

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

**OPTİK LİF MANYETİK ALAN ALGILAYICISI TASARIMI VE MANYETİK  
ALAN ÖLÇÜMÜ**

**Esra KENDİR**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

**2011**

**OPTİK LİF MANYETİK ALAN ALGILAYICISI TASARIMI VE MANYETİK  
ALAN ÖLÇÜMÜ**

**Esra KENDİR**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ  
FİZİK ANABİLİM DALI**

Bu tez konusu 2010.02.0121.041 nolu tez projesi olarak Akdeniz Üniversitesi Bilimsel Araştırmalar Birimi tarafından desteklenmiştir.

**2011**

T.C.  
AKDENİZ ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

OPTİK LİF MANYETİK ALAN ALGILAYICISI TASARIMI VE MANYETİK  
ALAN ÖLÇÜMÜ

Esra KENDİR

YÜKSEK LİSANS TEZİ

FİZİK ANABİLİM DALI

Bu tez 20/01/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından (9.0) not takdir edilerek  
Oybirliği/Oyçokluğu ile kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Nuri ÜNAL.....

Doç. Dr. Murat CANPOLAT.....

Yrd. Doç. Dr. Şerafettin YALTKAYA .....  
(Danışman)

## ÖZET

### OPTİK LİF MANYETİK ALAN ALGILAYICISI TASARIMI VE MANYETİK ALAN ÖLÇÜMÜ

**Esra KENDİR**

**Yüksek Lisans Tezi, Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Yrd. Doç. Dr. Şerafettin YALTKAYA**

**Aralık 2011, 95 Sayfa**

Bu tez çalışmasında, optik lif manyetik alan algılayıcısı tasarlanarak manyetik alan değişimleri ölçülmüştür. Optik lif manyetik alan algılayıcısı dışta etkileşimli Fabry-Pérot temelli interferometrik bir yapıya sahiptir. Dizayn edilen interferometrik manyetik alan algılayıcısında manyetostriktif özellik gösteren Terfenol-D kullanılmıştır. Yaylı bir sistem içerisinde bulunan Terfenol-D çubuğu, manyetik alan altında boyunda oluşan değişimlerin ölçülmesi amaçlı bir selenoidin içerisine yerleştirilmiştir. Programlanabilir güç kaynağı ile selenoid üzerine 0 V'dan 60 V'a kadar gerilim uygulanarak 0 G- 310 G arasında manyetik alan değerleri elde edilmiştir. Bu manyetik alan değerlerine karşılık Terfenol-D çubuğunun boyundaki değişimler optik lif Fabry Pérot interferometresi ile farklı diyot lazerin dalgaboylarında ölçümler yapılmıştır. Bunlara ek olarak farklı dalgaboyuna sahip çift diyot lazer kaynağı aynı anda kullanılarak diğer optik lif Fabry Pérot girişimölçeri manyetik alan algılayıcılarından farklı olarak ölçümler yapılmıştır.

**ANAHTAR KELİMELEER:** Optik lif algılayıcı, Fabry Pérot interferometresi, manyetik alan algılayıcısı, Terfenol-D, çift lazer kaynağı.

**JÜRİ:** Prof. Dr. Nuri ÜNAL

Doç. Dr. Murat CANPOLAT

Yrd. Doç. Dr. Şerafettin YALTKAYA

## **ABSTRACT**

### **DESIGN OF FIBER OPTIC SENSOR MAGNETIC FIELD AND MEASUREMENT OF MAGNETIC FIELD**

**Esra KENDİR**

**M. Sc. Thesis, Department of Physics**

**Advisor: Assistant Prof. Dr. Şerafettin YALTKAYA**

**December 2011, 95 Pages**

In this thesis, the variations of the magnetic field were measured, by designing an optical fiber magnetic field sensor. The optical fiber magnetic field sensor, which is based on the extrinsic Fabry-Pérot, has an interferometric structure. At this interferometric magnetic field sensor, a Terfenol-D rod was used which has a giant magnetostrictive properties. In order to measure the variation of the length of the Terfenol-D rod which has a frame with spring, was placed in the middle of the solenoid.

The magnetic field strength was obtained to 300 G by applying 0-60 V voltage to the solenoid via a programmable power supply. The variations of the length of the Terfenol-D rod with respect to the values of the applied magnetic field were measured by using the optical fiber Fabry Pérot interferometer. The magnetic field has been measurement unlike other optical fiber Fabry Pérot magnetic field sensors by using the dual-diode laser which has different wavelengths at the same time.

**KEY WORDS:** Fiber optic sensor, Fabry-Pérot interferometer, magnetic field sensor, Terfenol-D, dual laser source.

**COMMITTEE:** Prof. Dr. Nuri ÜNAL

Assoc. Prof. Dr. Murat CANPOLAT

Asst. Prof. Dr. Şerafettin YALTKAYA

## ÖNSÖZ

Bu çalışmada optik liflerle ve manyetositriktif malzeme olan Terfenol-D ile dışta etkileşimli Fabry Pérot temelli interferometrik yapıya sahip optik lif manyetik alan algılayıcısı tasarlanarak, manyetik alan ölçümü yapılmıştır.

Yüksek lisans tez çalışmalarım kapsamında gerek teorik gerekse deneysel ortam hazırlanmasında göstermiş olduğu katkılarından dolayı ve çalışmam sırasında desteğini esirgmeden, bilgi ve tecrübeleri ile beni yönlendiren tez danışmanım Akdeniz Üniversitesi Fizik Bölümü öğretim üyesi Sayın Yrd. Doç. Dr. Şerafettin YALTKAYA'ya içten teşekkür ve saygılarımı sunarım.

Bugün sahip olduğum şeylere ulaşman sırasında her zaman yanımda olan sevgili babam Resil KENDİR'e, sevgili annem Havvali KENDİR'e, ablam Zehra GÜRSEL'e ve sevgili teyzem Gülçin WOOLLEY'e sonsuz sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

Her zaman yanımda olan ve manevi desteğini esirgemeyen sevgili dostum Nilgün ERARSLAN'a, Semra GÜRTAŞ'a ve bütün arkadaşlarıma sevgi ve teşekkürlerimi sunarım.

## İÇİNDEKİLER

ÖZET .....	i
ABSTRACT .....	ii
ÖNSÖZ .....	iii
İÇİNDEKİLER.....	iv
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ .....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	xi
1. GİRİŞ .....	1
2. KURAMSAL BİLGİLER ve KAYNAK TARAMALARI.....	4
2.1. Elektromanyetik Alan.....	4
2.2. Bir Arayüzeyde Dalgalar .....	5
2.3. Fresnel Bağlıntıları .....	8
2.3.1. Gelme düzlemine dik $\vec{E}$ alanı.....	8
2.3.2. Gelme düzlemine paralel $\vec{E}$ alanı .....	11
2.3.4. Tam iç yansıma .....	14
2.4. Optik Lifler.....	16
2.4.1. Kabul açısı, nümerik açıklık ve bağıl kırılma indisi farkı.....	17
2.4.2. Normalize frekans ( V ).....	18
2.5. Optik Lif Türleri.....	19
2.5.1. Cam optik lifler .....	19
2.5.2. Plastik optik lifler.....	19
2.5.3. Basamak indisli optik lifler .....	20
2.5.4. Dereceli indisli optik lifler.....	21
2.6. Optik Lif Kayıpları .....	23
2.6.1. Saçılma kayıpları .....	23
2.6.2. Soğurma kayıpları.....	23
2.6.3. Eğilme (bükülme) kayıpları.....	24
2.6.4. Optik lif kayıp grafiği.....	24
2.7. Işık Kaynakları .....	25
2.7.1. Helyum-Neon lazeri.....	26
2.7.2. Yarıiletken lazer (diyot lazer).....	27

2.8. Girişim .....	28
2.8.1. Fabry-Pérot girişimölçer.....	32
2.9. Manyetostriktif (Manyetik Alanla Boyut Değişimi) .....	33
2.9.1. Terfenol-D .....	34
2.10. Optik Lif Algılayıcılar .....	36
2.11. Optik Lif Algılayıcıların Sınıflandırılması .....	37
2.11.1. Dıştan etkileşimli algılayıcılar .....	37
2.11.2. İçten etkileşimli algılayıcılar .....	38
2.12. Manyetik Alan.....	38
2.12.1. Manyetik akı ve manyetik akı yoğunluğu .....	40
2.12.2. Manyetik maddeler.....	42
2.13. Manyetik Alan Ölçüm Teknikleri .....	45
2.13.1. Arama bobini (Search coil).....	46
2.13.2. Akıgeçidi (Fluxgate) .....	46
2.13.3. Optik pompalama (optically pumped).....	47
2.13.4. SQUID.....	47
2.13.5. Hall etkisi.....	47
2.13.6. Manyetik diyot.....	48
3. MATERYAL VE METOD .....	49
3.1. Deney Düzenegi .....	49
3.1.1. Işık kaynağı.....	53
3.1.2. Optik lif .....	54
3.1.3. Optik lif ışın bölücü (“2x2 coupler”) .....	54
3.1.4. Mikroskop objektifi.....	55
3.1.5. Analog sayısal çevirici .....	55
3.1.6. Gaussmetre .....	55
3.1.7. Programlanabilir güç kaynağı.....	56
3.1.8. GPIB 488.....	56
3.2. Kullanılan Optik Lifin Kırılma İndisinin Bulunması .....	56
3.3. Manyetik Alan Değişimi Ölçümü .....	57
4. BULGULAR ve TARTIŞMA .....	63
4.1. Işık Yeğinliğinin Mesafe ile Değişimini Gösteren Grafikler.....	63



4.2. Işık Yeğİnliğinin Manyetik Alanla Değişimini Gösteren Grafikler (Tek lazer kaynağı).....	69
4.3. Işık Yeğİnliğinin Manyetik Alanla Değişimini Gösteren Grafikler (Çift lazer kaynağı).....	74
5. SONUÇ .....	79
6. KAYNAKLAR.....	81
7. EKLER.....	85
Ek-1 Şekiller .....	85
ÖZGEÇMİŞ	

## SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

### Simgeler

$\vec{E}$	Elektrik alan
$\vec{B}$	Manyetik akı yoğunluğu
$\vec{H}$	Manyetik alan
$\rho$	Elektrik yük yoğunluğu
$\epsilon_0$	Dielektrik sabiti
$\vec{J}$	Alan yoğunluğu
$v$	Hız
$\lambda$	Elektromanyetik dalganın dalgaboyu
$\omega$	Açısal frekans
$\mu_0$	Boşluğun (uzayın) manyetik geçirgenlik
$\mu_r$	Manyetik geçirgenlik
$n_i$	Işığın geldiği ortamın kırılma indisi
$n_t$	Işığın geçtiği ortamın kırılma indisi
$\vec{\nabla}$	Nabla işlemcisi
$\vec{k}$	Dalga vektörü
$\epsilon_r$	Yansıyan dalgaların faz sabiti
$\epsilon_t$	Geçen dalgaların faz sabiti
$r_s$	Genlik yansıma katsayısı
$t_s$	Genlik geçirme katsayısı
$\vec{u}_n$	Arayüzeye dik birim vektör
$\vec{E}_i$	Gelen dalga
$\vec{E}_r$	Yansıyan dalga
$\vec{E}_t$	Geçen dalga
$\theta_i$	Gelme açısı
$\theta_r$	Yansıma açısı

$\theta_t$	Kırılma açısı
$r_{\perp}$	Genlik yansıma katsayısı (Gelme düzlemine dik $\vec{E}$ alanı)
$t_{\perp}$	Genlik geçirme katsayısı (Gelme düzlemine dik $\vec{E}$ alanı)
$\theta_B$	Brewster açısı
$\theta_c$	Kritik açı
$\theta_a$	Kabul açısı
$\beta$	Faz sabiti
$n_f$	Optik lif korunun kırılma indisi
$n_c$	Optik lifdeki birincil katmanın kırılma indisi
$n_o$	Dış ortamın kırılma indisi
$\Delta$	Bağıl kırılma indisi farkı
$V$	Normalize frekans
$\alpha$	Optik lifin kırılma indisi değişimini gösteren parametre
$\alpha_{\ell}$	Soğurma sabiti
$k_B$	Bozaltman sabiti
$\beta_T$	Sabit sıcaklıkta maddenin sıkışabilirliği
$I$	Işık yeğirliği
$I_1$	Referans ışığın yeğirliği
$I_2$	Algılama ışığın yeğirliği
$\phi$	Faz farkı
$s$	Hava aralığının mesafesi
$D$	Yerdeğiştirme
$A$	Referans yansıma katsayısı
$t$	Geçirgenlik katsayısı
$a$	Optik lif çekirdek yarıçapı
$N$	Karanlık ve aydınlık saçak sayısı
$\sigma$	Zor (Stres)
$\epsilon$	Zorlanma (Strain)
$\vec{M}$	Malzemenin mıknatıslanması

$\Phi$	Manyetik akı
$\mu$	Manyetik moment
$\vec{S}$	Spin açısai momentumu
$\vec{L}$	Yörüngesel açısai momentum
$\chi$	Manyetik duygunluk
C	Curie sabiti

## **Kısaltmalar**

ADC	Analog sayısal çevirici (Analog <b>D</b> igital <b>C</b> onverter)
FWHM	Yarı maksimuma karşılık gelen puls (atma) genişliği ( <b>F</b> ull <b>W</b> idth at <b>H</b> alf <b>M</b> aximum)
DD	Deney düzeneği
OLIB	Optik lif ışın bölücü
NA	Nümerik açıklık
TEM	Enine elektromanyetik kip
LED	Işık yayan diyot ( <b>L</b> ight <b>E</b> mitting <b>D</b> iode)
ppm	Milyonda bir birim ( <b>P</b> arts <b>p</b> er <b>m</b> illion)

## ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Doğrusal iki dielektrik ortam arasındaki sınır üzerine gelen düzlem dalgalar .....	6
Şekil 2.2. $E$ alanı gelme düzlemine dik olarak gelen bir dalga.....	9
Şekil 2.3. Gelme düzlemine dik $E$ alanının gösterimi.....	11
Şekil 2.4. Gelme açısı $\theta_B$ olduğunda yansıyan ışık tamamen kutuplanmıştır.....	13
Şekil 2.5. Yansıma genlik katsayılarının gelme açısına göre değişimi (Hect 2005).....	14
Şekil 2.6. İç yansıma için yayılma vektörleri.....	15
Şekil 2.7. Optik lifin genel yapısı.....	17
Şekil 2.8. Optik lifte ışık iletimi .....	17
Şekil 2.9. Basamak indisli optik lifte kırılma indisi profili ve ışın iletimi a) Çok kipli, b) Tek kipli .....	21
Şekil 2.10 Farklı $\alpha$ değerleri için mümkün lif kırılma indisi profilleri.....	22
Şekil 2.11 Çok kipli dereceli indisli optik liflerde kırılma indis profili ve ışın iletimi.....	22
Şekil 2.12. Silika optik lif için kayıp mekanizması.....	25
Şekil 2.13. Bir He-Ne lazerinin temel yapısı.....	26
Şekil 2.14. Yarıiletken lazer .....	27
Şekil 2.15. İki nokta kaynaktan yayınlanan uzayda üst üste binmiş dalgalar .....	29
Şekil 2.16. Optik kavitenin şematik gösterimi .....	32
Şekil 2.17. Mükemmele yakın dört domenli Terfenol-D çubuğunun şematik gösterimi çubuk serbestken, b) öngerilme uygulandığında, c) manyetik alan uygulandığında, d) manyetik alan artırıldığı zaman domenlerin değişimleri .....	36
Şekil 2.18. Dıştan Etkileşimli optik lif Algılayıcı Genel Şeması .....	37
Şekil 2.19. İçten Etkileşimli Algılayıcı Genel Şeması.....	38
Şekil 2.20 Elektronun spin ve manyetik momenti (Haken 2000) .....	39
Şekil 2.21. a) Hava çekirdekli selonoid b) Demir çekirdekli selonoidde manyetik alan kuvvet çizgileri .....	39
Şekil 2.22. Akım ve manyetik akı yoğunluğu arasındaki ilişki.....	41
Şekil 2.23. Manyetik akının yüzey alanı ile değişimi.....	41
Şekil 2.24. Malzeme içinde görülen manyetik domenler.....	44
Şekil 2.25. Tipik bir manyetizasyon eğrisi (Kittel 1996).....	45
Şekil 2.26. Manyetik alan algılayıcılarının sınıflandırılması .....	45
Şekil 2.27. Bobin giriş ve çıkış sinyalleri .....	46
Şekil 2.28. Hall gerilimi oluşumu.....	48
Şekil 3.1. Optik lif manyetik alan algılayıcısı DD-1 şematik gösterimi.....	50
Şekil 3.2. Optik lif manyetik alan algılayıcısı DD-2 şematik gösterimi.....	51
Şekil 3.4. OLIB'in şematik yapısı ve ışık geçirme yönleri.....	54
Şekil 3.5. Gaussmetre .....	55
Şekil 3.6. Kırılma indisinin ölçümü için kurulan optik lif deney düzeneği şematik gösterim .....	58
Şekil 3.7. Kurulan düzenek yardımı ile kullanılan optik lifin kırılma indisinin belirlenmesi için çizilen grafik.....	59
Şekil 3.8. Optik lifin ayna karşısındayken optik mikroskoptan çekilen fotoğrafı.....	60
Şekil 3.9. Terfenol-D'nin bulunduğu yaylı sistem .....	60
Şekil 3.10. Terfenol-D üzerindeki kuvvet değişimi karşılık mesafe değişimi.....	62

Şekil 4.1. 660 nm için ışık yoğunluğunun mesafe ile değişimi .....	64
Şekil 4.2. 632 nm için ışık yoğunluğunun mesafe ile değişimi .....	65
Şekil 4.4. 980 nm için ışık yoğunluğunun mesafe ile değişimi .....	67
Şekil 4.5. 660 nm ve 980 nm için ışık yoğunluğunun mesafe ile değişimi .....	68
Şekil 4.6. 660 nm lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=8,65 N) .....	70
Şekil 4.7. 660 nm lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=9,73 N) .....	71
Şekil 4.8. 660 nm lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=11,47 N) .....	72
Şekil 4.9. 660 nm lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=13,35 N) .....	73
Şekil 4.10. 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=8,65 N) .....	75
Şekil 4.11. 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=9,73 N) .....	76
Şekil 4.12. 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=11,47 N) .....	77
Şekil 4.13. 660 nm ve 632 nm çift lazer kaynağının ışık yoğunluğunun manyetik alanla değişimi (F=10,51 N) .....	78

## 1. GİRİŞ

1970’de bakır telefon kablolarının yerine haberleşme alanında (telefon, TV) optik lif kabloları kullanılmaya başlamasıyla optoelektronik hızlı bir şekilde gelişmeye başlamıştır. Optoelektronikteki gelişmeler, son yıllarda optik lif teknolojisi iletişim, sağlık bilimleri, savunma, sanayi sektöründe kullanılmasıyla hız kazanmıştır. Bu gelişmeler sürecinde algılama sistemlerinde optik lifler de kullanarak yeni tasarımlar oluşturulmuştur (Hecht 1996).

Optik lif algılayıcılar sıcaklık, basınç (ses), dönme, titreşim, gerilme (burulma), ve manyetik alan (akım, gerilim) ölçümlerinde kullanılmaktadır. Optik lif algılayıcılara hızla büyüyen ilginin nedenleri; bazı algılayıcıların çok küçük boyutlara sahip olması, geniş bant genişliği, yüksek hassasiyet, hafiflik ve dış elektromanyetik alanlardan etkilenmeme gibi avantajları sayesinde (Culshaw and Dakin 1997). Özellikle manyetik alan değişimlerinin oluşturabileceği akımların istenmediği durumlarda (tutuşabilen, patlayabilen ortamlarda) manyetik alan ölçümlerinde, Hall ve “magnetoresistance” temelli manyetik alan ölçüm sistemlerine göre optik lif manyetik alan algılayıcıları tercih edilmekte ve bunun ile birlikte farklı bir ölçüm yöntemi oluşturmaktadır.

Optik lif manyetik alan algılayıcıların birçoğunda Fabry-Pérot (Zhao vd 2011, Oh vd 1997), Michelson (Sirohi 2009) ve Mach Zehnder (Ghatok and Thyagarajan 1995) vb. tipi interferometrik yapılandırmalar bulunmaktadır (Yang vd 2010, Strobel vd 2009, Wang vd 2009, Hariharan 2003, Yu and Yin 2002). Bu interferometrik yapılandırmalarda manyetik alan ölçümü için manyetostriktif malzemeler kullanılmaktadır (Oh vd 1997, Sathitanon ve Pullteap 2007). Manyetik alan ölçümleri optik lif algılayıcılar da interferometrik teknikler dışında Manyeto-optik Kerr ve Faraday etkisi özelliği kullanılarak yapılmış algılayıcılar da bulunmaktadır (Leung vd 1991, Ranade. 1997).



Günümüzde interferometrik teknikler ve manyetositriktif malzemeler kullanılarak manyetik alan ölçümü yapılan çalışmalara örnek olarak Grunwald ve Olabi. 2008, Wang ve Claus 1997, Meller 1996, Murphy vd 1991 verilebilir.

Bu çalışmada laboratuarda kurulan optik lif manyetik alan algılayıcısı, Fabry-Pérot temelli interferometrik bir yapıya sahiptir. Bu interferometrik manyetik alan algılayıcısında manyetostriktif özellik gösteren Terfenol-D çubuğu kullanılmıştır. Manyetik alan değişimine karşılık Terfenol-D çubuğunun boyunda oluşan değişimler girişimölçerde optik yol değişimi oluşturmuştur. Bu optik yol değişimine karşılık, oluşan faz farkının yarattığı ışık yeğirliğı değişimleri ölçülmüştür. Maksimum ve minimum ışık yeğirlik değerleri belirlenmesi sonucunda girişim koşullarından Terfenol-D çubuğunun boyundaki değişimler hesaplanmıştır. Bunlara ek olarak farklı dalgaboyunda çalışan çift diyet lazer kullanılarak diğer optik lif manyetik alan algılayıcılarından farklı olarak ölçümler yapılmıştır. Lazer ışık kaynağı olarak He-Ne lazeri ve yarıiletken lazerler kullanılmıştır.

Konunun teorik kapsamında optik lifte ışığın ilerlemesinin açıklanabilmesi için elektromanyetik teorelin gerekli bölümlerine Fresnel yansımasını içeren kısım anlatılarak başlanılmıştır. İlerleyen bölümlerde kullanılan özellikle deneyin temelini oluşturan girişim, Fabry Pérot girişimölçer, ışık kaynakları ve manyetositriktif malzeme hakkında bilgiler verilmiştir. Optik lif ile ilgili gerekli kuramsal bilgileri oluşturan kısımlardan sonra materyal ve metod kısmında deney düzenekleri, gerekli bilgiler ve hesaplamalar bulunmaktadır. Bulgular ve tartışma kısmında, deney sonuçları ve literatürde bulunan değerler ile karşılaştırılmasıyla birlikte tartışması yapılmaktadır. Sonuç bölümünde öneriler ve gelecek çalışmalar hakkında bilgiler verilmeye çalışılmıştır.

Ekler bölümünde ise çalışma sırasında kullanılan yarıiletken lazerlerin tayflarını gösteren grafikler sunulmuştur. Deney sırasında kullanılan programlanabilen güç kaynağının gerilim değişimine karşılık akım değişimini ve manyetik alan değişimini gösteren grafiklere de yer verilmiştir. Bunların yanı sıra ışık yeğirliğinin mesafe ile değişiminin teorik olarak hesaplanıp çizilen grafikleri bulunmaktadır. Ayrıca deneyler

sırasında veri toplama işleminin yapılabilmesi için Labview programı kullanılarak yazılmış program örnekleri bulunmaktadır.

## 2. KURAMSAL BİLGİLER ve KAYNAK TARAMALARI

### 2.1. Elektromanyetik Alan

Elektromanyetik alan teorisi, sabit veya hareket halindeki yüklerin oluşturduğu akım ve manyetik-elektrik alanlarını tanımlayan vektörler üzerinedir. Temel olarak kurulan denklemler bir çok bilim adamının (Faraday, Ampere, Gauss, Lenz, Coulomb,...) deneysel sonuçlarını tanımlayan Maxwell denklemleridir. Maxwell denklemleri aşağıda verilmektedir.

1. Elektrik alan ve elektrik yükleri arasındaki bağıntıyı veren Gauss kanunu:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

2. Manyetizmanın Gauss kanunu:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad - \quad (2.2)$$

3. Değişen manyetik alanın meydana getirdiği elektrik alanı ifade eden Faraday'ın indüksiyon kanunu:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

4. Elektrik akımının veya değişen elektrik alanın yarattığı manyetik alanı ifade eden Amper Maxwell kanunu:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

Bu dört matematik denklem aracılığı ile elektromanyetik enerjinin bir yerden bir başka yere taşınması veya aktarılmasının bir dalga hareketiyle olduğunu anlamak, bu dalga hareketinin diferansiyel denklemini belirlemek mümkündür (Purcell 1965, Jackson

1975).  $\vec{E}$  ve  $\vec{B}$  nin her ikisi de aynı dalga denklemini sağlamaktadır ve bu dalga denklemleri

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

ile verilir.

## 2.2. Bir Arayüzeyde Dalgalar

Yüzeğe gelen tek renkli ışık dalgası düzlemsel olarak

$$\vec{E}_i = E_{0i} \exp \left[ i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \right] \quad (2.7)$$

veya daha basit olarak

$$\vec{E}_i = E_{0i} \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \quad (2.8)$$

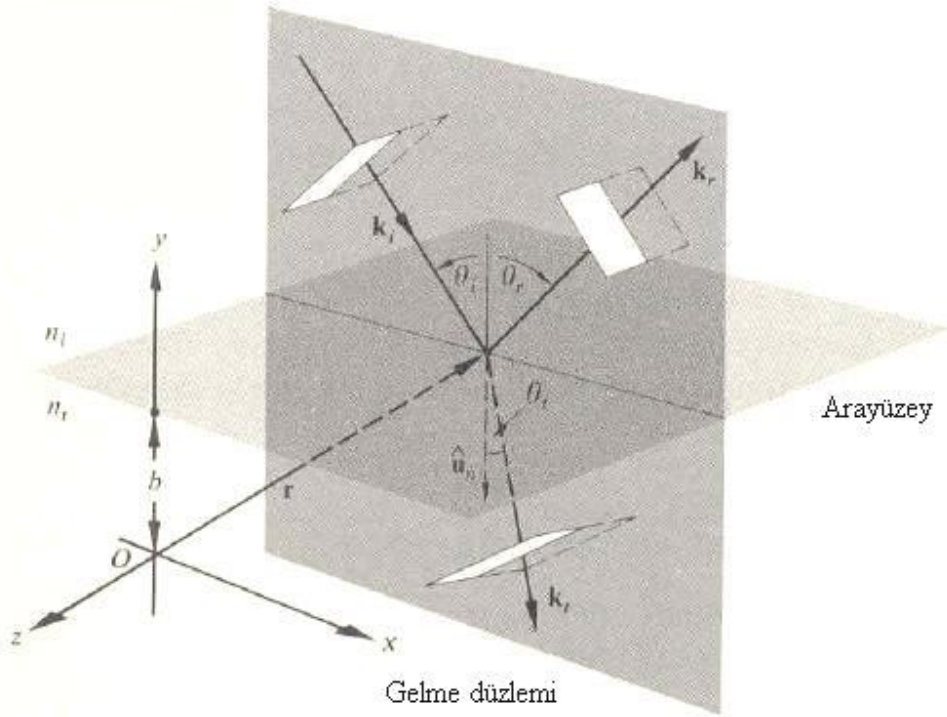
biçiminde ifade edilsin.  $E_{0i}$  zamanla sabittir,  $t = 0$  ve  $\vec{r} = 0$  ise zaman ve konum başlangıcını göstermektedir. Bu durumda yansıyan ve geçen dalgalar

$$\vec{E}_r = E_{0r} \cos(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega_r t + \epsilon_r) \quad (2.9)$$

ve

$$\vec{E}_t = E_{0t} \cos(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega_t t + \epsilon_t) \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $\epsilon_r$  ve  $\epsilon_t$  yansıyan ve geçen dalgaların faz sabitleridir. Şekil 2.1'de  $n_i$  ve  $n_t$  iki dielektrik ortamın arasındaki düzlemsel arayüzeyin yakınındaki dalgaları göstermektedir.



Şekil 2.1. Doğrusal iki dielektrik ortam arasındaki sınır üzerine gelen düzlem dalgalar

Elektromanyetik teori yasalarında, alanların uyması gereken sınır koşulları vardır. Bunlardan biri elektrik alan şiddeti  $\vec{E}$  nin arayüze paralel bileşeninin arayüzeyi geçerken sürekli olmasıdır. Yüzeyin bir yanındaki  $\vec{E}$  nin toplam paralel bileşeni, diğer yanındakine eşit olmalıdır.  $\vec{u}_n$ , arayüze dik birim vektör olduğundan, elektrik alanın dalga cephesindeki doğrultusu ne olursa olsun  $\vec{u}_n$  ile vektörel çarpımı,  $\vec{u}_n$  'ye dik, arayüze paralel olur. O halde

$$\vec{u}_n \times \vec{E}_i + \vec{u}_n \times \vec{E}_r = \vec{u}_n \times \vec{E}_t \quad (2.11)$$

veya

$$\vec{u}_n \times \vec{E}_{o_i} \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) + \vec{u}_n \times \vec{E}_r \cos(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega_r t + \epsilon_r) = \vec{u}_n \times \vec{E}_t \cos(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega_t t + \epsilon_t) \quad (2.12)$$

olur. Bu bağıntı arayüzeydeki her nokta için geçerlidir. Bu nedenle  $\vec{E}_i$ ,  $\vec{E}_r$  ve  $\vec{E}_t$  nin  $t$  ve  $\vec{r}$  değişkenlerine bağılılığı aynı olmalıdır. Bunun anlamı

$$\left. (\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \right|_{y=b} = \left. (\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega_r t + \varepsilon_r) \right|_{y=b} = \left. (\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega_t t + \varepsilon_t) \right|_{y=b} \quad (2.13)$$

olur. Böylece  $t$  ve  $\vec{r}$  den bağımsız bir bağıntı kalır. Zamanın tüm değerleri için geçerli olması gerektiğinden  $t$  nin katsayıları eşit olmalıdır, yani

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t \quad (2.14)$$

dir. Ortamdaki elektronlar gelen dalganın frekansında zorla titreşirler. Böylece saçılan her ışık aynı frekansta olur. Bundan başka

$$\left. (\vec{k}_i \cdot \vec{r}) \right|_{y=b} = \left. (\vec{k}_r \cdot \vec{r} + \varepsilon_r) \right|_{y=b} = \left. (\vec{k}_t \cdot \vec{r} + \varepsilon_t) \right|_{y=b} \quad (2.15)$$

şartlarını sağlarlar. İlk iki terimden

$$\left[ (\vec{k}_i - \vec{k}_r) \cdot \vec{r} \right]_{y=b} = \varepsilon_r \quad (2.16)$$

elde edilir. Böylece beraber gelen ve yansıyan dalgalar aynı ortamda olduklarından

$\vec{k}_i = \vec{k}_r$  olur.  $(\vec{k}_i - \vec{k}_r)$  nin arayüzey düzleminde bileşeninin olmaması, yani  $\vec{u}_n \times (\vec{k}_i - \vec{k}_r) = 0$  gerçeğinden

$$\vec{k}_i \sin \theta_i = \vec{k}_r \sin \theta_r \quad (2.17)$$

sonucuna ulaşılır. Böylece

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.18)$$

yansıma yasası elde edilir. Bundan başka  $(\vec{k}_i - \vec{k}_r)$ ,  $\vec{u}_n$  ye paralel olduğundan  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_r$  ve

$\vec{u}_n$  vektörleri aynı gelme düzleminde dirler. Yine (2.15) den

$$\left[ (\vec{k}_i - \vec{k}_t) \cdot \vec{r} \right] = \varepsilon_t \quad (2.19)$$

olduğu ve böylece  $(\vec{k}_i - \vec{k}_t)$  nin arayüzeye dik olduğu bulunur. Buna göre  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_r$ ,  $\vec{k}_t$  ve

$\vec{u}_n$  nin hepsi aynı düzlemedir. Önceki gibi  $\vec{k}_i$  ve  $\vec{k}_t$  nin arayüzeye paralel bileşenleri eşit olmak zorundadır ve sonuç olarak

$$k_i \sin \theta_i = k_t \sin \theta_t \quad (2.20)$$

olmalıdır. Fakat  $\omega_i = \omega_t$  olduğundan iki taraf  $c / \omega_i$  ile çarpılarak

$$n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t \quad (2.21)$$

Snell yasası elde edilir (Hecht 2005, Born 1959, Billings 1993).

### 2.3. Fresnel Bağlantıları

Farklı dielektriksel özelliklere sahip iki ortam arasında, ışığın yansıma ve kırılma olayları gerçekleşir.  $\vec{E}_{0i}$ ,  $\vec{E}_{0r}$ ,  $\vec{E}_{0t}$  genlikleri arasında bağıllık vardır. Bunu yapmak için, eşdoğrultusal iki ortamı ayıran düzlemsel yüzey üzerine tek renkli bir düzlem dalganın geldiğini varsayalım. Dalganın kutuplanması nasıl olursa olsun  $\vec{E}$  ve  $\vec{B}$  alanları, gelme düzlemine paralel ve dik bileşenlerine ayırıp ayrı ayrı incelenecektir.

#### 2.3.1. Gelme düzlemine dik $\vec{E}$ alanı

$\vec{E}$  gelme düzlemine dik,  $\vec{B}$  paralel olarak gelen bir dalga Şekil 2.2'de gösterilmiştir.

$$\vec{k} \times \vec{E} = v \vec{B} \quad (2.22)$$

ve

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = v \quad (2.23)$$

olur. Yine  $\vec{E}$  alanının arayüze paralel bileşenlerinin sürekliliği kullanılarak sınırda herhangi bir an ve noktada

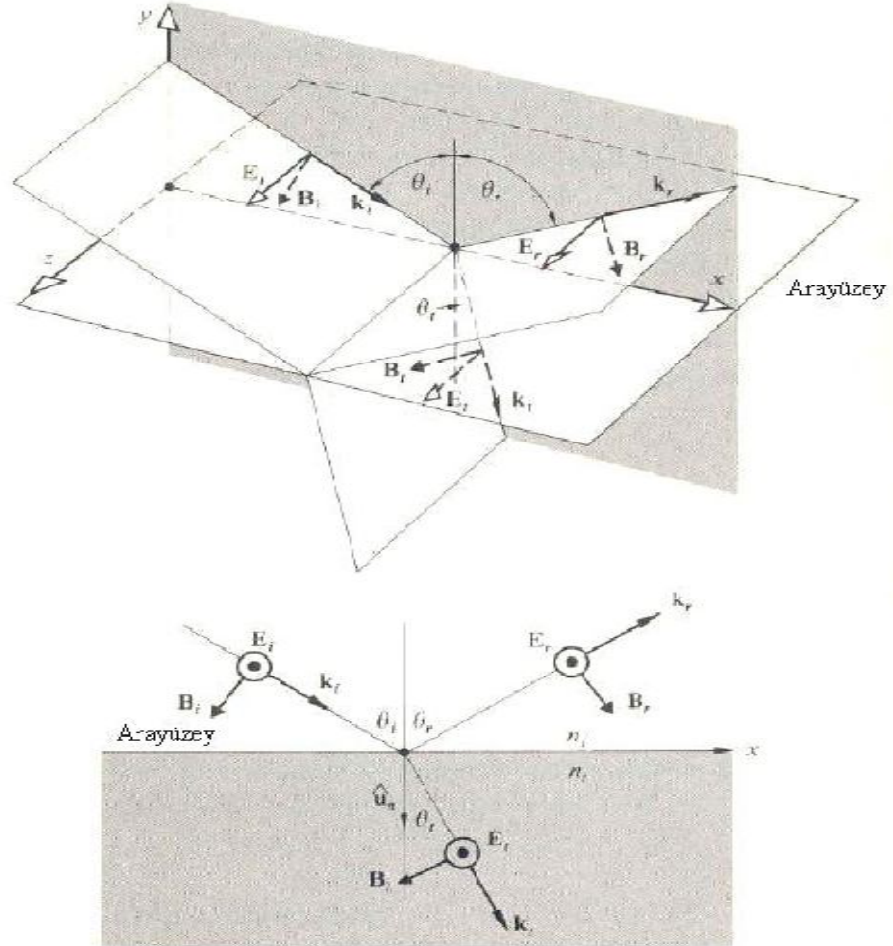
$$\vec{E}_{0i} + \vec{E}_{0r} = \vec{E}_{0t} \quad (2.24)$$

bulunur. Burada kosinüsler birbirini götürmüştür. Gerçekte  $y=0$ ' da bulunması gereken alan vektörleri anlaşılma kolaylığı için arayüzeyden uzakta alınmışlardır. Simetri

nedeniyle, gelme düzlemine dik olan  $\vec{E}_r$  ve  $\vec{E}_t$ ' nin arayüzeyde,  $\vec{E}_i$  gibi dışarı yönelmiş oldukları kabul ediliyor. O zaman  $\vec{B}$  alanlarının yönleri de (2.22) ifadesine göre belirlenir.

$$-\frac{\vec{B}_i}{\mu_i} \cos\theta_i + \frac{\vec{B}_r}{\mu_i} \cos\theta_r = -\frac{\vec{B}_t}{\mu_t} \cos\theta_t \quad (2.25)$$

Burada sol ve sağ tarafları sırasıyla,  $\frac{\vec{B}}{\mu}$  nün gelme ve geçme ortamlarında arayüzeye paralel toplam genliklerdir. Artı yön  $x$  yönü olduğundan  $\vec{B}_i$  ve  $\vec{B}_r$  nin bileşenleri eski işaretli olur. (2.22) ifadesinden



Şekil 2.2.  $\vec{E}$  alanı gelme düzlemine dik olarak gelen bir dalga



$$B_i = E_i / v_i \quad (2.26)$$

$$B_r = E_r / v_r \quad (2.27)$$

$$B_t = E_t / v_t \quad (2.28)$$

elde ederiz. Bu durumda  $v_i = v_r$  ve  $\theta_i = \theta_r$  olduğundan (2.25) ifadesinden

$$\frac{1}{\mu_i v_i} (E_i - E_r) \cos \theta_i = \frac{1}{\mu_t v_t} E_t \cos \theta_t \quad (2.29)$$

şeklinde yazılabilir. (2.8), (2.9), ve (2.10) ifadeleri kullanılıp  $y=0$  da kosinüslerin birbirine eşit olduğu anımsanarak

$$\frac{n_i}{\mu_i} (E_{0i} - E_{0r}) \cos \theta_i = \frac{n_t}{\mu_t} E_{0t} \cos \theta_t \quad (2.30)$$

elde edilir. Bu ifade (2.24) ifadesi ile birleştirilirse

$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i - \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (2.31)$$

ve

$$\left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2 \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (2.32)$$

elde edilir.  $\perp$  alt indisi  $\vec{E}$  nin gelme düzlemine dik olduğunu belirtir. Dielektrikler de  $\mu_i \approx \mu_r \approx \mu_0$  alındığında Fresnel bağıntıları:

$$r_{\perp} \equiv \left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (2.33)$$

$$t_{\perp} \equiv \left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} = \frac{2 n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (2.34)$$

olurlar.  $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$  Snell bağıntısından yararlanılarak,

$$r_{\perp} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (2.35)$$

$$t_{\perp} = + \frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (2.36)$$

Burada  $r_{\perp}$ , genlik yansımaya katsayısı,  $t_{\perp}$  de genlik geçirme katsayısıdır.

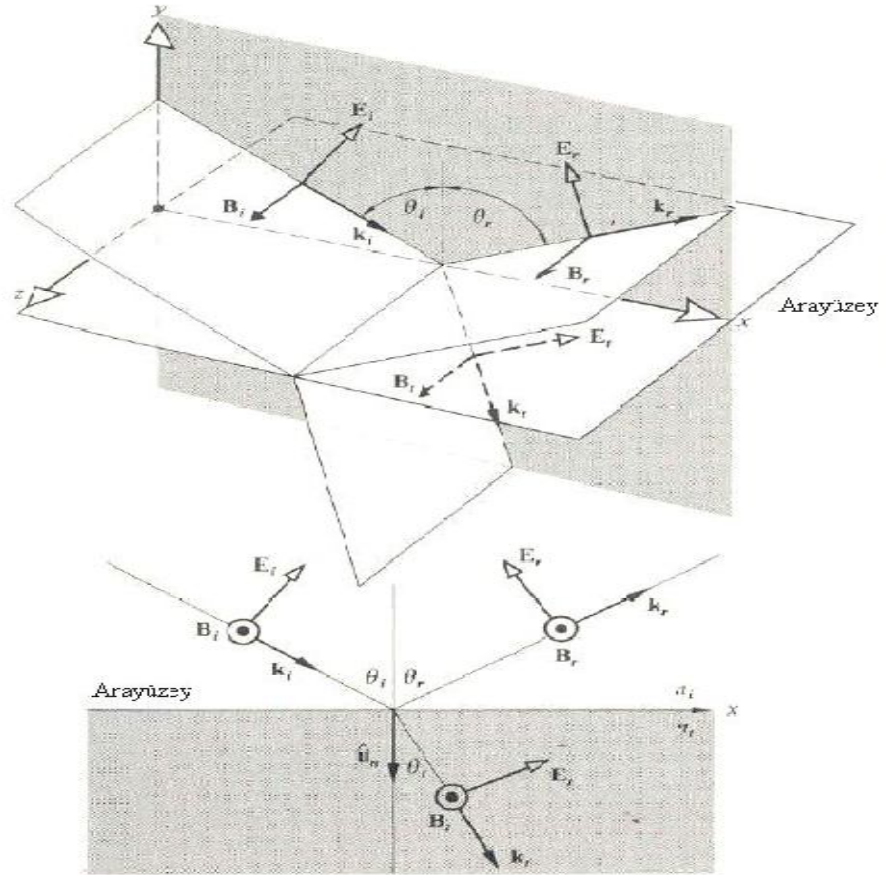
### 2.3.2. Gelme düzlemine paralel $\vec{E}$ alanı

Şekil 2.3'deki gibi, gelme düzlemine paralel  $\vec{E}$  alanı bulunduğu benzer denklemler elde edilebilir.  $\vec{E}$  nin paralel bileşeninin sınırın her iki yanında sürekliliğinden

$$E_{0i} \cos \theta_i - E_{0r} \cos \theta_r = E_{0t} \cos \theta_t \quad (2.37)$$

bulunur.  $\vec{B}/\mu$  nin paralel bileşeninin sürekliliğinden

$$\frac{1}{\mu_i \nu_i} E_{0i} + \frac{1}{\mu_r \nu_r} E_{0r} = \frac{1}{\mu_t \nu_t} E_{0t} \quad (2.38)$$



Şekil 2.3. Gelme düzlemine dik  $\vec{E}$  alanının gösterimi

elde edilir.  $\mu_i = \mu_r$  ve  $\theta_i = \theta_r$  ise Fresnel bağıntıları:

$$r_{II} = \left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{II} = \frac{\frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_i - \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (2.39)$$

ve

$$t_{II} = \left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{II} = \frac{2 \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i - \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (2.40)$$

bulunur. Arayüzeyi oluşturan her iki ortam dielektrik olduklarında genlik katsayıları,

$$r_{II} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (2.41)$$

ve

$$t_{II} = \frac{2n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \quad (2.42)$$

olurlar.  $n_i \sin \theta_i = n_t \sin \theta_t$  Snell bağıntısından yararlanılarak,

$$r_{II} = -\frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \quad (2.43)$$

$$t_{II} = +\frac{2 \sin \theta_t \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_t) + \cos(\theta_i - \theta_t)} \quad (2.44)$$

dielektrik ortamlar için Fresnel bağıntıları elde edilir.

### 2.3.3. Kutuplanma açısı ( Brewster açısı)

Dielektrik ortamlar için Fresnel yansımaya ve geçiş katsayıları elde edildi. Yansımaya ve kırılma, elektromanyetik dalganın yatay ya da düşey polarizasyonlu olmasına göre fresnel yansımaya yasasına göre yansıyan ışığın fazı ve genliği değişir.

Düşey polarizasyonlu dalgaların hemen hiç yansımadağı geliş açısına Brewster açısı ( $\theta_B$ ) denir. Şekil 2.4’de görüldüğü üzere  $\theta_B + \theta_t = 90^0$  dir. Bu nedenle Snell

$$n_i \sin \theta_B = n_t \sin \theta_t \quad (2.45)$$

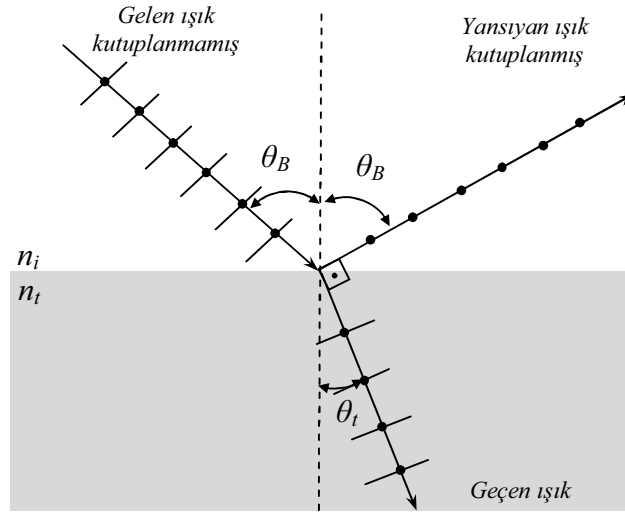
ve  $\theta_t = 90^0 - \theta_B$  olduğundan

$$n_i \sin \theta_B = n_t \sin(90^0 - \theta_B) \quad (2.46)$$

ve

$$\tan \theta_B = \frac{n_t}{n_i} \quad (2.47)$$

yazılır. Buna Brewster yasası denir. Bu ad, onu deneysel olarak keşfeden D. Brewster (1781-1868) den dolayı verilmiştir.



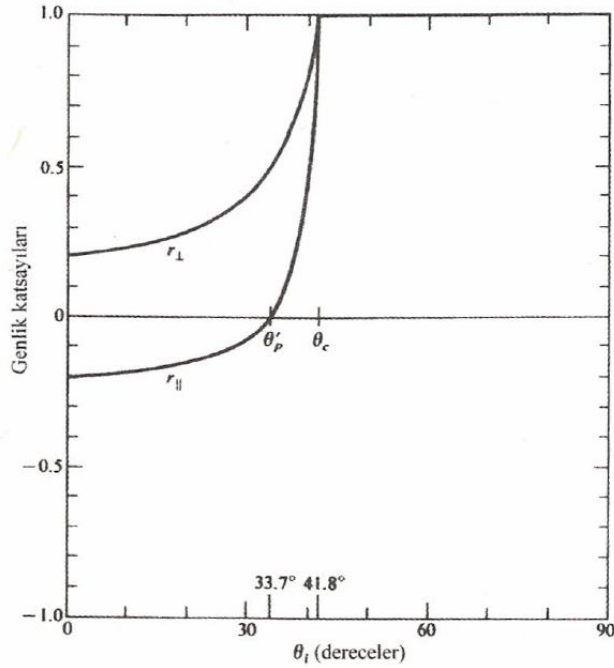
Şekil 2.4. Gelme açısı  $\theta_B$  olduğunda yansıyan ışık tamamen kutuplanmıştır.

Şekil 2.4’de sınır yüzeyine gelen elektrik alan ikinci ortam atomlarının elektronlarını titreştirir. Bu titreşimlerin yönü geçen dalganın elektrik alan vektörü yönündedir. Bu titreşen elektronlar, diğer bir dalgayı, yansıyan dalgayı oluştururlar. Çizgisel olarak titreşen elektronlar bu titreşim düzlemine dik olarak ışınım yayarlar. Bundan dolayı elektronların titreşim doğrultusunda bir enerji akışı yoktur. Yansıyan dalga ve geçen dalga aralarında dik açı bulunacak şekilde ilerlerler. Kutuplanmış ışık

için, yansıyan ışının sadece dik kutuplu olduğu geçen ışında paralel kutuplanmanın baskın olduğu görülür.

### 2.3.4. Tam iç yansıma

Snell' in kırılma yasası incelendiğinde kırılma açısı  $\theta_i$ 'nin gerçek değerini vermediği durumda bulunduğu ortaya çıkar. Şekil 2.5'de görüldüğü üzere  $\theta_i$  artarken  $r_{II}$  ve  $r_{\perp}$  de artış ve dolayısıyla  $t_{II}$  ve  $t_{\perp}$  de azalma görülmektedir.



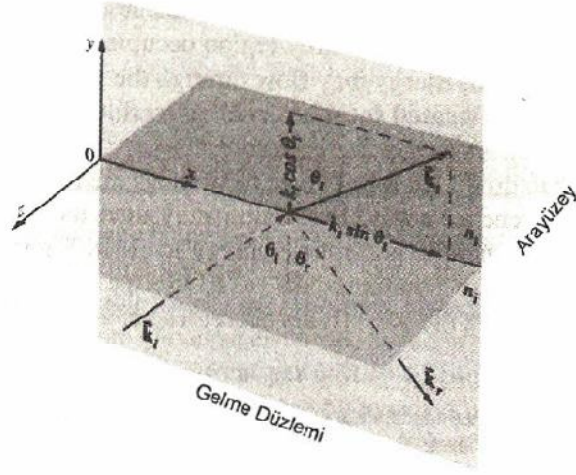
Şekil 2.5. Yansıma genlik katsayılarının gelme açısına göre değişimi (Hect 2005)

Işık, optik olarak yoğun bir ortamdan daha az yoğun bir ortama ( $n_i > n_t$ ) geçmesi sırasında bu durumlar ortaya çıkar. Kırılma açısı geliş açısından daima büyüktür ( $\theta_i > \theta_t$ ). Geliş açısının kritik değerinde ( $\theta_c$ ) kırılan ışık artık sınır yüzeyine teğet olarak ilerler. Kırılma açısı  $90^\circ$  olduğunda  $\sin \theta_t = 1$  ve

$$\sin \theta_c = n_{ti} \quad (2.48)$$

olur. Bu kritik açının üzerindeki değerler için ikinci ortama ışık geçmez ve ışık tamamıyla geldiği ortama yansır. Bu olay tam iç yansıma olarak adlandırılır.

Buna rağmen ikinci ortama bir dalga geçer, sadece sınır geçişinde enerji akışı olmaz.



Şekil 2.6. İç yansıma için yayılma vektörleri

Geçen elektrik alanı için dalga fonksiyonu:

$$\vec{E}_t = E_{0t} \exp \left[ i \left( \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \right) \right] \quad (2.49)$$

şeklinde yazılır. Burada

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k_{tx} x + k_{ty} y \quad (2.50)$$

$\vec{k}$  nın hiçbir z-bileşeni yoktur. Fakat Şekil 2.6'dan görüldüğü üzere:

$$k_{tx} = k_t \sin \theta_t \quad (2.51)$$

$$k_{ty} = k_t \cos \theta_t \quad (2.52)$$

Snell yasası bir kez daha kullanılarak ve  $\sin \theta_t \} n_{ti}$  olduğundan,

$$k_{ty} = k_t \cos \theta_t = \pm k_t \left( 1 - \frac{\sin^2 \theta_t}{n_{ti}^2} \right)^{1/2} \equiv \pm i\beta \quad (2.53)$$

ve

$$k_{tx} = k_t \sin \theta_t = \frac{k_t}{n_{ti}} \sin \theta_i \quad (2.54)$$

bulunur. Buradan:

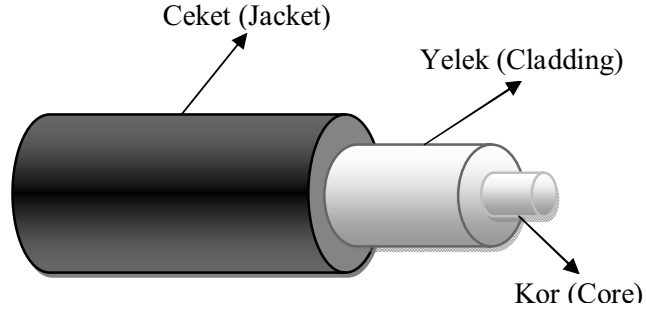
$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} e^{\pm\beta y} e^{i\left(\frac{k_t}{n_{ti}} \sin \theta_i - \omega t\right)} \quad (2.55)$$

elde edilir. Bu denklemde fiziksel olarak kabul edilemez olan artı üsteli ihmal edilerek, sınır yüzeyi boyunca geliş düzleminde ilerleyen (x doğrultusunda) ve y doğrultusunda genliği üstel olarak azalan, sönmümlenen bir dalgayı gösterir (Hect 2005). Işığın optik lif içerisinde yayılması da bu mekanizmayla sağlanır.

## 2. 4. Optik Lifler

Silindirik yapıya sahip 500 nm ile 1800 nm dalgaboyu aralığında çalışabilen elektromanyetik dalga kılavuzlarıdır. Optik lifler, büyük bant genişliği, küçük hacim ve ağırlık, elektriksel yalıtım, elektromanyetik ve radyofrekans girişiminden etkilenmeme, düşük iletim kaybı, gerilme ve bükülmeye dayanım, sistem güvenilirliği, düşük maliyet ve bakım kolaylığı gibi avantajlarla haberleşme sahasına girerek 1970 yılından sonra koaksiyel bakır kablunun yerini almıştır.

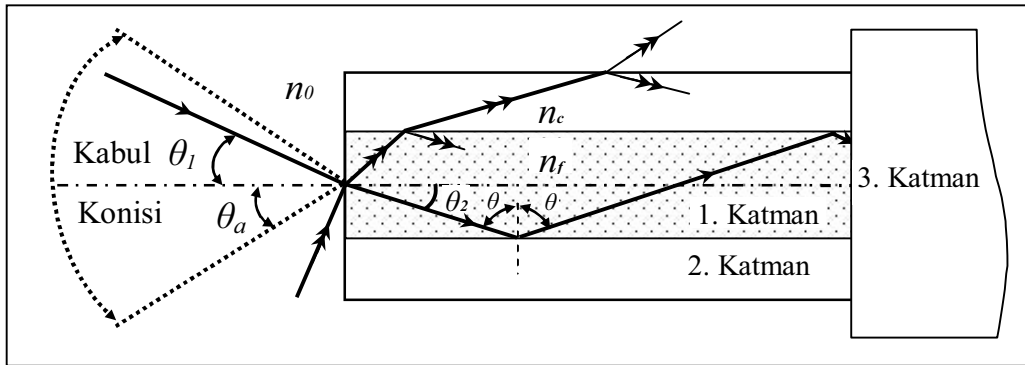
Optoelektronikte ki gelişmeler, son yıllarda optik liflerin de iletişim ve sanayi sektöründe kullanılmasıyla hız kazanmıştır. Bu gelişmeler sürecinde algılama sistemlerinde optik lifler de kullanarak yeni tasarımlar oluşturulmuştur. Optik lif Şekil 2.7’de gösterildiği gibi silindirik yapıya sahip genel olarak kuvarstan yapılmış  $n_f$  kırılma indisli birinci katman kor “core” (2-100  $\mu\text{m}$ ), koru çevreleyen daha düşük kırılma indisli ( $n_c$ ) ikinci katman yelek “cladding” (125  $\mu\text{m}$ ) ve bu katmanı çevreleyen üçüncü katman ceket “jacket” ten oluşmaktadır (Gowar 1993). Işığın optik lif içerisinde ilerlemesi tam iç yansıma ilkesine dayanarak olur.



Şekil 2.7. Optik lifin genel yapısı

#### 2.4.1. Kabul açısı, nümerik açıklık ve bağıl kırılma indisi farkı

Optik lif içerisinde ışık, tam iç yansıma prensibine dayanarak ilerler. Optik life  $\theta_1$  açısı altında giren ışığın izlediği yol Şekil 2.8’de gösterilmiştir. Burada  $n_0$  dış ortamın (havanın) kırılma indisi,  $\theta_1$  geliş açısı,  $\theta_2$  kırılma açısı  $\theta$  tam yansımaya uğramış ışının 1. katmandan 2. katmanın yüzeyine geliş açısı ve  $\theta_a$  kabul açısıdır. Kabul açısı, ışığın fiber içerisinde ilerleyebilmesi için, girişte fiber eksenine ile yapacağı en büyük açı olarak adlandırılır.



Şekil 2.8. Optik lifte ışık iletimi

Işığın optik lifte tam yansımaya uğrayarak ilerleyebilmesi için gelen ışığın kabul konisi içerisinde gelmesi gerekmektedir. Optik lifler için önemli bir parametrede kabul



açısına bağlı, ışık toplama kabiliyetinin bir ölçüsü olan nümerik açıklıktır (NA) (Gowar 1993, Derickson 1998).

$$NA = n_0 \sin \theta_a = (n_c^2 - n_f^2)^{1/2} \quad (2.55)$$

Genel olarak  $n_0 = 1$  (hava) için  $NA = \sin \theta_a$  olur (En fazla 1 olur).

Genellikle kırılma indislerinin yerine, aşağıda tanımlanan bağıl kırılma indis farkı ( $\Delta$ ),

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_f^2}{2n_c^2} \cong \frac{n_c - n_f}{n_c} \quad (2.56)$$

olarak verilir ( $n_c \cong n_f$ , yani  $\Delta \ll 1$ ). Bir fiberin karakteristiklerinden biri olarak kullanılır (Mitschke 2009).

#### 2.4.2. Normalize frekans ( V )

Normalize frekans optik lif içerisinde ilerleyebilecek kip sayısını göstermektedir. Herhangi bir kip için faz sabiti (ilerleme sabiti)  $\beta$ ,  $n_f k \geq \beta \geq n_c k$  aralığında geçerlidir ( $k = 2\pi / \lambda$  boş uzay için dalga sayısı).

$U = a(\beta^2 - n_c^2 k^2)^{1/2}$  ve  $W = a(n_f^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$  olmak üzere iki yeni parametre tanımlanırsa, ikinci dereceden toplama işleminin sonucunda, üçüncü parametre normalize frekans (V),

$$V^2 = (U^2 + W^2) = \frac{2\pi}{\lambda} a(n_c^2 - n_f^2)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda} a n_c (2\Delta)^{1/2} \quad (2.57)$$

şeklinde ifade edilir. Burada,  $\lambda$ , dalgaboyu ve  $a$ , optik lif korunun yarıçapıdır. Tek kipli yayılım için,  $0 \leq V \leq 2.405$  olmalıdır.

Bu şekilde optik lifin fiziksel parametrelerinin ve ışığın dalgaboyunun uygun şekilde seçilerek kip sayısının ayarlanması optik lifleri, tek kipli (single-mode) ve çok

kipli (multi-mode) olmak üzere iki kısma ayırır. Şekil 2.9’de tek kipli, çok kipli optik lifler ve kırılma indisi profilleri görülmektedir.

## **2.5. Optik Lif Türleri**

Optik lifleri; yapımında kullanılan malzeme türüne göre cam optik lifler ve plastik optik lifler; kip sayısına göre çok kipli ve tek kipli; indis profiline göre basamak indisli ve dereceli indisli optik lifler şeklinde gruplara ayırmak mümkündür.

### **2.5.1. Cam optik lifler**

Cam optik lif, saf silika ( $\text{SiO}_2$ ) ile sodyum borosilikat, sodyum kalsiyum silikatlar ve kurşun silikatlar gibi düşük erime noktalı cam temelli olanlar şeklinde geniş bir ayırım yapılabilir. Optik lif imalatında kullanılacak malzemenin sağlaması gereken şart, kırılma indisinin değiştirilebilmesidir. Saf  $\text{SiO}_2$  850 nm dalgaboyunda 1,458’lik kırılma indisine sahiptir.  $\text{GeO}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$  molekülleri gibi katkı maddeleri kırılma indisini yükseltirken,  $\text{B}_2\text{O}_3$  molekülü ve Flor atomu eklenmesi ile de kırılma indisi azaltılır. Buna göre tipik bir optik lif; saf  $\text{SiO}_2$  yeleğe karşılık  $\text{GeO}_2$  katkılı  $\text{SiO}_2$  kordan oluşacaktır.

Cam optik lifler, düşük kayıpları sebebiyle uzak mesafe haberleşmesinde ve haberleşme dışı diğer uygulamalarda yaygın olarak kullanılmaktadır.

### **2.5.2. Plastik optik lifler**

Hammadde olarak plastiği kullanan optik lifler, kullanım amacına göre  $\text{SiO}_2$  korlu ve plastik yelekli veya tamamen plastikten yapılmaktadır. Birincisinde, koru sıkı bir şekilde saran yelek elde etmek için,  $\text{SiO}_2$ ’dan elde edilen kor, yüksek sıcaklıktaki polimer banyosundan çekilir. Enerjinin çok az bir kısmının yelekte taşındığı basamak indisli optik lifler bu şekilde üretilir. Bunlar, maliyeti düşük, orta mesafeli, makul bant genişlikli haberleşme sistemleri için uygundur.

İkincisi ise hem kor hem yelek bölgesi plastikten yapılabilir. Bu tip optik liflerde kayıp daha çok olduğundan sadece görünür bölgede pratik kullanıma sahip, kısa mesafelerde ve düşük bant genişlikli haberleşme sistemlerinde kullanılır.

### 2.5.3. Basamak indisli optik lifler

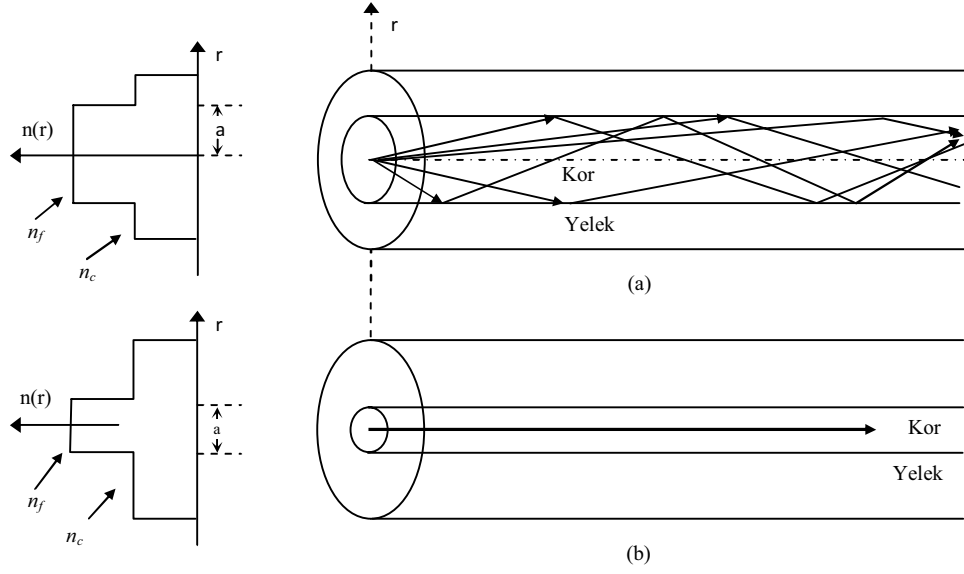
Basamak indisli optik lif; kor kırılma indisi sabit ve yelek kırılma indisi korunkinden biraz küçük olan liftir. Kırılma indisi profili;

$$n(r) = \begin{cases} n_f & r < a \quad (\text{kor}) \\ n_c & r \geq a \quad (\text{yelek}) \end{cases} \quad (2.58)$$

ile verilir (Keiser 1991, Gowar 1993, Derickson 1998). Basamak indisli optik lifler, çok kipli (multi-mode) ve tek kipli (single-mode) olmak üzere ikiye ayrılırlar. Çok kipli basamak indisli optik liflerde kor çapı, optik lif içinde birden fazla kipin yayılımına izin verecek kadar büyüktür. Kor çapı yaklaşık 50  $\mu\text{m}$  'dir (Şekil 2.8a). Tek kipli basamak indisli optik liflerde ise kor çapı sadece enine elektromanyetik (TEM) kipin yayılımına izin verecek büyüklüktedir. Genellikle 2-10  $\mu\text{m}$  değerleri arasındadır (Şekil 2.8b) .

Tek kipli basamak indisli optik lif, sadece bir tek kip taşıdığından, düşük değerli bir kipler arası dispersiyona (taşınan ışık darbelerinin genişlemesi) sahiptir. Bu nedenle yüksek bant genişlikli uygulamalarda kullanılabilirler.

Düşük bant genişlikli uygulamalar için ise; koherent olmayan ışık kaynaklarının (örneğin LED'lerin) kullanılmasına izin veren ve kor yarıçapları büyük olduğundan büyük nümerik açıklıklara sahip olan, çok kipli basamak indisli optik lifler uygun bir iletim ortamıdır.



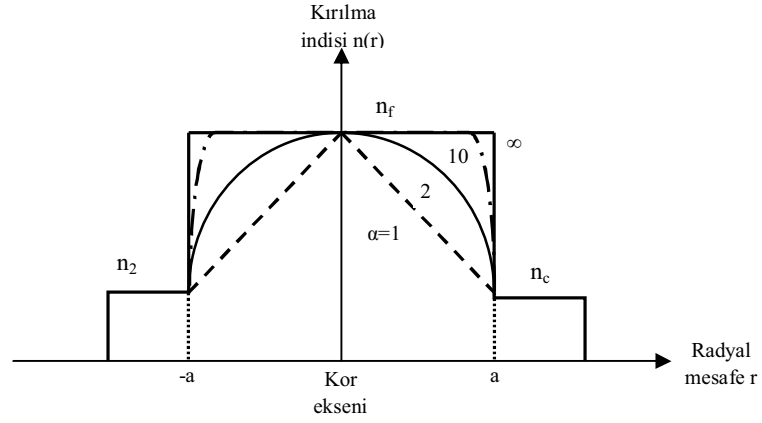
Şekil 2.9. Basamak indisli optik lifte kırılma indisi profili ve ışın iletimi a) Çok kipli, b) Tek kipli

#### 2.5.4. Dereceli indisli optik lifler

Kor içinde değişken bir kırılma indisine sahip olan optik liflerdir ( $n_c \leq n(r) \leq n_f$ ). İndis değişimi;

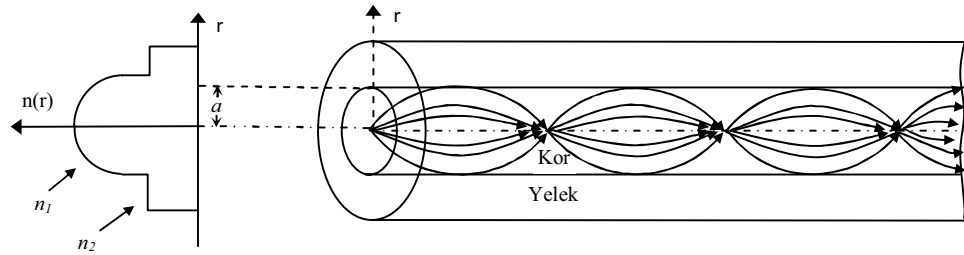
$$n(r) = \begin{cases} n_f \left[ 1 - 2\Delta(r/a)^\alpha \right]^{1/2} & r < a \quad (\text{kor}) \\ n_c & r \geq a \quad (\text{yelek}) \end{cases} \quad (2.58)$$

şeklinde ifade edilir (Senior 1985, Mistschke 2009). Burada;  $a$ , optik lif korunun yarıçapı;  $\alpha$ , optik lif korunun karakteristik kırılma indisini belirleyen profil parametresi;  $\Delta$ , değeri denklem (2.56) ile verilen bağıl kırılma indisi farkıdır. Bazı  $\alpha$  değerleri için kırılma indisi profili Şekil 2.10'da verilmiştir.



Şekil 2.10 Farklı  $\alpha$  değerleri için mümkün lif kırılma indisi profilleri

$\alpha \cong 2$  için indis profili, parabolik dereceli kırılma indisini verir. Parabolik dereceli kırılma indisli optik lifler çok kipli optik iletim için en iyi sonuçları verirler. Şekil 2.11’de parabolik indis profilli kora sahip çok kipli dereceli indisli bir optik lif ve optik lif içinde ışığın durumu gösterilmiştir.



Şekil 2.11 Çok kipli dereceli indisli optik liflerde kırılma indis profili ve ışın iletimi

Bu tür optik liflerde ışınlar, optik lif kora içinde eğrilmiş yollar izlerler. Korun kesiti boyunca, profilden dolayı, yüksek-alçak kırılma indisi arayüzeyleri ortaya çıkar. Bu da ışınların çok sayıda kırılmasına sebep olur. Kırılma indisi profili sebebiyle bu optik lifler, basamak indisli çok kipli optik liflere göre daha az kipler arası dispersiyona sahiptir. Bu özelliğiyle, uzak mesafeli yüksek bant genişlikli haberleşmeye izin verirler.

## 2.6. Optik Lif Kayıpları

Optik lif kayıpları genel olarak saçılma, soğurma ve eğilme (bükülme) kayıpları olarak tanımlanırlar. Optik lif kaybı (optik sinyal zayıflaması)  $\alpha$  ;

$$\alpha = \frac{10}{L} \log \frac{P_{giriş}}{P_{çıkış}} \quad (2.59)$$

şeklinde ifade edilir. Birimi desibel (dB)' dir. Bu denklemde,  $P_{giriş}$ , optik life gönderilen ışığın giriş gücü,  $P_{çıkış}$ , optik liften çıkış gücü ve L optik lifin uzunluğudur.

### 2.6.1. Saçılma kayıpları

Saçılma ile oluşan kayıplar, mikroskobik yoğunluk farkları, yabancı atom öbekleri ve eklenen oksitlerin ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{GeO}_2$  ve  $\text{P}_2\text{O}_5$ ) bölgesel olarak yarattığı yapısal değişimlerdir. Bu yapısal değişimlerin homojen olmamasından dolayı kırılma indisinde değişimler olacaktır. Kırılma indisindeki değişimler Rayleigh türü saçılmalara yol açar. Rayleigh saçılması sebebiyle  $\alpha_R$  soğurma sabiti;

$$\alpha_R = \frac{8\pi^3}{3\lambda^4} n^8 p^2 \beta_T k_B T_F \quad (2.60)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,  $k_B$ , boltzman sabiti,  $\beta_T$ , sabit sıcaklıkta maddenin sıkıştırılabilirliği,  $T_F$ , yoğunluk farkı yaratan bölgelerin oluşturduğu optik sıcaklık (optik lifin katılaştığı an),  $p$ , fotoelastik katsayısıdır.

Rayleigh saçılması dalgaboyunun artmasıyla hızlı bir şekilde azalır.  $1 \mu\text{m}$  ' den daha küçük dalgaboyları için en baskın kayıp mekanizmasıdır. Silika optik lif için  $1 \mu\text{m}$  üzerindeki dalga boyları için kırmızı ötesi soğurma baskın hale gelir.

### 2.6.2. Soğurma kayıpları

Soğurma üç farklı mekanizmanın varlığından kaynaklanır.

- Atomik hatalar: Optik lifi oluşturan ham maddenin yapılması sırasında sıcaklık  $1400 \text{ }^\circ\text{C}$  civarındadır. Bu ham madde eritilerek optik lif haline getirilir. Bu

işlemler sırasında optik lif çekirdek yapısında bulunan moleküllerin farklı yerleşmesinden ve bazı noktalarda kümeler oluşturarak yoğunluk farkı yaratmasından dolayı kaynaklanır.

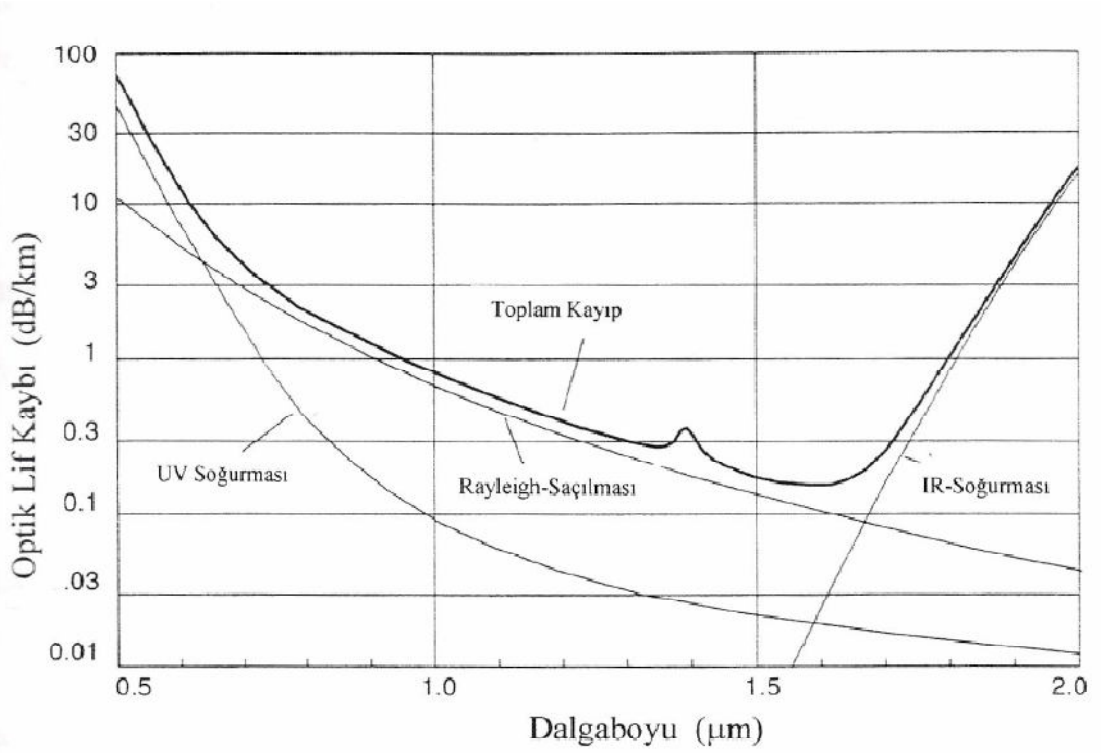
- b) Yabancı atomlar: geçiş metal iyonları genellikle optik lif çekirdeği içerisinde bulunan yabancı atomlardır. Bu geçiş metalleri demir, krom, kobalt ve bakırdır. Ayrıca sudan kaynaklanan OH<sup>-</sup> iyonları 1400 nm, 950 nm ve 750 nm 'de soğurma piklerine sahiptir (Keiser 1991).
- c) Optik lif yapısını oluşturan madde: Optik lifin, tayfın hangi dalgaboyu bölgesinde optik soğurmanın daha az (saydam) olduğunu belirler.

### **2.6.3. Eğilme (bükülme) kayıpları**

Optik lif bükülürse bu bölgedeki gerilim artar ve gerilimin artması da kırılma indisini değiştirir. Bu durumda ışık sinyalinin tam yansımaları gerçekleşmeyerek damar bölgesinin (kablo içinin) terk edilmesine neden olur. Bu tür eğilmelere makro bükülüm adı verilir. Bu bükülümler mikro düzeyde kablonun içinde olursa sinyal optik lifin damar bölgesini terk ederek kayba neden olur.

### **2.6.4. Optik lif kayıp grafiği**

SO<sub>2</sub> molekülü morötesi bölgesinde, rezonans soğurma pikine ve 1700 nm'den büyük dalga boylarında ( temel kayıplar örgünün titreşim durumları arasındaki durumlar sebebiyle) kızıl ötesi bölgesinde rezonans soğurma pikine sahiptir. Fakat görünür bölge ve yakın kırmızı ötesi bölgesinde oldukça saydam olduğu görülmektedir. Silica optik lif için morötesi, kırmızı ötesi soğurmalarından, optik liften dolayı kaynaklanan ve Rayleigh saçılması sonuçlarından oluşan kayıplar birleştirilirse dalgaboyuna göre kayıp eğrisi (Şekil 2.12.) elde edilir.



Şekil 2.12. Silika optik lif için kayıp mekanizması

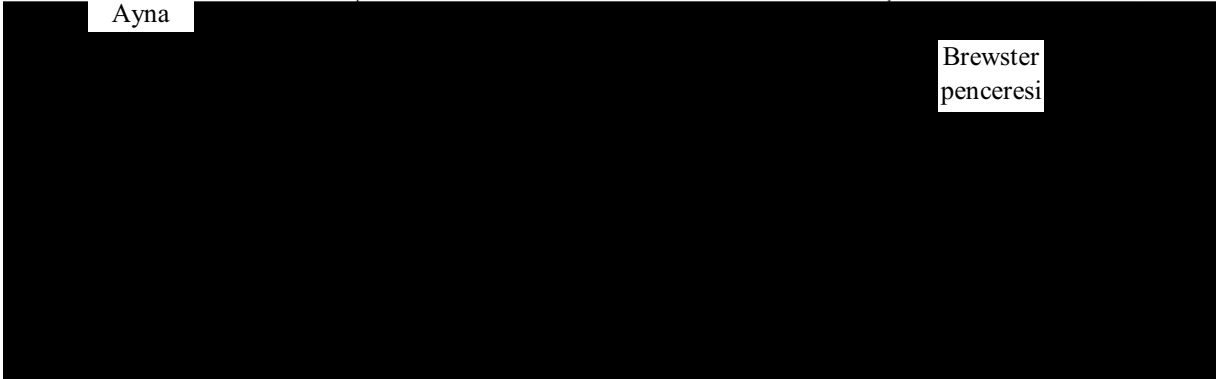
## 2.7. Işık Kaynakları

Optik lif çalışmalarında büyük bir çoğunlukla lazer kaynakları kullanılır. (“Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation”). Çok çeşitli lazer kaynakları olmasına rağmen (Gaz, Katı, Sıvı, Yarı İletken, Optik Lif gibi) burada bu çalışmada kullanılan lazer kaynaklarından Helyum-Neon ve yarıiletken lazerlerine kısaca değinilecektir.



### 2.7.1. Helyum-Neon lazeri

Ayna



Şekil 2.13. Bir He-Ne lazerinin temel yapısı

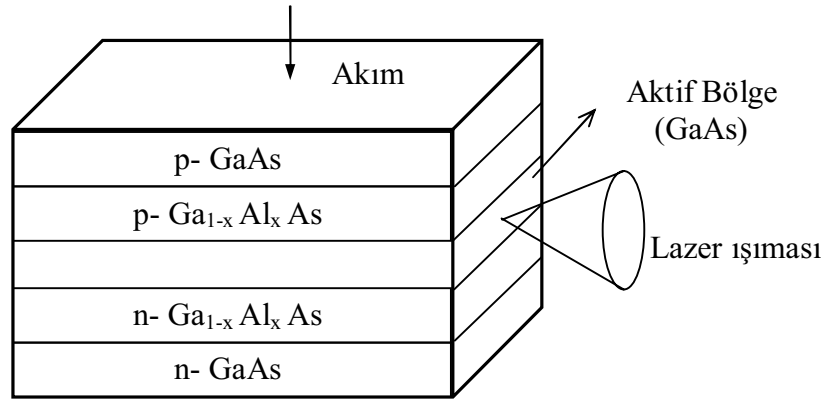
İki ucu aynalanmış ince yarıçaplı elektron deşarj tüpü içinde Helyum ve Neon karışımı bulunmaktadır (helyum, neonun beş katı civarındadır) (Şekil 2.13). Elektron deşarj tüpü birkaç kV potansiyel fark altında oluşturulan bir DC boşalmayla uyarma gerçekleşir. Neon atomunun elektron çarpışması ile uyarılmasında elde edilen 632,8 nm dalgaboyuna sahip çizgisi, lazerde oluşan kayıplardan dolayı lazer ışını olarak kullanılması zordur. Bundan dolayı pompalamaya (Ne atomunu üst enerji seviyelerine uyarma) yardımcı olmak ve bu çizginin şiddetini arttırmak için Helyum atomu kullanılır. Boşalmayla lazer kavitesine geçen elektronlar helyum atomu ile çarpışarak uyarılmış seviyelere çıkarlar. Elektronların çoğu Helyum atomu ile çarpışır. Helyum atomunu uyarma işlemi için elektronla çarpışma tesir kesiti büyüktür. Helyum uyarılmış iki yarı-kararlı enerji seviyeleri, neonun enerji seviyelerine eşittir. Helyum taban durumundaki Neonla çarpışmalar yaparak, Neona enerji aktarır ve çarpışma ile pompalama sağlanır. Neonun uyarılmış iki üst lazer seviyesinin alt lazer seviyelerine düşmesi sırasında belirgin olan üç farklı frekansta ışınım elde edilir. Bu ışınımlara karşılık gelen dalgaboyları 1152,3 nm, 3391,2 nm ve kuşkusuz en çok bilinen ve en şiddetli görünür bölgedeki 632,8 nm dir. Gerekli optik düzen ve çalışma şartlarının seçilmesiyle istenilen frekansın aynalar arasında rezonansa gelmesi sağlanır. Paralel aynalar arasında hareket eden ışın demeti uyarılmış yarı kararlı enerji seviyelerinde birikmiş elektronlara sahip atomların elektronlarının uyarılmış yayılımla (“stimulated emission”) alt lazer seviyelerine düşmesi sağlanır. Böylece foton sayısı çok hızlı bir şekilde çoğalır ve bir miktar geçirgen olan aynadan dışarı çıkar. Lazer çıkışı, elektron

deşarj tüpünün uçlarına yerleştirilen Brewster pencereleriyle (levhalar kutuplanma açısı kadar eğilmiştir) çizgisel kutuplu hale getirilir. Bu uç yüzlerin kutuplanma açısı kadar eğilmesiyle yansıma ile oluşan kayıplar minimum olur. Laboratuvarımızdaki Helyum-Neon lazeri bu şekilde sabit kutupludur (zamanla kutuplanma düzlemi değişmemektedir).

### 2.7.2. Yarıiletken lazer (diyot lazer)

Yarıiletken lazer, spektral saflığı, yüksek verimliliği, sağlamlığı, son derece hızlı modülasyonu, uzun ömürlülüğü ve küçük boyutlu olmakla birlikte en az enerji tüketimine sahip lazer çeşididir. Çoğu yarıiletken lazerin optik tayfı optik lifin soğurmasının en az olduğu bölgede olduğu için en uygun lazer çeşididir. Teknik bakımdan optik lif ile birlikte kullanılması kolay olduğundan optik lif iletişimde çok sık kullanılır.

Yarıiletken lazer temel olarak aktif bölgenin, p-tipi yarıiletken ile n-tipi yarıiletken bölgelerle çevrilmesi ile oluşur. En çok kullanılan yapı formu Şekil 2.14'de gösterilmiştir.



Şekil 2.14. Yarıiletken lazer

p-tipi bölgeyi oluşturan Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As fermi enerji seviyesi valans bandını, n-tipi maddenin fermi enerji seviyesi de iletkenlik bandını oluşturur. Pozitif yönde bir gerilim uygulandığında, holler n-tipi bölgeye, elektronlar p-tipi bölgeye yönelirler. Aktif bölgede elektron boşluklarla birleşirler. Bu birleşme ışmalı veya ışmasız olabilir. Yeteri kadar enerjiye sahip foton oluşması için aktif bölge iki ucu aynalanmış Fabry-

Pérot kavitesi şeklindedir. Foton oluşumu ile uyarılmış yayılım başlar ve lazer oluşur. 0,5 µm den 5 µm ye kadar uzanan dalgaboyları üretimi için pek çok farklı yapıya sahip tasarım vardır. Yarıiletken lazerin akımının değiştirilmesi ile çıkış optik gücü ayarlanabilir ayrıca kolaylıkla modüle edilebilir.

## 2.8. Girişim

Optik girişim olayı iki ya da daha fazla ışık dalgasının, ışık yeğirliği bileşkesinin toplamından farklı bir bileşke verebilecek şekilde etkileşmesidir. Bunun anlamı ışık yeğirliği  $I_1$  olan bir dalgayla ışık yeğirliği  $I_2$  olan bir dalğanın uzayın herhangi bir bölgesinde üst üste binmeleriyle oluşacak olan ışık yeğirliği bileşkesinin her zaman  $I_1 + I_2$  toplamına eşit olmayabileceğidir (Hecht 2005). Şekil 1 'deki  $S_1$  ve  $S_2$  gibi iki nokta kaynağın yayımladığı eş frekanslı, tek renkli (monokromatik) doğrusal kutuplu dalgalar

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = E_{01} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \quad (2.61)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = E_{02} \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2) \quad (2.62)$$

şeklindedir. Buradaki  $\mathbf{k}_1$  ve  $\mathbf{k}_2$  dalga vektörleri,  $\mathbf{r}$  dalgalarının girişim yaptığı noktanın orijine göre konum vektörü,  $\omega$  açısal frekansı,  $t$  zamanı ve  $\varepsilon_1$  ile  $\varepsilon_2$  dalgaların başlangıç fazlarını temsil etmektedir.

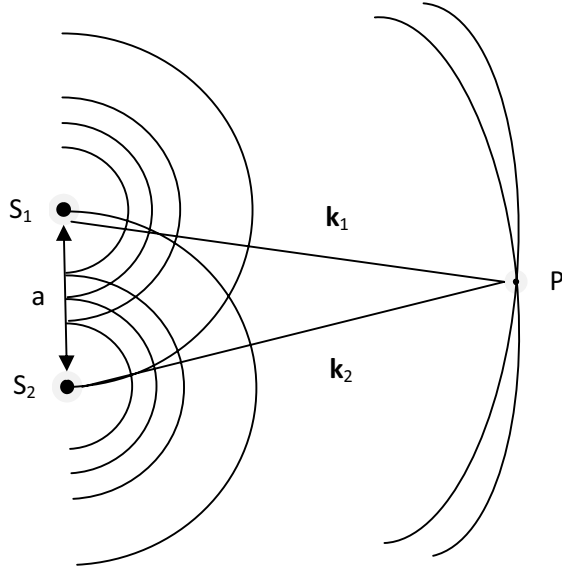
Kaynaklarla P gözlem noktası arasındaki uzaklık  $\lambda$ 'dan çok daha büyük olduğu durumda elektromanyetik dalgalar düzlem kutuplu dalga olarak göz önüne alınabilir. P noktasındaki bileşke dalga

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (2.63)$$

Ve bu bileşke dalgaların yeğirliği

$$I = \varepsilon_0 c \langle \vec{E}^2 \rangle \quad (2.64)$$

olacaktır. Aynı ortam içindeki bağıl şiddet değışimleri ile ilgilendiğimiz için (2.64) ifadesindeki sabitleri göz ardı edecek ve ışık yeğirliği



Şekil 2.15. İki nokta kaynaktan yayınlanan uzayda üst üste binmiş dalgalar

$$I = \langle \vec{E}^2 \rangle \quad (2.65)$$

şeklinde alınabilir. (2.63) eşitliği ile verilen  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$  ifadesini hatırlarsak

$$\vec{E}^2 = \vec{E} \cdot \vec{E} = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \quad (2.66)$$

ve bu nedenle,

$$\vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \quad (2.67)$$

olacaktır. Her iki tarafın zaman ortalaması alınarak, ışıma yeğinliği

$$I = \langle \vec{E}_1^2 \rangle + \langle \vec{E}_2^2 \rangle + \langle 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (2.68)$$

elde ederiz. (2.68) ifadesindeki son terim olan  $I_{12} = \langle 2\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$  bağıntısına girişim terimi

denir. (2.61) ve (2.62) eşitlikleri kullanılarak  $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$  skaler çarpımı

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_{01} E_{02} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_1) \cdot \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varepsilon_2) \quad (2.69)$$

$$\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_{01} E_{02} \left[ \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \cdot \cos \omega t + \sin(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1) \sin \omega t \right] \cdot \left[ \cos(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \cdot \cos \omega t + \sin(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_2) \sin \omega t \right] \quad (2.70)$$

hesaplanır. T zaman aralığı üzerinden ortalaması

$$\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = \frac{1}{2} E_{01} E_{02} \cos(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2) \quad (2.71)$$

elde edilir. Girişim terimi

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \delta \quad (2.72)$$

olur. Bu ifadedeki  $\delta$  terimi yol uzunluğu ve başlangıç faz açısı farklarının toplamından oluşan faz farkıdır ve  $(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2)$  ifadesine eşittir. (2.72) ifadesine dikkat edildiğinde  $\vec{E}_{01}$  ve  $\vec{E}_{02}$  birbirine dik olduğunda  $I_{12} = 0$  ve  $I = I_1 + I_2$  olur.  $\vec{E}_{01}$  ve  $\vec{E}_{02}$  birbirine paralel ise girişim terimi

$$I_{12} = E_{01} E_{02} \cos \delta \quad (2.73)$$

olacaktır.  $I_1$  ve  $I_2$  için gerekli açılımları yaparsak

$$I_1 = \langle E_1^2 \rangle = \frac{E_{01}^2}{2} \quad (2.74)$$

$$I_2 = \langle E_2^2 \rangle = \frac{E_{02}^2}{2} \quad (2.75)$$

eşitliklerini elde ederiz. Bu eşitliklerden  $E_{01}$  ve  $E_{02}$  terimlerini çekip (2.73)'de kullanırsak:

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \delta \quad (2.76)$$

olur. (2.76) ile verilen bu eşitliği (2.68) ifadesine yerleştirdiğimizde toplam ışık yeğirliği:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \delta \quad (2.77)$$

Uzayın değişik noktalarında bileşke ışık yeğirliği  $I_1 + I_2$  den büyük, küçük ya da ona eşit olabilir. Bunu belirleyen  $\delta$  terimi ve dolayısıyla  $I_2$  ' dir. Maksimum şiddet  $\cos \delta = 1$  iken gerçekleşir ve şu değeri alır

$$I_{mak} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.78)$$

Bunu sağlayan faz farkı değeri  $\delta = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi \dots$  şeklindedir ve (2.78) eşitliğinin gerçekleştiği duruma tam yapıcı girişim adı verilir. Bu durumda iki dalga arasındaki faz farkı  $2\pi$  ' nin tam katlarıdır ve dalgalar aynı fazlıdırlar.  $0 < \cos \delta < 1$  olması durumunda dalgalar farklı fazlıdırlar,  $I_1 + I_2 < I_{mak}$  durumu gerçekleşir ve buna yapıcı girişim adı verilir.  $\delta = \frac{\pi}{2}$  ve  $\cos \delta = 0$  olduğunda dalgalar  $90^\circ$  faz farkına sahiptir ve  $I = I_1 + I_2$  durumu gerçekleşir.  $0 > \cos \delta > -1$  durumu yıkıcı girişim adını alır ve  $I_1 + I_2 > I_{min}$  olur. Minimum ışık yeğirliği ise dalgalar  $180^\circ$  faz farkına sahipken oluşur,  $\cos \delta = -1$  değeri alır ve

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (2.79)$$

olur. Minimum ışık yeğirliği faz farkının  $\delta = \pm \pi, \pm 3\pi, \pm 5\pi \dots$  olmasıyla gerçekleşir ve bu duruma tam yıkıcı girişim adı verilir.

Özel ama önemli bir durum iki ışık dalgasının elektrik alan vektörlerinin büyüklüklerinin eşit olması ( $\vec{E}_{01} = \vec{E}_{02}$ ) halinde gerçekleşir. Bu durumda her iki kaynağın da toplam ışık yeğirliğine katkısı eşit,  $I_0 = I_1 = I_2$  olur. Buna göre (2.77) eşitliği aşağıdaki şekilde yazılabilir:

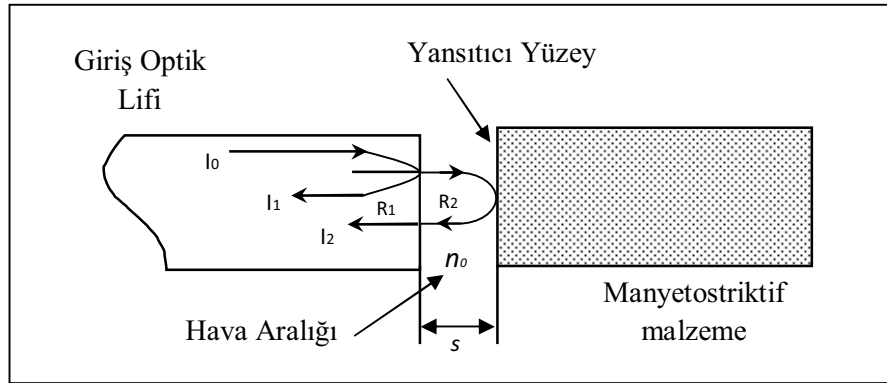
$$I = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (2.80)$$

Bu eşitlikten  $I_{min} = 0$  ve  $I_{mak} = 4I_0$  bulunur.

Girişimin olduğu bölgeye yerleştirilecek bir ekranda oluşacak olan karanlık ve aydınlık bölgelere girişim saçakları (interferogram) adı verilir.

### 2.8.1. Fabry-Pérot girişimölçer

Modern optikte Fabry-Pérot girişimölçeri çok önemli bir yere sahiptir. Son derece yüksek saçak görünürlük değerine sahip olan bu yapı büyük ayırma gücü sonucu interferometrik temelli tayföçerlerde de kullanılmaktadır. Ayrıca, temel lazer rezonans boşluğu olarak da görev yapar (Hecht 2005). Girişimölçerlerde faz farkının oluşumu; ortamın kırılma indisinin (statik durum) veya geometrik yolun değişiminden (dinamik durum) kaynaklanır. Dinamik optik lif Fabry-Pérot girişimölçerinin şematik yapısı Şekil 2.16'de görülmektedir. Temel olarak lazer ışınının girdiği, giriş optik lifi ve yansıtıcı yüzey olarak görev yapan manyetostriktif malzeme kullanılmaktadır. Giriş optik lifinin ve Manyetostriktif malzeme temelli yansıtıcının birbirine bakan paralel yüzeyleri arasında  $s$  uzunluğunda hava aralığı (optik kavite) bulunmaktadır ve Şekil 2.16'de gösterildiği gibi ardışık yansımalar oluşur.



Şekil 2.16. Optik kavitenin şematik gösterimi

Yarıiletken lazer ışık kaynağından üretilen referans ışığın yeğinliği ( $I_1$ ) olarak optik lif-hava arayüzeyinden optik lif içerisine geri yansır. Yansıyan ışığın yeğinliği  $R_1$  yansıma katsayısına bağlıdır. Geçen ışığın hava aralığında yayılması ile ikinci yansıma hava-Manyetostriktif malzeme temelli yansıtıcı arayüzeyinde meydana gelir ve  $R_2$  yansıma katsayısına bağlıdır. Manyetostriktif malzeme temelli yansıtıcının yüzeyinden

yansıtılan ışın kısmen optik lifin içine yeniden girer ve bu ışın algılama ışığının yeğirliği ( $I_2$ ) olarak adlandırılır. Bu referans ve algılama ışınları girişimi oluştururlar ve 2x2 (3dB) OLIB çıkış kolunda bulunan algılayıcı sistemi tarafından tespit edilir. Şekil 2.16 gösterilen manyetostriktif malzeme temelli yansıtıcının boyunun değişmesi hava aralığı mesafesinin ( $s$ ) değişimine neden olur. Hava aralığının mesafesindeki bu değişim referans ve algılama sinyallerinin arasında faz farkına neden olur.  $\phi$  faz farkındaki bu değişiklik ise,

$$\phi = \frac{4\pi n_0 s}{\lambda} \quad (2.81)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde  $s$  hava aralığı uzunluğu ,  $\lambda$  lazer ışın kaynağının dalgaboyu,  $n_0$  ise hava aralığının kırılma indisidir. Manyetostriktif malzeme temelli yansıtıcının boyundaki değişimin bilgisi hava aralığının değişiminden elde edilir. Bu değişime karşılık gelen  $D$  yerdeğiştirme;

$$D = N \frac{\lambda}{2} \quad (2.82)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde  $N$  değişen karanlık veya aydınlık saćak sayısıdır (Sathitanon 2007). Deđiřen saćakların sayısını sayabilen bir bilgisayar programı yardımı ile yerdeğiştirme miktarı bulunabilir.  $I$  çıkış ışık yeğirliği ise,

$$I = A^2 \left( 1 + \frac{2ta}{a + 2s \tan \left[ \sin^2 (NA) \right]} \cos \left( \frac{4s\pi}{\lambda} \right) + \left\{ \frac{ta}{a + 2s \tan \left[ \sin^2 (NA) \right]} \right\}^2 \right) \quad (2.83)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklemde  $NA$  optik lifin nümerik açıklığı,  $a$  optik lif çekirdek yarıćapı,  $A$  referans yansıma katsayısı ve  $t$  gećirgenlik katsayısı olarak adlandırılır (Wang 1997, Meller 1996).

## 2.9. Manyetostriktif (Manyetik Alanla Boyut Değişimi)

Manyetostriktif özellik, dış manyetik alanın etkisi altında ferromanyetik malzemelerin fiziksel boyutlarının değişimidir. Joule etkisi olarak da bilinen bu özellik



1841’de James Joule tarafından tanımlanmıştır. Ferromanyetik malzemelerin Fe, Ni, Co gibi ve bazı metal alaşımlarının manyetik alanın varlığında boylarının değiştiğini gözlemlemiştir (Grunwald vd 2008, Frederick vd 1997, Gibbs 1992).

Ferromanyetik malzemelerin kristal yapısı domen olarak adlandırılan bölgelerden oluşmaktadır. Bu tür malzemelere bir manyetik alan uygulandığında domenler arasındaki sınırlarda bir kayma olur ve domenler dönerler. Bu kayma ve dönme etkisi malzemenin boyutlarında bir değişiklik meydana getirir ve bu durum manyetik alanla boyut değişimi olarak adlandırılır. Ayrıca bu olayın tersi de yani bu tür malzemeye mekanik bir gerilim uygulandığında malzemenin uygunluğu değişir. Bu olaya Villari etkisi denir.

Bu malzemeler manyetik enerjiyi kinetik enerjiye, kinetik enerjiyi de manyetik enerjiye çevirirler. Günümüz laboratuvarlarında uygulanan manyetik alan etkisi ile uzama miktarının daha büyük olduğu Metglas, Feonic, Galfenol ve Terfenol-D manyetostriktif malzemeler üretilmektedir. Manyetostriktif malzemeler endüstri, biomedikal, savunma uygulamalarında aktivatör ve algılayıcı olarak kullanılmaktadır (Calkins vd 1997).

### **2.9.1. Terfenol-D**

Bu çalışmada manyetostriktif malzeme olarak Terfenol-D kullanılmıştır. Terfenol-D ( $Tb_{0,3}Dy_{0,7}Fe_{1,83}$ ) demirle disprosyum ve terbiyumdan oluşan bir alaşımdır. “noI” Noval Ordinance Laboratuvarın baş harflerinden ve “D” harfi de Disprosyum elementinin simgesinden gelmektedir. Oda sıcaklığında Terfenol-D manyetik alana maruz bırakıldığında yaklaşık olarak 2000 ppm zorlanmaya sahiptir (Schwartz 2002, Calkins vd 1997)

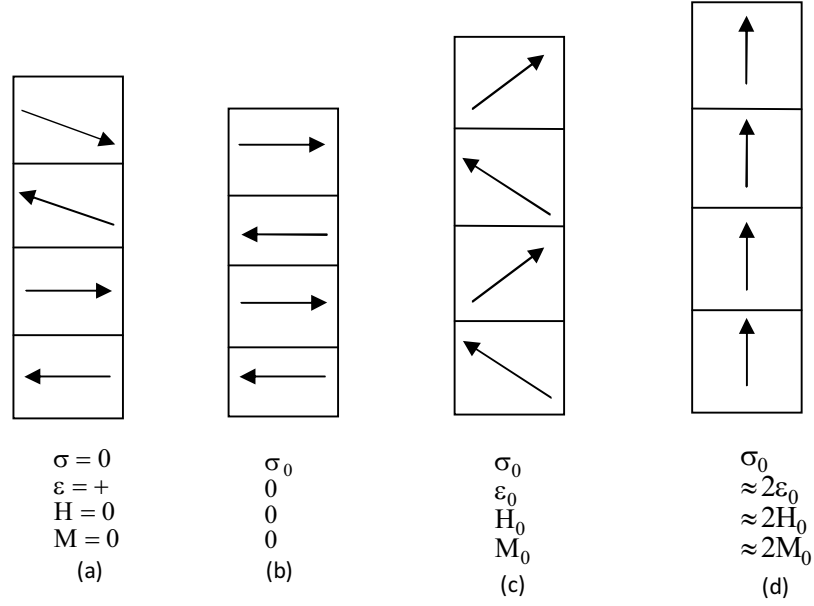
Manyetosriktif, Curie sıcaklığı altındaki sıcaklıklarda ki malzemelerde oluşur. Tablo 1’de çeşitli manyetostriktif malzemeler için tipik zorlanma değerleri verilmiştir.

Daha öncede belirtildiği gibi Terfenol-D nin kristal yapısı domenlerden oluşmaktadır. Şekil 2.17 idealize edilmiş dört domenli Terfenol-D çubuğu şematik olarak gösterilmiştir. Her bir görünüm sırayla çeşitli koşullara maruz kalan çubuğu temsil etmektedir. Bu şekilde  $\sigma$  zor (stres),  $\varepsilon$  zorlanma (strain), H uygulanan manyetik alan ve M malzemenin mıknatıslanmasıdır (Hall 1994). Şekil 2.17.a)'da başlangıçta iki domen çubuğun eksenine dik, iki tanesi yaklaşık olarak diktir. Bu durumda çubuğun üzerinde zor yoktur. Uygulanan alan ve malzemenin mıknatıslanması sıfırdır.

Malzeme	Doygunluk zorlanma (ppm)	Curie sıcaklığı (K)
Ni	-50	630
Fe	-14	1040
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	60	860
Terfenol-D	2000	650
Tb <sub>0.5</sub> Zn <sub>0.5</sub>	5500	180
Tb <sub>0.5</sub> Dy <sub>x</sub> Zn	5000	200

Tablo 1. Çeşitli manyetostriktif malzemeler için zorlanma değerleri

Şekil 2.17.b)'de çubuğun üzerine zor uygulandığında dört bölgede çubuğun eksenine dik olacak konuma gelirler. Çubuğun boyu Şekil 2.17.a) durumundan biraz kısadır. Zor  $\sigma_0$  değerini alırken, zorlanma sıfırdır. Bu durumda uygulanan manyetik alan ve malzemenin mıknatıslanması hala sıfırdır. Şekil 2.17.c)'de çubuğun üzerinde belirli bir zor varken  $H_0$  değerinde manyetik alan uygulanmıştır ve  $M_0$  değerinde mıknatıslanma oluşmuştur. Uygulanan manyetik alan yönünde  $\varepsilon_0$  değerinde zorlanma oluşmuştur. Şekil 2.17.d)'de aynı zorda uygulanan manyetik alan artırılmıştır. Böylece mıknatıslanma değeri yaklaşık olarak doyum değerine ulaşmıştır. Bu değer çubuğun maksimum zorlanma karşılık gelmektedir.



Şekil 2.17. Mükemmele yakın dört domenli Terfenol-D çubuğunun şematik gösterimi çubuk serbestken, b) öngerilme uygulandığında, c) manyetik alan uygulandığında, d) manyetik alan artırıldığında zaman domenlerin değişimleri

## 2.10. Optik Lif Algılayıcılar

Özellikle sıvı seviyesi, akış hızı, konum, sıcaklık ve basınç parametrelerinin hassas ölçümüne imkân sağlayan optik lifli algılayıcılar; zaman içinde elektriksel olarak izlemenin zor, pahalı ya da tehlikeli olduğu ortamlarda kullanım için uygun bir donanım haline gelmiştir.

Optik lif algılayıcıların elektronik algılayıcılara göre avantajları şu şekilde sıralanabilir:

- Elektriksel olarak pasiflik (tamamen dielektirik)
- Düşük ağırlık, hacim ve küçük algılayıcı boyutu
- Elektromanyetik alanlardan etkilenmeme
- Yüksek sıcaklık ve yüksek basınç gibi elektriksel algılayıcıların çalışmayacağı zor çevre şartlarına dayanıklılık
- Büyük bant genişliği
- Yüksek hassasiyet

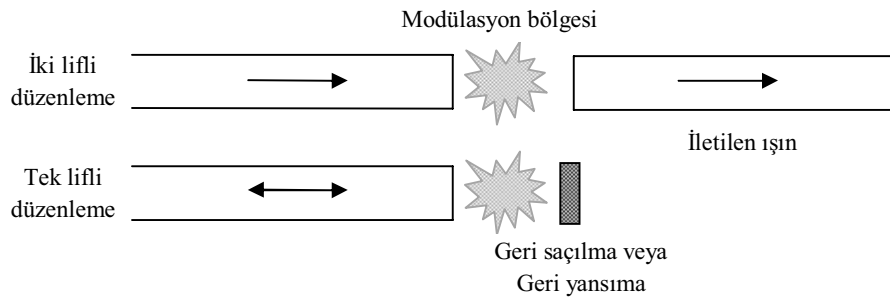
- Ateş ve kıvılcım riskine sahip olmadığından patlayıcı çevrelerde doğasından gelen bir emniyete sahiptirler.

## 2.11. Optik Lif Algılayıcıların Sınıflandırılması

Optik lif algılayıcıları çeşitli şekillerde sınıflandırmak mümkündür. En genel olarak; ışığın optik lif içerisindeki durumu göz önüne alınarak optik lif algılayıcılar dıştan etkileşimli (pasif) ve içten etkileşimli (aktif) olmak üzere iki ana gruba ayrılırlar (Udd 1992).

### 2.11.1. Dıştan etkileşimli algılayıcılar

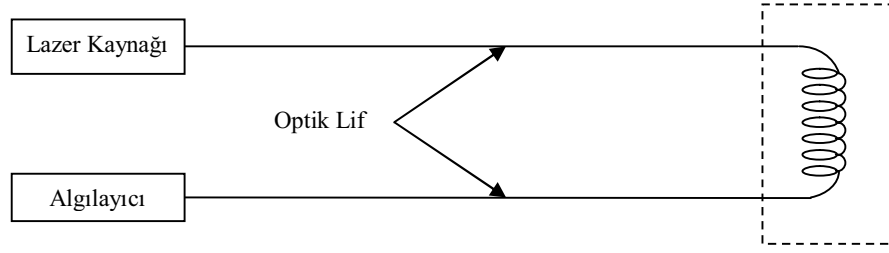
Dıştan etkileşimli algılayıcılarda ışığın modülasyonu optik lifin dışındaki bir bölgede gerçekleşir. Bu tip algılayıcılarda kullanılan optik lifler, ışığın bir noktadan başka bir noktaya iletilmesi için kullanılırlar. Işık; yansıtma, basınç gibi çeşitli çevresel değişimler tarafından harici olarak modüle edilir. Bu nedenle bu tip algılayıcıların diğer adı da pasif (extrinsic) optik lif algılayıcılardır. Şekil 2.18 bu tip algılayıcıların genel şemasını vermektedir. Bu tip algılayıcılarda ışık optik lifden ayrıldığında istenmeyen çevresel gürültülerden etkilenebilir.



Şekil 2.18. Dıştan Etkileşimli optik lif Algılayıcı Genel Şeması

### 2.11.2. İçten etkileşimli algılayıcılar

İçten etkileşimli algılayıcılarda ölçülecek etki doğrudan optik life uygulanır ve ışığın modülasyonu optik lifin içinde gerçekleşir. Bu nedenle bu tip algılayıcıların diğer adı da aktif (intrinsic) optik lif algılayıcılardır. Şekil 2.19 bu tip algılayıcıların genel şemasını vermektedir.



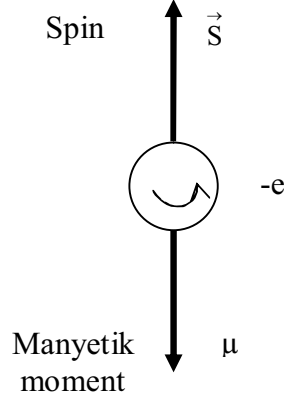
Şekil 2.19. İçten Etkileşimli Algılayıcı Genel Şeması

İçten etkileşimli algılayıcılar, ışığın optik lif içerisindeki modülasyonuna göre beş ayrı gruba ayrılabilir: İlk grup faz modülasyonunu kullanarak algılama esasına dayanır. İkincisi polarimetriktir ve kutuplanmayı ölçer. Üçüncü grup, optik lif içerisinde ilerleyen ışığın sahip olduğu kip ve yönlerden yararlanarak tayf dağılımındaki değişimin ölçülmesini temel alır. Dördüncü tip algılayıcılar dalgaboyu ya da renk modülasyonunu kullanır. Son tip algılayıcılar ise optik yoğunluğun ölçülmesi prensibine dayanır. Işığın daha fazla zayıflamasını sağlamak için optik lif mikro bükülmeler oluşturacak pürüzlü yüzeyler arasına konur ve ölçülecek çevresel etki bu yüzeylere uygulanır. Bunlar içerisinden özellikle faz modülasyonu optik lif temelli interferometrik algılayıcıların geliştirilmesinde büyük katkı sağlamıştır.

### 2.12. Manyetik Alan

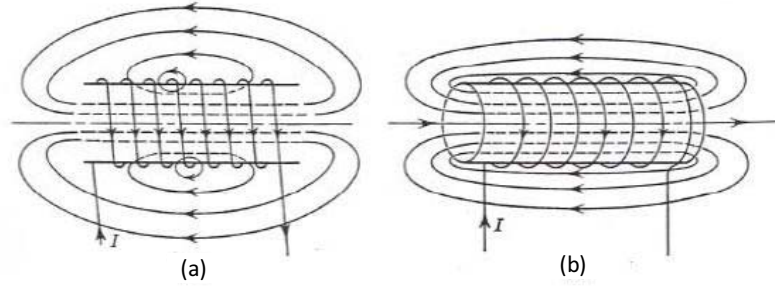
Manyetik alan, elektrik yüklerinin hareketi sonucunda ortaya çıkan bir etkidir. Bir maddenin en küçük parçası olan atomlarda negatif yüklü olan elektronlar, çekirdek etrafında yörüngesel bir hareket yaptıkları gibi, kendi eksenleri etrafında da bir dönme hareketi yaparlar (Şekil 2.20). Elektrik yüklü parçacıklar hareket halinde ise ortamda bir değişiklik meydana gelir. İşte akım taşıyan bir bobinin ya da bir mıknatısın bulunduğu

ortamda manyetik kuvvet (Lorentz kuvveti) olarak ortaya çıkan bu değişiklik, manyetik alan olarak adlandırılır. Manyetik alan; doğrultusu, yönü ve şiddeti ile belirlenen vektörel bir büyüklüktür.  $\vec{H}$  simgesi ile gösterilir. Birimi Amper/m dir.



Şekil 2.20 Elektronun spin ve manyetik momentini (Haken 2000)

Her hangi bir ortamdaki manyetik alan, kuvvet çizgileri ya da manyetik akı çizgileri ile gösterilir. Kuvvet çizgileri kapalı bir çevrim oluşturur. Şekil 2.21’de hava çekirdekli ve demir çekirdekli selonoidde söz konusu olan manyetik alanın kuvvet çizgileri ile gösterilimler verilmiştir. Kuvvet çizgileri, N kutbundan çıkıp S kutbuna girerler ve selonoid içinden geçerek kapalı bir yol oluştururlar.



Şekil 2.21. a) Hava çekirdekli selonoid b) Demir çekirdekli selonoidde manyetik alan kuvvet çizgileri

Bir  $\vec{H}$  manyetik alan içerisinde  $v$  hızı ile hareket eden  $q$  yüküne etkiyen manyetik kuvvet;

$$\vec{F}_H = q \vec{v} \times \vec{H} \quad (2.84)$$

bağıntısı ile verilir. Manyetik kuvvet, hem parçacığın hızına hem de alana dik yöndedir. Manyetik kuvvetin büyüklüğü,

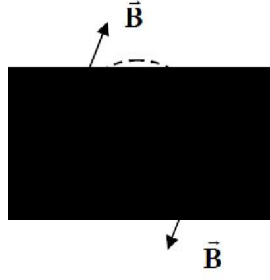
$$F_H = |q|vH \sin \theta \quad (2.85)$$

ile verilir.

### 2.12.1. Manyetik akı ve manyetik akı yoğunluğu

Manyetik alanda alınan belli bir yüzeyden geçen kuvvet çizgisi sayısı, manyetik akı olarak adlandırılır.  $\Phi$  simgesi ile gösterilen manyetik akı, uluslararası birim sisteminde [Wb] simgesi ile gösterilen weber ile ölçülür.

Bir manyetik alan içinde birim kesit alandan geçen manyetik akı miktarına manyetik akı yoğunluğu ya da manyetik indüksiyon olarak adlandırılır. Manyetik akı yoğunluğu vektörü, her noktada kuvvet çizgilerinin teğetleri doğrultusundadır. Manyetik alanın yönünü de belirten manyetik akı yoğunluğu yönü, bir N – S mıknatısında N kutbundan S kutbuna doğrudur. Akım taşıyan bir iletkende ise, merkezi iletken üzerinde olan daireye teğet olup, yönü ise akım yönüne bağlıdır. Akım ve manyetik akı yoğunluğu vektörlerinin doğrultuları arasındaki ilişki, sağ el burğu kuralıyla belirlenir. Başparmak akım yönünü göstermek üzere diğer parmakların doğrultusu, alanın ya da manyetik akı yoğunluğu doğrultusunu gösterir. Bir iletkende akım içeri doğru ise “x” simgesi ile dışarı doğru ise “•” ile gösterildiğinde sağ el burğu kuralına göre içeri doğru olan bir akım tarafından oluşturulan manyetik alan yönü Şekil 2.22’de gösterildiği gibi olur. B simgesi ile gösterilen manyetik akı yoğunluğu uluslararası birim sisteminde, [Wb/m<sup>2</sup>] simgesi ile gösterilen weber/m<sup>2</sup> ile ölçülür.



Şekil 2.22. Akım ve manyetik akı yoğunluğu arasındaki ilişki

Manyetik akı,

$$\Phi = \int_s \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.86)$$

Yüzeysel integrali ile belirlenir. Bu eşitlikte  $d\vec{s}$  manyetik akı çizgilerinin geçtiği yüzey alanıdır.  $\vec{B}$  sabit ve yüzey alanı da düz olduğunda  $\vec{B}$  ve  $d\vec{s}$  vektörleri arasındaki açı  $\theta$  ise (Şekil 2.23),

$$\Phi = BA \cos\theta \quad (2.87)$$

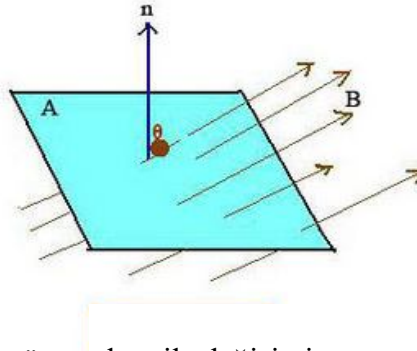
İki vektör arasındaki açı  $2\pi$  olduğunda

$$\Phi = BA \quad (2.88)$$

olur. Dolayısı ile manyetik akı yoğunluğu,

$$B = \frac{\Phi}{A} \quad (2.89)$$

elde edilir.



Şekil 2.23. Manyetik akının yüzey alanı ile değişimi



Her hangi bir noktadaki  $\vec{B}$  manyetik akı yoğunluğu,  $\vec{H}$  manyetik alan şiddeti yanında ortama da bağlıdır. Ortam, manyetik geçirgenlik ya da permeabilite olarak adlandırılan fiziksel bir büyüklükle belirlenir. Manyetik geçirgenlik, herhangi bir malzemeden manyetik kuvvet çizgilerinin ne ölçüde kolaylıkla geçtiğini gösteren bir büyüklüktür ve  $\mu_r$  sembolü ile gösterilir. Manyetik geçirgenlik, SI birim sisteminde metre başına düşen Henri miktarı olarak (H/m) ya da amper kare başına Newton miktarı olarak ( $N/A^2$ ) ölçülür.  $\mu_0$  sabit değeri ya da boşluğun (uzayın) geçirgenlik değeri  $\mu_0=4\pi\times 10^{-7} N/A^2$ 'dir. Manyetik geçirgenlik  $\mu_r = B/H$  formülü ile ifade edilebilir.

### 2.12.2. Manyetik maddeler

Manyetik sistemlerle, manyetik dipol momenti arasında çok önemli bir ilişki vardır. Manyetik dipol momenti manyetizmanın kaynağını oluşturur ve maddelerin manyetik davranışlarını anlayabilmek için son derece önemlidir. Manyetizlanmış bir maddedeki manyetik momentler iç atomik akımlardan kaynaklanır. Bu akımlar elektronların çekirdek veya kendi eksenini etrafında ve çekirdekdeki protonların kendi eksenleri etrafında dönmesinden ileri gelir.

Atomik teoriye göre atomik manyetik moment  $\mu$  iki kaynaktan oluşur;

1. Elektronların kendi eksenini etrafında dönmesinden kaynaklanan spin açısal momentumu  $\vec{S}$
2. Atomun en dışındaki yörüngede bulunan elektronlar dönmesinden kaynaklanan yörüngesel açısal momentumu  $\vec{L}$  (Mattis 1981).

Katı içerisindeki manyetik dipol momentlerinin bir dış alana ve sıcaklığa bağlı olacak şekilde birbirleriyle etkileşmeleri ve bu iç etkileşmelere bağlı olarak uzaysal yönelimleri o maddenin manyetik özelliklerini belirler. Bu özellikler, manyetik dipol momentlerinin bu kolektif hareketinin, çok genel olarak sıcaklık ve maddeye uygulanan bir dış manyetik alanın fonksiyonu olduğunu gösterir. Manyetik momentlerin bu davranışları bir faz aralığı ile karakterize edilir. Manyetik maddelerde sınıflandırma  $\chi$

duygunluğu (susceptibility) dikkate alınarak yapılmaktadır. Manyetik duygunluk maddesel ortamın bir ölçüsüdür ve ortamdan ortama değişir. Manyetik alan içinde bulunan atomlar bu alana zıt ya da alanla aynı yönde bir manyetik moment oluştururlar. Bu nedenle ya itilir ya da çekilirler. Bir maddenin manyetik özellikleri bakımından hangi sınıfta yer aldığı saptanması için bir magnetometre yardımıyla maddenin manyetik duygunluğu ölçülür. Ölçüm sonucundaki duygunluk büyüklüğü ve işareti örneğin hangi tür özellik gösterdiğini ifade eder. Ayrıca maddenin manyetik durumu, mıknatıslanma vektörü ile anlatılır. Mıknatıslanma ( $\vec{M}$ ) birim hacimdeki net manyetik dipol momentine denir. Maddelerin manyetik özelliklerini karakterize etmekte mıknatıslanmanın ( $\vec{M}$ ) büyüklüğü ve işareti, uygulanan alan  $\vec{H}$  arasında bağlantı bulunmaktadır ( Kittel 1996).

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (2.90)$$

Manyetik maddeler; diamanyetik, paramanyetik ve ferromanyetik olmak üzere sınıflandırılabilir.

1) Diamanyetik maddeler: Atomları sürekli manyetik momente sahip olmayan maddelerdir. Diamanyetik maddelerde normal konumda çekirdek etrafında zıt yönde ve aynı hızla dönen elektronlar birbirlerinin manyetik momentlerini yok ederler. Bir dış alan uygulanınca elektronlar fazladan  $q \vec{v} \times \vec{H}$  gibi ek bir manyetik kuvvet altında kalırlar. Ek kuvvet nedeniyle elektronların gördüğü merkezci kuvvet artık aynı olamaz ve manyetik momenti alana antiparalel elektronun, hızı artarken paralel alanınki azalır. Sonuçta elektronların manyetik momentleri birbirlerini yok edemez ve madde manyetik alana zıt yönde bir dipol moment gösterir. Duygunluğu negatif, manyetik geçirgenlikleri  $\mu_r < 1$ , mıknatıslanmaları çok zayıf olan maddelerdir. Bu maddeler kuvvetli bir mıknatıs tarafından hafifçe itilirler. Bakır, gümüş, kurşun v.b. metaller, bütün yarımetaller ve organik maddelerin çoğu diamanyetikdir.

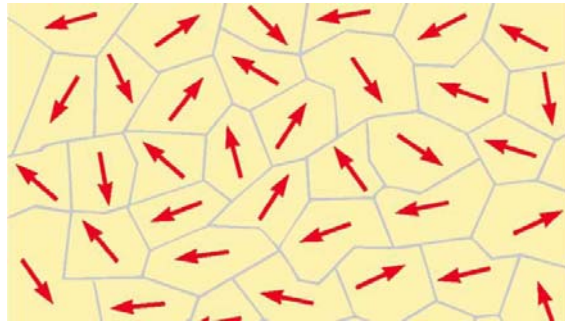
2) Paramanyetik maddeler: Mıknatıslanmaları çok zayıf, manyetik geçirgenlikleri  $\mu_r > 1$  olan maddelerdir. Paramanyetizma sistemin toplam spin değerinin sıfır olmayacağı,

dolayısıyla tek sayıda elektrona sahip atom, moleküller de (nitrik oksit [NO] vb.), bazı çift elektronlu bileşiklerde (oksijen molekülü vb.) görülür (Kittel 1996). 1895 yılında Pierre Curie, bazı koşullar altında paramanyetik maddelerin mıknatıslanmasının alanla doğru, mutlak sıcaklıkla ters orantılı olduğunu bulmuştur. Buna göre manyetizasyon

$$\vec{M} = C \frac{\vec{H}}{T} \quad (2.91)$$

dir.

3) Ferromanyetik maddeler: Demir (Fe), nikel (Ni), kobalt (Co) Gadolinyum ( Gd) ve Disprosyum (Dy) ve alaşımlarını içeren maddeler bu gruba girer. Ferromanyetik maddeler sürekli mıknatısların yapımında kullanılırlar. Bunlar zayıf bir manyetik alan içinde bile birbirlerine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik manyetik dipollere sahiptirler. Bu manyetik dipoller bir kere paralel hale getirildikten sonra dış alan ortamdaki kaldırılabilir bile madde mıknatıslanmış olarak kalır. Bu sürekli yönelme komşu manyetik momentler arasındaki kuvvetli etkileşimden kaynaklanır. Ferromanyetik maddeler ısı enerjisi ile ya da dış manyetik alanın oluşturduğu manyetik enerji ile mıknatıslık kazanmaktadır. Bu etkileşim sonucunda Şekil 2.24'de görüldüğü gibi ferromanyetik maddeler içinde manyetik momentleri aynı yönde olan atomlardan oluşan bölgeler meydana gelir ve bu bölgelere manyetik domen olarak adlandırılır (Kittel 1996).

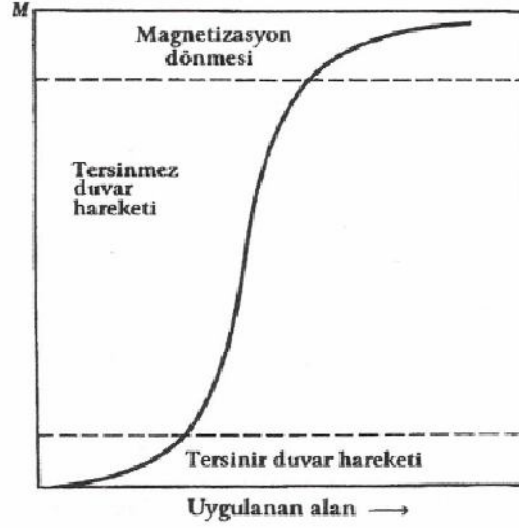


Şekil 2.24. Malzeme içinde görülen manyetik domenler

Bir dış manyetik alanda ferromanyetik bir numunenin net manyetik momentindeki artış iki bağımsız süreçten geçer:

- Zayıf bir dış manyetik alanda, alana yakın yönlerdeki domenler hacimce büyürken diğerleri küçülür (Şekil 2.25).

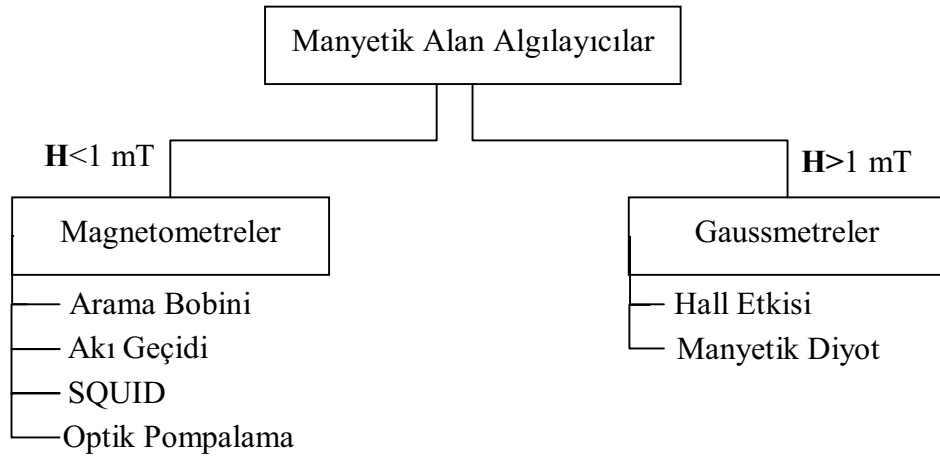
- Kuvvetli bir dış manyetik alanda, domenlerin manyetizasyonu alan yönünde döner (Şekil 2.25).



Şekil 2.25. Tipik bir manyetizasyon eğrisi (Kittel 1996)

### 2.13. Manyetik Alan Ölçüm Teknikleri

Manyetik alan birçok farklı teknolojiler kullanılarak ölçülür. Her tekniğin özel uygulamalar için daha uygun hale getirmek için kendine has özellikleri vardır. Manyetik alan algılayıcıları ölçüm yaptıkları manyetik alan şiddetinin büyüklüğüne göre sınıflandırılırlar. 1mT dan daha küçük alanlarda ölçüm yapanlar magnetometreler, 1 mT dan daha büyük alanlarda ölçüm yapanlar gaussmetreler olarak sınıflandırılır (Şekil 2.26.)



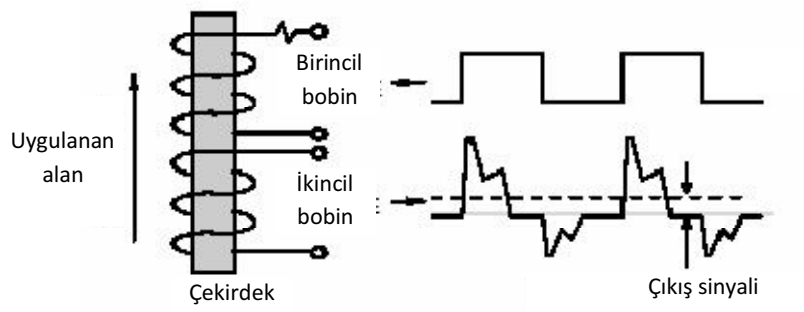
Şekil 2.26. Manyetik alan algılayıcılarının sınıflandırılması

### 2.13.1. Arama bobini (Search coil)

Arama bobini, Faraday'ın indüksiyon yasasından faydalanılarak yapılmıştır. Bobindeki manyetik alan değişimiyle orantılı olarak bobinde bir gerilim indüklenir. Bu gerilim, bobinin içindeki manyetik alan değişimiyle orantılı olarak bir akım yaratır. Arama bobinin algılama duyarlılığı çekirdeğinin geçirgenliğine bağlıdır. Bobinin sarım alanı ve sarım sayısı ne kadar fazlaysa o kadar duyarlı ölçüm yapılabilir (Macintyre 1980).

### 2.13.2. Akıgeçidi (Fluxgate)

Bu magnetometrenin çalışma ilkesi, yüksek geçirgenliğe sahip mıknatıslanma özelliği olan bir çekirdeğin etrafına sarılmış birincil ve ikincil olarak adlandırılan iki bobin bulunmaktadır. Birincil bobine bir akım uygulandığında, çekirdek mıknatıslanır ve ikincil bobinde bir indüksiyon akımı doğar. İkincil bobinden doyma noktaları arasında salınımlar şeklinde çıkış sinyali alınır. İkincil bobinden alınan çıkış sinyali magnetometrenin bulunduğu ortamdaki manyetik alandan etkilenir. Manyetik alan ölçümü yapmak için çıkış sinyali faz algılama detektörü ile filtrelenerek manyetik alan değerine ulaşılmaktadır (Son 1989). Akıgeçidi magnetometre batık gemi, mayın, bomba vb. cisimlerin araştırılmasında çok kullanılır.



Şekil 2.27. Bobin giriş ve çıkış sinyalleri

### 2.13.3. Optik pompalama (optically pumped)

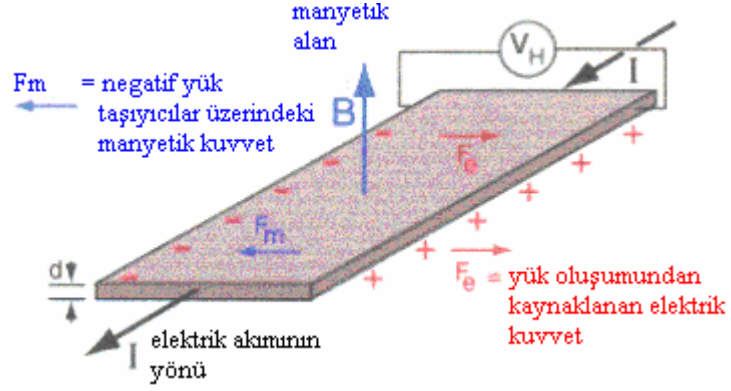
1896 yılında Hollandalı fizikçi Peter Zeeman elementlerin atomlarının belli bir enerji düzeylerine sahip olduklarını ve atomların enerji düzeylerinin manyetik alana maruz kaldıklarında yarılmalar meydana geldiğini gözlemlemiştir. Optik pompalama magnetometresi Zeeman etkisi olarak adlandırılan bu fizik yasasını temel alarak gerçekleştirilmiştir (Haken 2000). Bu magnetometrede alkali elementlerden Sezyum ve Potasyum kullanılmaktadır.

### 2.13.4. SQUID

Süperiletken kuantum girişim cihazı (superconducting quantum interference device - SQUID) Josephson eklemleri (süperiletken iki levha arasına ince yalıtkan bir tabaka) içeren süperiletken halkalardan oluşur. Çok küçük manyetik alanların ölçümünde kullanılan SQUID'ler zaman içerisinde tıpta, jeolojide, metrolojide ve elektronikte uygulama alanı buldu. SQUID'lerin çok zayıf manyetik alanları ölçmesine olanak sağlayan, bir süperiletken halkanın içinden geçen manyetik akının kuantize olması, yani akının birim kuantası olan  $h/2e$  (Planck sabiti / Cooper çiftinin elektrik yükü) değerinin her zaman tam katı olmasıdır.

### 2.13.5. Hall etkisi

1879 yılında, Edwin Hall (1855-1938) tarafından gözlenmiştir. İçinden akım geçen kalınlığı  $d$  olan bir iletken levha, yüklerin hareketine dik bir dış manyetik alanı içine konduğunda hareketli yüklere etki eden manyetik kuvvet sebebiyle iletken levhanın sağ ve sol yüzlerinde zıt işaretli yük birikimleri olur. Bu iki yüzey arasında bir gerilim farkı oluşur. Bu yük birikimi; gerilim farkının oluşturduğu elektrik kuvveti, aynı doğrultuda ve zıt yönlü olan manyetik kuvvete eşit oluncaya kadar devam eder. Eşitlik kurulduğunda akım kararlı duruma gelir ve yük birikimi olmaz. Bu olaya Hall olayı, gerilim farkına da Hall gerilimi denir. Olayın oluşumu Şekil 2.28'de görülmektedir (Wichmann 1967, Serway 1996).



Şekil 2.28. Hall gerilimi oluşumu

Hall gerilimi malzeme içinden geçen akı çizgilerinin yönünün fonksiyonudur. Akı yönü bu hassasiyette hem statik (DC) hem de alternatif (AC) manyetik alanları ölçmeye imkân sağlar. Hall olayı, manyetik alanların ölçümü için kolay bir teknik oluşturmaktadır.

### 2.13.6. Manyetik diyot

Manyetik diyot, doğru gerilim ile çalıştırılan yarıiletken bir devre elemanıdır. Manyetik diyotun iç direnci, dışarıdan etki eden manyetik alana bağlı olarak değişir. Temel madde olarak saf germanyum kullanılır. Germanyum maddenin iki ucuna yabancı madde katılarak, bu uçlarda P tipi yarıiletken veya N tipi yarıiletken bölge oluşturulur. Manyetik alan etkisinde iç direnci değişir. Manyetik alan artışı ile iç direnci artar.

### 3. MATERYAL VE METOD

#### 3.1. Deney Düzenegi

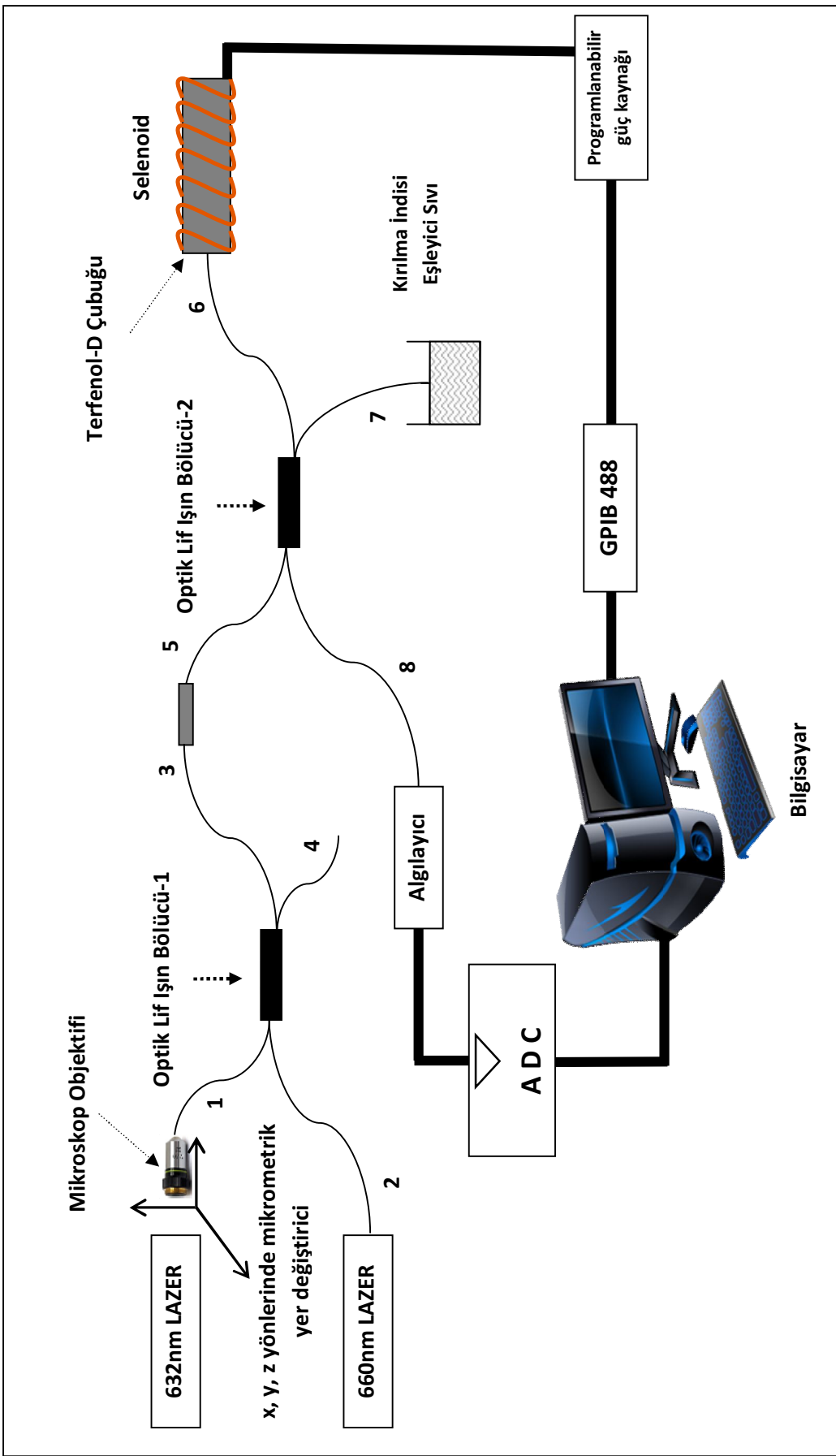
Deney düzeneginde kullanılacak olan optik lifin kırılma indisinin bulunabilmesi için Şekil 3.2’de gösterilen düzenek kullanılmıştır.

İlk olarak OLIB-2’in ucu hareketli ayna karşısına konumlandırılmıştır. Dışta etkileşimli Fabry Pérot girişimölçeri oluşturularak aydınlık ve karanlık saçaklar elde edilmiştir.

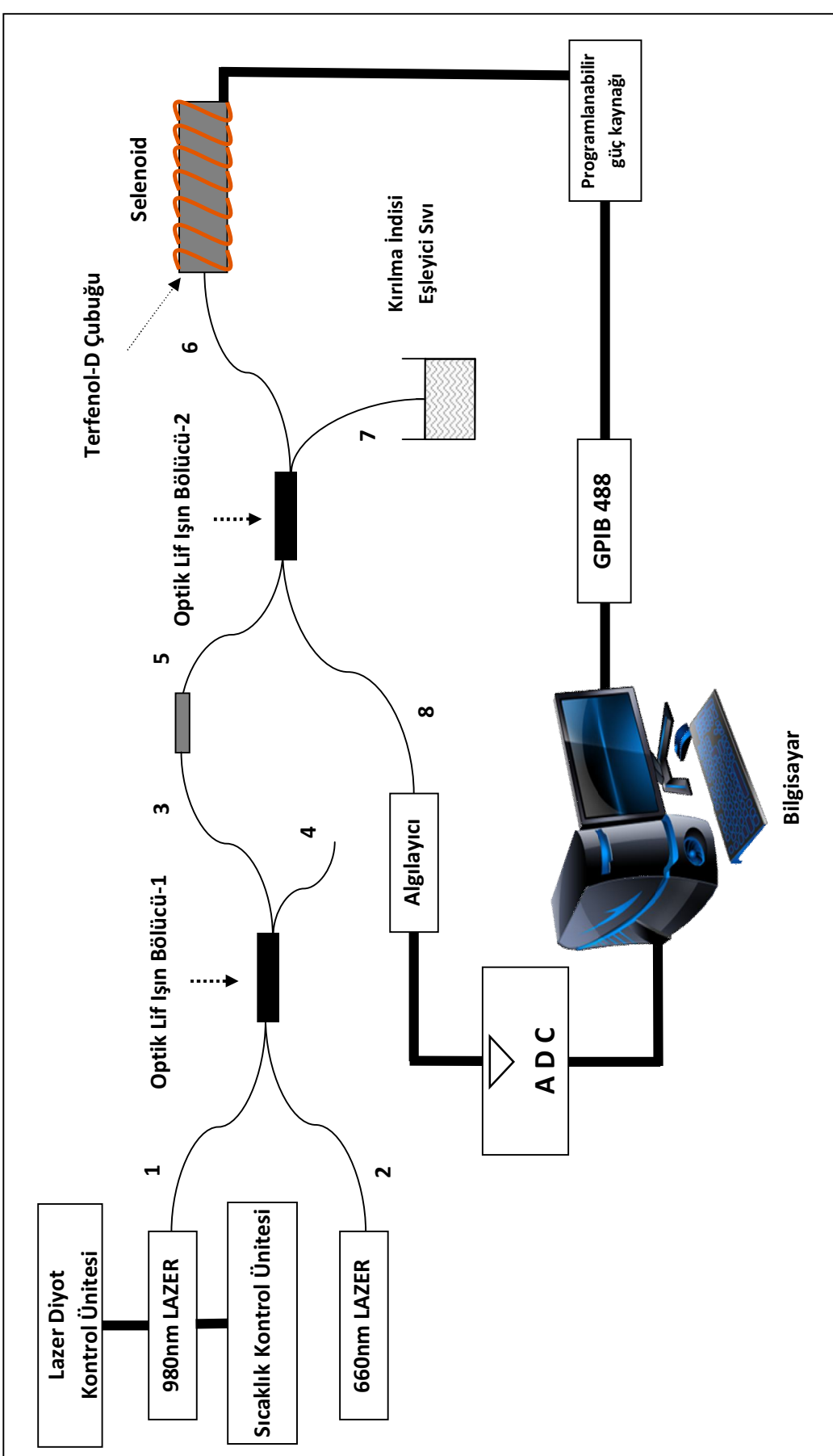
Optik lif manyetik alan algılayıcısı için çift lazer kaynaklı DD (deney düzenegi)-1 kurulmuştur. OLIB-1’in 3 nolu lif kolu ile OLIB-2’nin 5 nolu lif kolu birbirine ST adaptör yardımıyla bağlanmıştır. OLIB 6 nolu lif kolu selenoid ortasında bulunan terfenol-D’nin (48,5 mm boyunda, 6 mm çapında) dairesel yüzeyinin karşısına gelecek şekilde konumlandırılmıştır. Selenoid GPIB 488 kartına takılı olan, LabVIEW programı (programın bilgisayar ekranındaki ön panel görüntüsü ekte gösterilmiştir) ile ayarları kontrol edilebilen ve programlanabilir güç kaynağına (AMETEK, Soresen, XFR 20-60) bağlanmıştır. OLIB-2’nin 8 nolu lif kolunda bulunan algılayıcı (fototransistör) ADC’nin giriş kanalına bağlanıp, aynı zamanda veri alınmıştır. 632 nm He-Ne lazeri önüne, üç yönlü mikrometrik yer değiştiriciye takılan mikroskop objektifi yerleştirilmiştir. Üç yönlü mikrometrik yer değiştirici ayarlanarak maksimum lazer gücü elde edilip ve tek kipli optik liften oluşan ışın bölücü (OLIB)-1’in 1 nolu lif kolundan gönderilmiştir. 2 nolu lif koluna da 660 nm ST (konektörlü) lif çıkışlı yarıiletken lazer takılmıştır.

Optik lif manyetik alan algılayıcısı DD-2’de yalnız ışık kaynağı değiştirilmiştir. Lazer diyot kontrol ünitesinden çıkış gücü ayarlanabilen, ST (konektörlü) lif çıkışlı 980 nm yarıiletken lazer, OLIB-1’in 1 nolu kolundan gönderilerek veri alınmıştır. DD-1 ve DD-2 sırasıyla Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’de gösterilmiştir. Deney düzeneginin fotoğrafları Şekil 3.3’de görülmektedir.

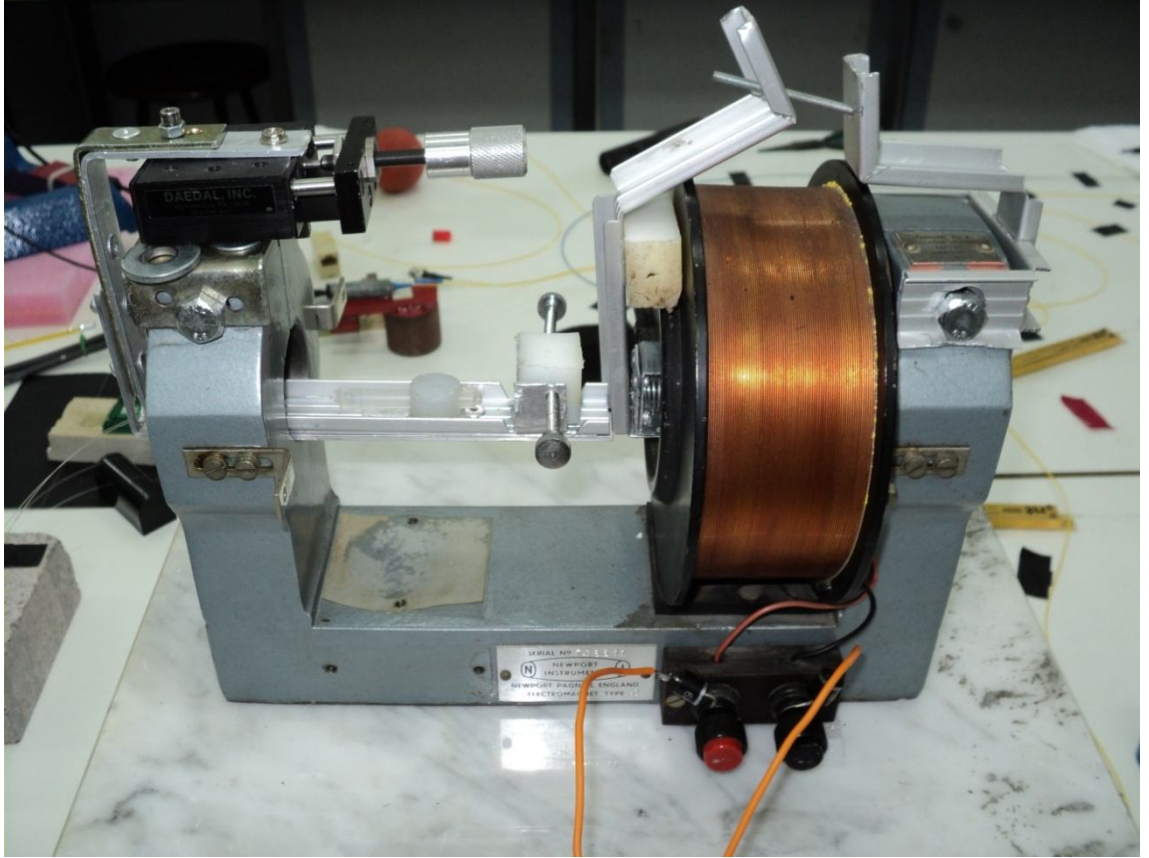
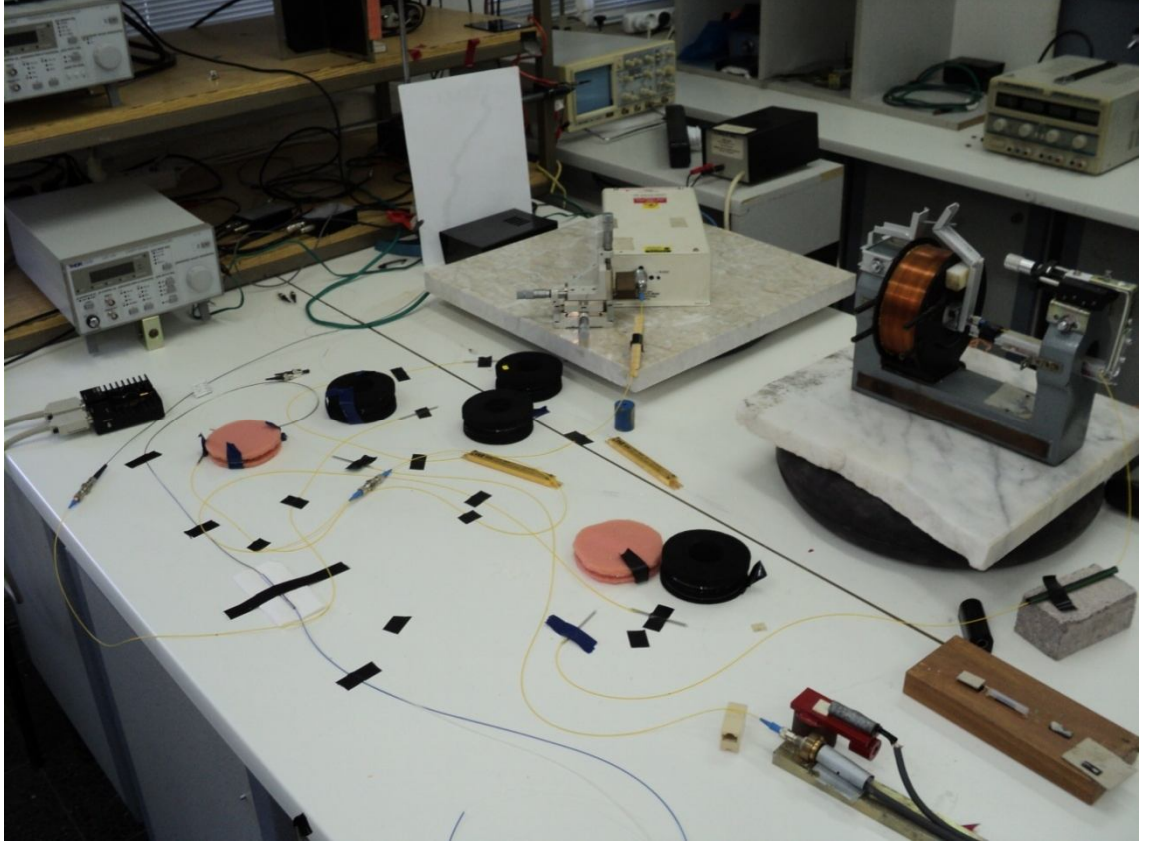




Şekil 3.1. Optik lif manyetik alan algılayıcısı DD-1 şematik gösterimi



Şekil 3.2. Optik lif manyetik alan algılayıcısı DD-2 şematik gösterimi



Şekil 3.3. Kurulan deney düzeneğinin fotoğrafları

Deney düzeneğinde kullanılan optik elemanlar ve cihazlar aşağıda tanıtılmaktadır.

### 3.1.1. Işık kaynağı

Bu çalışmada ışık kaynağı olarak He-Ne lazeri ve yarıiletken (diyot) lazerler kullanılmıştır. He-Ne lazer 1,5 mW gücündedir. Kullanılan yarıiletken lazerlerden biri 660 nm dalgaboyuna sahip, fiber çıkışlı yarıiletken lazer (Melles Griot) otomatik ışık yeğirliğı ayarlama ünitesine sahiptir. 660 nm yarıiletken lazer 12 mW gücündedir. Kullanılan yarıiletken lazerin diğeri 980 nm dalgaboyuna sahip, fiber çıkışlı, maksimum 100 mW gücündeki yarıiletken lazer (Nortel Network/LC9-20), lazer kontrol ve sıcaklık kontrol üniteleri ile birlikte sabit ışık yeğirliğinde çalıştırılmıştır. Lazer kontrol ünitesi Thorlabs Blueline/LDC340 marka, 16 bit, lazer akımı maksimum 1 A'a kadar değıştirilebilen, IEEE-488 arayüz kartı ile ayarlanabilme ve kontrol edilebilme özelliklerine sahiptir. Sıcaklık kontrol ünitesi Thorlabs/TED350 marka, 16 bit, -45 °C ile 145 °C aralığında sıcaklığı değıştirilebilmekte ve yine IEEE-488 arayüz kartı ile ayarlanabilmekte ve kontrol edilebilmektedir. Hassasiyeti  $\pm 1$  nm olan küçük bir spektrometreye (PTR Optics/Mini-Chrom1) güçmetre (powermeter) (Melles Griot/13PDC001) bağlanarak lazer tayf ölçümü yapılmıştır. Elde edilen yarıiletken lazerlerin tayfları ekte verilmiştir. Kullanılan lazerlerin algılayıcıda oluşturdukları gerilim değerlerinin standart sapmaları hesaplanarak Tablo 2'de verilmiştir.

Tablo 2. Işık kaynaklarında ölçülen standart sapmalar

Işık Kaynağı	Gücü	Standart Sapma
632 nm	1,5 mW	$\pm 0,00070$
660 nm	12 mW	$\pm 0,00009$
980 nm	50 mW (25°C)	$\pm 0,00090$

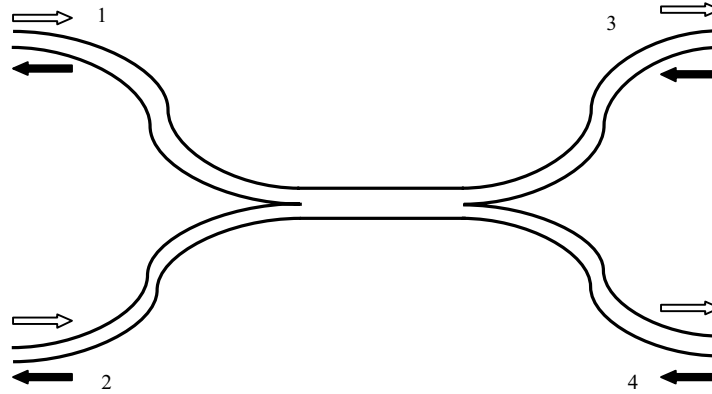
### 3.1.2. Optik lif

Kurulan düzenekte, 10,4  $\mu\text{m}$  çekirdek çapına sahip ve birincil katmanla birlikte 125  $\mu\text{m}$ , nümerik açıklığı 0, 12 olan tek kipli optik lif kullanılmıştır.

### 3.1.3. Optik lif ışın bölücü (“2x2 coupler”)

Deney düzeneğinde kullanılan ışın bölücü %30 ve %70 şeklinde iki kolda şiddet dağılımı vardır. OLIB’in şematik yapısı ve ışık geçirme yönleri Şekil 3.4’de gösterilmiştir. Oklarla gösterildiği gibi 1 numaralı veya 2 numaralı uçtan gelen ışık demeti %30 ve %70 yeğinlikteki demete ayrılmış bir şekilde 3 ve 4 ile numaralandırılmış uçlardan çıkar.

Aynı şekilde 3 numaralı veya 4 numaralı uçtan gönderilen demet 1 numaralı ve 2 numaralı uçtan çıkar. Kullanılan optik lif demet bölücüyü oluşturan optik lifin yapısı ve çekirdek çapları deneyde kullanılan optik liflerle aynıdır. 3dB “coupler” olarak da adlandırılır.



Şekil 3.4. OLIB’in şematik yapısı ve ışık geçirme yönleri

### 3.1.4. Mikroskop objektifi

Mikroskop objektifi ışık kaynağından çıkan demetin, 10,4  $\mu\text{m}$  çapına sahip optik lif koruna kabul açısı altında gönderilmesini sağlamak için kullanılır. Optik lif uygun NA değerine sahip mikroskop objektifinin odağına konumlandırılır. Bu işlem için üç yönlü mikrometrik (x, y, z eksenlerinde hareket ettirilebilen) yer değiştirici kullanılır. Mikrometre eşellerindeki değişim miktarı kontrol edilerek, demet bölücü yardımı ile optik lif ucundan güçmetrede ölçülerek maksimum ışık yoğunluğu elde edilmeye çalışılır. Elde edilince, mikroskop objektifi He-Ne lazerin ışık çıkış bölgesine monte edilmiştir.

### 3.1.5. Analog sayısal çevirici

ADC (Analog Digital Converter), NI-PCI 6070E marka, 16 analog giriş kanallı, giriş gerilimine göre analog kanalların maksimum ve minimum değerleri ayarlanabilen, 12 bit ve 1.25 MS/s' lik, bilgisayarla haberleşme sağlayan bir ara ünedir. ADC' ye ışık kaynağındaki değişimleri deney sırasında kayıt edilmesi için kullanılan algılayıcının (fototransistör) çıkışı gelmektedir. Aynı zamanda gaussmetrenin analog çıkışı bağlanarak manyetik alan değerlerinin kaydedilmesi sağlanmaktadır.

### 3.1.6. Gaussmetre



Şekil 3.5. Gaussmetre

Hall etki yöntemi ile çalışan manyetik alan ölçüm cihazıdır (F. W. BELL 5180). %1,1'lik temel doğruluk oranı ile 0,0 kG dan 30,0 kG aralığında, Gaus, Tesla veya Amper/Metre cinsinden ölçüm yapabilmektedir. Analog çıkış ile ADC'a bağlanarak verilerin kaydedilmesi sağlanır.

### **3.1.7. Programlanabilir güç kaynağı**

Programlanabilir güç kaynağı NETES/AMETEK XFR 60-20 'dir. Maksimum güce (1200W) bağlı olarak ayarlanabilir ve kesintisiz akım gerilim çıkışı sağlamaktadır. Çıkış gerilimi 0,0 V - 60,0 V, çıkış akımı 0,0 - 20,0 A'dir. Uzun çalışma süresince sabit verimlikte güç sağlamaktadır. Bilgisayar bağlantısı GPIB arayüz kartı üzerinden sağlanmaktadır.

### **3.1.8. GPIB 488**

GPIB 488 (General Purpose Interface Bus), yüksek hızlı bilgi transferi sağlayan (1,5 Mbytes/s), 16-bit paralel haberleşme birimidir. Bilgisayarlar arası haberleşme ve bilgisayarla çevre birimleri arasındaki haberleşmeyi sağlamaktadır. Maksimum 15 cihaz bağlanarak, bu cihazlar kontrol edilebilmektedir. Bu çalışmamızda programlanabilir güç kaynağı bağlanarak, Labview programı ile haberleşme sağlanmaktadır.

## **3.2. Kullanılan Optik Lifin Kırılma İndisinin Bulunması**

Optik lifin kırılma indisinin bulunması bu çalışmanın önemli bir bölümüdür. Üretici firmaların verdiği kırılma indisi değeri sodyumun D- çizgisi (589.3 nm) içindir. Çalışmada kullanılan dalgaboyu değerleri, 632 nm (He-Ne lazer), 660 nm (yarıiletken lazer) ve 980 nm olduğu için bu dalgaboylarına karşılık gelen kırılma indisi değerlerinin bulunması gerekir. Kırılma indisi, deney düzeneği (Şekil 3.6) kurularak elde edilmiştir. Bu işlem için kırılma indisleri bilinen sıvılarla deney yapılarak bu sıvılara karşılık güçölçerde ölçülen değerlerin grafiği çizilir. Bu grafik 660 nm' de yapıldığı için sıvıların Abbe Refraktometresinde (Bellingham Stanley Ltd 60/70) gerekli düzeltme faktörleri üretici firmanın listesinden alınmıştır) ölçülerek bulunmuştur.

Frensel yansıma yasası gereğince; iki ortamın kırılma indisleri birbirine eşit ise sınır yüzeyinden ışık yansımaz. Sadece ölçülen miktar sistemden kaynaklanan ardalan yansımaları olacaktır. Çizilen grafikte (Şekil 3.7.) eğrinin minimum değerinde bu koşul sağlanacağı için buradan optik lifin kırılma indisi bulunur. Fakat bu değer kullanılan madde sayısının kısıtlı olması özellikle minimum bölgesindeki kırılma indisi değişiminin sürekli sağlanamaması nedeniyle çok hassas sonuç vermemektedir.

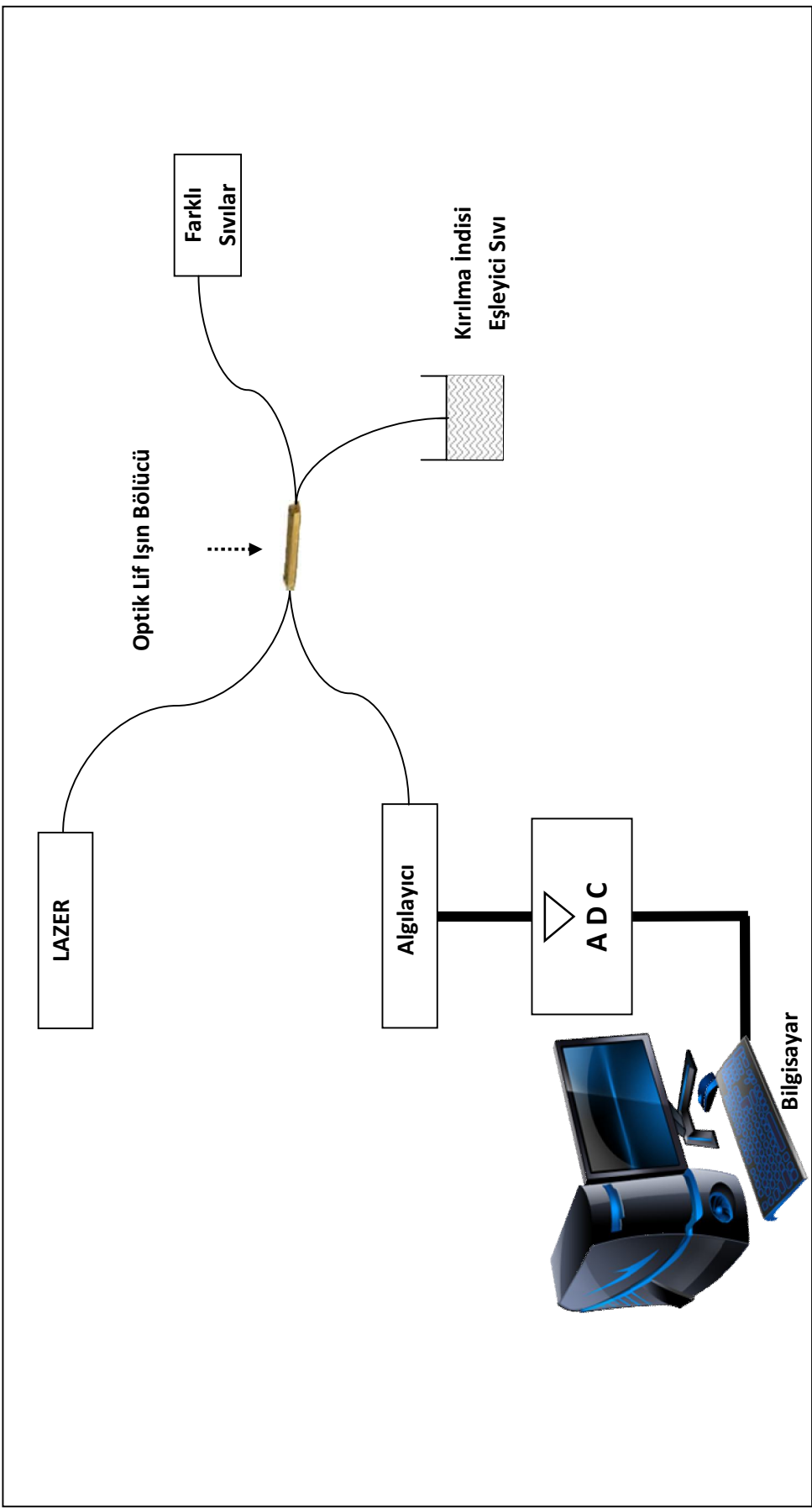
Buna karşılık sistemin, geniş bir kırılma indisi profili altında çalışması hakkında yeterli bir bilgi vermektedir. Yapılan çalışmanın sonucunda 660 nm’de optik lifin kırılma indisi  $n=1.5510$  olarak bulunmuştur.

### **3.3. Manyetik Alan Değişimi Ölçümü**

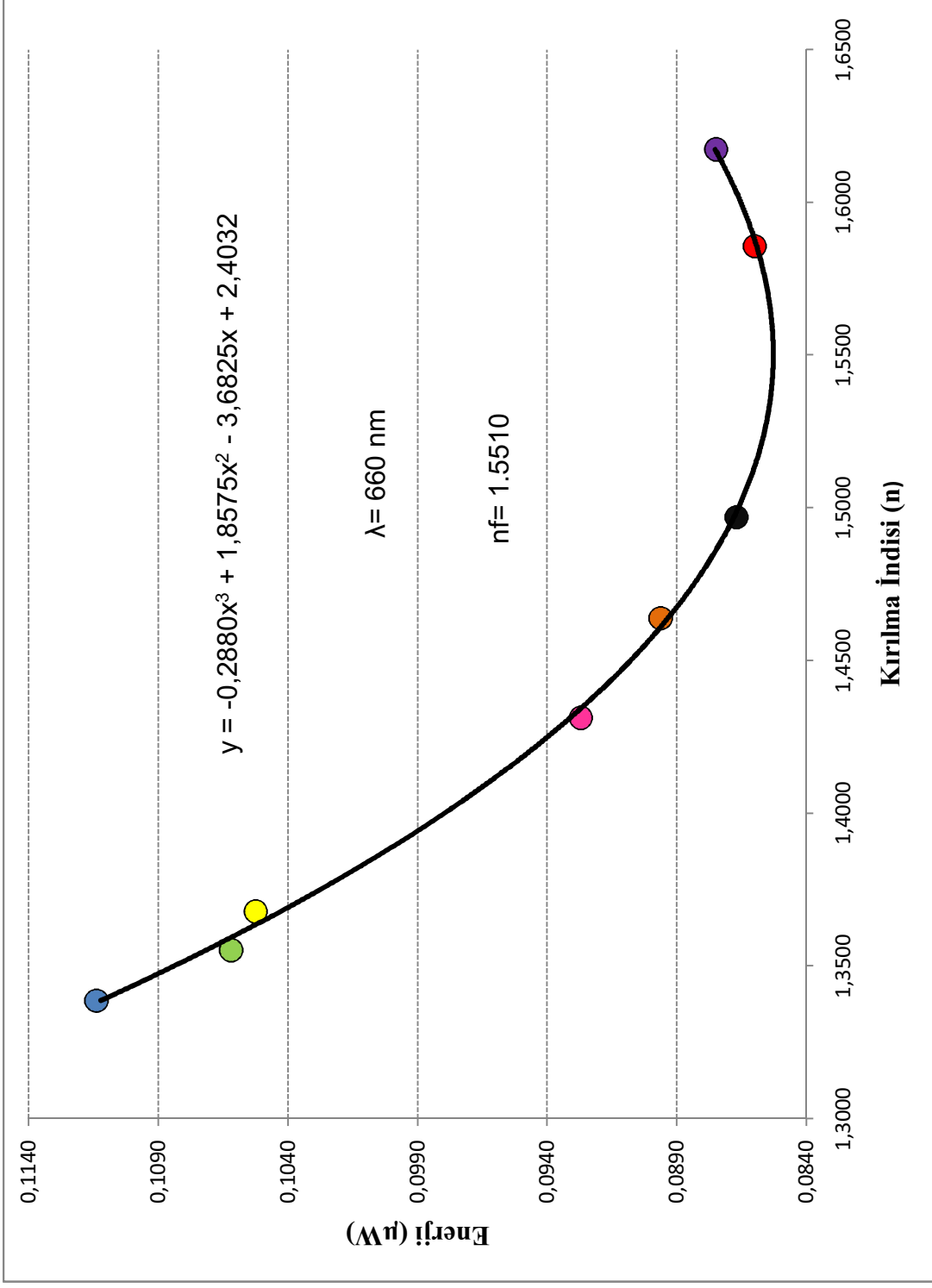
Girişim saçaklarının net bir şekilde elde dileyebilmesi için kurulan deney düzeneklerinin ve ışık kaynaklarının titreşimsiz olması gerekmektedir. Kullanılan He-Ne gaz lazeri ile selenoidin bulunduğu sistemin titreşimini en aza indirmek için, hava ile doldurulmuş lastik üzerine 4 cm kalınlığında, 45 cm\*45 cm boyutlarında mermer blok üzerine konulmuştur.

Manyetik alan değişimi ile manyetositriktif malzeme olan Terfeneol-D’nin boyutsal değişiminin hesaplayabilmek için ilk olarak Pasco (OS-9257A) marka, 5kg ağırlığında, mikrometrik ölçülerde hareket edebilen aynaya sahip sistem kullanılmıştır. Hareketli ayna karşısına optik lif getirilerek Fabry Pérot girişimölçer deney düzeneği kuruldu. Kurulan deney düzeneğinde yarı geçirgen ayna karşısına gelen optik lifin ucu BICC/OFC 3200 marka elmas uçlu kesici ile kesilmiştir. Optik lif ayna karşısında optik mikroskoptan çekilen fotoğrafı Şekil 3.8’de görülmektedir.

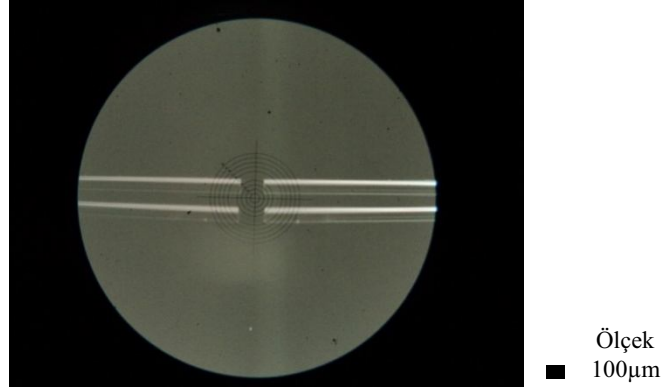




Şekil 3.6. Kırılma indisinin ölçümü için kurulan optik lif deney düzeneği şematik gösterim



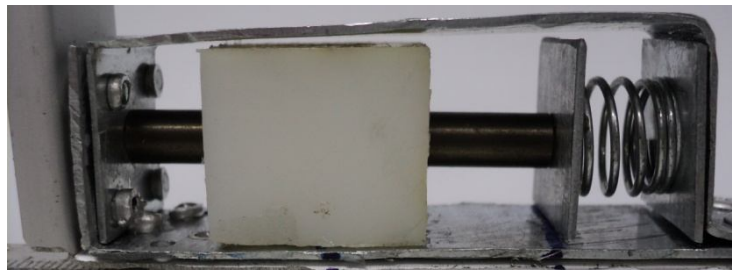
Şekil 3.7. Kurulan düzenek yardımı ile kullanılan optik lifin kırılma indisinin belirlenmesi için çizilen grafik



Şekil 3.8. Optik lifin ayna karşısındayken optik mikroskoptan çekilen fotoğrafı

Üç farklı ışık kaynağı, 632 nm, 660 nm ve 980 nm dalgalı boylarındaki lazerler için optik lif ayna arasındaki mesafe değişimi ile girişim desenleri oluşturuldu. Elde edilen bu verilerin teoriye uygun olduğu görülmektedir. Bunun sonucunda çift ışın kaynağı kullanılarak 632 nm ve 660 nm, 660 nm ve 980 nm dalgalı boyundaki lazerler ile ölçümler alınmıştır. Sonuçlar teoriye uygundur.

Hareketli ayna ile yapılan deneylerde beklenen sonuçların elde edilmesiyle manyetositriktif malzeme olan Terfenol-D'nin bulunduğu deney düzeni (DD)-1 ve DD-2 kurulmuştur. Terfenol-D için yaylı bir sistem yapılmıştır (Şekil 3.9). Manyetik alan kaynağı olarak selenoid kullanılmıştır. Selenoid 0,0 V'dan 60,0 V'a kadar gerilim değişimini sonucunda 0,0 G'dan 310,0 G'a kadar manyetik alan oluşmaktadır.

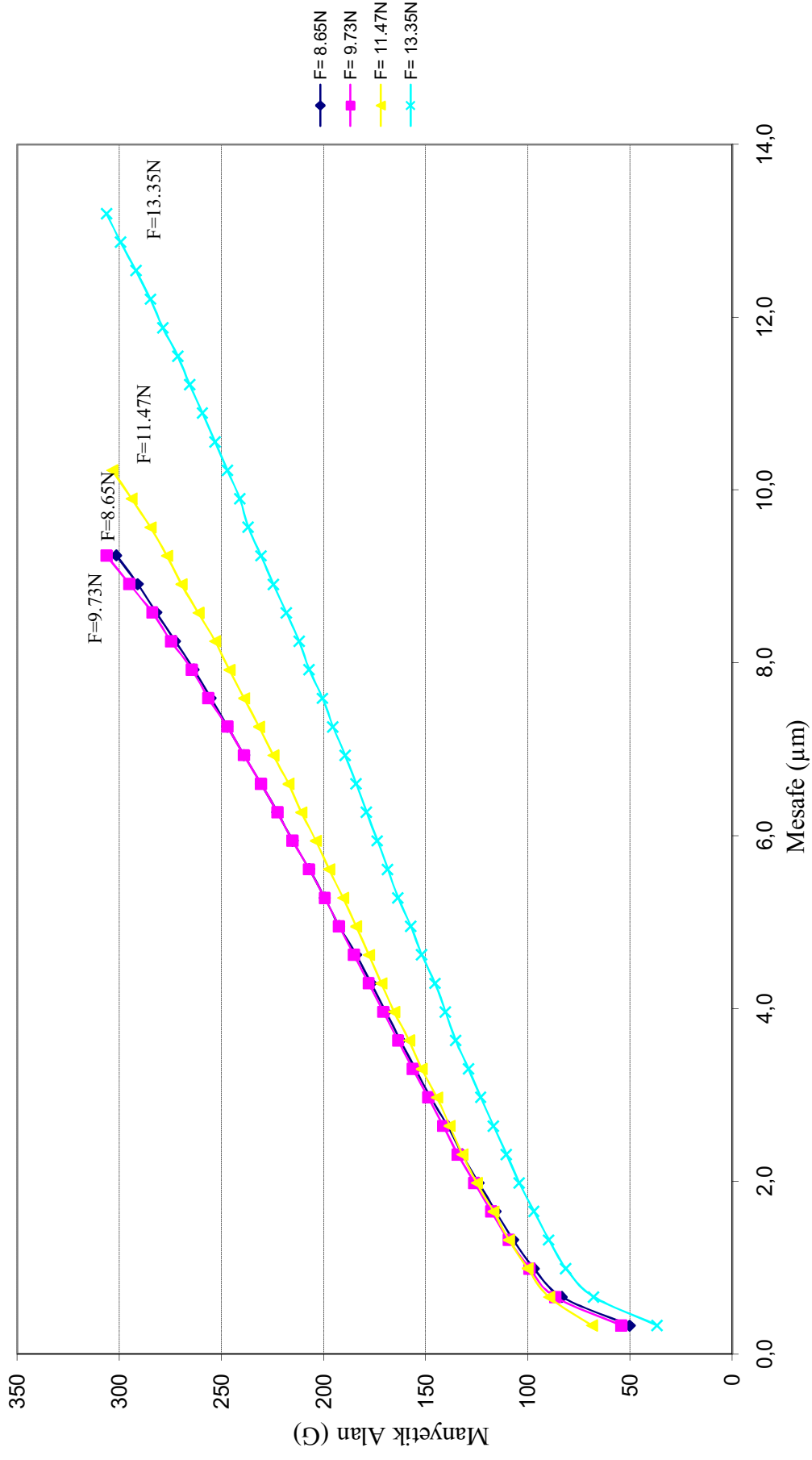


Şekil 3.9. Terfenol-D'nin bulunduğu yaylı sistem

Kullanılan yayın yay sabiti deneysel olarak hesaplanarak ( $k=979$  N/m) Terfenol-D üzerine uygulanan kuvvet hesaplanmıştır. Terfenol-D, uygulanan 8,65 N kuvvetin etkisi altında iken, selenoide 0,0 V dan 60,0 V'a kadar gerilim uygulanarak manyetik alan oluşturulmuştur. Oluşan bu manyetik alana karşılık Terfenol-D'nin boyundaki

değişim miktarı hesaplanarak ve Terfenol-D üzerindeki kuvvetler 9,73 N, 11,47 N ve 13,35 N değerlerinde arttırılarak, aynı manyetik alana karşılık boyundaki değişimler hesaplanarak Şekil 3.10'de karşılaştırılmıştır.

Terfenol-D ile kurulan deney düzeneğinde çift ışık kaynağı kullanılarak ölçümler alınmıştır.



Şekil 3.10. Terfenol-D üzerindeki kuvvet değişimi karşılık mesafe değişimi

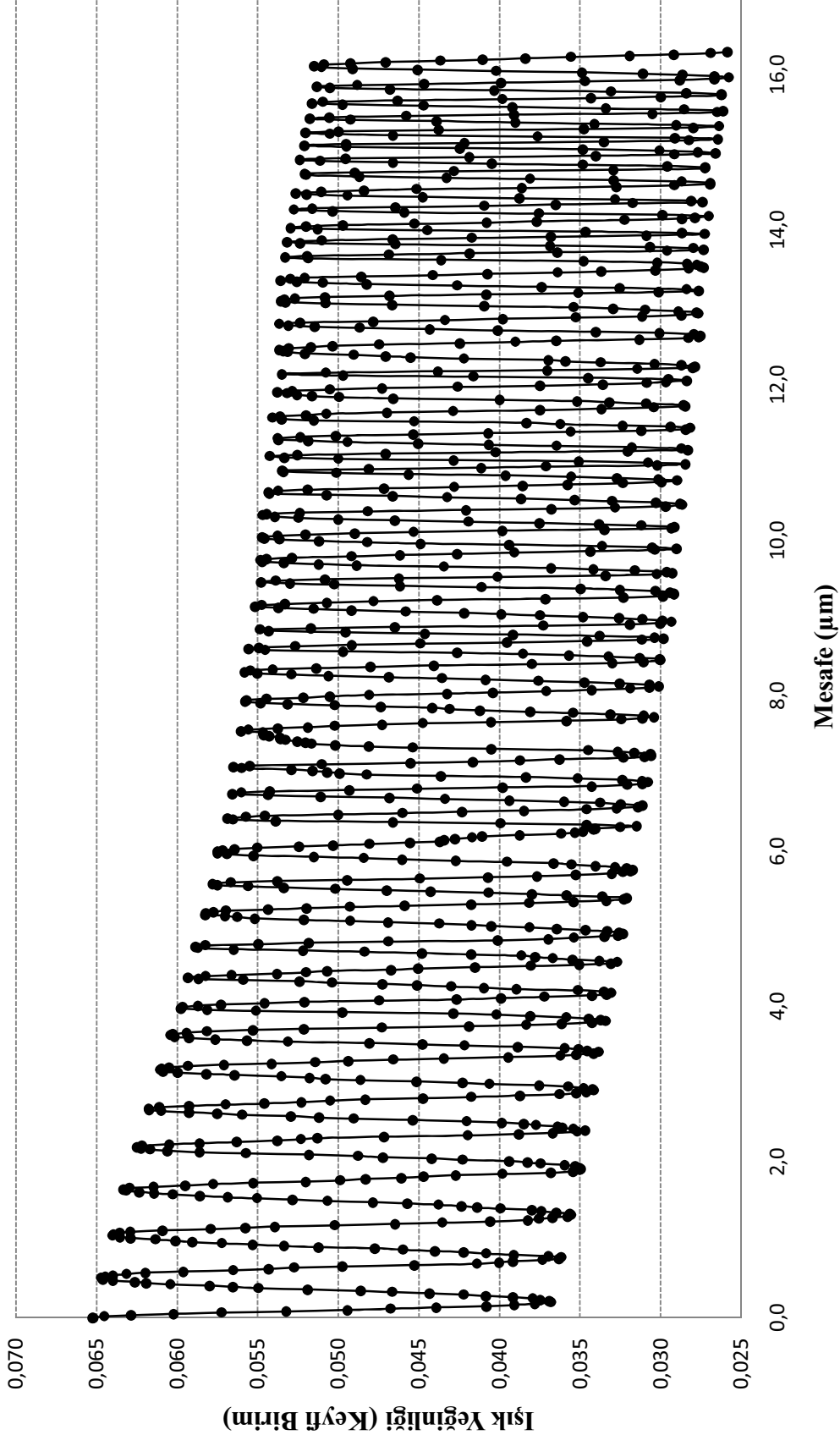
## 4. BULGULAR ve TARTIŞMA

Bu bölümde deneyler sonucunda elde edilen, hareketli aynada mesafe ile ışık yeğİnliğinin değişimi, tek lazer ve çift lazer kaynağı kullanılarak Terfenol-D'nin boyunun manyetik alanla değişim grafikleri ve deney sırasında elde edilen verilerin tartişması yapılacaktır.

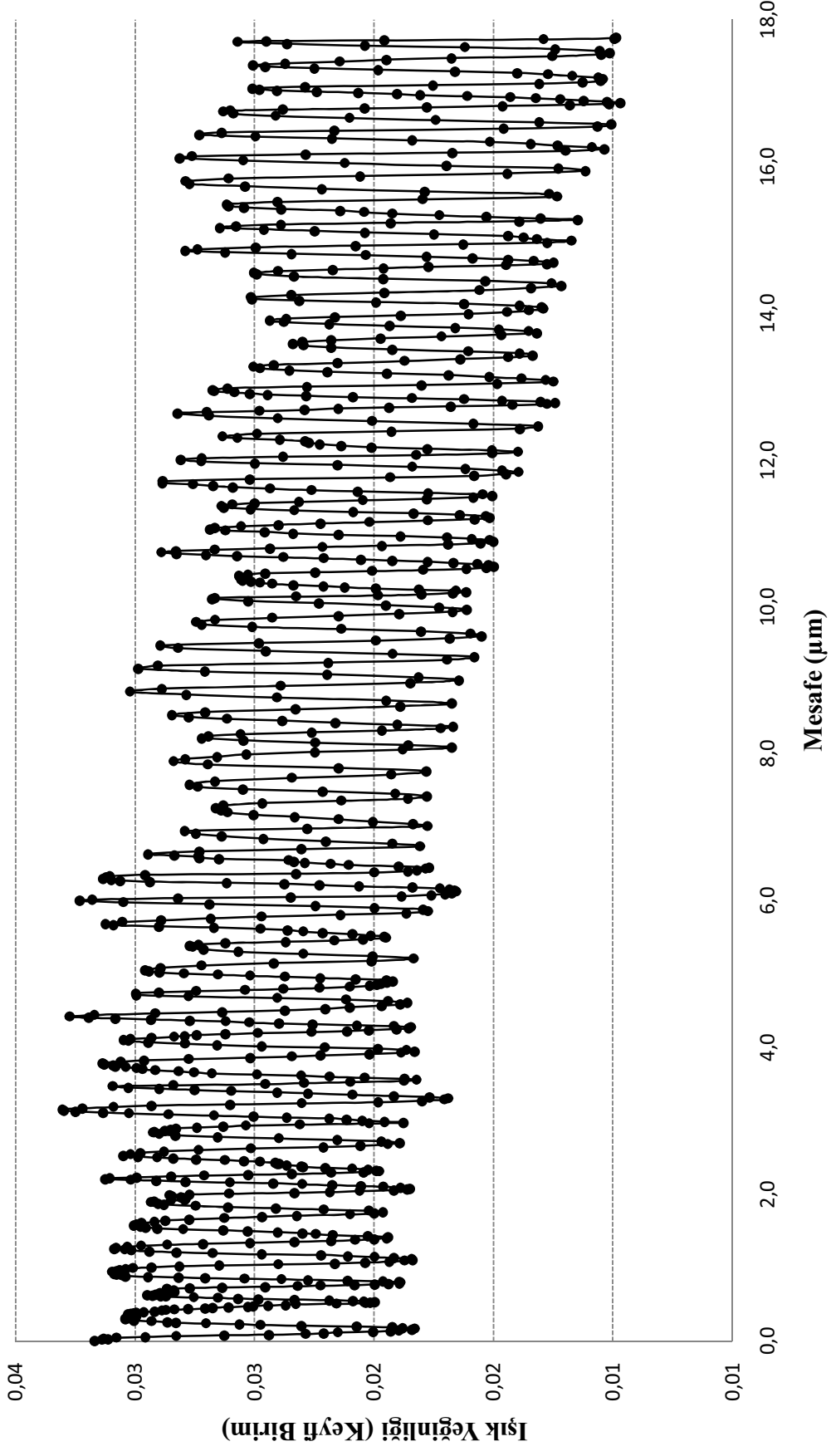
### 4.1. Işık Yeğinliğinin Mesafe ile Değişimini Gösteren Grafikler

Deney esnasında 0,00049 V (12 bit,  $\pm 1$  V maksimum konumunda) znrlkteki ADC kullanılarak, Labview programı ile 100 verinin RMS (karelerinin ortalamasının karekökü) değeri alınarak 0,05 s'de bir veri kaydedilmektedir. Alınan veri sayısı her ölçüm için 1000 ile 2000 civarındadır. Şekil 4.1'de Fabry Prot girişimölçer hareketli ayna sisteminde 632 nm He-Ne gaz lazeri ile oluşturulan girişim deseni görülmektedir. 660 nm yarıiletken lazer ile elde edilen girişim deseni Şekil 4.2'de verilmiştir. Şekil 4.5'de de 980 nm lazer kaynağı için elde edilen girişim deseni görülmektedir. Optik lif ile ayna arasındaki mesafe arttıka, ışık toplama kabiliyeti olan NA'ya giren ışık yeğinliğinde azalma olduğu görülmektedir. Bu grafikte girişim deseninde azalma ve artışların olmasının sebebi ışığın optik kaviteye geri dönmesinden, 100 verinin RMS değerinin alınmasından, hareketli aynanın mikrometrik yer değiştirme kolunun el ile döndürülmesinden ve titreşimden kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.3'de 660 nm ve 632 nm, Şekil 4.6'da 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynakları kullanılması sonucunda oluşan girişim desenleri görülmektedir. Teorik olarak bölüm 2.8'de elde edilen ışık yeğinliği formülünden hesaplanan verilerle karşılaştırıldığında uyumlu olduğu görülmektedir.

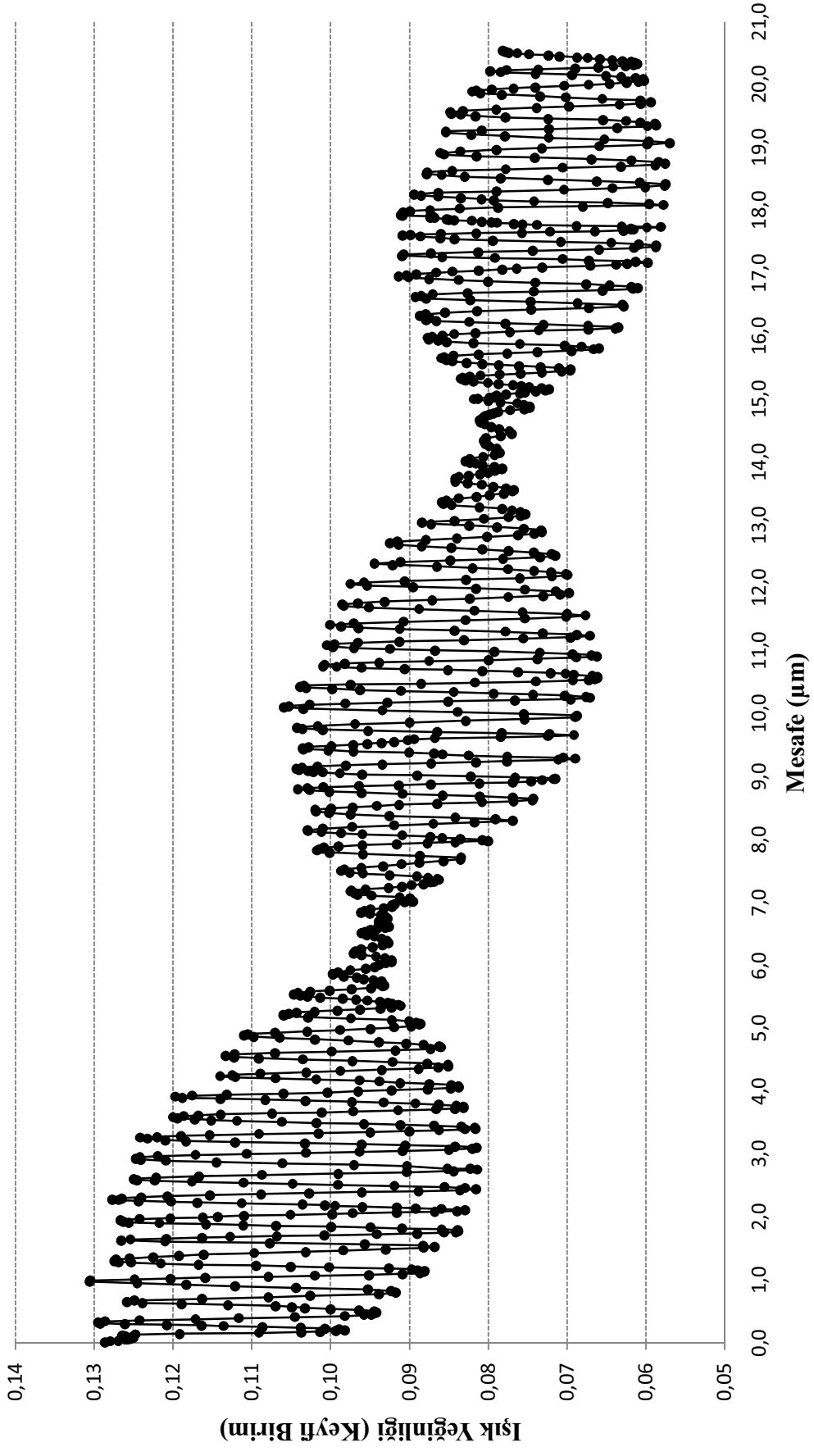


Şekil 4.1. 660 nm için ışık yeğinliğinin mesafe ile değişimi

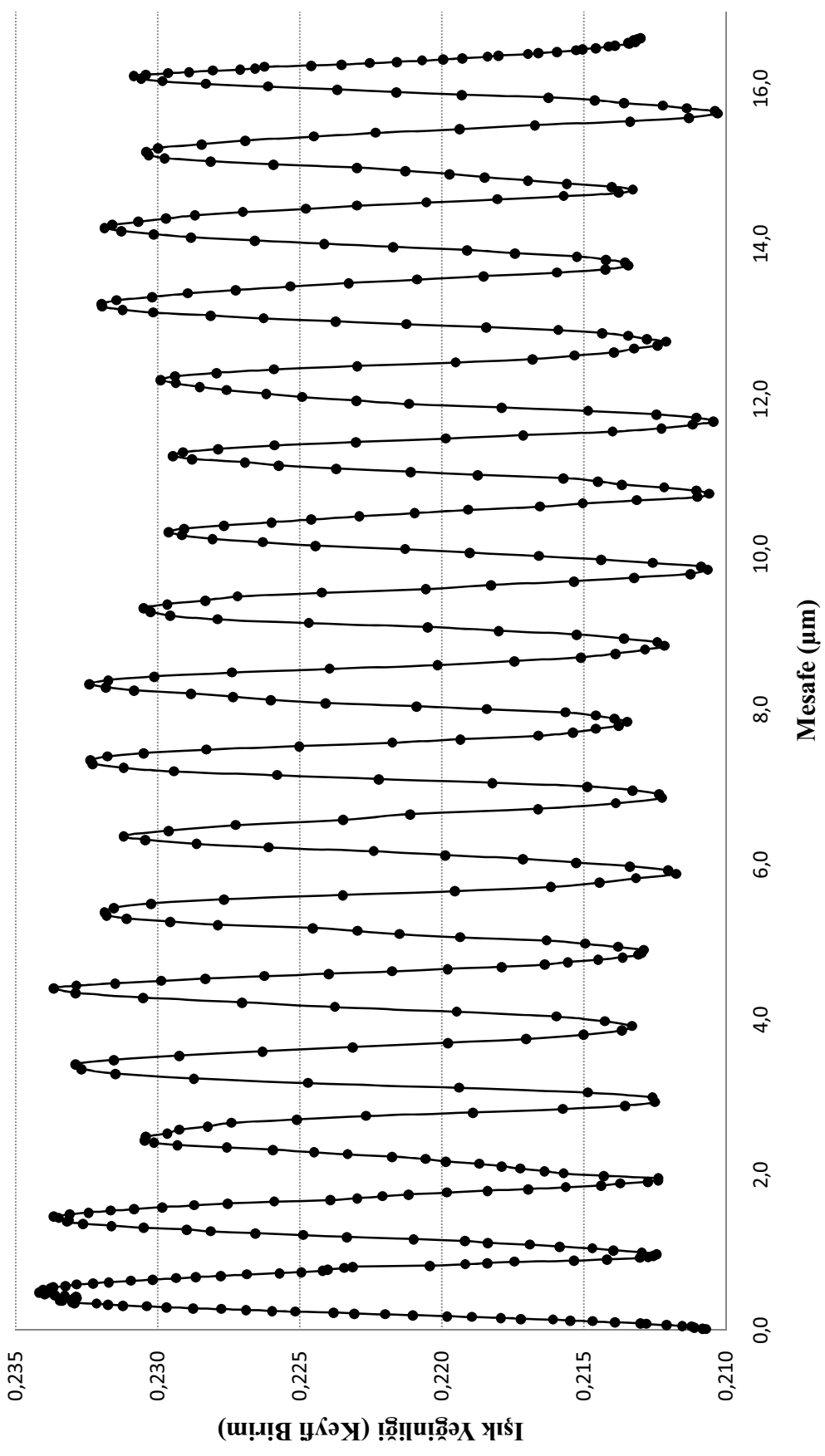


Şekil 4.2. 632 nm için ışık yegınlığının mesafe ile değişimi

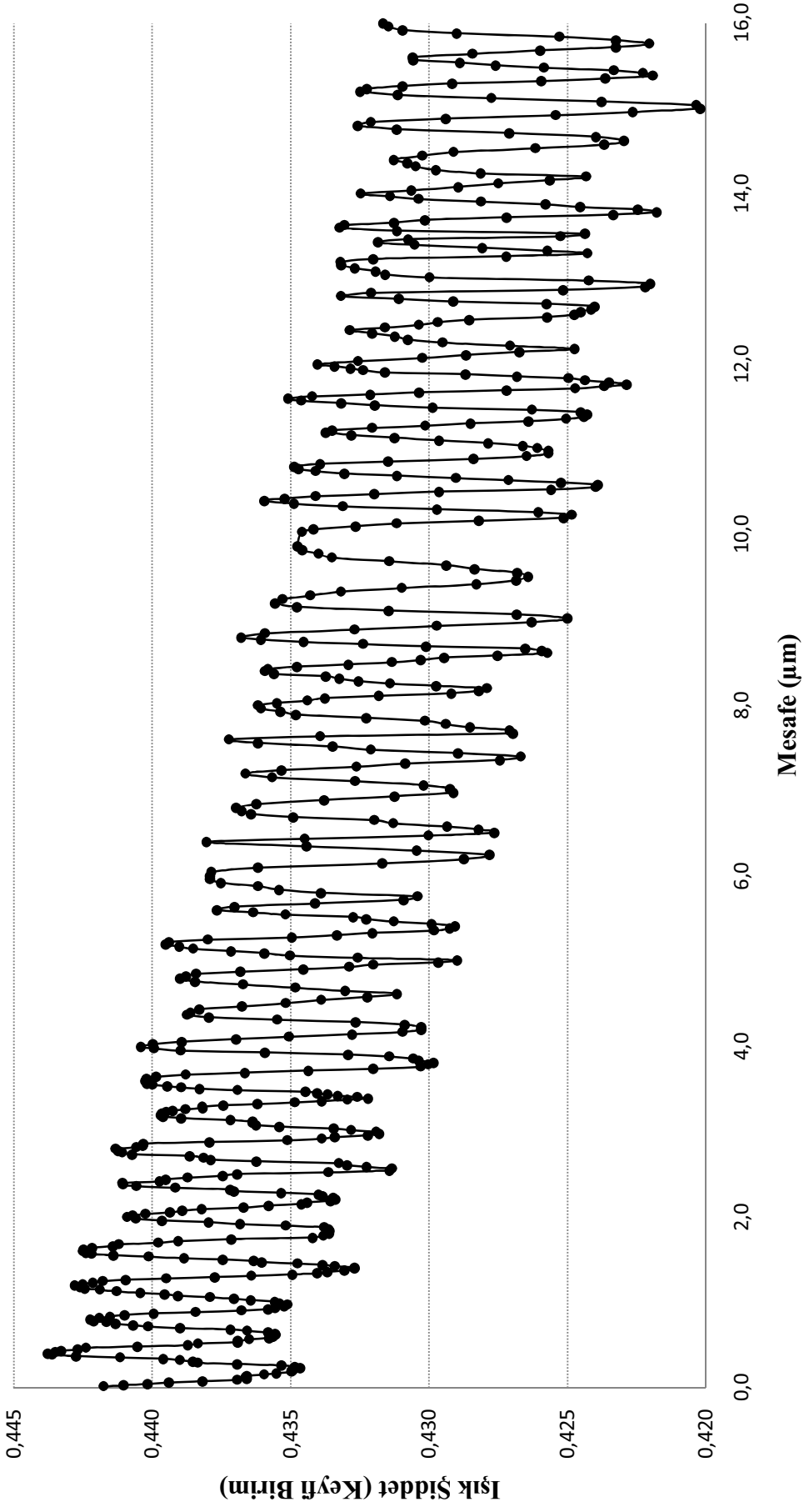




Şekil 4.3. 660 nm ve 632 nm ışık yeğİnliğinin mesafe ile değişimi



Şekil 4.4. 980 nm için ışık yeğİnliğinin mesafe ile değişimi

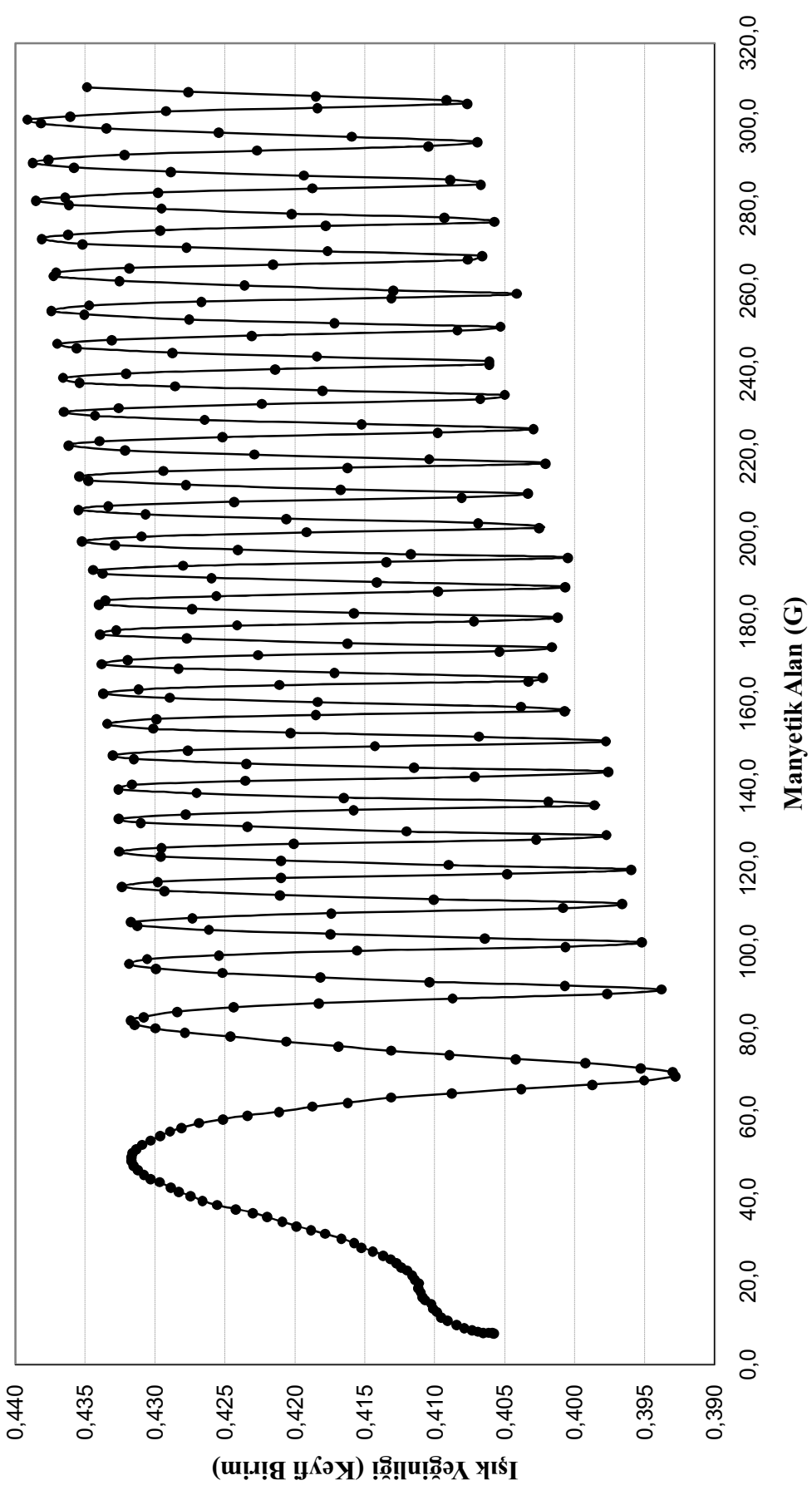


Şekil 4.5. 660 nm ve 980 nm için ışık yegünlüğünün mesafe ile değışimi

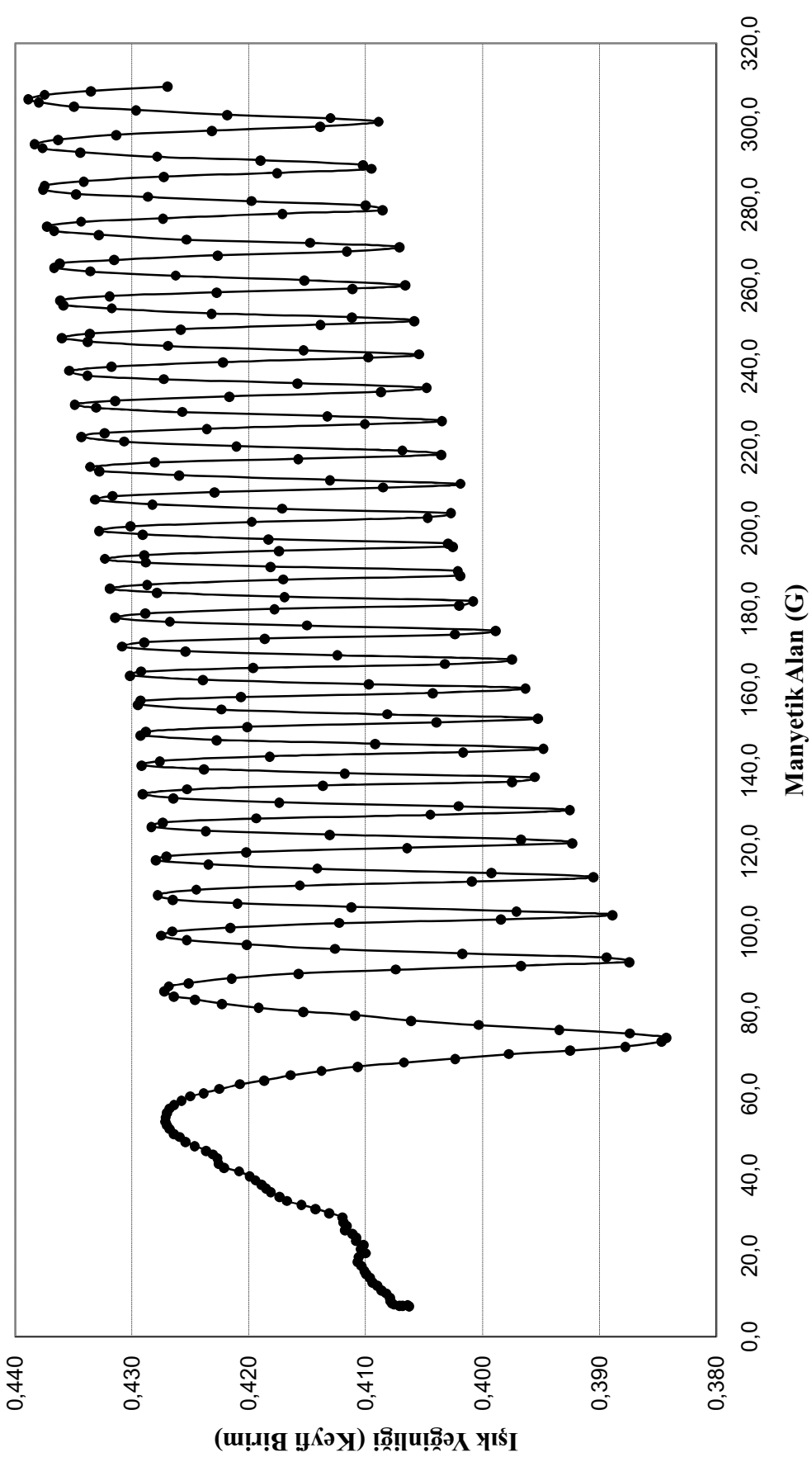
## 4.2. Işık Yeğİnliğinin Manyetik Alanla Değişimini Gösteren Grafikler (Tek lazer kaynağı)

1 s aralıklarla 1000 verinin RMS değeri alınarak, her ölçüm için 200 ile 300 civarında veri alınmıştır. Sistemde bulunan yayın sıkıştırılması ile Terfenol-D'nin üzerinde 8,65 N'luk sabit kuvvet uygulanmıştır. DD-1 de bulunan selenoid üzerine 0,2 V gerilim artışı ile 0,0 V dan 60,0 V'a kadar gerilim uygulanarak 0,0 G dan 310,0 G manyetik alan değerleri oluşturulmuştur. 660 nm tek lazer kaynağı kullanıldığında, Şekil 4.6'da manyetik alan arttıkça Terfenol-D'nin boyundaki değişim görülmüştür. Terfenol-D üzerine 9,73 N, 11,47 N, 13,35 N değerlerinde sabit kuvvetler sırasıyla uygulanmıştır. Bu kuvvetlerin etkisi altında ışık yeğİnliğinin manyetik alanla değişim grafikleri sırasıyla Şekil 4.7, Şekil 4.8, Şekil 4.9'da verilmiştir.

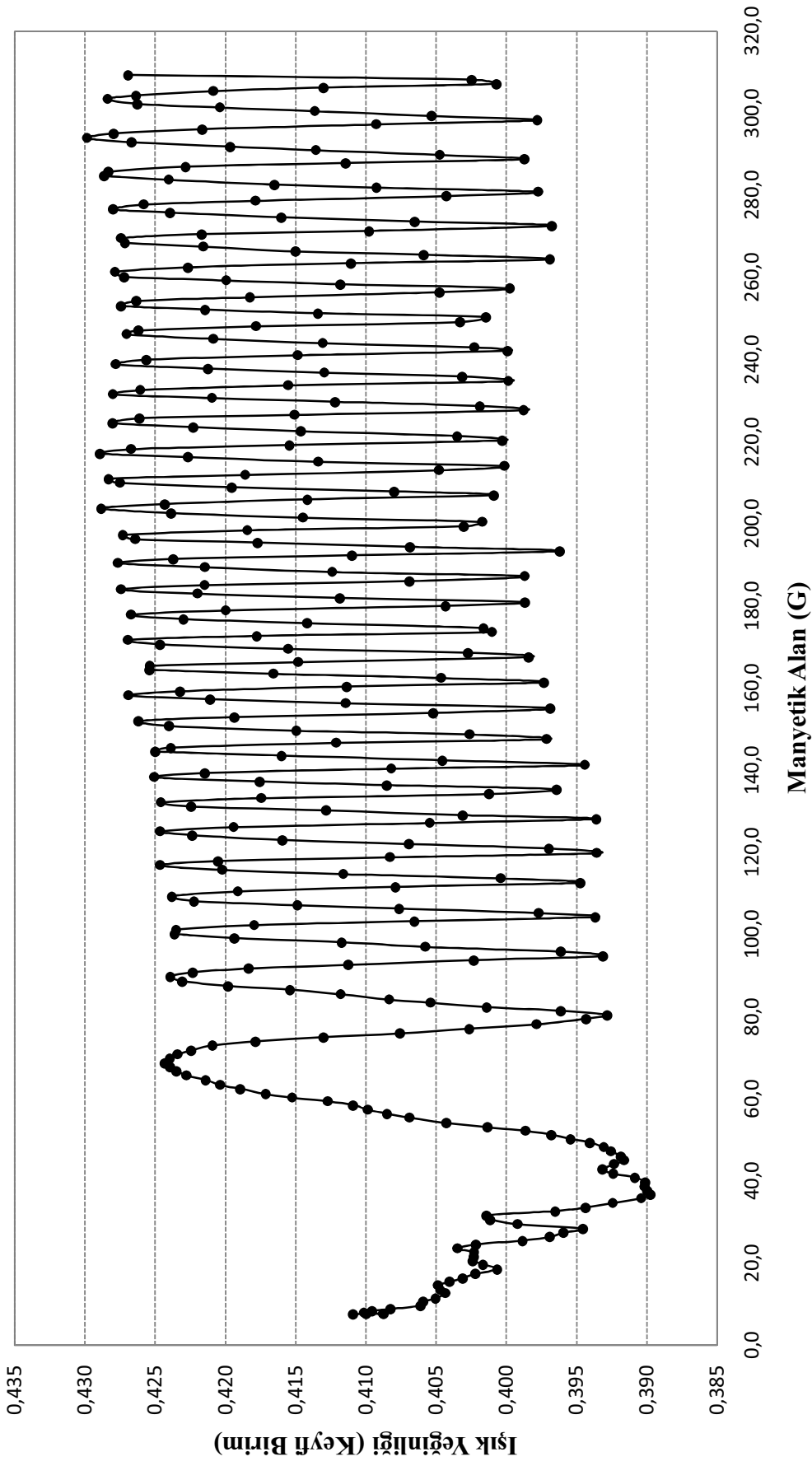
Bu grafiklerden de görüldüğü gibi manyetik alan arttıkça Terfenol-D nin boyutları da değişmektedir ve optik lif Terfenol-D arasındaki mesafe azaldığından dolayı ışık yeğİnliğinde artış gözlenmektedir. Aynı zamanda Terfenol-D üzerindeki kuvvet arttıkça uygulanan manyetik alana karşılık boyca değişim daha fazla olmaktadır. Şekil 3.10' da görüldüğü gibi kuvvet arttıkça grafikteki eğride lineer bölge daha uzun olduğundan, algılayıcı uygulanan alana karşı lineer olmayan bölgelere göre daha hassas olmaktadır. Algılayıcı sistemler için uygun olmaktadır.



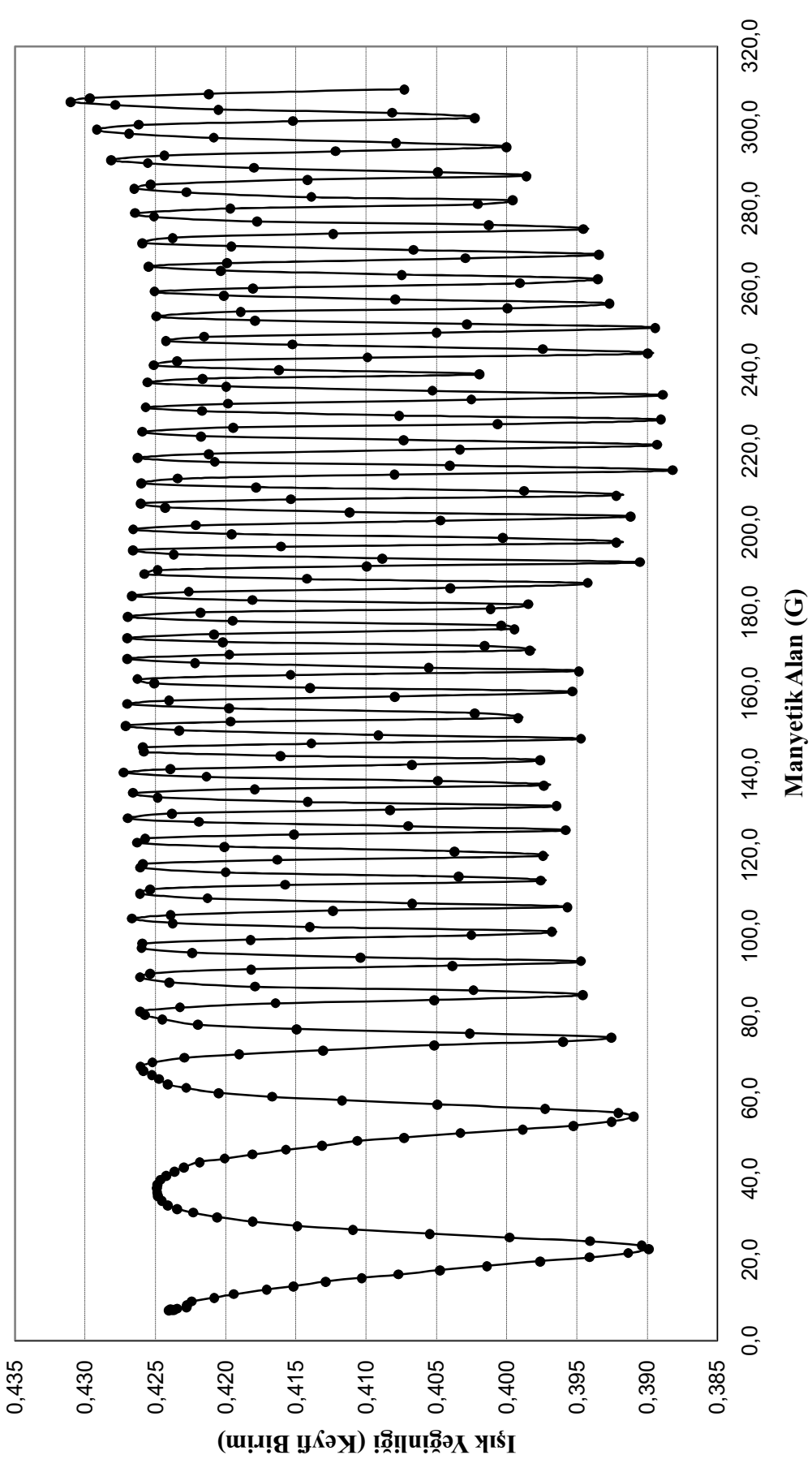
Şekil 4.6. 660 nm lazer kaynağının ışığın yeğİnliğinin manyetik alanla değişimi ( $F=8,65 \text{ N}$ )



Şekil 4.7. 660 nm lazer kaynağının ışık yeğninliğinin manyetik alanla değişimi (F=9,73 N)



Şekil 4.8. 660 nm lazer kaynağının ışık yeğninliğinin manyetik alanla değişimi (F=11,47 N)



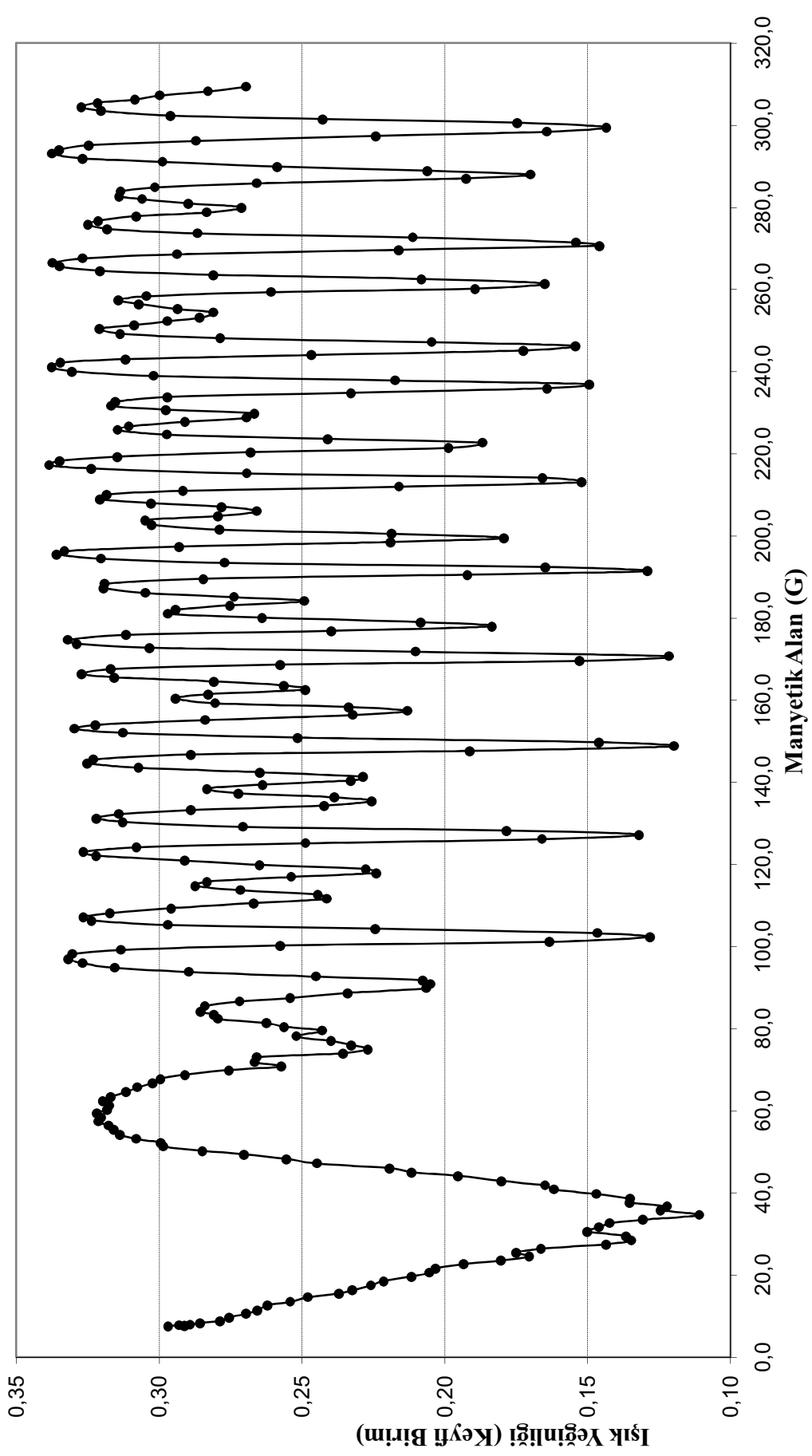
Şekil 4.9. 660 nm lazer kaynağının ışık yeğİnliğinin manyetik alanla değişimi (F=13,35 N)



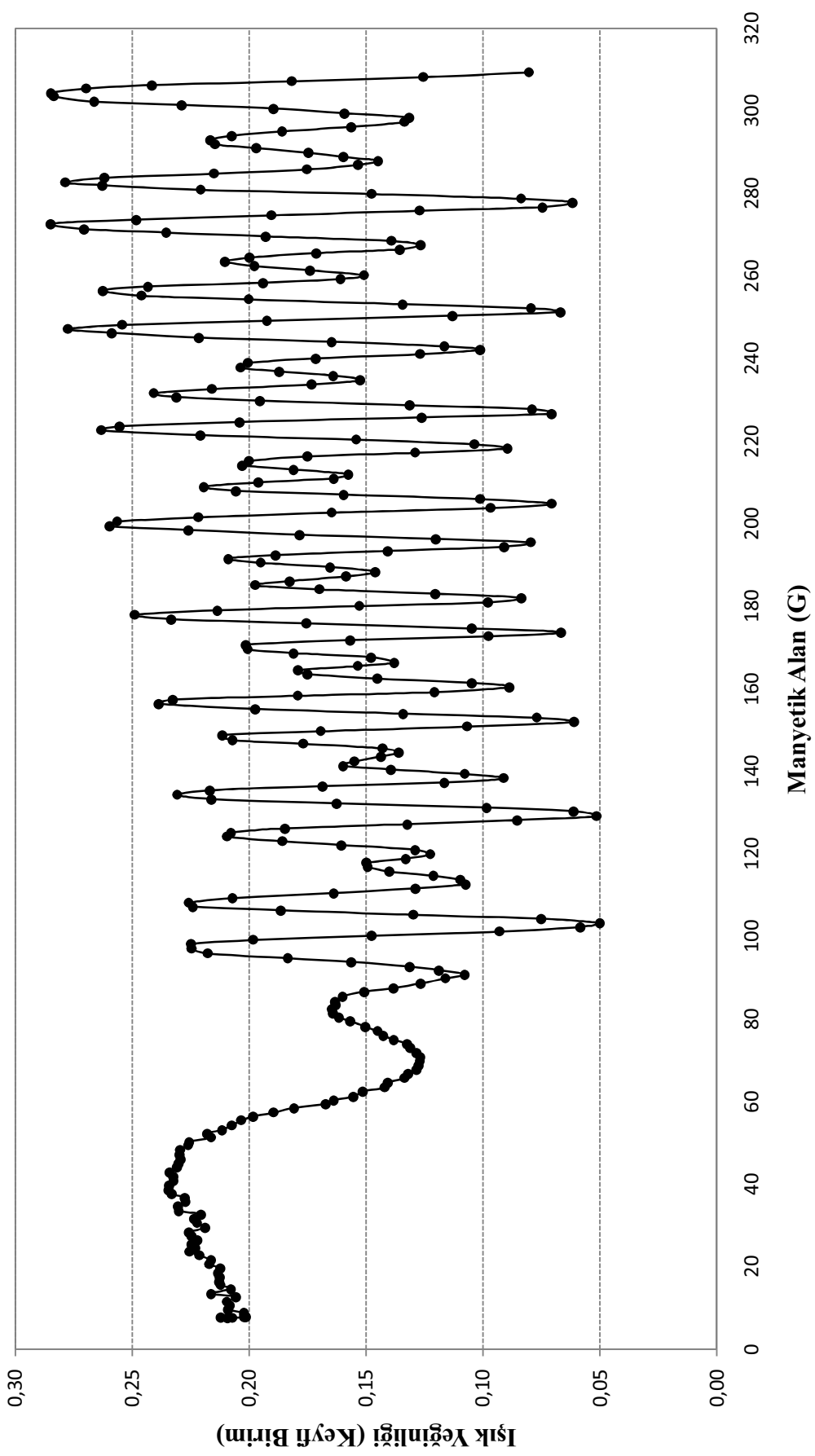
### 4.3. Işık Yeğİnliğinin Manyetik Alanla Değişimini Gösteren Grafikler (Çift lazer kaynağı)

DD-2 deki OLİB-1'in 2 nolu koluna 660 nm ve 1 nolu koluna 980nm lazerler bağlanarak çift lazer kaynağı kullanılmıştır. 1000 verinin RMS değeri alınarak elde edilen veri 1s aralıklarla kaydedilmiştir. Terfenol-D üzerine 8,65 N, 9,73 N ve 11,47 N sabit kuvvetler uygulanarak, programlanabilir güç kaynağı ile her 1 s'de 0,2 V gerilim artışı ile 0,0 V'dan 60,0 V'a kadar artırılmıştır. Gerilim artışına karşılık 0,0 G'dan 300,0 G'a kadar manyetik alan değişimleri aynı anda ADC yardımıyla elde edilmiştir. Bu manyetik alan değişimine karşılık ışık yeğinliği değeri elde edilmiş olup, sırasıyla Şekil 4.10, Şekil 4.11, Şekil 4.12'de grafikleri verilmiştir.

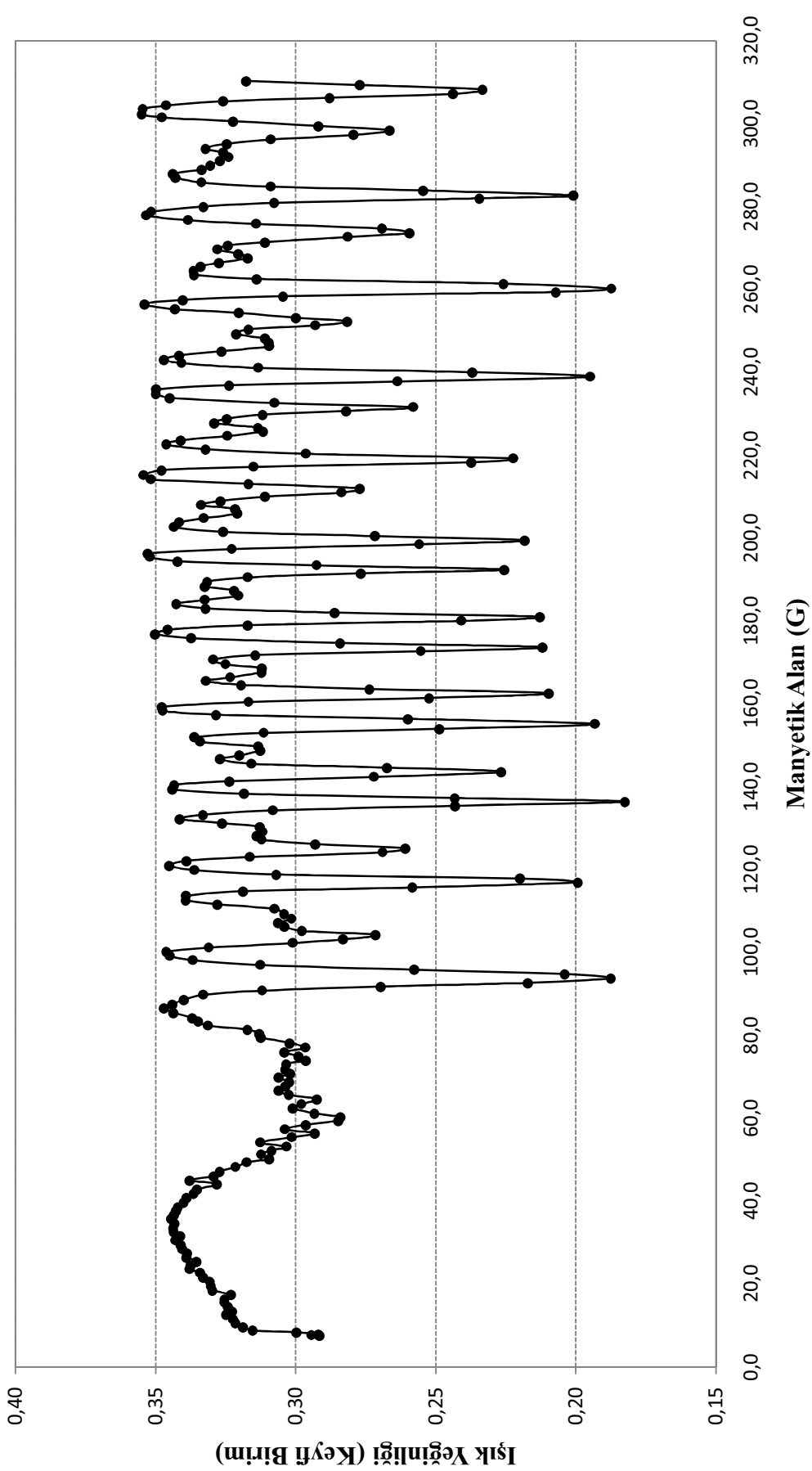
Aynı şekilde DD-1 deki OLİB-1'in 1 nolu koluna 632 nm ve 2 nolu koluna 660nm lazerler bağlanarak çift lazer kaynaklı sistem oluşturulmuştur. 1000 verinin RMS değeri alınarak 1s'de bir veri kaydedilmiştir. Terfenol-D üzerine 10,51 N sabit kuvvet uygulanarak, programlanabilir güç kaynağı ile her 1 s'de 0,2 V artış ile 60,0 V'a kadar gerilim artırılmıştır. Bu gerilim değeriindeki artışı karşılık 0,0 G'dan 300,0 G'a kadar manyetik alan değeri elde edilmiştir. Manyetik alan değeriindeki değişime karşılık ışık yeğinliğinde değişim Şekil 4.13'de görülmektedir.



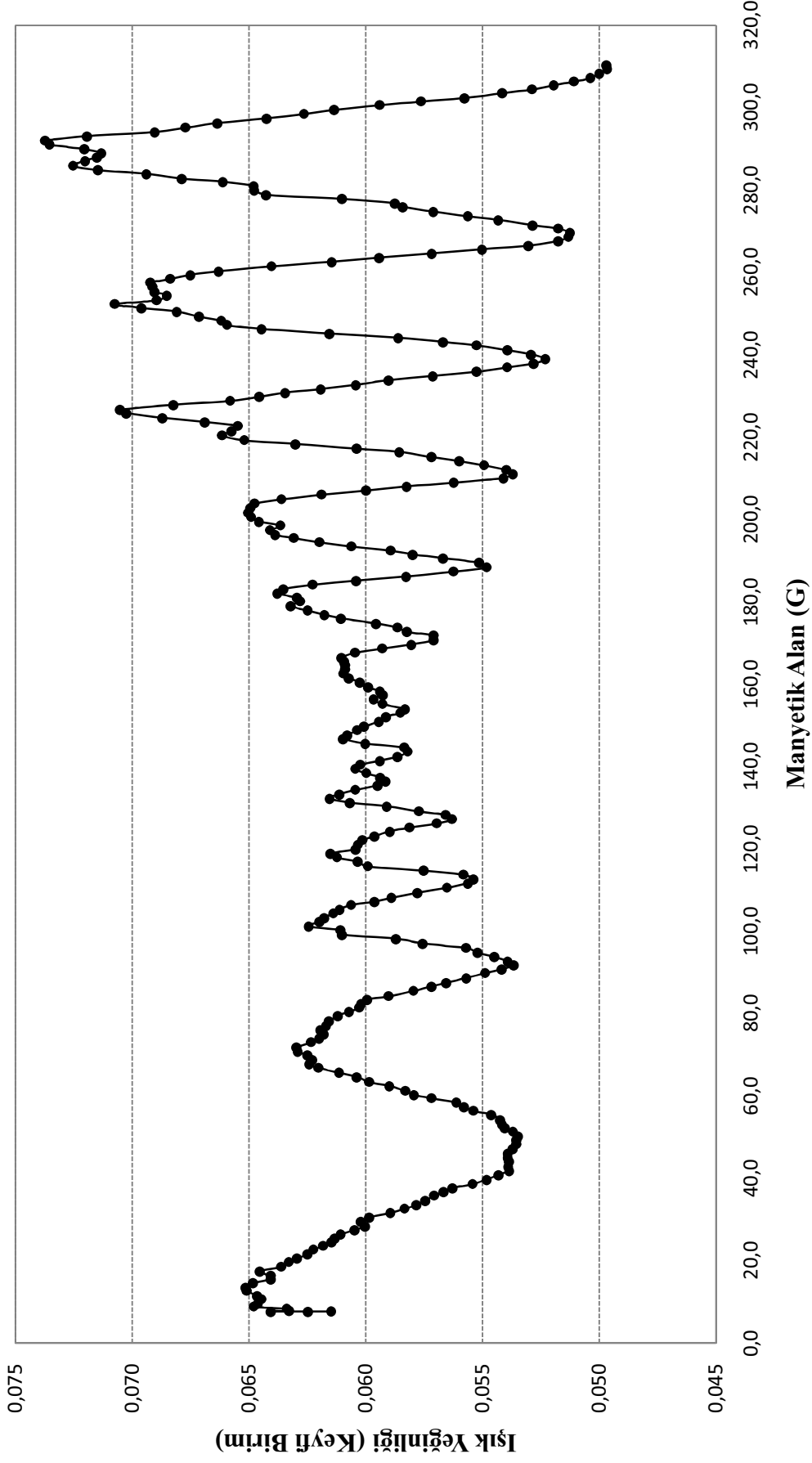
Şekil 4.10. 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynağının ışık yeğİnliğinin manyetik alanla değişimi ( $F=8,65\text{ N}$ )



Şekil 4.11. 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynağının ışık yeğinliğinin manyetik alanla değişimi ( $F=9,73$  N)



Şekil 4.12. 660 nm ve 980 nm çift lazer kaynağının ışık yeğiniğinin manyetik alanla değişimi (F=11,47 N)



Şekil 4.13. 660 nm ve 632 nm çift lazer kaynağının ışık yeğiniğinin manyetik alanla değişimi (F=10,51 N)

## 5. SONUÇ

Yapılan ilk ön çalışma sonucunda, hareketli ayna ve tek lazer kaynağı (632 nm, 660 nm, 980 nm) ile elde edilen veriler sonucunda oluşan karanlık ve aydınlık saçakların oluşturduğu, eğri zarfı oluşturan ışık yeğirliği mesafe uzadıkça azaldığı gözlenmiştir. Bu olay farklı lazer kaynakları ile 632 nm, 660 nm ve 980 nm de gözlenmiştir. Aynı şekilde çift lazer kaynakları (632 nm ve 660 nm, 660 nm ve 980 nm) birlikte kullanılarak ayna ile optik lif arasındaki mesafe değiştirilmiştir. Bunun sonucunda mesafe artıkça ışık yeğirliğinde azalma ile birlikte 660 nm ve 632 nm lazer kaynakları için algılayıcıda toplanan ışık yeğirliği vuru tarzı bir değişim elde edilmiştir. Bu sonuçlar incelendiğinde tek kaynağa göre görünürlüğün minimum olduğu bölgeler elde edilmekte, bu ardışık bölgeler kullanılarak daha uzun mesafelerin ölçümüne olanak tanmaktadır. Tek ve çift lazer kaynağı ile elde edilen girişim desenleri literatürde bulunan değerlerle uyum içinde olduğu görülmüştür.

İkinci olarak, selonoid içerisine yaylı bir sistem içinde bulunan Terfenol-D yerleştirilmiştir. Yayın sıkıştırılması ile Terfenol-D çubuğu üzerine sırasıyla 8,65 N, 9,73 N, 11,47 N ve 13,35 N değerlerinde sabit kuvvetler uygulanmıştır. Programlanabilir güç kaynağı ile selonoid üzerine 0,0 V'dan 60,0 V'a kadar gerilim uygulanmıştır ve 0,0-310,0 G aralığında manyetik alan değerleri elde edilmiştir. Deneylelerden elde edilen verilerin incelenmesi sonucunda manyetik alan değişimine karşılık ışık yeğirliğinin değişimi ve aydınlık ve karanlık saçaklar elde edilmiştir. Terfenol-D çubuğu üzerindeki manyetik alan değeri artıkça boyunun uzaması, bunun sonucunda optik lif ile Terfenol-D çubuğu arasındaki mesafe azaldığından dolayı ışık yeğirliğinin arttığı gözlenmiştir. Terfenol-D çubuğu üzerine uygulanan sabit kuvvet artıkça, uygulanan manyetik alana karşılık boyundaki değişimlerin daha fazla olduğu görülmüştür. Manyetik domenlerin birbirlerine yaklaşması sonucu bu bölgelerdeki yönlennmeler belirli bir yönetime sahiptirler. Bunun sonucunda uygulanan manyetik alana karşı, bu bölgelerdeki yönelim miktarının homojen olmasından dolayı Terfenol-D çubuğunun boyunun daha fazla değişmesini sağladığı kanısındayız.

Üçüncü olarak, aynı deney düzeneğinde Terfenol-D üzerine 8,65 N, 9,73 N ve 11,47 N sabit kuvvetleri uygulanmıştır. Çift lazer kaynakları 660 nm ve 980 nm kullanılmıştır. Aynı şekilde 632 nm ve 660 nm çift lazer kaynakları kullanılarak, Terfenol-D üzerine 10,51 N'luk sabit kuvvet uygulanmıştır. Selonoid üzerine 0,0 V'dan 60,0 V'a kadar gerilim uygulanarak 0,0-310,0 G manyetik alan değerleri elde edilmiştir ve manyetik alan değerlerindeki değişimine karşılık ışık yeğirliğindeki değişimler gözlenmiştir. Düşük manyetik akı yoğunluklarındaki (80 G'a kadar) Terfenol-D çubuğunun boyunda meydana gelen yer değiştirmelerin daha az ve lineer olmadığı görülmüştür. Deney sırasında çok sayıda veri alınması, elde edilen ışık yeğirliği ve manyetik alan değerlerindeki hatanın çok küçük olmasına ve sonuçlarda duyarlılığın artmasını sağlamıştır.

Laboratuvarımızda kurulan optik lif Fabry Pérot manyetik alan algılayıcısı manyetik alan değişimlerinin algılanmasında kullanılabilir. Manyetik alan ölçümünde ise yazılan Labview programına ek olarak maksimumların (Maksimum ışık yeğirliği) sayılabildiği bir program eklenmeli veya elektronik ışık yeğirliği ve maksimum ışık yeğirliklerini sayılabilen bir devre eklenmelidir. Böyle bir devrenin eklenmesi veya programın yazılmasından sonra Terfenol-D çubuğunun boyu kısaltılarak uygun bir prob haline getirilmesi ve burada kullanıldığı gibi çift ışın tekniği kullanılarak manyetik alan ölçümü yapılabilir. Sonuç olarak teknolojik uygulama olarak uygun lazer diyotlar ve elektronik devrelerin eklenmesi ile gaussmetre yapılabilir.

Bu deney düzeneği kullanılarak Terfenol-D çubuğunun farklı sıcaklıklar altında manyetik alan etkisinde boyunda oluşan değişimler, ayrıca dinamik manyetik alan altındaki davranışlarını da incelemek mümkün olacağı kanısındayız.

## 6. KAYNAKLAR

- BAILEY, D. and WRIGHT, E. 2003. Practical fiber optics. Newness, 245 pp, Oxford.
- BILLINGS, A. 1993. Optics, Optoelektronics and Photonics: Engineering Principles and Applications, Prentice Hall, 404 pp, Australia.
- BORN, M. and WOLF, E. 1959. Principles of Optics. Pergaman pres, 783 pp, London.
- CALKINS, F. T. and FLATAU, A. B. 1997. Terfenol-D sensor design and optimization. Fifteenth National Conference on Noise Control Engineering State, Noise-con.
- CULSHAW, B. and DAKIN J. 1997. Optical Fiber Sensors. Artech House, 465 pp, Boston, London.
- DERICKSON, D. 1998. Fiber Optic Test and Measurement. Hewlett Packard Company, 642 pp, New Jersey.
- ELLIOTT, M. and GILMORE, M. 2002. Fibre optic cabling. Newnes, 318 pp, Oxford.
- FRANK, S. and CRAWFORD, J. R. 1990. Dalgalar Berkeley fizik. Bilim Yayınları, ss, Ankara
- GHATOK, A. and THYAGARAJAN, K. 1995. Introduction to Fiber Optics. Cambridge Universty Press, 565 pp.
- GIBBS, M. R. J. 1992. Magnetostriction: 150 years from the discovery, *Physica Scripta*, Vol T45, 115-119 p.
- GOWAR, J. 1993. Optical Communication Systems. Prentice Hall International, 696 pp, United Stated of America.
- GRATTAN, K. T. V. and SUN, T. 2000. Fiber Optic Sensor Technology: An Overview. *Elsevier Science S.A., Sensors and Actuators A: Physical*, Vol 82, 40-61 p.
- GRUNWALD, A. and OLABI, A. G. 2008. Design of a magnetostrictive (MS) actuator. *Sensors and actuators*, A 144, 161-175 p.



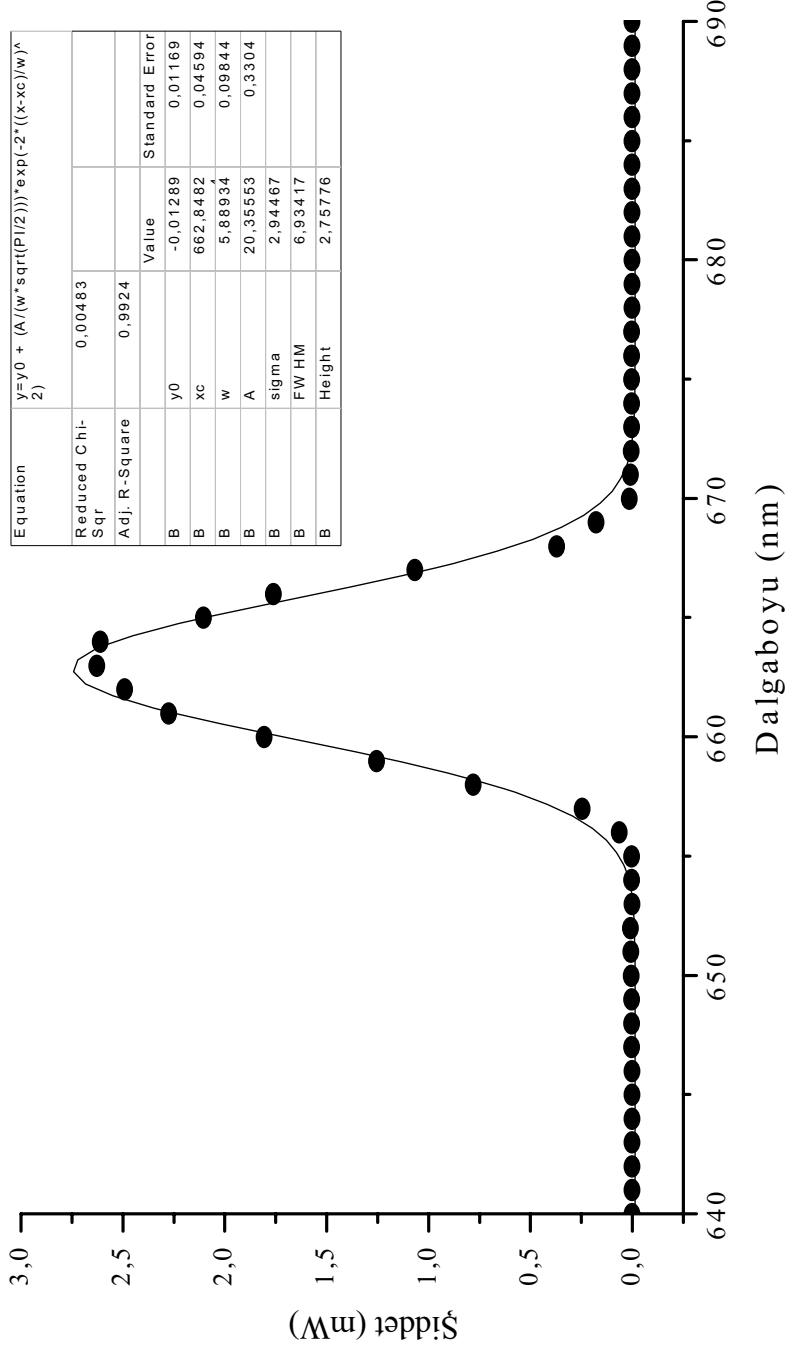
- HAKEN, H. and WOLF, H.C. 2000. The Physics of Atoms and Quanta. 545 pp, Springer.
- HALL, D. L. 1994. Dynamic and vibrations of magnetostrictive transducers. Iowa State University, 153 pp, Ames, Iowa.
- HARIHARAN, P. 2003. Optical Interferometry, Second Edition. Academic Press, 351 pp, America.
- HECHT, E. 2005. Hecht and Optic. Akademi Yayınları, 965 ss, Ankara.
- HRISTOFOROU, E. and KTENA, A. 2007. Magnetostriction and Magnetostrictive Materials for Sensing Applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316, 372-378.
- JACKSON, J. D. 1975. Classical Electrodynamics. Second edition. John Willey & Sons, p. 189, New York.
- KEISER, G. 1991. Optical Fiber Communications. Mcgraw-Hill International Editions, p. 461, Singapore.
- KITTEL, C. 1996. Katıhal Fiziğine Giriş. Güven Yayınları, 434s., İstanbul. Mensur.
- LEUNG, F. Y. C., CHIU, W. C. K. and DEMOKAN, M. S. 1991. Fiber Optic Current Sensor Developed for Power System Measurement. International Conference on Advances in Power System Control, Operation and Management, 637-643, Hong Kong.
- MACINTYRE, S. A. 1980. A portable low noise low current three-axis search coil magnetometer. *IEEE Trans, Magnetics*, MAG-16, 761-763 p.
- MELLER, S. 1996. Extrinsic Fabry-Pérot Interferometer System Using Wavelength Modulated Source. Virginia Polytechnic Institute and State University, 52 pp, Blacksburg Virginia.
- MITSCHKE, F. 2009. Fiber Optics. Springer, 301 pp. Germany.

- MURPHY, K. A., GUNTHER, M. F., VENGSARKAR, A. M. and CLAUS, R. O. 1991. Quadrature Phase-Shifted, Extrinsic Fabry-Pérot Optical Fiber Sensors. *Optics Letters*, 16, 4, 273-275.
- OH, K. D., RANADE, J., ARYA, V., WANG, A. and CLAUSS, R. O. 1997. Optical fiber fabry-pérot interferometric sensor for magnetic field measurement. *Photonic Technology Letter*, 9, 6, 797-799.
- PURCELL, M. E. 1965. Electricity and magnetism. McGraw-Hill Higher Education, 495 pp, Hardcover.
- RANADE, J. 1997. Electronic Signal Processing in an Optical Fiber-Based Magnetometer. Virginia Polytechnic Institute and State University, 55 pp, Blacksburg, Virginia.
- RAO, Y.T. 2006. Recent progress in fiber-optic extrinsic Fabry-Perot interferometric sensors. *Elsevier Inc. Optical Fiber Technology*, Vol 12, 227-237 p.
- RIPKA, P. 2001. Magnetic Sensors and Magnetometers. Artech House inc, 494 pp, Boston, London.
- SATHITANON, N. and PULLTEAP, S. 2007. A Fiber Optic Interferometric Sensor for Dynamic Measurement. *International Journal of Computer Science and Engineering*, 26, 526-529.
- SERWAY, A. R. 2000. Physics for scientist and engineers with modern physics. 5rd Edition, Saunders College Publishing, 1250 pp, Pomona, Colifornia.
- SIROHI, S. R. 2009. Optical Methods of Measurement 2ed. CRC Press, 290 pp, London, New York.
- SON, D. 1989. A New Type of Fluxgate Magnetometer Using Apparent Coercive Field Strength Measurement. *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.25, No.5, September.
- STROBEL, O., SEIBL, D., LUBKULL J. and REJEB, R. 2009. Fiber-Optic Sensors–An Overview. *Esslingen University of Applied Sciences*, Germany

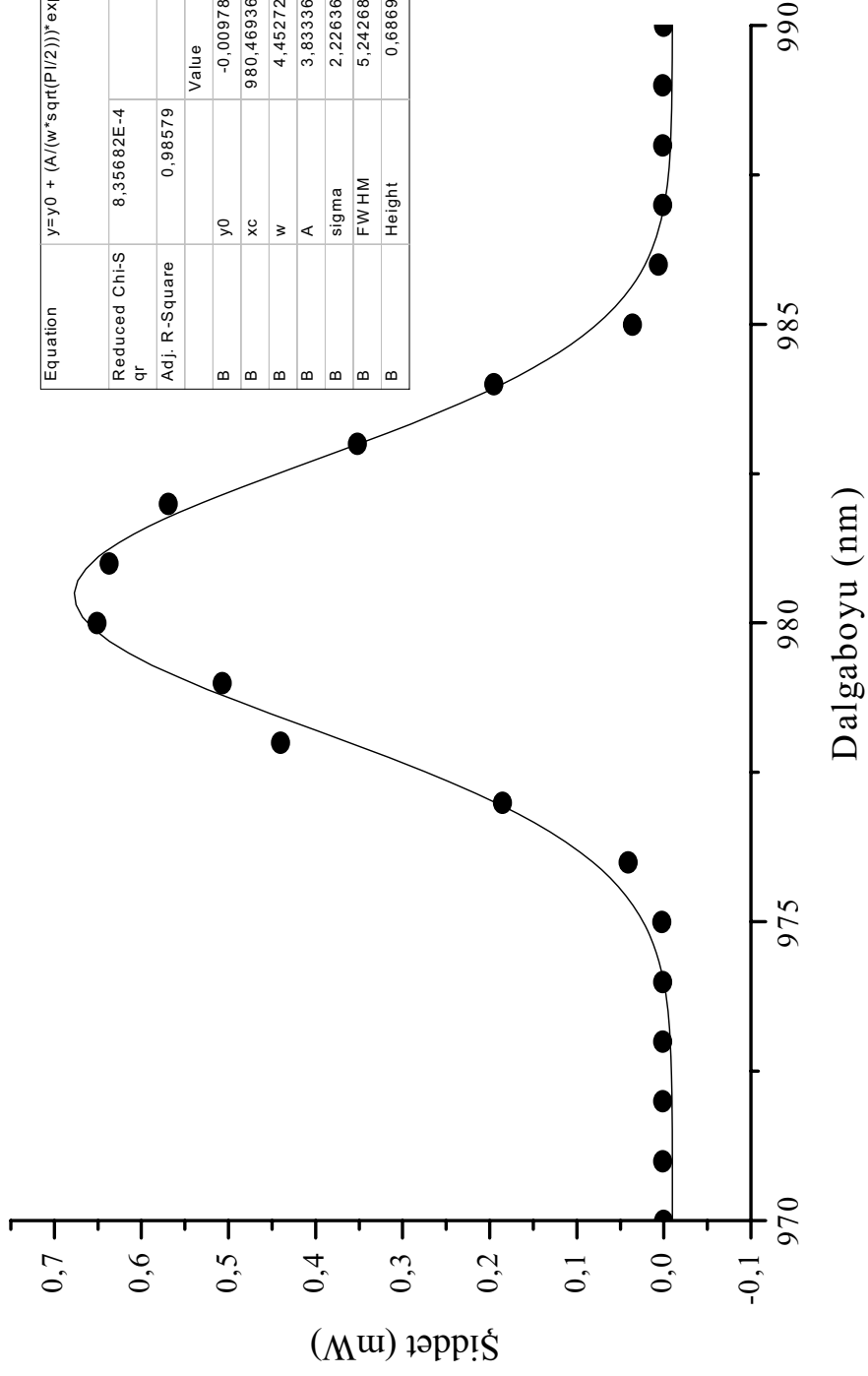
- UDD, E. 1992. Optical fiber sensor. Advances in fiber-optic technology in communications and for guidance and control. Advisory group for aerospace research & development, lecture series 184,6-1-6-16.
- WANG, A. and CLAUS R. O. 1997. Miniaturized Optical Fiber Magnetic Field Sensor For On-Board Environmental Diagnostics. Virginia Polytechnic Institute and State University, 147 pp, Blacksburg, Virginia.
- WANG, X., LI, X., DU, Z., WANG, X. and CHEN, J. 2009. Experimental Investigation on Temperature Dependence of the Performance in a Magnetostrictive Fiber-Optic Interferometric Magnetic Field Sensor. *IEEE Sensors Journal*, Vol. 9, No. 10, 1234-1239 p.
- WICHMANN, E. H. 1967. Quantum Physics. Berkeley Physics Course Vol.4. Mc. Graw-Hill, New York.
- YANG, Y., KANG, C., HUANG, Z., ZHANG, X., ZHANG Y., WANG, D. and LIU, J. 2010. The study of optical fiber ring interference weak magnetic field sensor. *Laser Physics and Laser Technologies*, 283 – 287 p.
- YU, F. T. S. and YIN, A. 2002. Fiber Optic Sensors. Marcel Dekker, 494 pp, New York.
- ZHAO, Y., LV, R., YING, Y. and WANG Q. 2011. Hollow-core photonic crystal fiber Fabry–Perot sensor for magnetic field measurement based on magnetic fluid. *Optics & Laser Technology*, 1-4 p.

## 7. EKLER

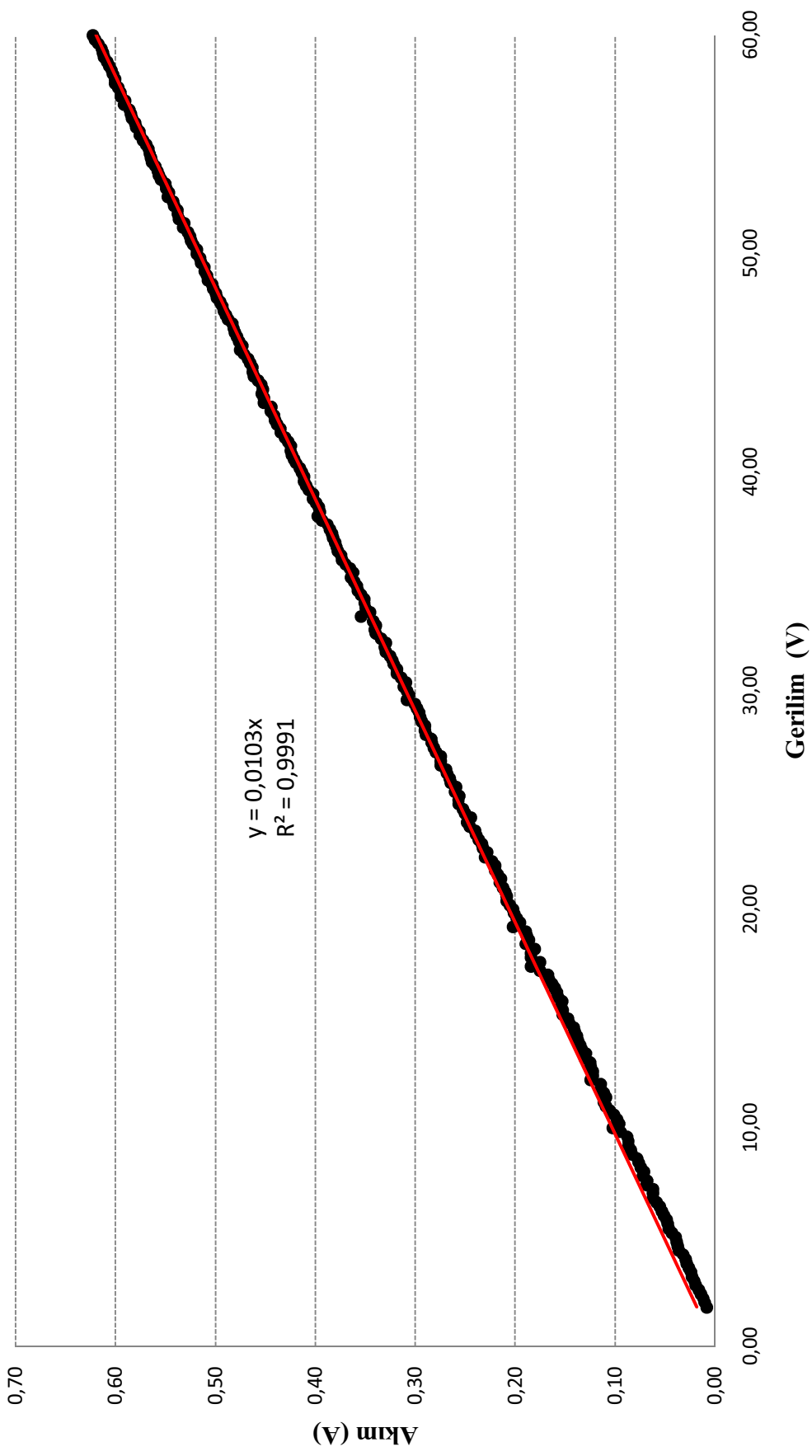
### Ek-1 Şekiller



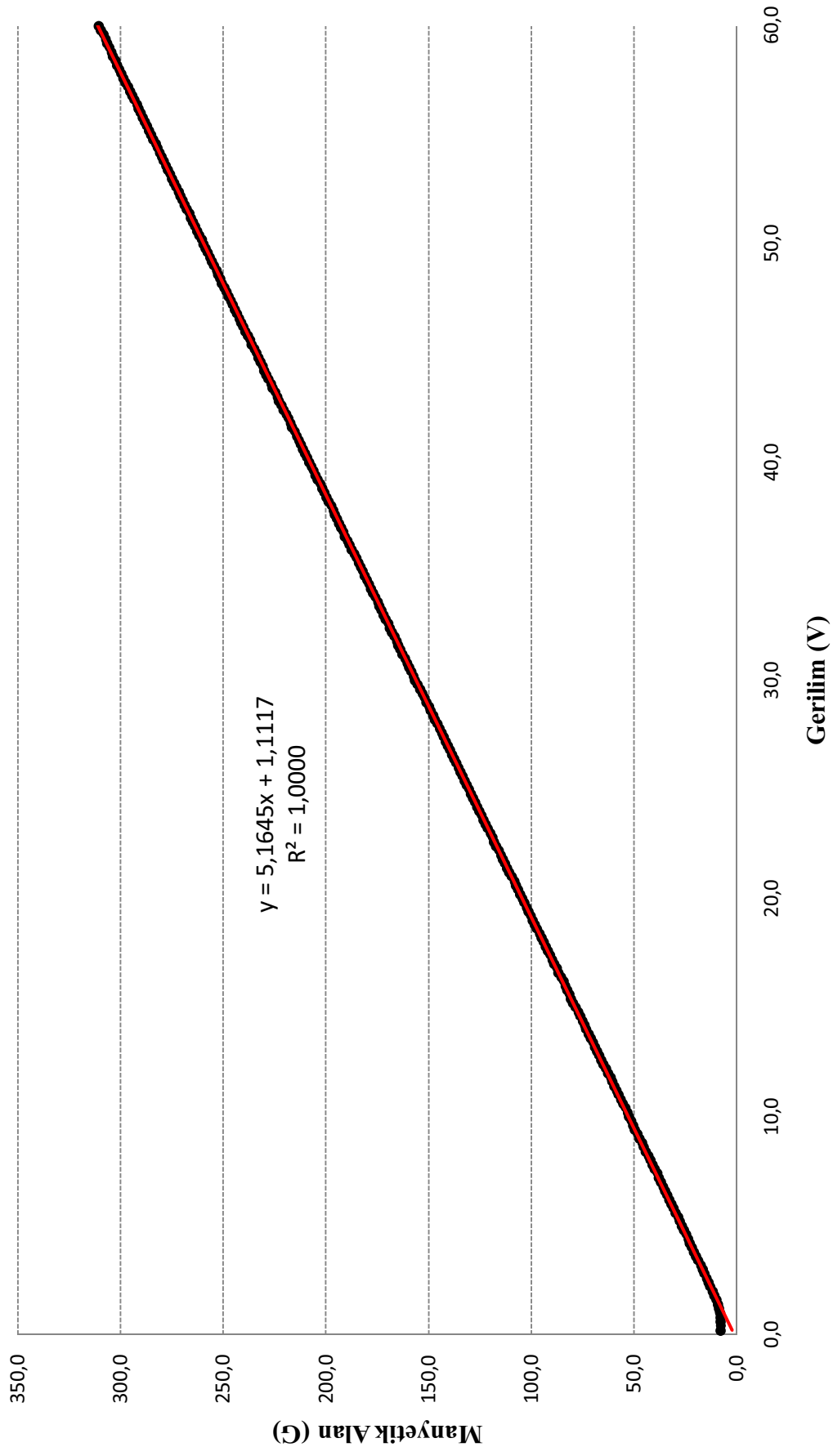
Şekil 1. Deneyler sırasında kullanılan yarıiletken lazerin tayfi



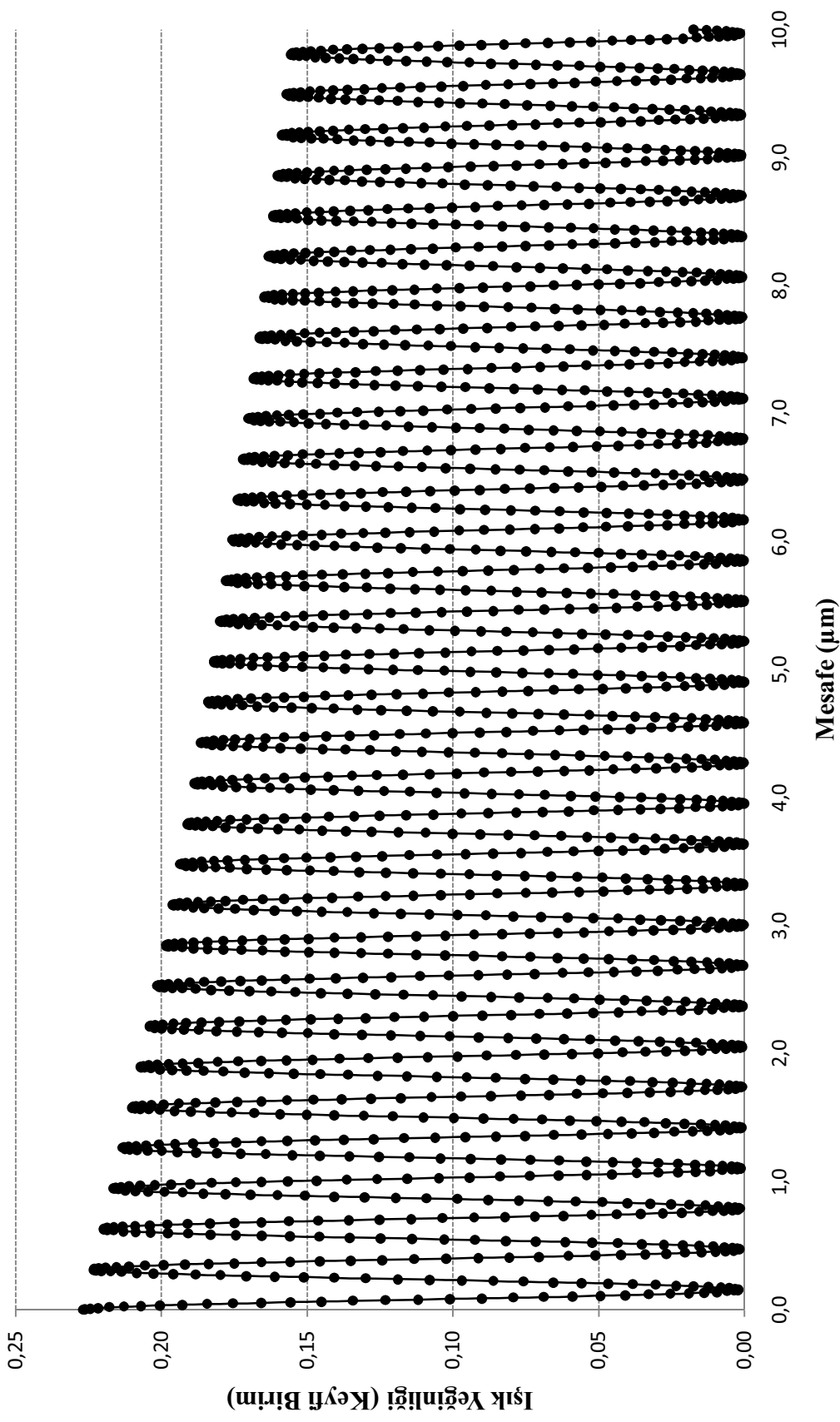
Şekil 2. Deneyler sırasında kullanılan Yarıiletken lazerin tayfi



Şekil 3. Selonoidde 0,2 V gerilim artışı ile gerilim değerlerine karşılık akım değerleri değişimi

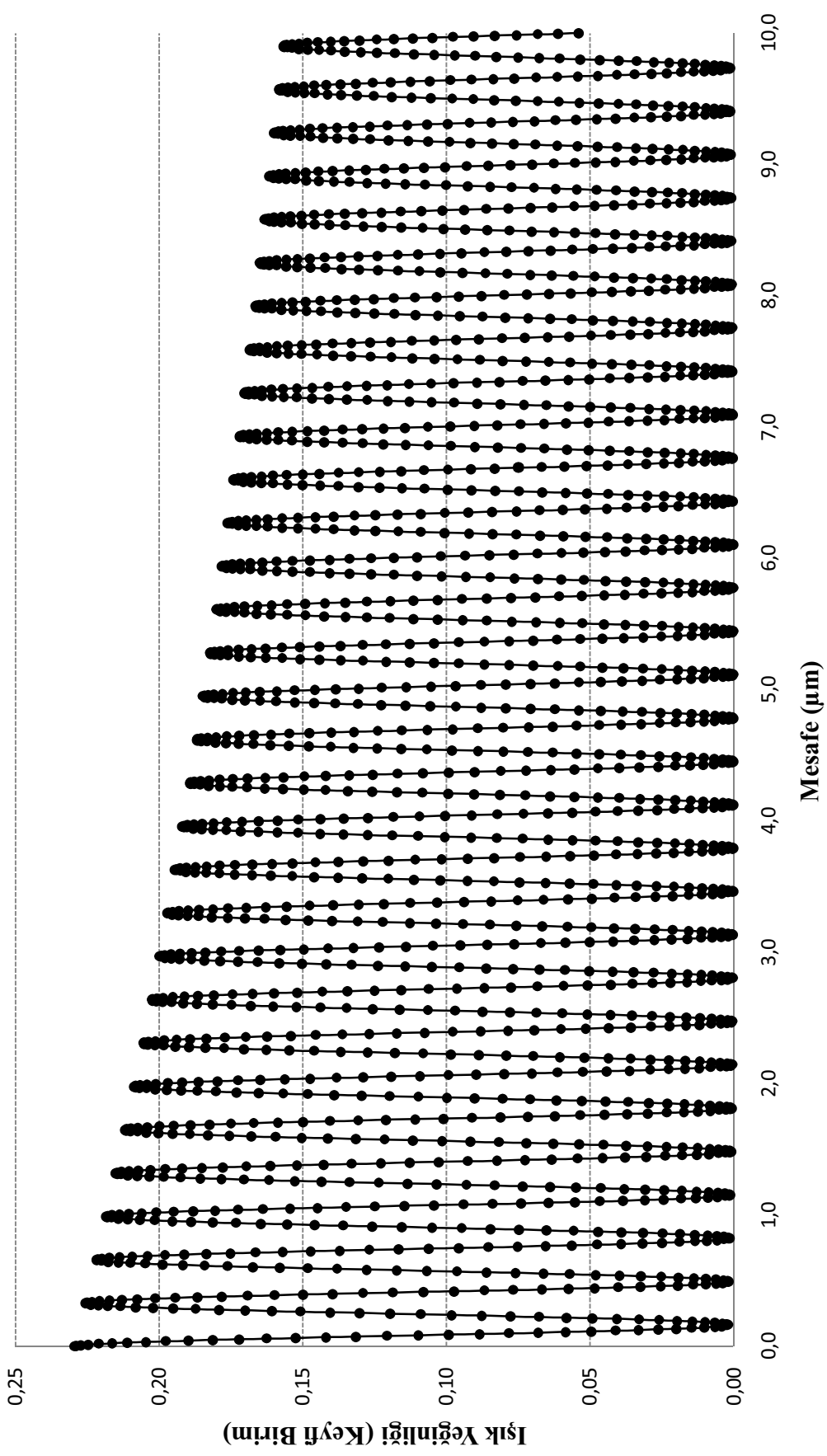


Şekil 4. Selonoidde 0,2 V gerilim artışı ile gerilim değerlerine karşılık manyetik alan değerleri değişimi

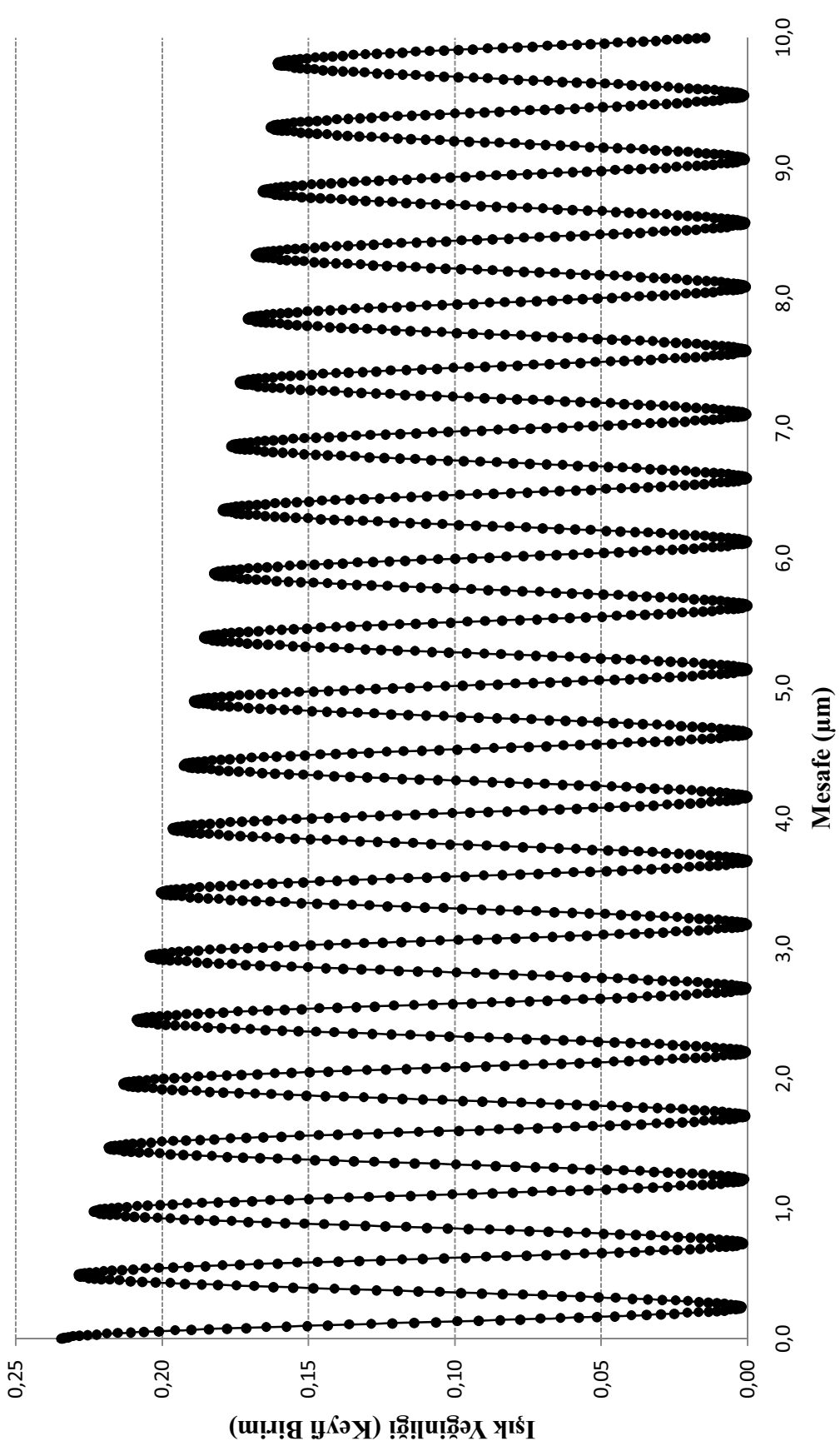


Şekil 5. 632 nm için teorik hesaplanan mesafe değışimine karşılık ışık yeg'inliği

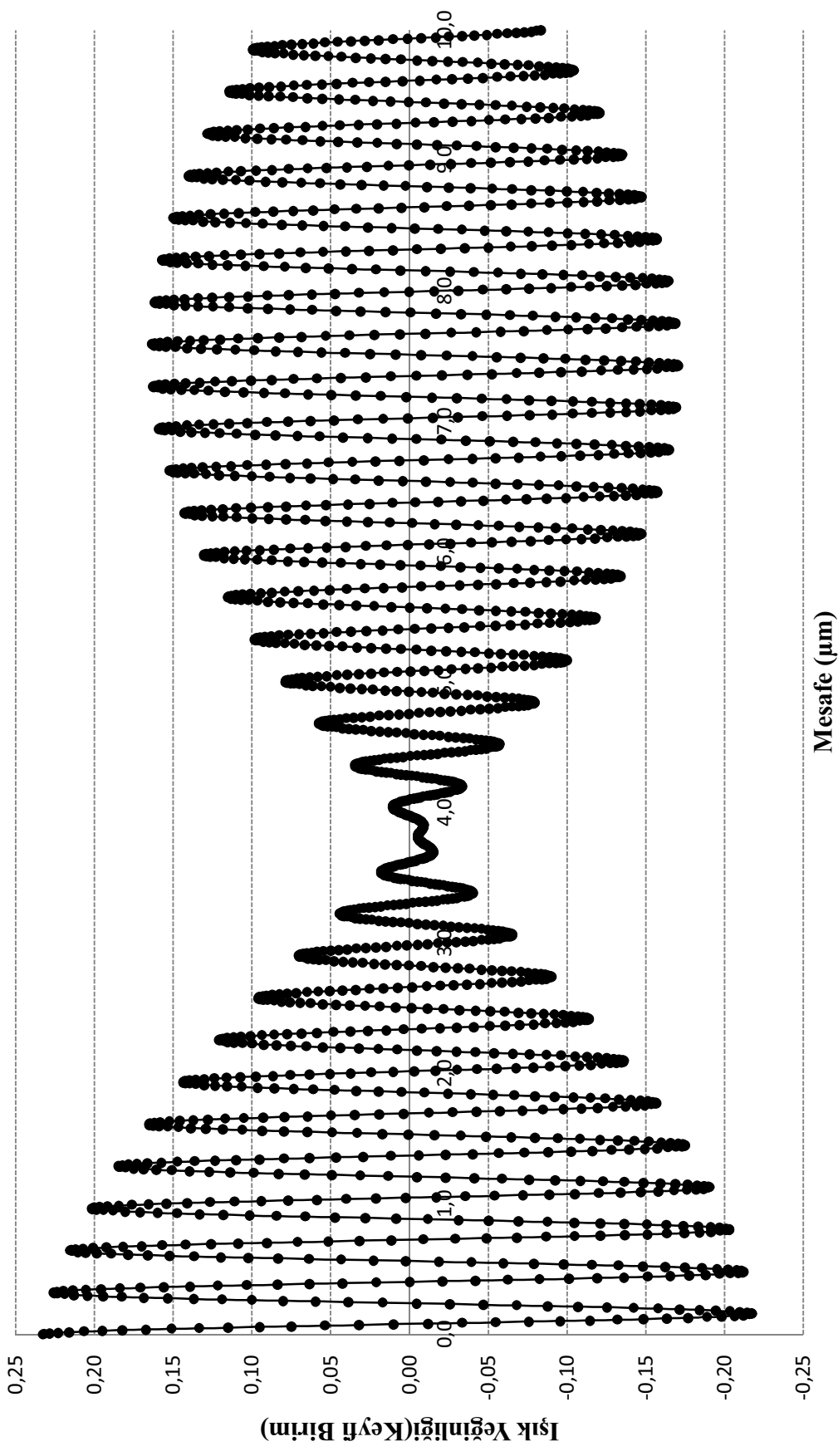




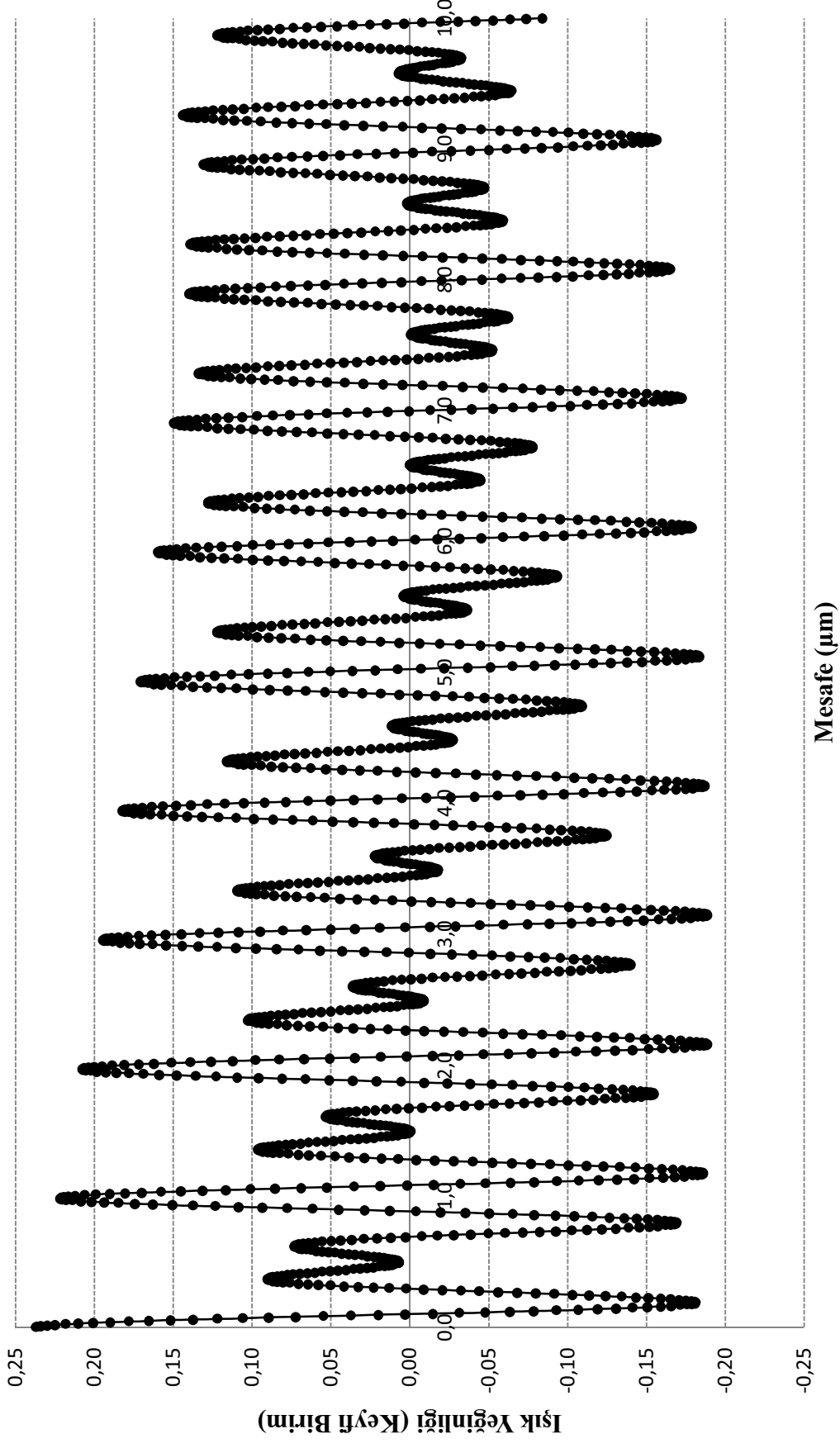
Şekil 6. 660 nm için teorik hesaplanan mesafe değışimine karşılık ışık yeg'inliği



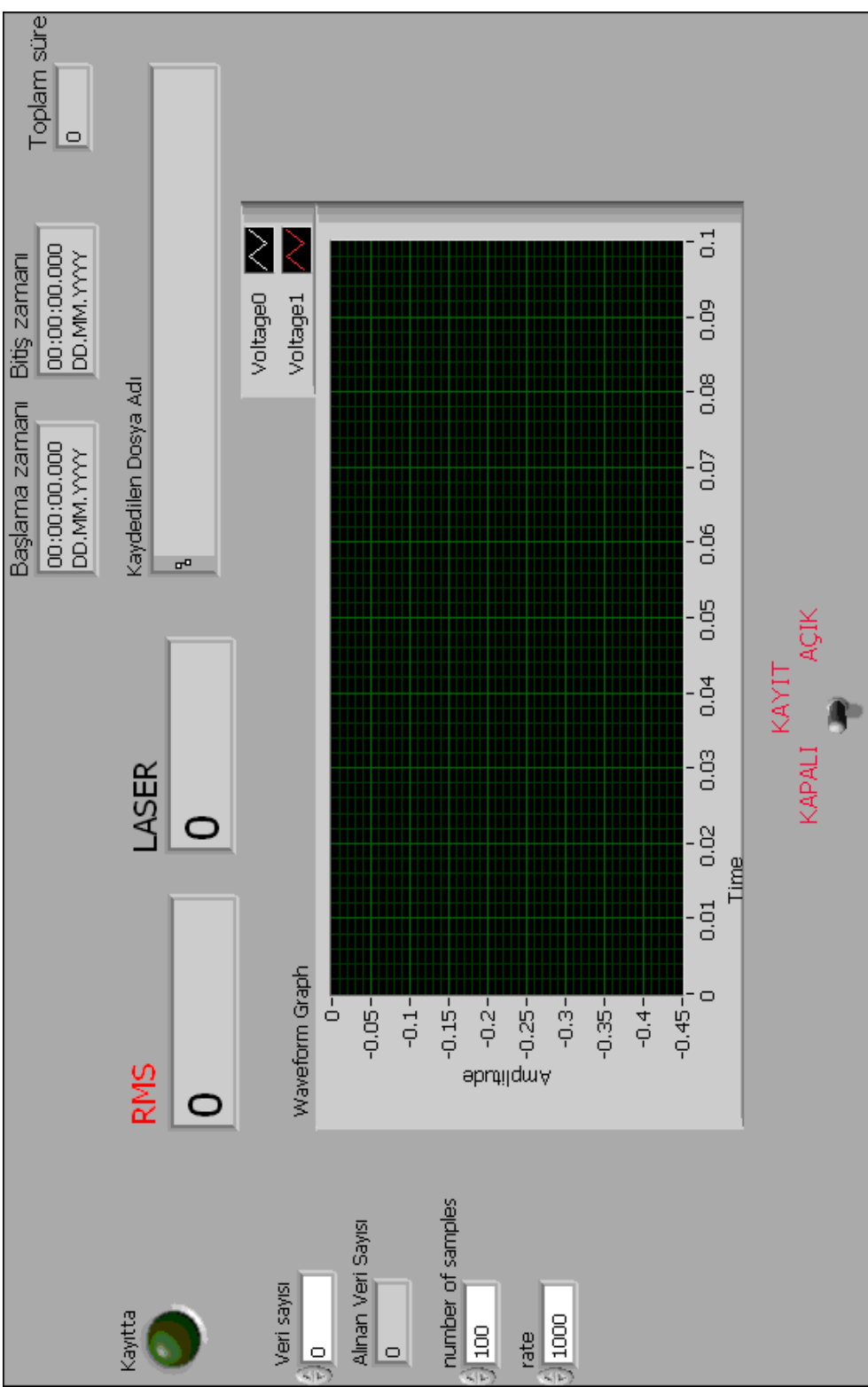
Şekil 7. 980 nm için teorik olarak hesaplanan mesafe değişimine karşılık ışık yeg'inliği



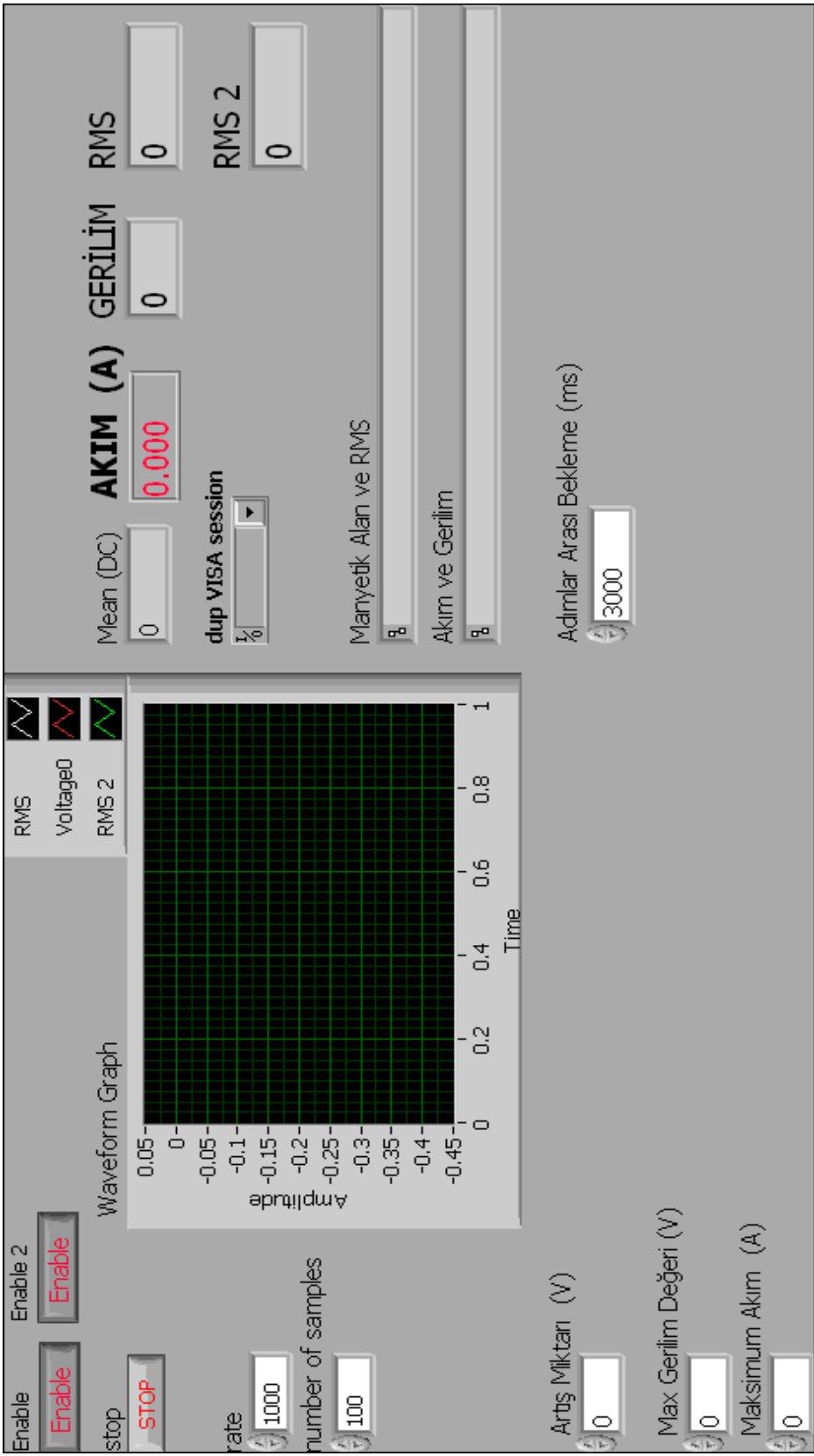
Şekil 8. 632 nm ve 980 nm için teorik hesaplanan mesafe değışimine karşılık ışık yegınllığı



Şekil 9. 660 nm ve 980 nm için teorik olarak hesaplanan mesafe değişimine karşılık ışık yegimliliği



Şekil 10. Hareketli ayna ile yapılan deneylerle ilgili verilerin alınması ve kaydedilmesi için yazılan labview programının ön panel görüntüsü



Şekil 11. Programlanabilir güç kaynağı ile yapılan deneylerle ilgili verilerin alınması ve kaydedilmesi için yazılan labview programının ön panel görüntüsü

## ÖZGEÇMİŞ

Esra KENDİR 1986 yılında Burdur'un Bucak ilçesinde doğdu. Hürriyet ilkokulu, Hürriyet ortaokulu, Bucak Yabancı Dil Ağırlıklı lisesinde öğrenim görmüştür. 2004 yılında Selçuk Üniversitesi Fizik Bölümünde üniversiteye başlayıp 2008 yılında mezun olmuştur. 2009 yılında Akdeniz Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında başladığı yüksek lisansı halen devam etmektedir.