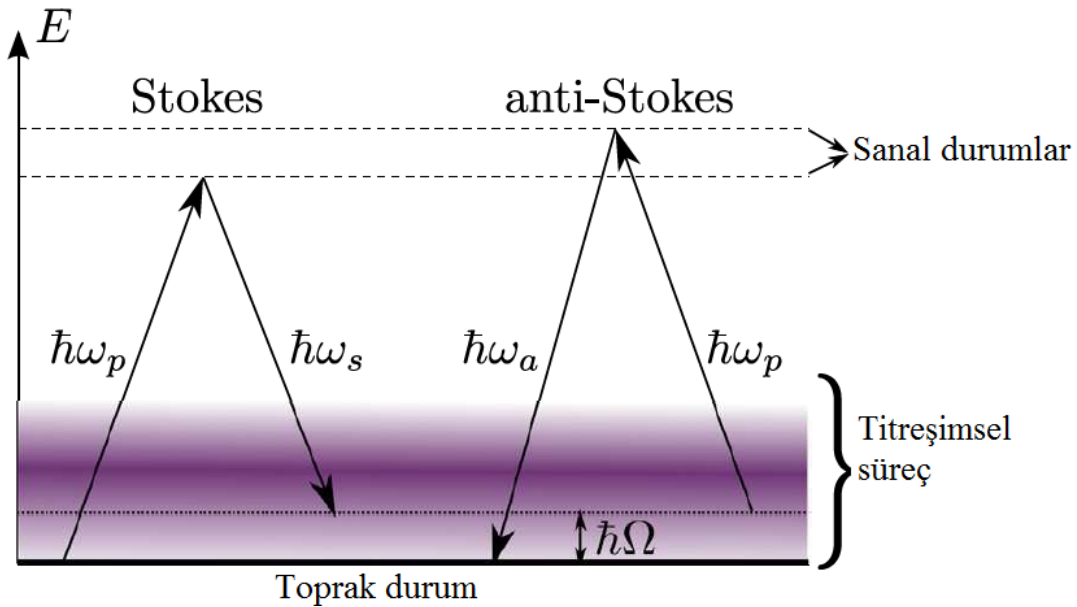
$$P_R = 5,9 \times 10^{-2} d^2 \lambda \alpha_{dB} \quad (2.22)$$

ile verilir. Burada d , λ , ve α_{dB} bir üstteki denklem de tanımlandığı gibidir.

Doğrusal olmayan saçılma tarafından işe sokulan kayıplar, bir uygun optik sinyal seviyesinin kullanımıyla ortadan kaldırılabilir. Tek modlu fiberlerde 10 mW kadar düşük optik güçlerde Brillouin eşiğinin meydana geldiği gösterilmesine rağmen, bu seviye, optik haberleşmeler için yine de yüksek bir güç seviyesidir ve kolayca korunabilir.

Brillouin ve Raman saçılması genellikle çok modlu fiberlerde gözlenmez. Çünkü onların nispeten büyük öz çapları eşik optik güç seviyelerini aşırı derecede yükseltir.

Fiber Optik de ω_p frekansında seyahat eden ışık titreşim durumunda topraktan fiber moleküllerini harekete geçirebilir. Silika fiber de titreşimsel durumda 0-40 THz aralığında $\hbar|\Omega|$ ile $|\Omega|/(2\pi)$ enerjiye sahiptir. Bu enerji foton enerjisinden $\hbar\omega_p$ daha küçüktür, titreşim durumunda doğrudan uyarma mümkün değildir. Fakat bu durum Şekil 2.6. da gösterilen ω_s frekansında ikinci foton içeren ikinci dereceden Raman geçişi aracılığıyla olabilir. Kendiliğinden inelastik saçılma $\omega_s = \omega_p - |\Omega|$ fotonunu ω_p titreşimsel uyarımla $|\Omega|$ frekansında kendiliğinden Stokes işlemi olarak isimlendirilebilir. Titreşimsel durumda ki $|\Omega|$ frekansı başlangıçta yerleşim bölgesi haline gelmişse, tamamlayıcı süreç $\omega_a = \omega_p + |\Omega|$ fotonu olmasına olanak sağlar ki bu da kendiliğinden anti-Stokes işlemi olarak isimlendirilebilir [46].



Şekil 2.6. Silika fiberlerde Stokes ve anti-Stokes işlemleri

Moleküler titreşimler fononlar gibi davranır. Bu titreşimsel dalgaların momentumu (anti-) Stoke dalgalar ve pompanın uyuşmazlık momentumuna karşılık gelir ve $|\Omega|$ ya bağlı değildir. Bu sebeple Raman saçılması tercih edilebilir bir yöne sahip değildir. Bu ileri doğru aynı zaman da geriye doğru olabilir. Bir fonon dalgasının sönümlemesi dalga sayısına bağlıdır ve daha kısa dalga boyunda daha kuvvetlidir. Fiberler de sönümleme silikanın amorf doğasından dolayı çok güçlüdür. Bu yüzden moleküler titreşim yerel olarak kabul edildiğinde daha iyi bir yaklaşım olabilir. Oysa ileri ve geri sönümlemede ki küçük farklılıklar Raman saçılmasının gücünü açıklar.

Buna ek olarak Stokes ve anti-Stokes işlemlerinde pompa fotonları diğer dalga boylarına dönüşebilir. Ayrıca Raman saçılması Stokes ve anti-Stokes saçılma sayesinde pompa modu fotonlar tekrar dönüştürülebilir.

Tek renkli pompa dalgası ω_p saçılmış spektral güç yoğunluğu $S(z, \omega)$ olmak üzere aşağıdaki yayılım denklemi

$$\frac{d}{dz} S(z, \omega) = [S(z, \omega) g(\omega_p, \Omega, \theta) + \frac{\hbar\omega}{2\pi} (m_{th} |\Omega| + v \Omega) |g(\omega_p, \Omega, \theta)|] P_p(z) \quad (2.23)$$

Açısal frekansta titreşimsel uyarmaların sayısının termal denge beklenti değeri $|\Omega|$ dır. Eşitlik (2.23) deki $g(\omega_p, \Omega, \theta)$ Raman kazancıdır.

Raman kazancı ölçümleri saçılma gücü ve polarizasyona bağlıdır.

Bir doğrusal polarizasyon için pompa sahasında, paralel polarizasyonlu foton saçılımı için Raman kazancı maksimumdur, ortogonal polarizasyonda ise minimumdur [63].

$$g(\omega_p, \Omega, \theta) = g_{\parallel}(\omega_p, \Omega) \cos^2(\theta) + g_{\perp}(\omega_p, \Omega) \sin^2(\theta) \quad (2.24)$$

Burada teta saçılan fotonlar ve pompanın lineer polarizasyon vektörleri arasındaki açıdır. Paralel ve ortogonal kazançlar malzemenin özelliğidir ki deneysel ölçüm yapılabilir.

Kendiliğinden Raman saçılması

$S(0, \omega) = 0$ ve $\forall \omega \neq \omega_p$ koşulunda eşitlik (2.23) kendiliğinden Raman saçılması ve sonraki yükselmesini açıklamaktadır.

Yayılma aşamasında köşeli ayraç içerisinde ki ilk terim ihmal edilebilir. Bu terim saf anlamlı Raman saçılmasına karşılık gelir. Sonuçta eşitlik (2.23), aşağıdaki şekilde olur:

$$S(L, \omega) = \frac{\hbar\omega}{2\pi} (m_{th}|\Omega| + v\Omega) |g(\omega_p, \Omega, \theta)| P_p L \quad (2.25)$$

Burada L yayılım uzunluğudur. Kendiliğinden Raman paralel ve ortogonal saçılmanın gücü genellikle paralel ve ortogonal kendiliğinden Raman katsayıları tarafından ölçülür.

$$R_{\parallel, \perp}(\omega_p, \Omega, T) = \frac{\hbar\omega_p}{2\pi} (m_{th}|\Omega| + v\Omega) |g_{\parallel, \perp}(\omega_p, \Omega)| \quad (2.26)$$

Kendiliğinden Raman saçılması fiber optik kabloda camın hacminde gözlemlenir ve ölçülür [47, 48]. Fiber optik de polarizasyon özelliklerinin ölçümü genellikle daha zordur. Çünkü standart fiber korunmaz hatta karıştırma polarizasyonu yoktur. Bu sebeple kendiliğinden Raman katsayısı etkisi $R = (R_{\parallel} + R_{\perp}) / 2$ dir.

Yükseltilmiş kendiliğinden saçılma

Eşitlik 1'e göre kendiliğinden saçılma sistemi $\hbar\omega/2\pi [m_{th}(|\Omega|) + v(\Omega)]$ formülü ile karşılaştırıldığında $S(z, \omega)$ önemli olur. Bu nokta da saçılma uyarılmış olur ve yükseltilmiş sistemi görebiliriz. Eşitlik 5 de yükseltilmiş sistemi görebiliriz. Eşitlik 1 de $g(\omega_p, \Omega, \theta) P_p L \approx 1$. $S(0, \omega) = 0$, koyulduğunda;

$$S(L, \omega) = \frac{\hbar\omega}{2\pi} (m_{th}|\Omega| + v\Omega) |e^{g(\omega_p, \Omega, \theta) P_p L} - 1| \quad (2.27)$$

Stokes yayılımı ($\Omega > 0, g > 0$) anti-Stokes yayılımı ($\Omega > 0, g < 0$) doyuma ulaştığında

$S(L, \omega) = \frac{\hbar\omega}{2\pi} (m_{th}|\Omega|)$ katlanarak büyür. Kayıplar dikkate alındığında kazancın yükseltilmiş sisteme girmek için belli bir eşik değerini aşması gerekir. Raman kazancı frekansa bağlı

olduğundan güçlendirilmiş bant genişliği de giriş gücüne bağlıdır. Yükseltilmiş eşik değerinin etkisi Stokes ve pompa yoğunluğu fiber çıkışında aynı değere sahip olduğunda ulaşılabilir [49, 50].

Stokes dalgasının büyümesinin ölçümüyle Raman kazancı frekansın bir fonksiyonu olarak anlaşılabilir. Ayrıca Raman fiber yükselteçlerde yükseltilmiş kendiliğinden Stokes dalgası önemli rol oynar [51].

Uyarılmış Raman saçılması

Raman saçılması etkisi, optik fotonla bir fotonun elastik olmayan saçılmasıdır [1] ki malzemenin üçüncü dereceden doğrusal olmayan sonlu tepki süresinden kaynaklanır [52]. Optik fiber de tek renkli ışık ışını ilerlediğinde, anlık Raman saçılımı meydana gelir. Fotonların bazılarını yeni frekanslara aktarır. Saçılmış fotonlar enerji kaybeder (Stokes kayması) ya da enerji elde edebilir (anti-Stokes kayması). Pompa ışın doğrusal kutuplu ise, Saçılmış fotonun polarizasyonu aynı veya dikey olabilir. Diğer frekanslarda mevcut olan fotonlar ise, bu frekanslardaki saçılma ihtimalinden dolayı artar. Bu işlem, uyarılmış Raman olarak bilinir.

Uyarılmış Raman Saçılması aşağı kaydırılmış frekansta çakışan foton kazanç elde edecektir. Raman Saçılmasının bu özelliği sinyali güçlendirmek için Raman güçlendiricilerde kullanılmaktadır.

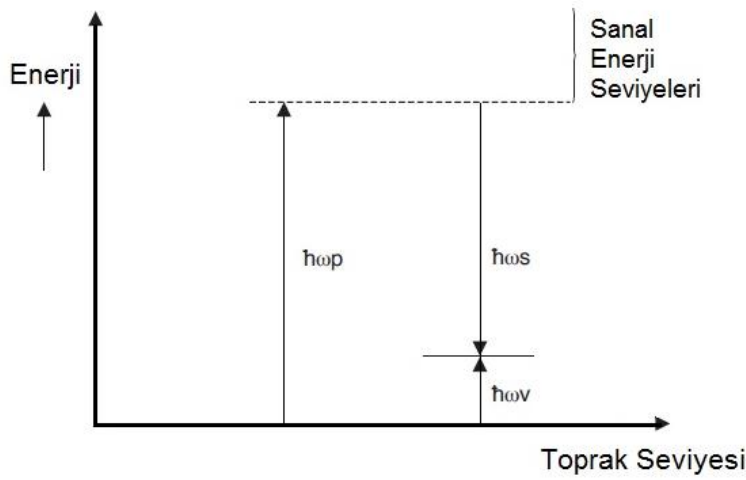
Raman Saçılması Rayleigh saçılmasıyla karşılaştırıldığında zayıf bir etkidir. Materyalin moleküler titreşim yoluyla kırılma indisinin hafif modülasyonundan dolayı oluşur. Bir malzeme boyunca enerjisi $\hbar\omega_p$ olan bir foton enerjisi $\hbar\omega_v$ ve biraz daha az enerji $\hbar\omega_s$ bir foton ile optik fonon oluşturan malzemenin bir titreşim geçişini uyabilir, öyle ki;

$$\hbar\omega_s = \hbar\omega_p - \hbar\omega_v \quad (2.28)$$

Kırılma indisindeki modülasyonda Raman Saçılması işlemi esnasında malzemenin kutuplanabilirliği dikkate alınır. Bunu anlamak için Raman saçılımının klasik modeli basit bir yol olabilir. Bu modelde elektronların bir yay vasıtası ile bir atoma bağlı olduğu kabul

edilir ve yay kuvvetinin atomun konumuna bağlı olduğu kabul edilir. Atom açısal frekans ω_V ile titreşim hareketinde ise, yay sabiti modüle edilmiş açısal frekans ω_P dir. Açısal frekans ω_P 'nin ışık dalgası malzeme ile yayılır ise, elektronun hareket genliği modüle edilmiş sinüzoidal hareket olacaktır. Bu nedenle elektron tarafından oluşturulan yayılımda modüle edilmiş genlik olacaktır. Bu yayılım Stokes ve Antistokes Raman Saçılmasına karşılık gelen $\omega_P \pm \omega_V$ bileşenlerine sahiptir. Elektrik alan vektörü P gibi bir dipol momente neden olacaktır [35].

Bir ışık dalgası olayında açısal frekans ω ile malzeme elektrik alan vektörü P gibi bir dipol momente neden olacaktır.



Şekil 2.7. Raman saçılımının şematik gösterimi

$$p = \alpha E \quad (2.29)$$

Burada α moleküler kutuplanabilir E elektrik alan vektörü. A elektron bulutunun parçacığının direncini ölçer.

Harmonik Elektrik Alan

$$E(t) = E_0 \exp(j\omega t) \quad (2.30)$$

α 'nın zamanla değişimi

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_{x_0} dx(t) \quad (2.31)$$

yazılabilir. Burada $dx(t)$ yerine denge moleküler uzunluk x_0

$$dx(t) = dx_0 \exp[\pm j\omega_V t] \quad (2.32)$$

$$p(t) = \alpha(t)E(t) \quad (2.33)$$

Burada eşitlik (2.32) ve (2.33) den; [35]

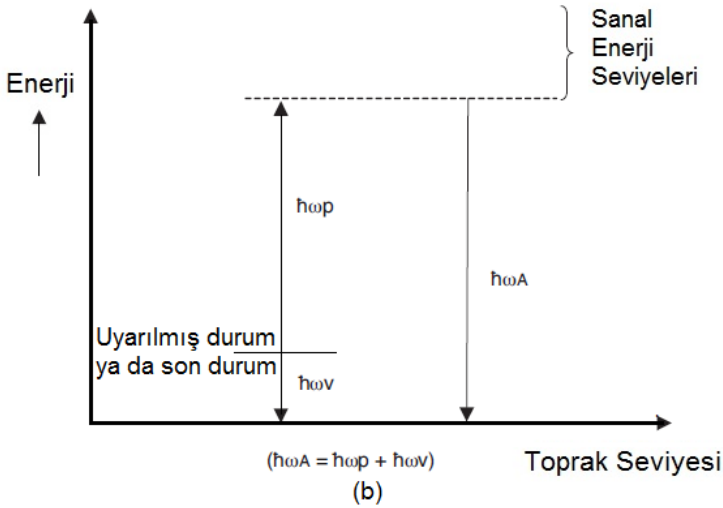
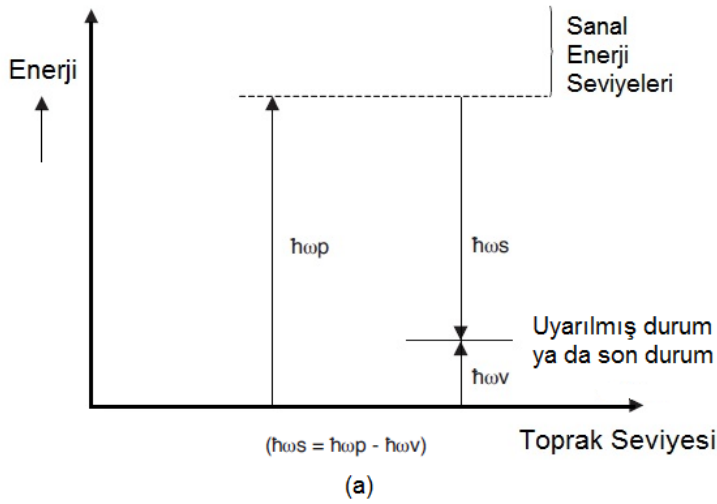
$$p(t) = \alpha_0 E_0 \exp[j\omega_P t] + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_{x_0} dx_0 E_0 \exp[j(\omega_P \pm \omega_V)t] \quad (2.34)$$

elde edilir.

Polarizasyon vektörü $\mathbf{P}$ birim hacim başına dipol momenti olarak tanımlanır. Daha sonra birim hacim başına varsa, N dipolleri

$$p(t) = N\alpha_0 E_0 \exp[j\omega_P t] + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial x}\right)_{x_0} dx_0 N E_0 \exp[j(\omega_P \pm \omega_V)t] \quad (2.35)$$

Bu ifade iki bölümden oluşmaktadır. Birinci kısım doğrusal, optik fonona karşılık gelen yayılım olayıyla ilgilidir. İkinci kısım ise doğrusal olmayan durumdur. Çünkü çıkış frekansı ile giriş frekansı farklıdır.



Şekil 2.8. (a) Stokes saçılma işlemi (b) Anti-Stokes saçılma işlemi

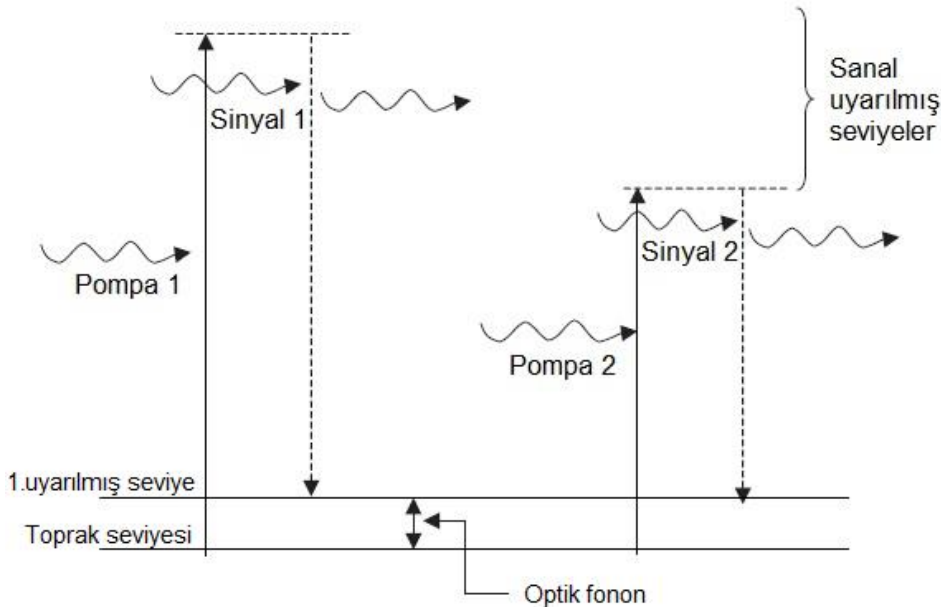
Düşük enerjiyle yayılan ışık ($\hbar\omega_s < \hbar\omega_p$) Stokes saçılımına tekabül eder (Şekil 2.8.a). Şekil 2.8.b de ise yüksek enerjiyle ($\hbar\omega_A > \hbar\omega_p$) anti Stokes saçılım olayını gösterir. Termal denge durumunda, titreşim durumuna göre toprak seviyesinde büyük iyon sayısı nedeniyle, Stokes saçılması baskındır. Düşük enerjili yayılma seviyelerinde, anlık Raman saçılımı meydana gelir. Bu durumda moleküller titreşime katkıda bulunur ve bu yüzden saçılan ışığın yönü doğrusal değildir. Yoğunluk düzeyi yüksek olduğunda titreşim bir osilatör olarak kabul edilir, fotonlar fazda uyumlu ve tutarlı davranır. Bunun neticesinde Raman saçılması meydana gelir.

Quantum mekaniğinde, Raman etkisi çift kuantum moleküler geçişini içeren bir süreçtir. En sık Stokes saçılımı sürecinde, olay fotonun ($\hbar\omega_p$) enerjisi daha düşük bir seviyeye ($\hbar\omega_s$) indirilir ve bu fark, kinetik enerji şeklinde silis molekülüne transfer edilir. Raman değişimi

($\omega_R = \omega_P - \omega_S$) silika titreşim enerji seviyeleri ile belirlenir. Stokes Raman süreci de ileri Raman süreci olarak bilinir ve işlemin enerji korunması şu şekildedir;

$$E_g + \hbar\omega_P = E_f + \hbar\omega_S$$

E_g ve E_f toprak durumu ve en son durum enerjilerini ayrı ayrı hesaplar. Olay fotonun emilimi, dağınık foton ve uyarılmış duruma molekülün geçiş emisyonu tek adımda aynı anda gerçekleşir. Bu nedenle, Raman işlemi Stokes fotonu yeterli sayıda oluşturulan her zaman stimüle edilmiş Raman etkisini mümkün kılan tek aşamalı bir süreç olarak kabul edilebilir. Bu noktada bu adım adım geçişlerde, emilim ve fotonların emisyonu üçüncü moleküler enerji seviyesi üzerinden iki ardışık tek kuantum geçişleri ile meydana gelmesi söz etmeye değerdir. Bu geçişler, tek bir kuantum soğurmasının ve yayılımının her hareket sonrasında bir molekülün fazının tam bir bozulması ile ilişkilidir. Şekil 2.9 kompozit uyarılmış Raman saçılmasını açıklar. Doğrusal olmayan polarizasyon, bir elektronun bir üst sanal duruma uyarılmasına neden olur. Optik fonon enerjisi ve dolayısıyla frekans yüzünden söz konusu malzeme tarafından dikte edilerek, önceden belirlenmiş olabilir. Farklı pompa frekanslarının seçimi birçok frekanslarda uyarılmış yayılma ile sonuçlanır [35].



Şekil 2.9. İki pompa dalga boyu için Uyarılmış Raman Saçılması

Stokes ve Anti stokes saçılımının her ikisi de sıcaklığa bağlıdır [53] ve aşağıdaki özelliklere sahiptir.

1. Anti Stokes saçılımı Stoke saçılımından daha zayıftır.
2. Her ikisinin de gücü sıcaklıkla artar.
3. Düşük sıcaklıklarda Stokes saçılımının gücü belli bir değerde iken, Anti stokes saçılımında sıfıra düşer.
4. Yüksek sıcaklıklarda Anti Stokes saçılması gücü Stokes saçılması gücüne yaklaşır.
5. Stoke saçılımı 0 Kelvin olabilirken Anti stoke saçılımı 0 Kelvin olamaz.

URS Spektrumu

Klasik elektromanyetik konsept ile uyarılmış Raman saçılımı (URS) sinyal yoğunluğu artışı pompa üretimi ve sinyal yoğunluğuyla orantılıdır. Örneğin,

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S \quad (2.36)$$

Burada g_R Raman-kazanç katsayısıdır.

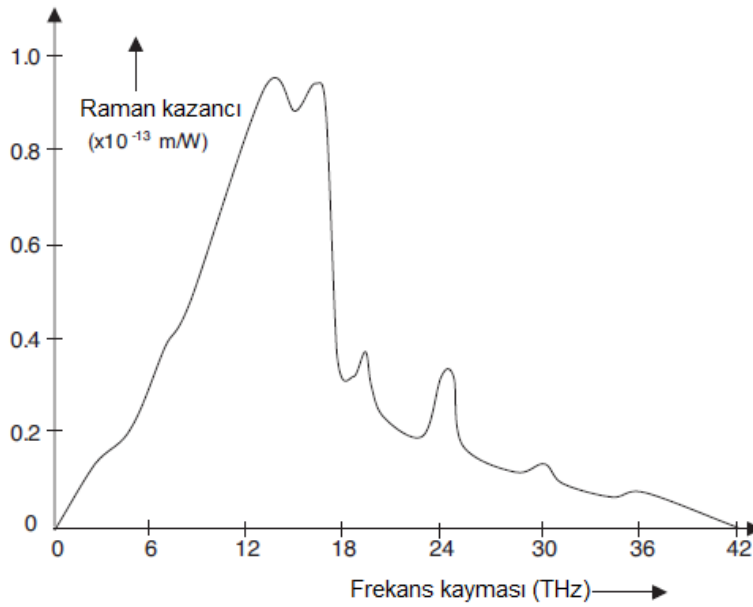
Uyarılmış salınım üretmek için, stokes ve pompa dalgaları mekânsal ve geçici olarak örtüşmelidir. Raman-kazanç katsayısı g_R kendiliğinden Raman saçılımı ile alakalıdır. Raman saçılımı ihtimali her kesitteki pompa dalgasında bulunan fotonların sayısı ve Raman kesitiyle orantılıdır. Raman kesitinin frekans spektrumunu neredeyse tamamen malzeme özellikleri belirler çünkü Raman süreci moleküllerin titreşim durumuyla ilgilidir. Kristal malzemelerde Raman saçılım ışığı dar bir bant genişliğine sahiptir. Optik fiberlerin ana bileşeni olan silika, doğada biçimsiz halde bulunur. Bu tip malzemelerin titreşimsel enerji seviyeleri açık değildir fakat birleşerek bant biçimini alırlar [54]. Bu tip durumlarda Stoke frekansı (ω_S) pompa frekansından (ω_P) geniş bir aralık boyunca ayrılabilir. Raman kayması için 13 THz ve 15 THz de iki tepe nokta ortaya çıkar $\omega_R = \omega_P - \omega_S$. Ayrıca bu kayma için spektrum da daha düşük tepe noktaları da mevcuttur [55]. Bu sebeple, silikanın biçimsiz doğası büyük bant genişliği ve spektrumun çoklu tepe noktası için sorumludur. Raman artışının silika fiber içinde geniş çaplı incelenişi geniş bantlı Raman yükselticileri içinde kullanılır.

Eşik gücü

Stoke dalgalarının ilk artışı eşitlikte verilmiştir (2.37). Fiber kayıplarını dikkate alarak, Stoke dalgalarındaki net artış aşağıdaki şekilde yazılır;

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S - \alpha_S I_S \quad (2.37)$$

Burada α_S güçyitirim katsayısıdır.



Şekil 2.10. 1μm pompa dalga boyundaki silika için Raman kazanç spektumu

Pompa dalgası için birleştirilmiş denklem şöyle yazılır;

$$\frac{dI_P}{dz} = -\frac{\omega_P}{\omega_S} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (2.38)$$

Denklem (3.24) ve (3.25) ileri Raman saçılım süreci için birleştirilmiş dalga denklemi olarak bilinir [6]. Geriye doğru URS süreci durumunda, denklem aynı kalır fakat denklem (2.37) de dI_S/dz ' nin başına eksi getirilir. Bu denklem kurulumu SBS süreciyle benzerdir. İleri ve geri doğru SRS süreci birleştirilmiş denklemleri, fotonların her bir ışında ortaya çıkması ve

gözden kaybolması dikkate alınarak görüngenel şekilde anlaşılabilir. Fiber yüzünden oluşan kayıplar çıkarıldığında denklem (3.24) ve (3.25) şu şekilde indirgenir;

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_S}{\omega_S} + \frac{I_P}{\omega_P} \right) = 0 \quad (2.39)$$

Bu denklem pompadaki fotonların ve SRS süreci boyunca Stoke dalgalarının toplam sayısının korunumu kanununu dikte eder. Pompa gücü eşik gücü olarak bilinen belir güç seviyesini aştığı zaman Raman sürecinde uyarılma ortaya çıkar. Uyarılmış saçılımı büyümesi için uyarılmış artış lineer kayıpları geçmelidir. Aslında bu eşik gücünün kökenidir. SRS her iki yönde de meydana gelebilir, örneğin optik fiberlerde hem ileri hem de geri doğrultudadır. Titreşim sıklığı moleküler salınımları sürdürür. Bu salınımlar, moleküler salınımı arttıran dağınık dalga genliğinden sorumludur. Bu şekilde bir pozitif geri besleme döngüsü kurulmuş olur. Bu da URS işlemi ile sonuçlanır. Geri bildirim süreci ise birleşik denklemler tarafından yönetilir. İleri SRS süreci durumunda pompa tükenmesi Raman eşiğini [36] hesaplamak için ihmal edilebilir. Bu nedenle eşitliğin(3.25) sağ tarafındaki ilk terim ihmal edilebilir.

$$\frac{dI_P}{dz} = -\alpha_P I_P \quad (2.40)$$

Bu denklemin çözümü şu şekilde yazılabilir;

$$I_P(z) = I_0 \exp[-\alpha_P z] \quad (2.41)$$

Eşitlik (24) ve (28) den

$$I_S(L) = I_S(0) \exp[g_R I_0 L_{eff} - \alpha_P L] \quad (2.42)$$

Burada efektif uzunluk $L_{eff} = \frac{1 - \exp[-\alpha_P L]}{\alpha_P}$

Hemen hemen URS, fiber uzunluğu boyunca kendiliğinden gelişen Raman saçılmasından meydana gelmektedir. Stokes gücü, eşitliğe göre ve Raman kazanç spektrumunun tüm

aralığındaki entegresine göre $\hbar\omega$ enerjinin her frekans içeriğinin amplikasyonunu göz önüne alınarak hesaplanır.

$$P_S(L) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar\omega \exp[g_R(\omega_P - \omega)I_0L_{\text{eff}} - \alpha_S L] d\omega \quad (2.43)$$

İntegrale ana katkı, kazancın en yoğun olduğu bölge etrafından, dar bölgeden gelmektedir. Böylece $\omega = \omega_S$ kullanarak, yukarıdaki eşitlik şu şekilde yazılabilir;

$$P_S(L) = \int_{-\infty}^{\infty} \hbar\omega_S \exp[g_R(\omega_P - \omega)I_0L_{\text{eff}} - \alpha_S L] d\omega_S \quad (2.44)$$

Güç açısından, eşitlik aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$P_P(L) = P_0 \exp[-\alpha_P L] \quad (2.45)$$

$P_0 = I_0 A_{\text{eff}}$ denklemdeki pompa gücü girdi olarak belirtilmiştir ve A_{eff} etkin temel alandır.

Raman eşiği aynı zamanda pompa gücü girdisi (Stokes gücü fiber çıkışında pompa gücüne eşit olduğu an) olarak da ifade edilir. Yani;

$$P_S(L) = P_P(L) = P_0 \exp[-\alpha_P L] \quad (2.46)$$

$\alpha = \alpha_S$ varsayımıyla, Eşik durumu eşitlik (2.44) ve (2.46) kullanılarak tahmin edilebilir.

$$P_{\text{th}} \approx \frac{16A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (2.47)$$

Tam bir benzeri analiz ters SRS için de gerçekleştirilebilir ve eşik gücü yaklaşık olarak şöyledir,

$$P_{\text{th}} \approx \frac{20A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (2.48)$$

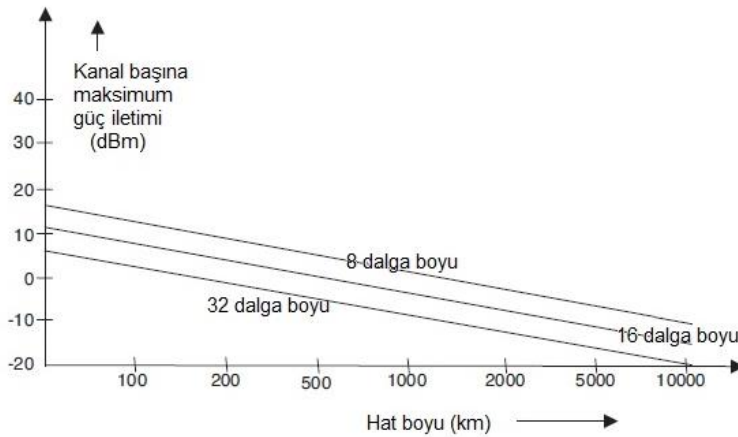
Açık bir biçimde ileri URS için eşiğe, verilen ilk pompa gücünde ulaşılmıştır. Geri URS genellikle fiberlerde gözlemlenmez. Denklem (2.48) birçok yaklaşımlar kullanılarak elde

edilmiştir, ama Raman eşiği oldukça doğru ve kesin olarak elde edilebilmektedir. 1550 nm'deki tipik optik haberleşme sisteminde $A_{eff} \approx 50\mu\text{m}^2$, $L_{eff} \approx 20\text{ km}$ ve $g_R = 6 \times 10^{-14}\text{ m/W}$ 'dir. Bu değerler eşliğinde eşitlik (2.48) $P_{th} \approx 570\text{ mW}$ olarak tahmin edilmektedir. Optik haberleşme sisteminde kanal güçleri sıklıkla 10 mW altındadır, SRS süreci tek kanallı optik dalga sistemleri için sınırlayıcı bir faktör değildir. Buna rağmen büyük ölçüde DBÇ sistemlerinin performansını etkiler.

URS hatalarını azaltma

Birçok şema SRS işleminde enerji hatalarının azaltılması için uygulanabilir [37, 38].

1. Dispersiyon protokolleri SRS hatalarını azaltır. Dispersiyon protokollerinde, farklı kanallardaki sinyaller farklı hızlarda seyahat ederler dolayısıyla farklı dalga boylarında yayılan titreşimler arasındaki çakışma ihtimali azalır.
2. Kanal aralığının azaltılması ile SRS hataları azaltılabilir.
3. Yükselticiler arasındaki mesafelerin azalmasını gerektiren eşik seviyesi, güç seviyesinin düşürülmesini de gerektirir [56]. URS Şekil 2.11 gösterildiği gibi kanal başına maksimum iletişim gücü sınırlamalarına maruz kalmıştır.



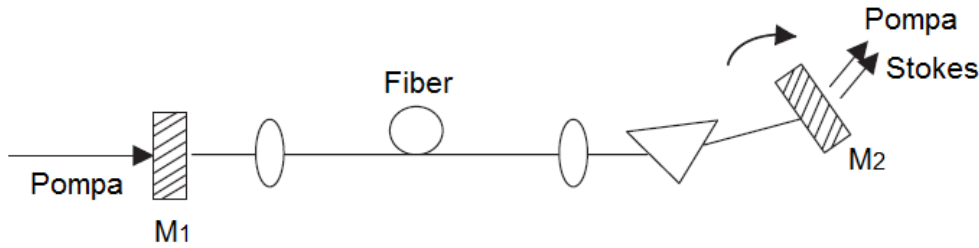
Şekil 2.11. URS'nin kanal başına maksimum güç iletimini limitlemesi. Kanal aralığı=0.8nm ve 80 km'de bir yükselteç konulmuştur.

URS etkisinin uygulamaları

URS sürecinden birçok uygulamada faydalanılmıştır. Bu uygulamalar aşağıda incelenmiştir.

Raman fiber lazer

Fiber esaslı Raman lazerler [57, 58] URS etkisinin kullanılmasıyla geliştirilmiştir. Şekil 2.12 Raman lazerlerinin şematik halini göstermektedir. Kısmi olarak yansıtma aynası M_1 ve M_2 Fabry-Perot bir oyuk/boşluk oluşturmaktadır. Boşluğun içerisine tek modlu fiber bir parça yerleştirilmiştir. Bu URS sürecinde Stokes dalgaları nedeniyle dalga boyu seçici geri bildirim oluşur. Bu yoğun çıkışlıdır. Çeşitli Stokes dalga boylarının uzaysal dağılımının ayarlanması lazer dalga boylarının doğrudan içinden geçerek, prizmadaki oyuğun içinden geçer. Dairesel yolculuk sırasındaki Raman genişlemesi çukur deliklerini telafi edecek derecede olmalıdır.



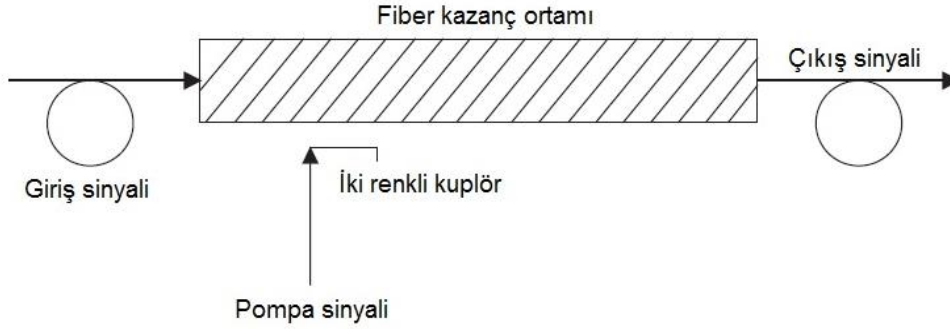
Şekil 2.12. Ayarlanabilir Raman lazerin şematik gösterimi

Yüksek mertebeden Stokes dalga boyları yüksek pompa güçlü fiberler içerisinde üretilmektedir. Yine bu dalga boyları prizma içi oyuğu tarafından her bir Stokes kirişi için farklı yansımalarla uzamsal olarak dağıtılmıştır. Bu tür Raman lazerleri farklı dalga boylarıyla aynı anda kullanılabilir.

Raman fiber yükselteci

SRS fenomeni optik fiberlerin içerisinde optik yükseltmeyi sağlamak için uygulanabilir. Fiberdeki SRS süreci pompadan sinyale enerji transferine neden olabilir. Raman yükseltmesi herhangi bir dalga boyunda uygun pompa lazeri uygun olması şartıyla gerçekleşebilir. Raman yükselticisinin üç temel içeriği vardır: pompa lazeri, seçici dalga boyu bağdaştırıcısı, fiber kazanç ortamı. Şematik diyagramı Şekil 2.13. 'de gösterilmiştir. Raman yükseltmesi

kendi faz uyumu ve dalga boyu bölümlü birden fazla mesaj sistemlerinden daha avantajlı olan geniş kazanç bant genişliği avantajlarını sergiler [59].



Şekil 2.13. Raman fiber yükselteci

Raman yükselticisi sinyalin hiçbir zaman çok düşük olmasına izin vermeyen fiber boyunca sürekli yükseltme olarak kavranabilir. Raman yükselticisi çift yönlüdür ve daha istikrarlıdır.

2.2.3. Raman ve Brillouin saçılmalarının karşılaştırılması

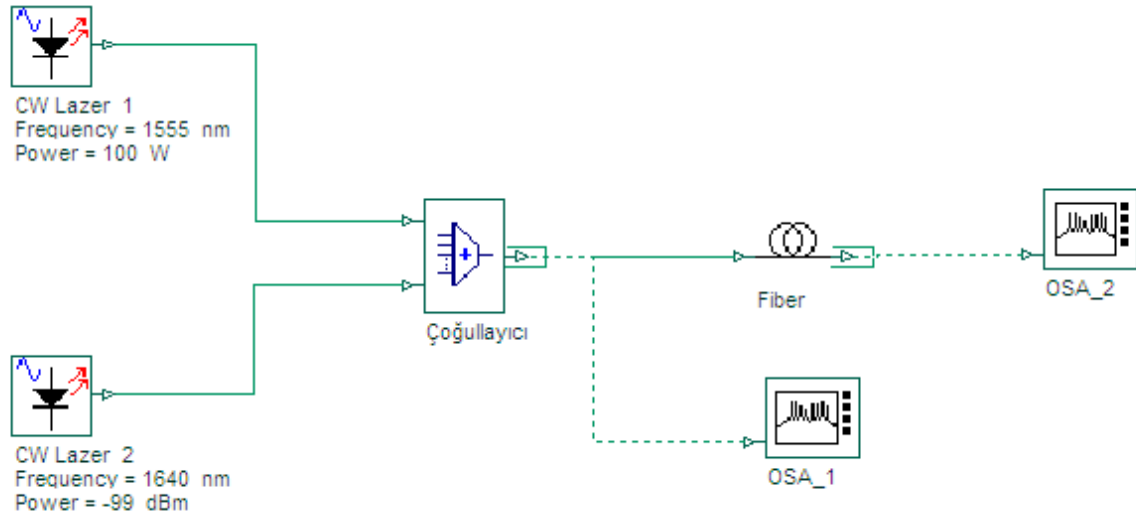
UBS ve URS arasında birçok benzerlik görülse de UBS birkaç şekilde URS den farklılık gösterir.

- 1.Brillouin saçılımı, akustik dalga yayılımından yani Bragg tip saçılmadan meydana gelir. Burada çok sayıda molekülün kütleli hareketi bulunmaktadır. Raman Saçılması ise bireysel moleküler hareketin sonucudur.
- 2.URS ileri ve geri her iki yönde de meydana gelebilirken UBS geri doğrultuda cereyan eder.
- 3.Raman foton-optik fonon etkileşimiyle kayma yaparken brillouin foton-akustik foton etkileşiminden kaynaklanan kayma yapar.
- 4.Brillouin Kazanç bant genişliği Raman kazanç bant genişliğine göre son derece dardır.
- 5.UBS için eşik güç seviyesi URS nin eşik güç seviyesinden daha düşük çıkmaktadır.
- 6.Raman saçılması işlemi izotropiktir ve her yöne oluşur ama Brillouin saçılması böyle değildir.
- 7.Raman saçılmasının gücü malzemesinin bozukluğundan bağımsızdır fakat Brillouin saçılması malzeme bozukluğuna bağlıdır [35].

3. RAMAN SAÇILMASININ BENZETİMİ

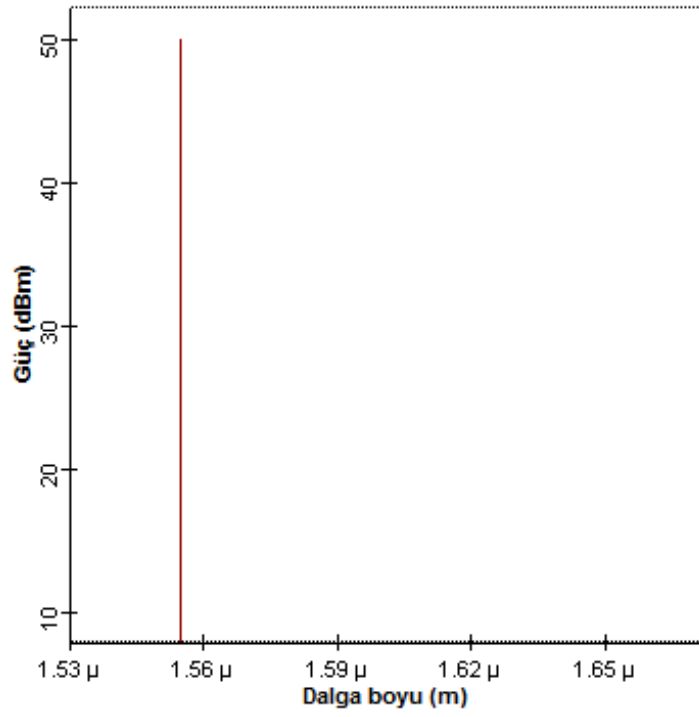
Bu tez çalışmasında tek ve çok kanallı lazer giriş sinyallerinin fiber optik kabloda oluşturduğu Raman saçılması OptiSys 12.0 yazılımı kullanılarak analiz edilmiştir.

3.1. Tek Kanallı Raman Saçılmasının Analizi



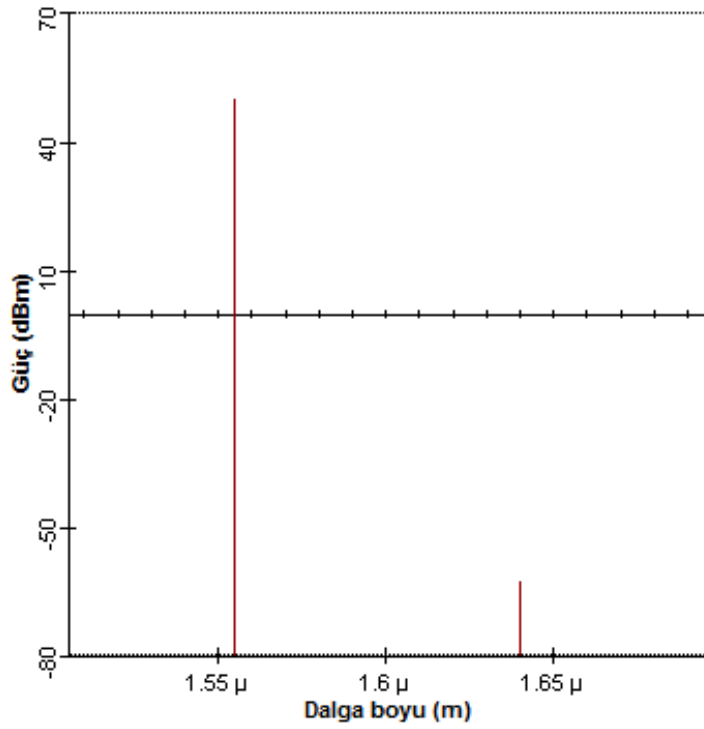
Şekil 3.1. Raman Saçılmasının tek yönlü yükseltilmesi düzeneği

Şekil 3.1’de Raman Saçılmasının tek yönlü yükseltilmesi düzeneği şematik olarak görülmektedir. 2 adet sürekli dalga (CW) lazer sinyali sırasıyla 1555 nm ve 1640 nm dalga boyu ve 100W ve -99 dBm güç değerlerine sahip olarak seçilmiştir. Daha sonra bu sinyaller DBC çoğullayıcıdan geçirilerek 200m, 500m, 700m, 1000m ve 1200m uzunluklardaki fibere uygulanmıştır. DBC çoğullayıcı çıkışındaki optik spektrumlar OSA_1 ile, fiberin sonundaki optik sinyal spektrumları ise OSA_2 ile alınmıştır.



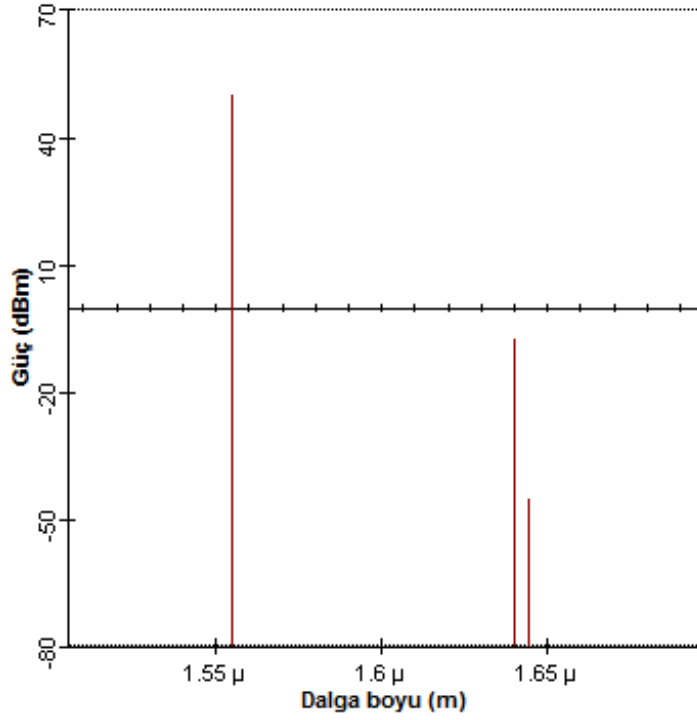
Şekil 3.2. Giriş sinyallerinin optik spektrumu

Şekil 3.2’ de 1555 nm’lik giriş sinyali görülmektedir. Şekilden görüleceği gibi sinyal gücü 50 dBm dir. -99 dBm lik ikinci kanal çok zayıf olduğu için spektrumda görülmemiştir.



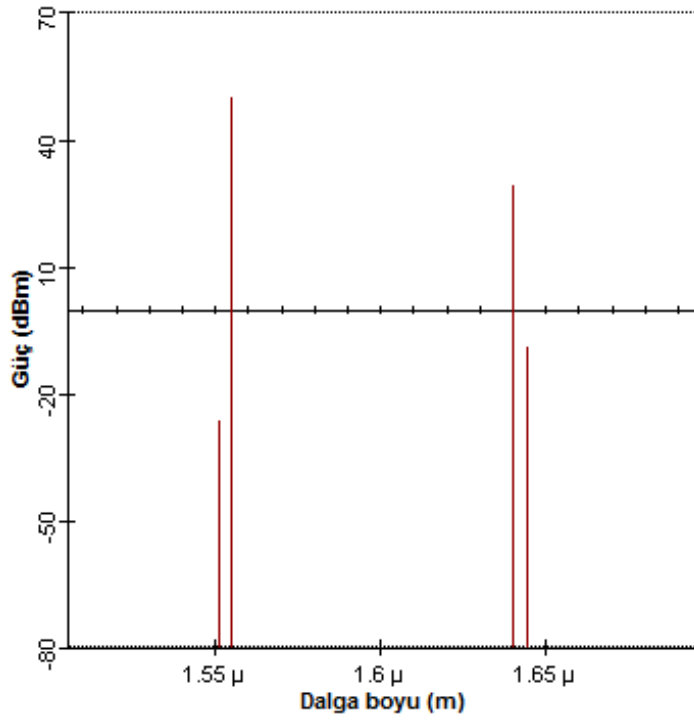
Şekil 3.3. 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Öncelikle 200 m fiber boyu için yapılan simülasyonlarda, Şekil 3.3 incelendiğinde fiber çıkışında 2 kanaldan uygulanan fiber sinyalleri farklı güçlerde oluşmuştur. İlk kanal için elde edilen dalgaboyu ve güç değerleri 1555 nm (yaklaşık 183 THz) ve 50 dBm iken, ikinci kanal çıkışında 1640 nm (yaklaşık 193 THz) ve -62 dBm’lik güç ölçülmüştür.



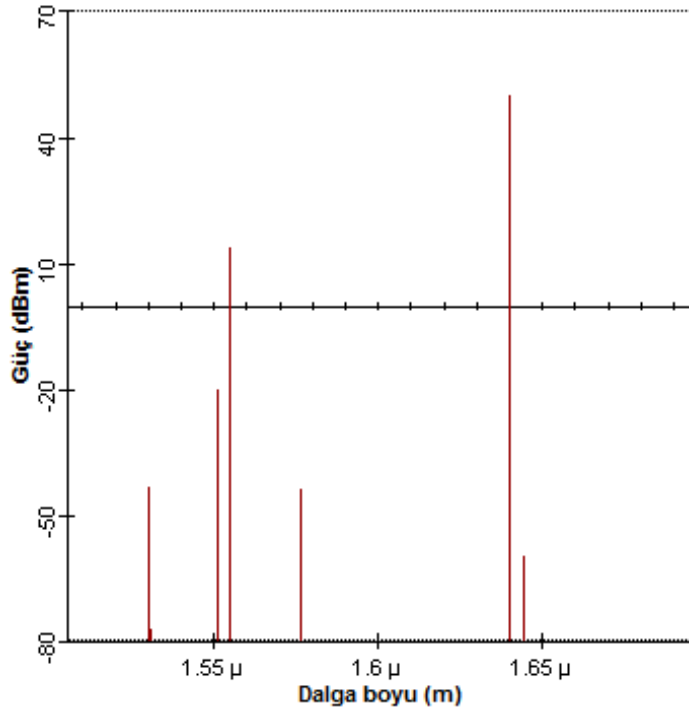
Şekil 3.4. 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.4’ de 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. 500 m fiber boyu için yapılan simülasyonlarda, fiber hattın uzunluğu arttıkça il kanaldan uygulanan sinyalin sabit kaldığı, 2. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış güç spektrumunun yükseldiği (1640 nm için -5 dBm), bunun yanısıra 1644 nm dalgaboyu ve -48 dBm güçte yeni bir saçılmanın meydana geldiği görülmektedir.



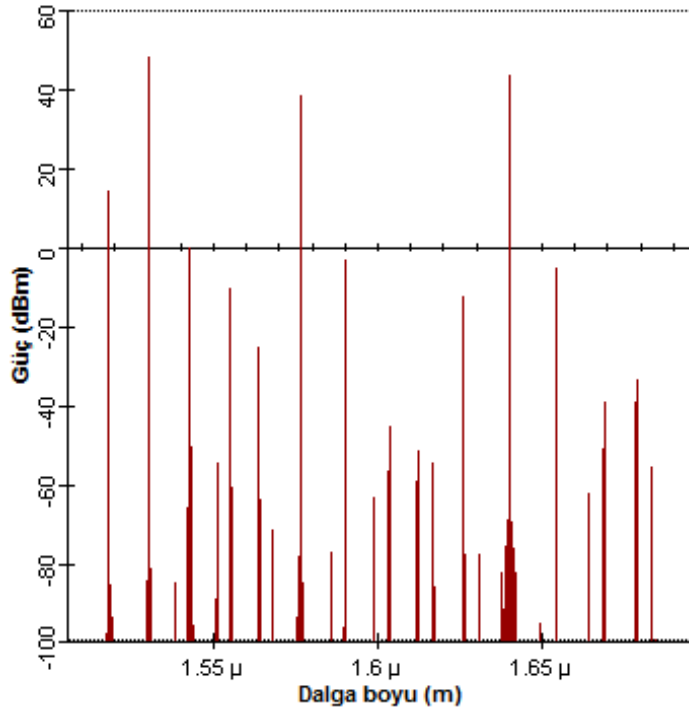
Şekil 3.5. 700 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.5’ de ise 700 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Bu fiber boyu için yapılan simülasyonlarda, ilk kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun yine sabit kaldığı, diğer iki kanaldan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının yükseldiği, bunun yanısıra bir önceki fiber boyu ile kıyaslandığında 1551 nm frekans ve -28 dBm güçte yeni bir lazer saçılması meydana gelmiştir.



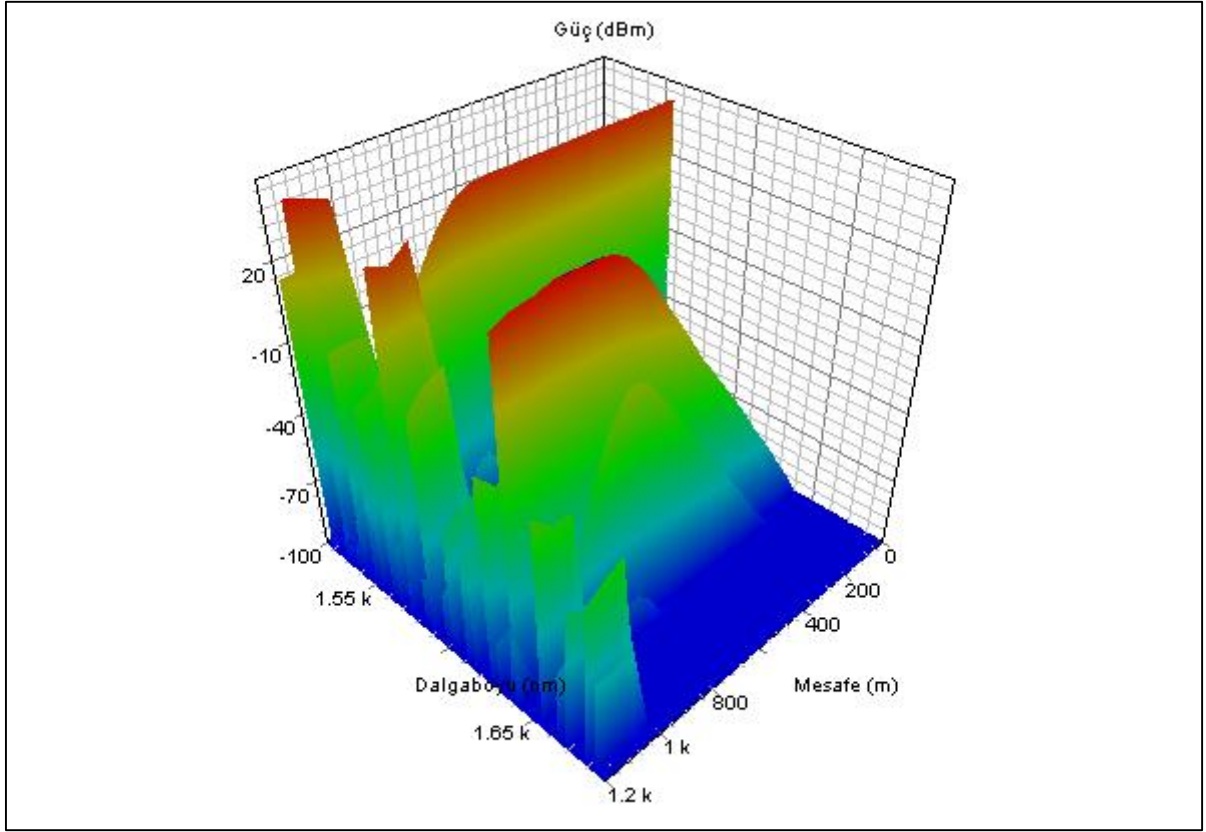
Şekil 3.6. 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.6’ da 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. İlk kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun azaldığı diğer kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun ise yükseldiği gözlemlenmiştir. 1644 nm’lik saçılmanın güç değeri ise bu boyda azalmış, 1551 nm’lik saçılmada ise yükselme gözlemlenmiştir. Ayrıca iki yeni lazer saçılması meydana gelmiştir. Meydana gelen yeni saçılmaların dalgaboyu ve güç değerleri sırasıyla 1529 nm ve -40 dBm ile 1.575 nm ve -40 dBm dir. Bu saçılmalar Stokes ve anti-Stokes saçılmaları olarak açıklanabilir.



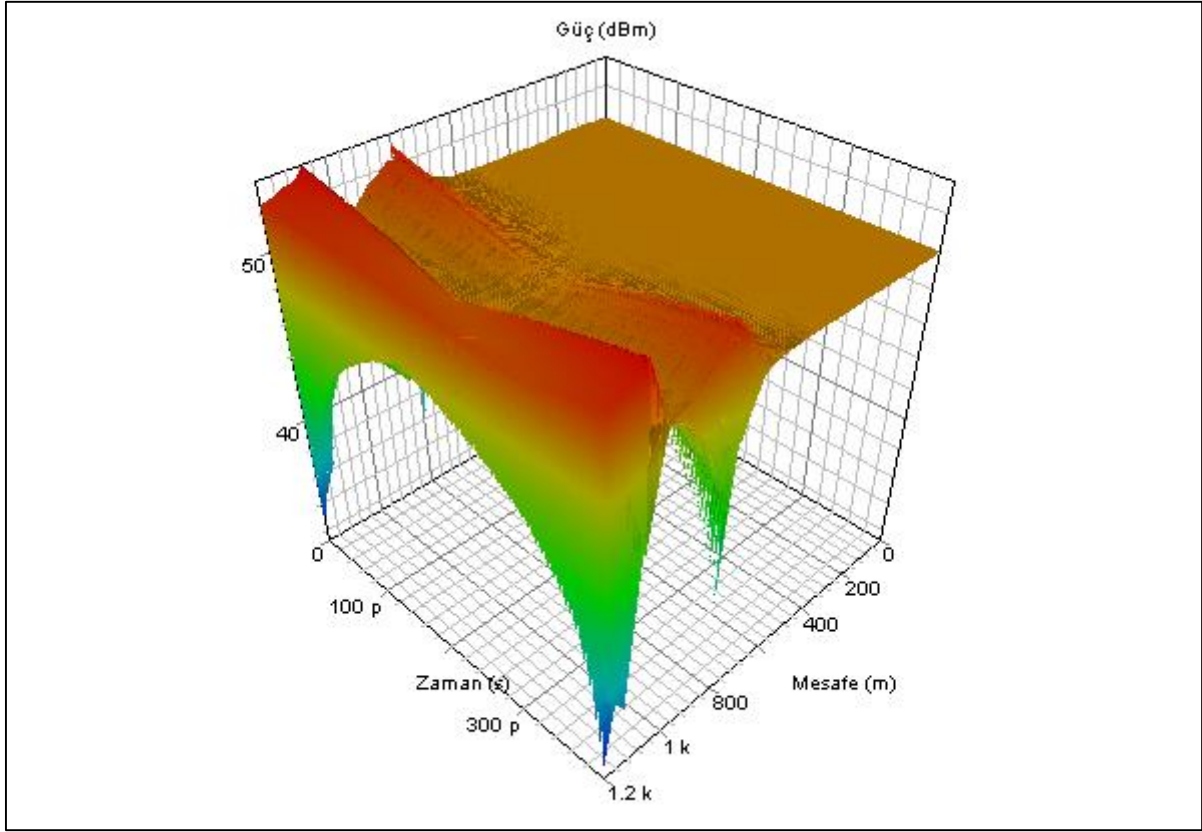
Şekil 3.7. 1200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.7’ de 1200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Bu şekilde de uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının azaldığı gözlemlenmiştir. Ayrıca çeşitli dalgaboyu ve güçler de bir çok yeni saçılma meydana gelmiştir.



Şekil 3.8. Dalga boyuna bağlı 1200 m’lik fiber optik kablo üç boyutlu çıkış spektrumu

Şekil 3.8’ de dalga boyuna bağlı 1200 m’lik fiber optik kablonun üç boyutlu çıkış spektrumu görülmektedir. Bu şekilde, mesafe eksenini eklendiğinde elde edilen üç boyutlu spektrum görülmektedir. Şekilden de görüleceği üzere fiberin başında olmayan Raman saçılmaları fiber boyu uzadıkça artmakta ve özellikle 1200 m’ye ulaştığında maksimum sayıda yeni saçılma oluşmaktadır. Simülasyon süresi ve yeni saçılma sayısı arttığı için daha uzun mesafelerde ölçüm yapılmamıştır.

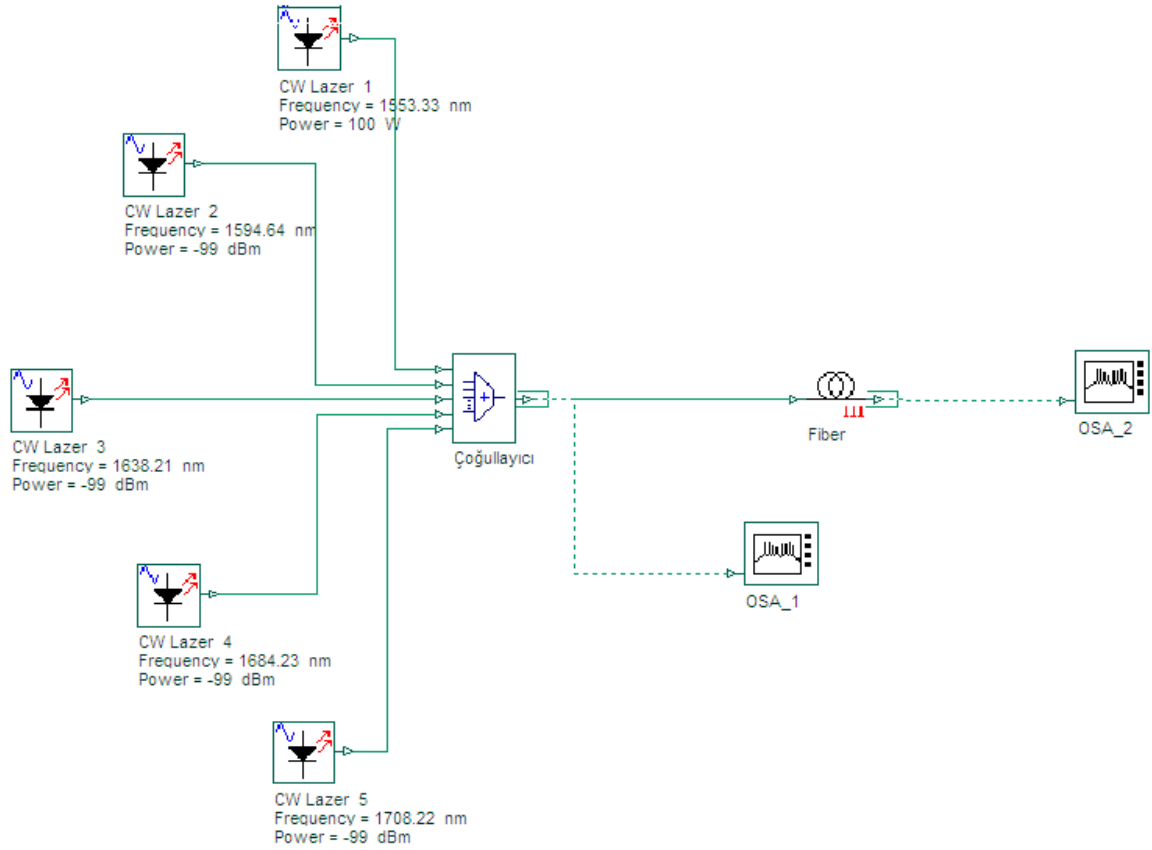


Şekil 3.9. Zamana bağlı 1200 m’lik fiber optik kablo üç boyutlu çıkış spektrumu

Şekil 3.9’ da ise zamana bağlı 1200 m’lik fiber optik kablonun üç boyutlu çıkış spektrumu görülmektedir. Zamana bağımlı üç boyutlu şekil incelendiğinde, 600m ve 1200 m civarında çıkış güç değerinde zayıflamalar gözlemlenmiştir. Bu zamana bağımlı zayıflamalar yaklaşık 300 ps’lik zaman aralığında gerçekleşmekte olup, rastgele oluşan yeni saçılmaların etkisi olarak açıklanabilir.

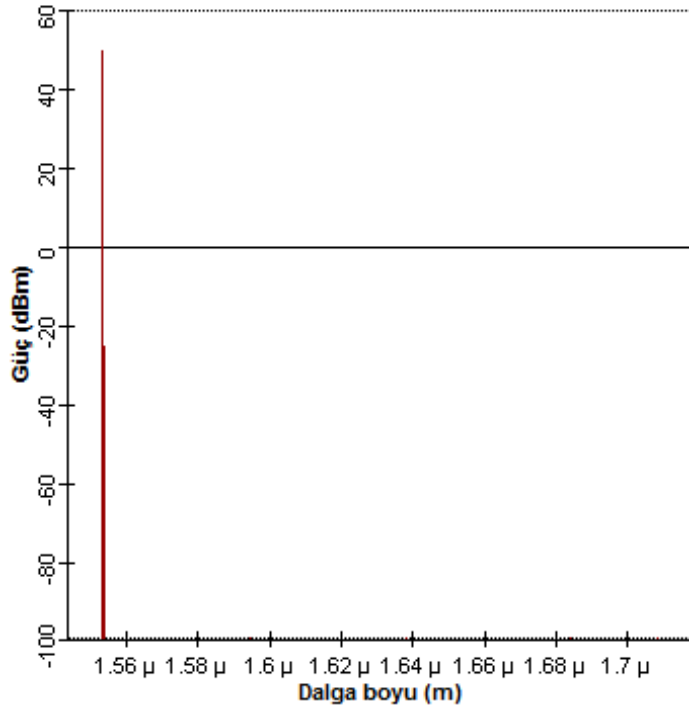
3.2. Çok Kanallı Raman Saçılmasının Analizi

Bu bölümde, bir önceki analizdeki düzeneğe yeni giriş kanalları eklenerek bu kanallar üzerinde meydana gelen Raman saçılması analiz edilmiştir.



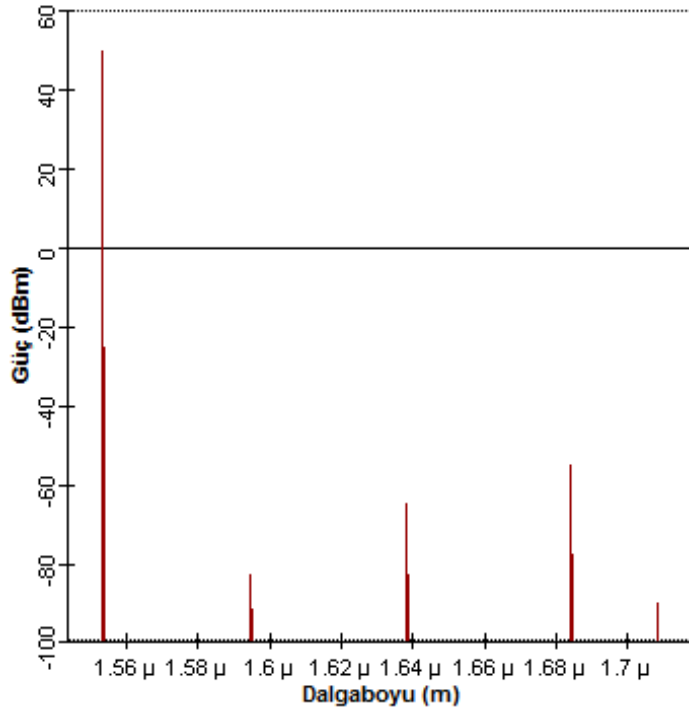
Şekil 3.10. Çok kanallı Raman saçılmasının şematik düzeneği

Şekil 3.10’ da ayrı sinyal kanalları için Raman saçılmasının şematik düzeneği görülmektedir. Beş adet sürekli dalga (CW) lazer sinyali sırasıyla 1553,33 nm ve 100 W, 1594,64 nm ve -99 dBm, 1638,21 nm ve -99 dBm, 1684,23 nm ve -99 dBm, 1708,22 nm ve -99 dBm dalgaboyu ve güç değerlerine sahip olarak seçilmiştir. Daha sonra bu sinyaller DBC çoğullayıcıdan geçirilerek farklı uzunluklardaki fiberlere uygulanmıştır. DBC çoğullayıcı çıkışındaki optik spektrumlar OSA_1 ile, fiberin sonundaki optik sinyal spektrumları ise OSA_2 ile görüntülenmiştir.



Şekil 3.11. Giriş sinyallerinin optik spektrumu

Şekil 3.11’ de OSA_1’den elde edilen optik sinyal spektrumu görülmektedir. Beş ayrı kanaldan uygulanan sinyaller incelendiğinde fiber hattın başında sadece 1553,33 nm dalgaboyu ve 50 dBm güce sahip lazer sinyali görülmekte olup, diğer kanallar ise zayıf optik güçleri nedeni ile gözlemlenememektedir.

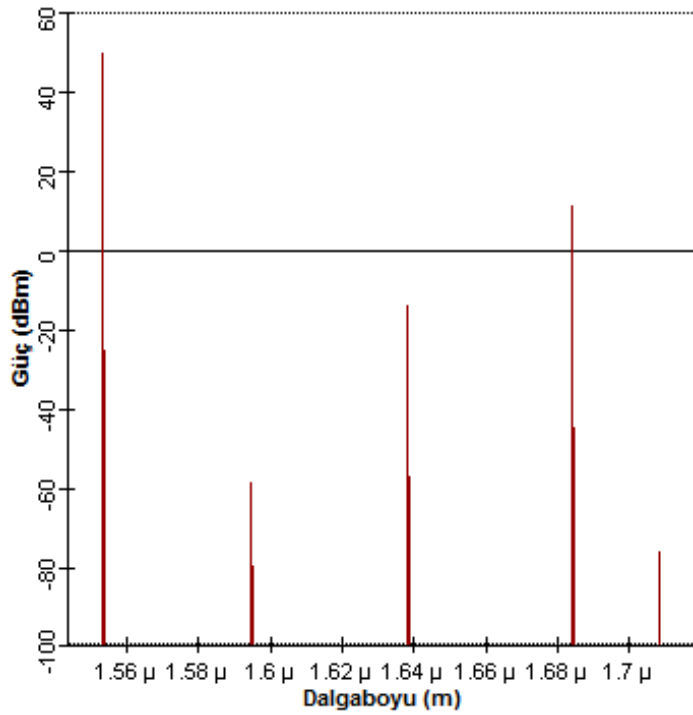


Şekil 3.12. 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.12’ de 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Şekil incelendiğinde fiber çıkışında beş kanaldan uygulanan lazer sinyalleri farklı güçlerde oluşmuştur. Elde edilen değerler aşağıdaki tablo da görülmektedir. Fiber başındaki spektrum ile bu spektrum karşılaştırıldığında diğer kanallardaki sinyallerin güçlendiği ve optik spektrum çıktısında belirmeye başladığı görülmüştür.

Çizelge 3.1. 200 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	50,25
1594,64	-81,19
1638,21	-61,32
1684,23	-51,45
1708,22	-89,73

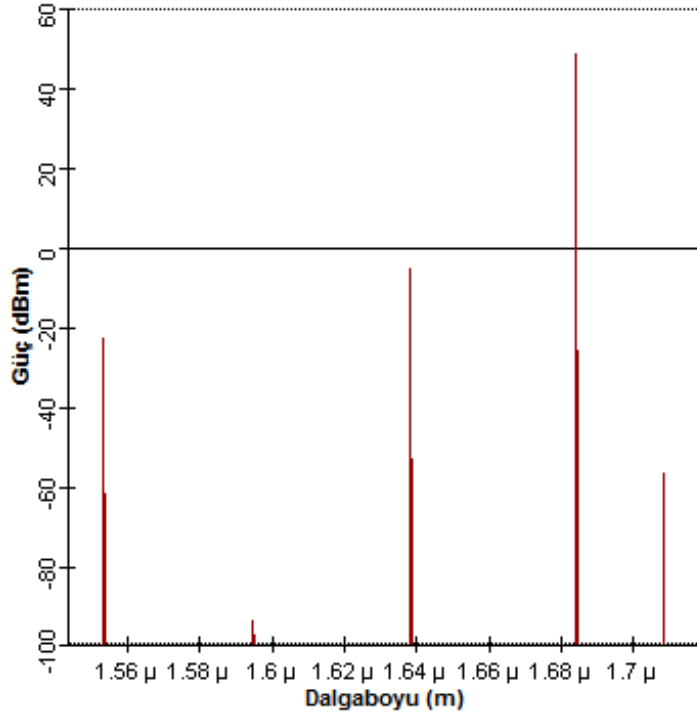


Şekil 3.13. 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.13’ de 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hattın uzunluğu arttıkça beş ayrı kanaldan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının daha da yükseldiği görülmektedir. Her kanal için elde edilen dalgaboyu ve güç değerleri aşağıdaki tabloda verilmiştir.

Çizelge 3.2. 500 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	51,37
1594,64	-59,12
1638,21	-11,37
1684,23	12,49
1708,22	-78,18

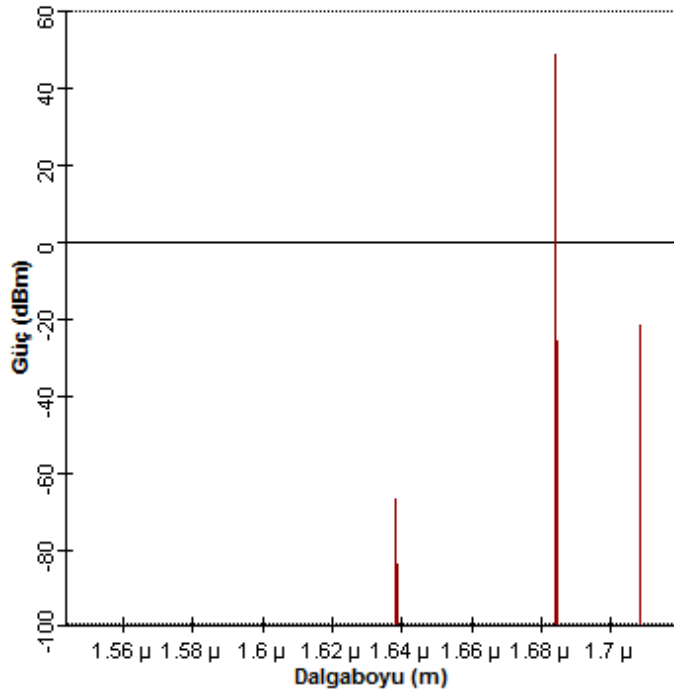


Şekil 3.14. 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.14’ de 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Bu simülasyon da da ilk iki kanaldan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının azaldığı diğer üç kanaldan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının ise arttığı tespit edilmiştir. Bu değişimlerin nedeni ise Raman saçılmasında enerji aktarımı olmasıdır.

Çizelge 3.3. 1000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	-21,98
1594,64	-95,13
1638,21	-5,02
1684,23	51,76
1708,22	-53,64

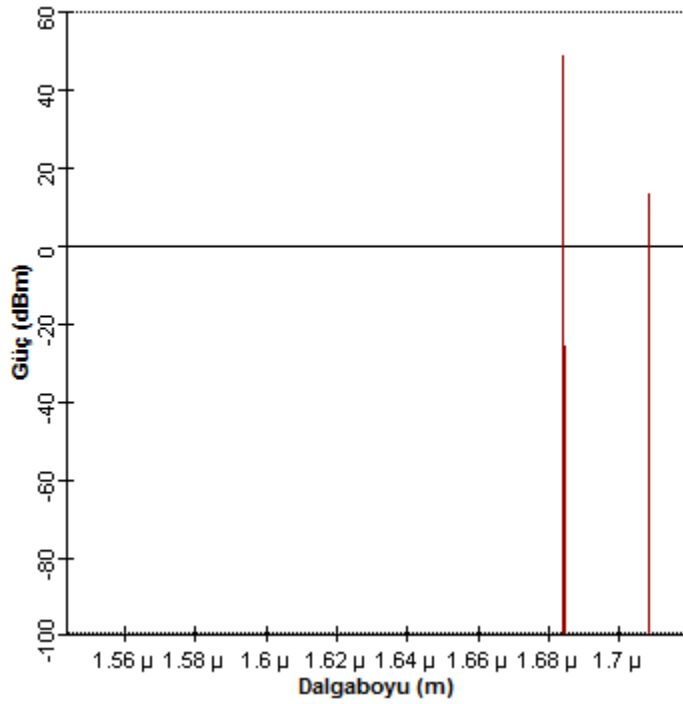


Şekil 3.15. 2000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.15’ de 2000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hat uzunluğu 2 km olarak değiştirilerek simülasyon tekrarlandığında 1. ve 2. kanaldan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının yok olduğu, 3. Kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun düştüğü, diğer kanallardan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumunun ise arttığı gözlemlenmiştir.

Çizelge 3.4. 2000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	ölçülemedi
1594,64	ölçülemedi
1638,21	-63,72
1684,23	53,66
1708,22	-21,36

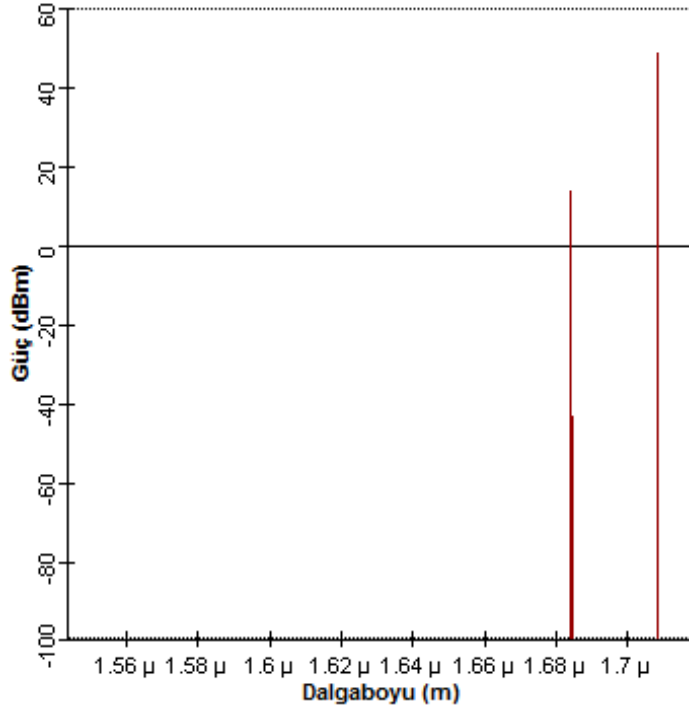


Şekil 3.16. 3000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.16’ da 3000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hat uzunluğu 3 km olarak değiştirilerek simülasyon tekrarlandığında 1, 2 ve 3. kanaldan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumlarının yok olduğu diğer kanallardan uygulanan sinyallerin çıkış spektrumunun ise arttığı gözlemlenmiştir.

Çizelge 3.5. 3000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	ölçülemedi
1594,64	ölçülemedi
1638,21	ölçülemedi
1684,23	55,13
1708,22	13,86

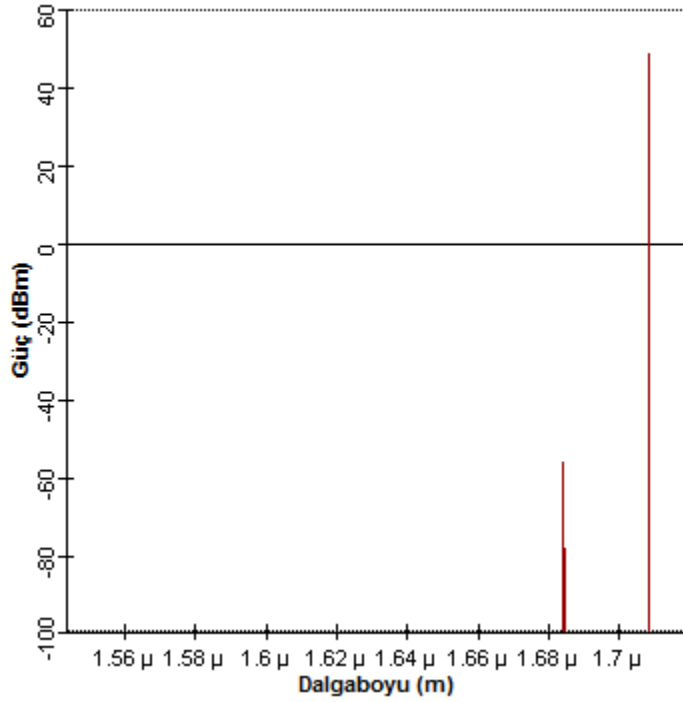


Şekil 3.17. 5000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.17’ de 5000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hat uzunluğu 5 km olarak değiştirilerek simülasyon tekrarlandığında 4. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun düştüğü 5. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun ise arttığı gözlemlenmiştir.

Çizelge 3.6. 5000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	ölçülemedi
1594,64	ölçülemedi
1638,21	ölçülemedi
1684,23	18,29
1708,22	52,13

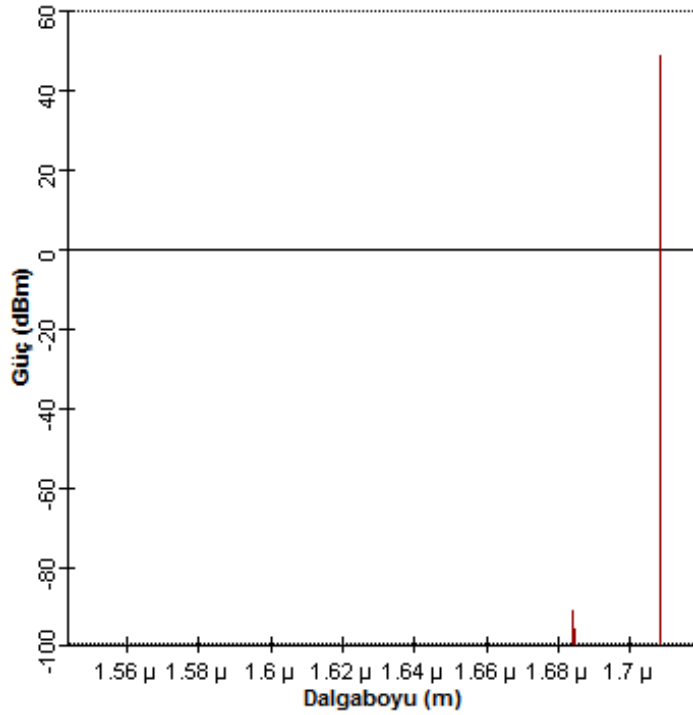


Şekil 3.18. 7000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.18’ de 7000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hat uzunluğu 7 km olarak değiştirilerek simülasyon tekrarlandığında 4. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun düşmeye devam ettiği 5. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun ise arttığı gözlemlenmiştir.

Çizelge 3.7. 7000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	ölçülemedi
1594,64	ölçülemedi
1638,21	ölçülemedi
1684,23	-58,17
1708,22	53,78

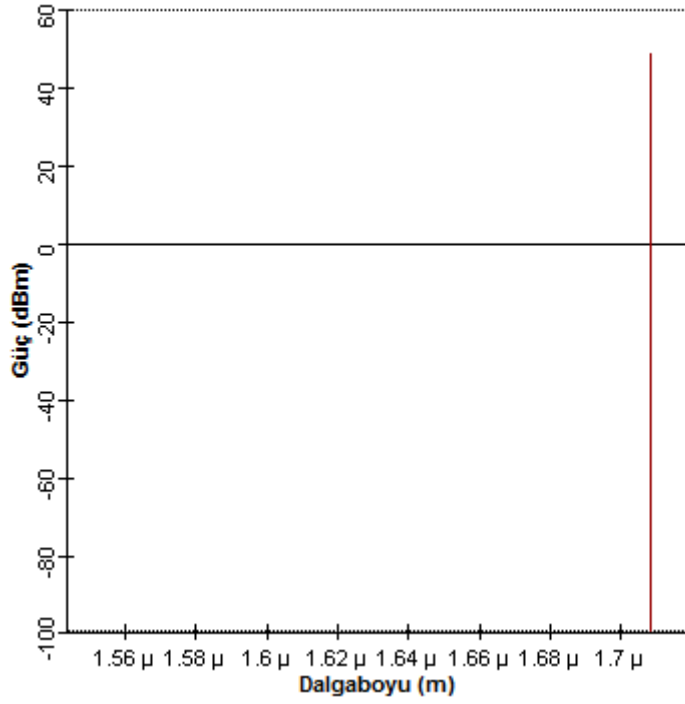


Şekil 3.19. 8000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.19’ da 8000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hat uzunluğu 8 km olarak değiştirilerek simülasyon tekrarlandığında 4. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun düşmeye devam ettiği 5. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun ise değişmediği gözlemlenmiştir.

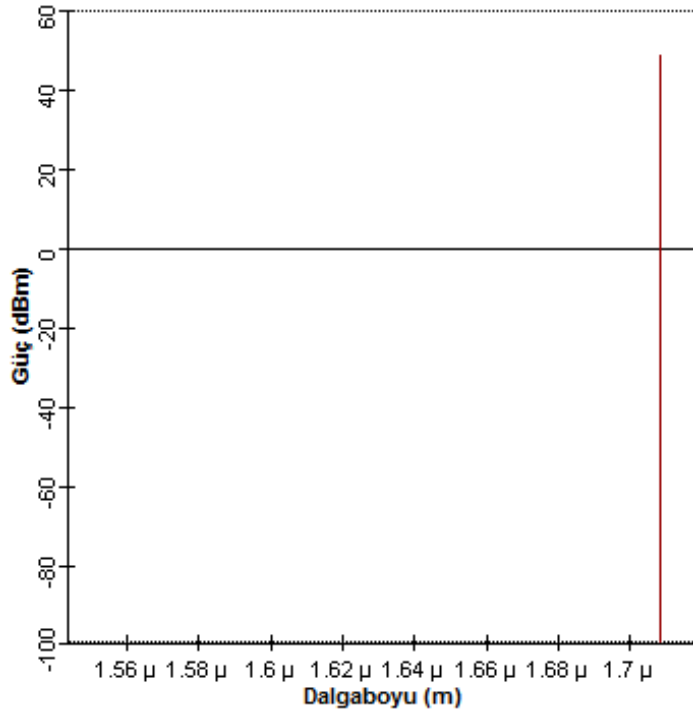
Çizelge 3.8. 8000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki dalgaboyu ve güç değerleri

Dalgaboyu (nm)	Güç (dBm)
1553,33	ölçülemedi
1594,64	ölçülemedi
1638,21	ölçülemedi
1684,23	-90,73
1708,22	53,78



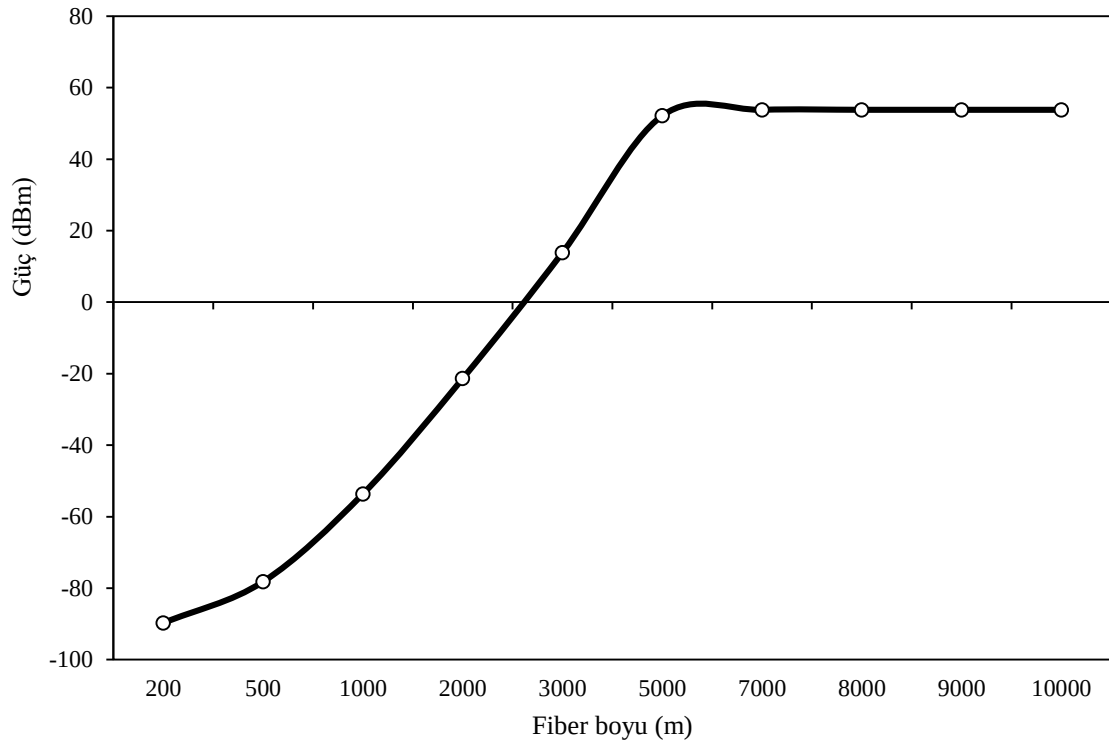
Şekil 3.20. 9000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.20’ de 9000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Fiber hat uzunluğu 9 km olarak değiştirilerek simülasyon tekrarlandığında 4. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun da yok olduğu 5. kanaldan uygulanan sinyalin çıkış spektrumunun ise değişmediği gözlemlenmiştir.



Şekil 3.21. 10000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum

Şekil 3.21’ de 10000 m’lik fiber optik kablo çıkışındaki optik spektrum görülmektedir. Daha uzun fiber kullanıldığında son lazer girişinin doyuma ulaştığı görülmüştür. Bu nedenle 10 km de benzetim sonlandırılmıştır. Ancak 8 km’lik fiber boyunda doyuma girdiği için bu fiber boyu yeterlidir.



Şekil 3.22. Son kanal için fiber boyuna göre güç değişimi

4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında uyarılmış Brillouin ve uyarılmış Raman saçılması teorik olarak incelenmiştir. Bu saçılmalar sistem düzenlemesi ile birçok uygulamada kullanılabilirler. URS için tipik eşik gücü 570 mW civarındaki iken, UBS için tipik eşik gücü 1.3 mW civarındadır. Optik sistemlerde kanal gücünün tipik değeri 10 mW altındadır. Bu nedenle UBS bu tür sistemlere sınırlamalar koyarken, URS tek kanallı optik dalga sistemleri için sınırlayıcı bir faktör değildir. Bu tez çalışmasında, Raman ve Brillouin saçılmaları teorik olarak analiz edilerek, tek kanallı ve çok kanallı Raman saçılmasının benzetimleri yapılmıştır. Bu benzetimler sonucunda, tek kanallı düzenekte fiber boyu artırılarak giriş kanallarının güç değerleri incelenmiştir. Fiber boyu arttıkça gücün değiştiği ve farklı dalga boylarında yeni saçılmaların oluştuğu gözlemlenmiştir. Daha sonra girişe birden çok kanal eklenerek simülasyonlar tekrarlanmıştır. Fiber başında sadece güçlü kanal gözlemlenirken, fiber boyu arttırıldıkça diğer kanalların fiber çıkışı da gözlemlenmeye başladığını ancak 7 km gibi daha uzun bir mesafeye çıkarıldığında bir kanalın güçlendiği diğer kanalların ise zayıfladığı görülmüştür. 10 km ye kadar tekrarlanan simülasyonlar da güçlenen kanalın doyumuna ulaşarak aynı güç de seyrettiği gözlemlenmiştir. Diğer kanallar ise tamamen kaybolmuştur.

KAYNAKLAR

1. Boyd, R. W. (1992). *Nonlinear Optics*, SanDiego: Academic Press.
2. Shen, Y. R. and Bloembergen, N. (1965). Theory of stimulated brillouin and raman scattering. *Physical Review*, 1787–1805.
3. Singh, S. P. and Singh, N. (2007). Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications, *Progress In Electromagnetics Research*, PIER 249–275.
4. Buckland, E. L. and Boyd, R. W.(1996). Electrostrictive contribution to the intensity-dependent refractive index of optical fiber, *Optics Letter*, 1117–1119.
5. Buckland, E. L. and Boyd, R. W. (1997). Measurement of the frequency response of the electrostrictive nonlinearity in optical fiber, *Optics Letter*, 676–678.
6. Agrawal, G. P. (2001). *Nonlinear Fiber Optics*, SanDiego: Academic Press.
7. Bars, F. and Resnic, L.(2005). On the theory of the electromagnetic wave-propagation through inhomogeneous dispersive media, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 925–931.
8. Wang, S., Guan, X., Wang, D., Ma, X. and Su, Y.(2006). Electromagnetic scattering by mixed conducting/dielectric objects using high-order MOM, *Progress In Electromagnetics Research*, PIER 51–63.
9. Anupam, R., Chandran, M., Anandan, C. K., Mohanan, P. and Vasudevan, K. (2007). Scattering behavior of fractal based metallodielectric structures, *Progress In Electromagnetics Research*, 323–339.
10. Gong, Y., Zhang, B., Notake, T., Minamide, H., Olivo, M., Sugii, S. (2014). Investigations on Polarimetric Terahertz Frequency Domain Spectroscopy, *Applied Physics*, 83-86.
11. Yong, T., Anmin, Z., Kai, L. (2016). Raman Scattering in superconducting crystals *Superconductor Science & Technology*, 15-22.
12. Zhang, Y; Wang, C; Wang, J. (2016) Nanocap array of Au:Ag composite for surface-enhanced Raman scattering, *Spectrochimica Acta Part A-Molecular And Biomolecular Spectroscopy*, 461-467.
13. Zhou, Q; Meng, G., Wu, N; (2016). Sensors And Actuators, *B-Chemical*, 447-452
14. Garrido, C., Weiss-Lopez, Boris E., Campos Vallette, M. M. (2015).Surface-enhanced Raman scattering activity of negatively charged bio-analytes from a modified silver colloid, *Spectroscopy Letters*, 11-18.
15. Jamil, Arniza K. M., Sivanesan, A., Izake, Emad L., (2015). Sensors And Actuators *B-Chemical*, 273-280.

16. Qi, M; Huang, X; Zhou, Yujie (2016). Label-free surface-enhanced Raman scattering strategy for rapid detection of penicilloic acid in milk products, *Food Chemistry*, 723-729.
17. Chang, Y. (2016) .Sensors And Actuators, *B-Chemical*, 498-503.
18. Wang, J; Duan, G; Liu, G. (2016). Detection of dimethyl methylphosphonate by thin water film confined surface-enhanced Raman scattering method, *Journal Of Hazardous Materials*, 94-100.
19. Sharma, V; Sinha, N; Dutt, S. (2016). Tuning the surface enhanced Raman scattering and catalytic activities of gold nanorods by controlled coating of platinum, *Journal Of Colloid And Interface Science*, 180-187.
20. Akintola, K.; Andrews, G. T. Curnoe, S. H. (2015). Raman and Brillouin scattering studies of bulk 2H-WSe₂, *Journal Of Physics-Condensed Matter*, 155-163.
21. Sharma, P. (2015). Optical fiber, *Laser And Particle Beams*, 489-498.
22. Golasa, K.; Grzeszczyk, M.; Binder, J.; (2015) .The disorder-induced Raman scattering in Au/MoS₂ heterostructures, *Aip Advances*, 152-161.
23. Motochi, I., Naidoo, S. R., Mathe, B. A., (2015). Surface Brillouin scattering on annealed ion-implanted CVD diamond, *Diamond And Related Materials*, 6-12.
24. Zalamai, V. V., Stamov, I. G., Syrbu, N. N., (2015). Resonance Raman scattering and excitonic spectra in crystals, *Journal Of Luminescence*, 195-201.
25. Gong, H., Yang, P., Wuliji, H., (2015). Gain characteristic of spontaneous Brillouin scattering in 50 km single-mode fiber with a Raman pump, *Optik*, 2731-2734.
26. Ramani, T., Prasanth, K., Sreedhar, B., (2016). Air stable colloidal copper nanoparticles: Synthesis, characterization and their surface-enhanced Raman scattering properties, *Physica E-Low-Dimensional Systems & Nanostructures*, 65-71.
27. Grima-Gallardo, P., Salas, M. Contreras, O., (2016). X-ray diffraction, differential thermal analysis, optical absorption and Raman scattering, *Journal Of Alloys And Compounds*, 749-756.
28. Meng, Z., Yakovlev, V., Utegulov, Z., (2015). *Conference on Plasmonics in Biology and Medicine XII* San Francisco.
29. Lin, Y., Hsu, Y., Chuang, C., (2016). Thermally activated Cu/Cu₂S/ZnO nanoarchitectures with surface-plasmon-enhanced Raman scattering, *Journal Of Colloid And Interface Science*, 66-72.

30. Feng, C., Diels, J., Xu, X. (2015). Ring-shaped backward stimulated Raman scattering driven by stimulated Brillouin scattering, *Optics Express*, 17035-17045.
31. Özsoy, S., (2009). *Fiber Optik*. İstanbul: Birsen Yayınevi.
32. Nikles, M., Thevenaz, L., and Robert, P. A. (1997) Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fiber, *Journal Lightwave Technology*, 1842–1851.
33. Sternklar, S. and Granot, E. (2003). Narrow spectral response of a Brillouin amplifier, *Optics Letter*, 977–979.
34. Cotter, D., (1982). Observation of stimulated Brillouin scattering in low loss silica fiber at $1.3\mu\text{m}$, *Electronics Letter*, 495–496.
35. Singh, S.P., Gangwar, R., and Singh, N., (2002). Nonlinear scattering effects in optical fibers, *Department of Electronics and Communication University of Allahabad 211002, India*.
36. Smith, R. G. (1972). Optical power handling capacity of low optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering, *Applied Optics*, 2489–2494.
37. Ramaswami, R. and Sivarajan, K. (1998). *Optical Networks—A Practical Perspective*, San Francisco: Morgan Kaufmann Pub. Inc.
38. Forghieri, F. R., Tkach, W. and Chraplyvy, A.R. (1997). Fiber nonlinearities and their impact on transmission systems, *Optical Fiber Telecommunications* 151-153.
39. Fishman, D. A. and Nagel, J.A. (1993). Degradation due to stimulated Brillouin scattering in multigigabit intensity-modulated fiberoptic systems, *Journal of Lightwave Technology*, 1721– 1728.
40. Kee, H. H., Lees, G. P. and Newson, T. P. (2000). All-fiber system for simultaneous interrogation of distributed strain and temperature sensing by spontaneous Brillouin scattering, *Optics Letter*, 1–3.
41. Kotate, K. and Tanaka, M. (2002). Distributed fiber Brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique, *IEEE Photon Technology Letter*, 179–181.
42. Pannell, C. N., Russell, J and Newson, T. P. (1993). Stimulated Brillouin scattering in optical fibers: the effect of optical amplification, *Journal of Optical Society of America*, 684-690.
43. Misas, C. J., Petropoulos, P. and Richardson, D. J. (2007). Slowing of pulses to $c/10$ with subwatt power levels and low latency using Brillouin amplification in a bismuth oxide optical fiber, *Journal of Lightwave Technology*, 216–221.
44. Brown, K. C., Russell, T.H., Alley, T. G. and Roh, W. B. (2007). Passive combination of multiple beams in an optical fiber via stimulated Brillouin scattering, *Optics Letters*, 1047–1049.

45. Zou, L., Bao, X., Ravet, F. and Chen, L. (2006). Distributed Brillouin fiber sensor for detecting pipeline buckling in an energy pipe under internal pressure, *Applied Optics*, 3372–3377.
46. Bloembergen, N. and Shen, Y. R. (1964). Coupling between vibrations and light waves in Raman laser media, *Physical Review Letter*, 504–507.
47. Hellwarth, R., Cherlow, J. and Yang, T. T. (1975). Origin and frequency dependence of nonlinear optical susceptibilities of glasses, *Physical Review*, 964–967.
48. Stolen, R. and Ippen, E. (1973). Raman gain in glass optical waveguides, *Applied Physical Letter*, 276–278.
49. Agrawal, G. P. (2007). *Nonlinear Fiber Optics*, Amsterdam: Academic Press.
50. Smith, R. G. (1972). Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering, *Applied Optics*, 2489–2494.
51. Edouard B. (2012). Spontaneous Nonlinear Scattering Processes in Silica Optical Fibers, *Recent Progress in Optical Fiber Research*, 312–325.
52. Lan, G. L., Banerjee, B. K. and Mitra, S. S. (1981). Raman scattering in optical fibers, *Journal of Raman Spectroscopy*, 416–423.
53. Lewis, S. A. E., Chernikov, S. V. and Taylor, J. R. (1999). Temperature dependent gain and noise in fiber Raman amplifier, *Optics Letter*, 1823–1825.
54. Stolen, R. H., Ippen, E. P. and Tynes, A. R. (1972). Raman oscillation in glass optical waveguide, *Applied Physics Letter*, 62–64.
55. Stolen, R. H. and Ippen, E. P. (1973). Raman gain in glass optical waveguides, *Applied Physics Letter*, 276–278.
56. Ohmori, Y., Sasaki, Y. and Eda Hiro, T. (1981). Fiber-length dependence of critical power for stimulated Raman scattering, *Electronics Letter*, 593–594.
57. Back, S. H. and Roh, W. B. (2004). Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber, *Optics Letter*, 153–155.
58. Karpov, V. I., Dianov, E. M., Paramonov, V. M., Medvedkov, O. I., Bubnov, M. M., Semyonov, S. L., Vasiliev, S. A., Protopopov, V. N., Egorova, D. N., Hopkin, V. F., Guryanov, A. N., Bachymki, M. P. and Clements, W. (1999). Laser-diode pumped phosphosilicate- fiber Raman laser with an output power of 1W at 1.48 μm , *Optics Letter*, 887–889.
59. Aoki, Y. (1988). Properties of Raman amplifier and their applicability to digital optical communication systems, *Journal of Lightwave Technology*, 1225–1239.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : BOYDAK, Selim
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 23.04.1983, Kayseri
Medeni hali : Bekar
Telefon : 0 (312) 463 29 15
e-mail : selimboydak@gmail.com



Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Elektronik Mühendisliği	Devam Ediyor
Lisans	Erciyes Üniversitesi/Elektronik Mühendisliği	2005
Lise	Hisarcıkhoğlu Fen Lisesi	2000

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2009-Halen	TRT Genel Müdürlüğü	Mühendis

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Tenis , Seyahat , Kitap okumak



GAZİ GELECEKTİR..