



T.C
CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SIVI KRİSTAL HÜCRE GEOMETRİLERİNE BAĞLI OPTİK İLETİM
ÖZELLİKLERİNİN SAYISAL YÖNTEMLERLE BELİRLENMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Bedrettin OKYAY
(20169251001)

Optik Mühendisliği Ana Bilim Dalı
Tez Danışmanı: Dr. Öğr. Üyesi Yakup EMÜL

SİVAS
AĞUSTOS 2019

Bedrettin OKYAY'ın hazırladığı “**SIVI KRİSTAL HÜCRE GEOMETRİLERİNE BAĞLI OPTİK İLETİM ÖZELLİKLERİNİN SAYISAL YÖNTEMLERLE BELİRLENMESİ**” adlı bu çalışma aşağıdaki jüri tarafından **OPTİK MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez danışmanı **Dr. Öğr. Üyesi Yakup EMÜL**

Cumhuriyet Üniversitesi

Jüri Üyesi **Prof. Dr. Fatih UNGAN**

Cumhuriyet Üniversitesi

Jüri Üyesi **Doç. Dr. Sabit HOROZ**

Siirt Üniversitesi

Bu Tez Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tarafından **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak onaylanmıştır.

Prof. Dr. Özlem Pelin CAN
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Bu tez, Cumhuriyet Üniversitesi Senatosunun 20.08.2014 tarihli ve 7 sayılı kararı ile kabul edilen Fen Bilimleri Enstitüsü Lisans Üstü Tez Yazım Kılavuzu (yönerge)'nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırlanmıştır.





Bütün hakları saklıdır.

Kaynak göstermek koşuluyla alıntı ve gönderme yapılabilir.

Bedrettin OKYAY 2019

Çalışmam sırasında bana destek olan ailem ve tüm arkadaşlarıma...

ETİK

- ✓ Cumhuriyet Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Tez Yazım Kılavuzu(Yönerge)' nda belirtilen kurallara uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;
- ✓ Bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- ✓ Görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- ✓ Başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere, bilimsel normlara uygun olarak atıf da bulunduğumu ve atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- ✓ Bütün bilgilerin doğru ve tam olduğunu, kullanılan verilerde herhangi bir değişiklik yapmadığımı,
- ✓ Tezin her hangi bir bölümü, Cumhuriyet Üniversitesi veya başka bir üniversitede, bir başka tez çalışması olarak sunulmadığını; beyan ederim.

01.08.2019

Bedrettin OKYAY

ÖZET

Sıvı Kristal Hücre Geometrilerine Bağlı Optik İletim Özelliklerinin Sayısal Yöntemlerle Belirlenmesi

Bedrettin OKYAY

Yüksek Lisans Tezi

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Yakup EMÜL

2019, 63+xvi sayfa

Bu çalışmada ilk olarak Sıvı Kristallerin genel özellikleri, ışığın maddesel ortamda ilerlemesi polarizasyon durumları ve çift kırıcılık hakkında genel bilgi verilmiştir. Daha sonra teorik olarak tasarlanmış bir Sıvı Kristal (SK) hücre içerisinden geçen ışığın polarizasyonu ve iletim şiddetindeki değişimler, ışığın dalga boyuna, hücre geometrisine ve hücre kalınlığına bağlı olarak sayısal yöntemlerle analiz edilmiştir. Bu analizlerde optiksel modelleme yöntemi olarak Mueller matrisleri yöntemi kullanılmıştır.

Anahtar kelimeler: Sıvı Kristal Hücre Geometrileri, Nematik Sıvı Kristaller, Optik İletim, Mueller Formalizmi, Çift Kırıcılık.

ABSTRACT

Determination of Optical Conduction Properties Due to Liquid Crystal Cell Geometries by Numerical Methods

Bedrettin OKYAY

Master of Science Thesis

Department of Optics Engineering

Supervisor: Dr. Öğr. Üyesi Yakup EMÜL

2019, 63+xvi pages

First of all, an outline was given with respect to general properties of liquid crystals, transmission of light in material environment, polarization states of light and birefringence in this study. Then, the polarization of light passing through a Liquid Crystal (“LC”) cell and the variation in the transmittance intensity were analyzed with quantitative methods according to the wavelength of the light, cell geometry, and cell thickness. In these analyses, Mueller matrix approach was used as the optical modelling method.

Key Words: Liquid Crystal Cell Geometries, Nematic Liquid Crystals, Optical Transmission, Mueller Formalism, Birefringence.

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans çalışmam süresince bilgi ve tecrübelerini benden esirgemeyen ve bana bir yol gösterici olan değerli danışman hocam Dr. Öğr. Üyesi Yakup EMÜL'e teşekkürlerimi sunuyorum. Ayrıca bana sağlamış oldukları katkılarında dolayı değerli hocalarım Prof. Dr. Fatih UNGAN, Doç. Dr. Murat KÖKSAL ve Doç. Dr. Ünal YEŐİLGÜL'e teşekkürü bir borç bilirim.



İÇİNDEKİLER DİZİNİ

ÖZET	vii
ABSTRCT	viii
TEŞEKKÜR	ix
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	x
ŞEKİLLER DİZİNİ	xii
SİMGELER DİZİNİ	xv
KISALTMALAR DİZİNİ	xvi
1 GİRİŞ	1
1.1 Sıvı Kristaller	2
1.2 Sıvı Kristallerin Sınıflandırılması	2
1.2.1 Lyotropik Sıvı Kristaller.....	3
1.2.2 Termotropik Sıvı Kristaller	3
2 OPTİK ANALİZ TEKNİĞİ	7
2.1 Elektromanyetik Teoriye Giriş	7
2.2 Işığın Polarizasyon Özellikleri	13
2.2.1 Doğrusal polarizasyon	14
2.2.2 Dairesel polarizasyon.....	15
2.2.3 Eliptik polarizasyon	16
2.3 Optik Çift kırıcılık	17
2.4 Optiksel Anizotropi	18
2.5 Mueller Formalizmi.....	19
3 SIVI KRİSTAL HÜCRE GEOMETRİLERİ VE OPTİK İLETİM KARAKTERİSTİKLERİ	24
3.1 Planar Hücre Geometrileri.....	25
3.2 Homotropik Hücre Geometrileri	30
3.3 Tilt Hücre Geometrileri	35
3.4 Bend Hücre Geometrileri	39
3.5 Hybird Hücre Geometrileri.....	43
3.6 S-Play Hücre Geometrileri	47

3.7 Twist Nematik Hücre Geometrileri	50
3.8 Süper Twist Nematik Hücre	54
4 DEĞERLENDİRMELER	60
KAYNAKLAR	62
Özgeçmiş	



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	Maddenin temel düzeni.	2
Şekil 1.2	Sıvı kristallerin yapısı.	3
Şekil 1.3	İzotropik SK moleküllerinin temsili gösterimi. Belli bir direktör yönelimi bulunmamaktadır.....	4
Şekil 1.4	Nematik SK ve yönelimlerin temsili gösterimi. Çubuk benzeri SK'ler belli bir direktör yönelimi bulunmaktadır.	4
Şekil 1.5	Simektik-A ve Simektik-C SK fazlarının temsili gösterimi. Nematik fazdan farklı olarak çubuk benzeri SK'ler daha düzenli yapıda bulunmaktadır.....	5
Şekil 1.6	Kolestrik yapıyı sağlayan moleküllerin temsili gösterimi.	6
Şekil 2.1	Doğrusal kutuplama vektörleri.	15
Şekil 2.2	Dairesel kutuplama vektörleri.....	16
Şekil 2.3	Eliptik kutuplama vektörleri.	16
Şekil 2.4	Kutuplanmamış ışığın SK ortamdan geçişinin şematik gösterimi.....	17
Şekil 2.5	İzotropik ve Anizotropik ortamlarda ışığın ilerlemesi.....	17
Şekil 2.6	SK ortam içinde ışığın ilerleme yönü.	19
Şekil 2.7	Görünür ışık dalga boylarının şematik gösterimi.	22
Şekil 2.8	SK hücreden geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. thüc = 0.24 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 tek tabaka SK molekülü için seri 1(θ = 300, φ = 300) ve seri 2(θ = 600, φ = 600), iki tabakalı SK molekülü için seri 3(θ = 300, φ = 300) ve seri 4 (θ = 600, φ = 600)......	22
Şekil 3.1	Planar Hücre geometrileri.....	25
Şekil 3.2	Planar yönelimde birbirine dik polarizörlerden (P0, 90) ışık geçmez. thüc = 0.24 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 tek tabaka SK molekülü için (θ = 900, φ = 00).	26
Şekil 3.3	Planar yönelim polarizörler o-x eksenine (+45,-45) çapraz olarak düzenlemiş sistemde 5 tabakalı SK hücreden geçen ışığın dalga boyuna bağlı değişimi. thüc = 1.2 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 900, φ = 450)	27
Şekil 3.4	Planar yönelimde tabaka sayısı arttıkça dalga boyu azalır. 10-tabakalı SK hücresi için thüc = 2.4 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 900, φ = 450)	28
Şekil 3.5	Planar hücre geometrisinde 22 tabakalı SK molekülden geçen ışığın dalga boyu ile ilişkisi. thüc = 5.28 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 900, φ = 450)	29
Şekil 3.6	Homotropik hücre geometrisi.	30
Şekil 3.7	Homotropik hücre geometrilerinde çift kırıcılığın etkin olmamasının göstergesidir. thüc = 0.24 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 00, φ = 00) . ..	31
Şekil 3.8	5-tabakalı homotropik hizalı SK hücrede 20 bir eğim açısında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. thüc = 1.2 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 20, φ = 450)	32
Şekil 3.9	10-tabakalı homotropik hizalı SK hücre 20 bir eğim açısında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. thüc = 2.4 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 20, φ = 450)	33
Şekil 3.10	Homotropik hizalı 22-tabakalı SK hücre 20 bir eğim açısında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. thüc = 5.28 µm, n0 = 1.5 ve ne = 1.7 (θ = 20, φ = 450)	34

Şekil 3.11 Tilt hücre geometrileri	35
Şekil 3.12 Tilt hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $thüc = 1.2 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	36
Şekil 3.13 Tilt hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $thüc = 2.4 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.	37
Şekil 3.14 Tilt hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için $thüc = 5.28 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	38
Şekil 3.15 Bend hücre geometrileri	39
Şekil 3.16 Bend hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $thüc = 1.2 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800 - 00, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	40
Şekil 3.17 Bend hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $thüc = 2.4 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800 - 00, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	41
Şekil 3.18 Bend hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için $thüc = 5.28 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800 - 00, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	41
Şekil 3.19 Hybird Hücre Geometrileri.....	43
Şekil 3.20 Hybrid hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için için $thüc = 1.2 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900 - 00, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	44
Şekil 3.21 Hybrid hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için için $thüc = 2.4 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 90 - 00, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	45
Şekil 3.22 Hybrid hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için için $thüc = 5.28 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 90 - 00, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	46
Şekil 3.23 S-Play Hücre Geometrileri.	47
Şekil 3.24 S-play hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için için $thüc = 1.2 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 850 - 900, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	47
Şekil 3.25 S-play hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için için $thüc = 2.4 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 850 - 900, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	48
Şekil 3.26 S-play hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için için $thüc = 5.28 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 800 - 900, \varphi = 450$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.	49
Şekil 3.27 Twist Nematik Hücre Geometrisi.....	50
Şekil 3.28 TN hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $thüc = 1.2 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450 - (-450)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	51

Şekil 3.29 TN hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $thüc = 2.4 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450 - (-450)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	52
Şekil 3.30 TN hücre geometrilerinde 22 tabakalı SK hücre için $thüc = 5.28 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450 - (-450)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	53
Şekil 3.31 Süper Twist Nematik Hücre geometrisi.	54
Şekil 3.32 STN hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $thüc = 1.2 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450 - (-1350)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	55
Şekil 3.33 STN hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $thüc = 2.4 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450 - (-1350)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	56
Şekil 3.34 STN hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için $thüc = 5.28 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450, (-1350)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.....	57
Şekil 3.35 STN hücre geometrilerinde 25-tabakalı SK hücre için $thüc = 6 \mu m$, $n0 = 1.5$ ve $ne = 1.7$ ($\theta = 900, \varphi = +450, (-1800)$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.....	58
Şekil 3.36 STN hücre geometrilerinde 25-tabakalı SK hücre için $thüc = 6 \mu m$, $n0 = 1.55$ ve $ne = 1.65$ ($\theta = 900, \varphi = +450, (-1800)$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.....	59

SİMGELER DİZİNİ

n	Direktör
E	Elektrik alan vektörü
q	Yük
ϵ_0	Uzayın Elektriksel geçirgenliği
B	Manyetik alan vektörü
μ_0	Uzayın manyetik geçirgenliği
Q_E	Elektriksel akı
Q_B	Manyetik akı
I	Akım şiddeti
ρ	Birim hacimdeki yük miktarı
J	Akı yoğunluğu
D	Elektriksel deplasman vektörü
P	Kutuplama vektörü
χ	Elektriksel duyunluk
H	Maddesel ortamdaki manyetik alan vektörü
v	Hız vektörü
n	Kırıcılık indisi
k	Dalga vektörü
w	Zamansal açısal frekans
λ	Dalga boyu
c	Işık hızı
U	Toplam enerji yoğunluğu
S	Poynting vektörü
ϕ	Faz farkı
S	Stokes parametresi
h	Tabaka kalınlığı
L	Tabaka sayısı
M_j	Mueller matrisi

KISALTMALAR DİZİNİ

- SK** Sıvı kristal
EM Elektromanyetik
TN Twist nematik
STN Süper twist nematik



1 GİRİŞ

Genel olarak atomların veya moleküllerinin dizilişlerine göre doğada madde sıvı, katı veya gaz halinde bulunur. Bu üç temel halin yanı sıra bir takım ara fazlarda bulunmaktadır. Mezofazlar olarak isimlendirilen ara fazlar endüstriyel ve bilimsel uygulamalarda oldukça önemli bir çalışma alanı haline gelmiştir. Mezofazlardan Sıvı Kristaller (SK) bu tezin çalışma konusudur.

SK'ler, kristal katı ve izotropik sıvı arasında bulunan, anizotropi özellikleriyle karakterize edilebilen, termodinamik olarak kararlı mezofazların genel ismidir [1-3]. Genellikle çubuk benzeri (kalamitik) veya disk benzeri (diskotik) yapılar olarak modellenen ve tipik olarak birkaç nanometre boyutlarında bulunan organik makro moleküllerden oluşurlar. Çubuk benzeri moleküller için uzunluk/kalınlık oranı yaklaşık 5 mertebesinde veya daha fazla olabilir. Küre şeklinde olmamaları dolayısıyla simetrik değildir. Bu nedenle bir şekil anizotropisine yani konumsal düzenin yanında yönelimsel bir düzene de sahiptirler. Bu anizotropi nedeniyle SK molekülleri ışıkla etkileştiğinde, optik çift-kırıcı bir özellik sergilediği gözlemlenir. Bu özellik aynı zamanda molekülün yönelim doğrultusuna bağlı olarak gelen ışığın polarizasyonunu değiştirebilmesi anlamına gelir [1-4]. En bilinen SK fazı, akıcılık ve kristal yapıyı iyi bir şekilde örneklemesi dolayısıyla Nematik fazdır [1].

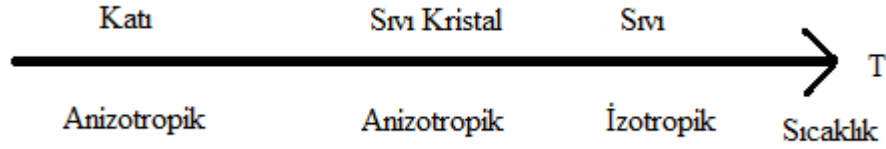
SK moleküllerinin optiksel olarak anizotropik davranışları, onları görüntüleme teknolojileri için günümüz dünyasında oldukça önemli bir yere getirmiştir. SK görüntüleme cihazları ya da yaygın ismiyle LCD'ler, düz panel görüntüleme cihazları pazarında 1990'lı yıllardan itibaren hakim bir konuma yükselmiştir. Bu konuma gelmesinde özellikle 1970'li yıllarda yapılan Burgu-geometrilik nematik (TN olarak isimlendirilen) SK hücrelerinin [5,6] yanında SK panelini piksel piksel verimli bir şekilde optik kapılar halinde elektrik sinyalleriyle kontrol etme imkanı sağlayan aktif matris yapısının geliştirilmesi önemli bir paya sahiptir [7].

1.1 Sıvı Kristaller

SK'ler hakkında ilk çalışmalar 1888 yılında Avusturyalı bilim adamı Friedrich Reinitzer tarafından yapılmıştır. Reinitzer yaptığı çalışmada ilk SK olan kolesteril benzoatı incelemiş ve iki erime noktası olduğunu belirtmiştir [8]. Reinitzer' in bu çalışması maddelerin katı ve sıvı arasında ara fazlara da sahip olduğunu göstermiştir.

Lehman polarizasyon mikroskopu ile incelemeler yapmış kristallere has elektromanyetik ve optik özellikler, yöne bağlı olarak kırıcılık indisinde değişim ve kendini tekrarlama gibi özellikler taşıdığını belirtmiş ve SK olarak adlandırmıştır [9].

Maddenin temel düzeni şekil 1.1'de incelendiğinde Kristal yapı katılar optikçe anizotropik özellik göstermektedir. Işık elektromanyetik dalga olduğundan sıvı ve boşluk gibi izotropik ortamlarda farklı doğrultulardaki elektrik alan vektörleri aynı özelliği göstermekte olup tek bir kırıcılık indisi etki etmektedir. Anizotropik ortamda elektromanyetik ve optik özellikler farklı doğrultular için değişmektedir. Ayrıca birden fazla kırıcılık indisi etki etmektedir. SK'ler ara faz olarak bakıldığında viskozite ve bulunduğu kabın şeklini alma gibi sıvılara has özellikler barındırırken elektriksel ve optiksel olarak katı kristallere has özellikler göstermektedir.

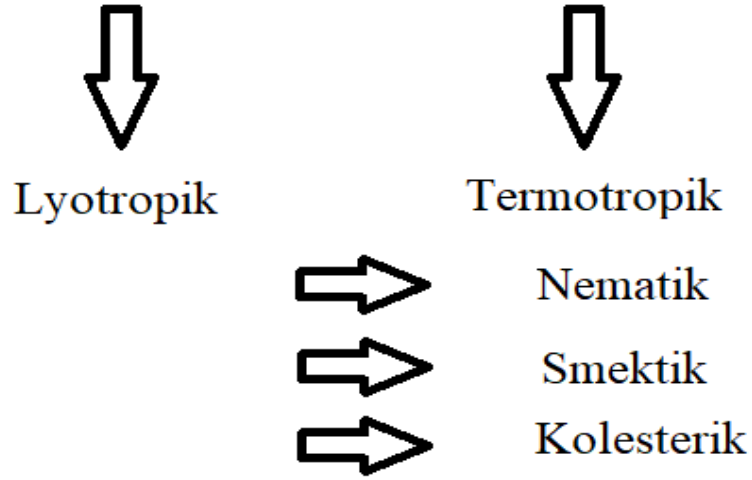


Şekil 1.1 Maddenin temel düzeni.

1.2 Sıvı Kristallerin Sınıflandırılması

SK'ler genel olarak lyotropik ve termotropik olarak ikiye ayrılırlar. Lyotropik SK'ler çoğu zaman su içeren bir çözücünün eklenmesi ile oluşur [8]. Termotropik SK'ler, ayrı ayrı moleküller tarafından oluşturulur ve SK faz oluşumu için başka hiçbir moleküler tür (çözücü moleküller) gerekli değildir. Şekil 1.2 de SK'lerin genel yapısını gösteren bir tablo görünmektedir. Termotropik SK'ler sıcaklık ve düzen parametrelerine göre nematik, smektik ve kolesterik olarak üçe ayrılmaktadır.

Sıvı Kristaller



Şekil 1.2 Sıvı kristallerin yapısı.

1.2.1 Lyotropik Sıvı Kristaller

Faz geçişinin sıcaklıktan bağımsız, moleküler konsantrasyona bağlı olan SK'lere *Lyotropik SK'ler* denir. Lyotropik fazın yapı taşı misel adı verilen bir agrega halinde düzenlenmiş birçok moleküldür. Misel çözeltide dağılmış yüzey aktif moleküllerin kümelenmesidir. Amfipillerin kutupsal olmayan kısımlarının içeri doğru büküldüğü ve dışarı doğru yönelen kutup başlarının su moleküllerinden korunan çözelti konsantrasyonudur [8]. Lyotropik SK'ler canlılarda hemoglobin, lipitler ve polipeptiler vb. şeklinde bulunmaktadır. Gıda, tıp ve deterjan gibi birçok alanda kullanılmaktadır.

1.2.2 Termotropik Sıvı Kristaller

Faz geçişinin sıcaklığa bağlı olduğu SK'lere *Termotropik Sıvı Kristaller* denir. Termotropik SK'ler yüksek ve düşük molar kütleli olarak ayrılmaktadır. Düşük molar kütleli olanlardan disk şeklinde olanlara *diskotik*, çubuk şeklinde olanlar *kalamitik* olarak isimlendirilmektedir. Termotropik SK fazı nematik, smektik ve kolesterik olarak üçe ayrılmaktadır.

1.2.2.1 İzotropik SK

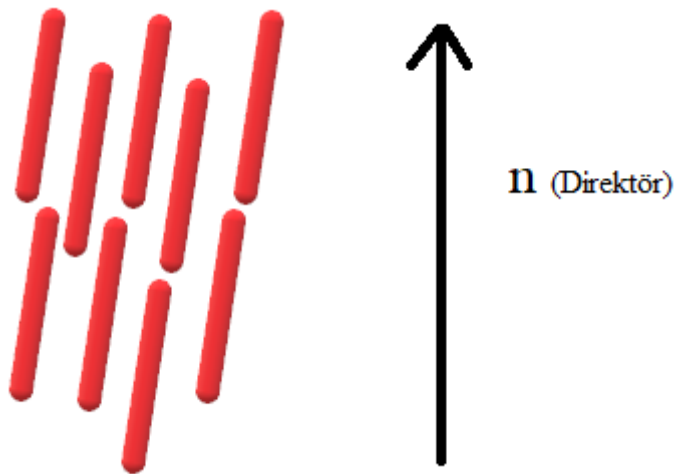
Yüksek sıcaklıktaki SK molekülleri rastgele yönelim gösterirler. Düşük viskoziteye sahip olup genellikle berrak görünmektedirler. Şekil 1.3'e baktığımızda belli bir yönelim yoktur. Bu SK molekülleri için bir direktör tanımlamak mümkün değildir.



Şekil 1.3 İzotropik SK moleküllerinin temsili gösterimi. Belli bir direktör yönelimi bulunmamaktadır.

1.2.2.2 Nematik SK

Nematik fazdaki moleküller belli bir yönde ortalama bir doğrultuya sahiptirler. Moleküller hala sıvı içinde hareket edebilir ancak yönelimlerinde bir değişim olmaz. Birçok elektro-optik görüntüleme cihazlarında kullanılan faz budur. Bu fazda moleküllerin yönelimi elektrik alanla sağlanabilir. Bu elektrik alana verdiği tepki süresi milisaniye mertebesindedir. Şekil 1.4'teki temsili gösterimdeki gibi moleküller yaklaşık olarak birbirlerine paralel hizalanırlar.

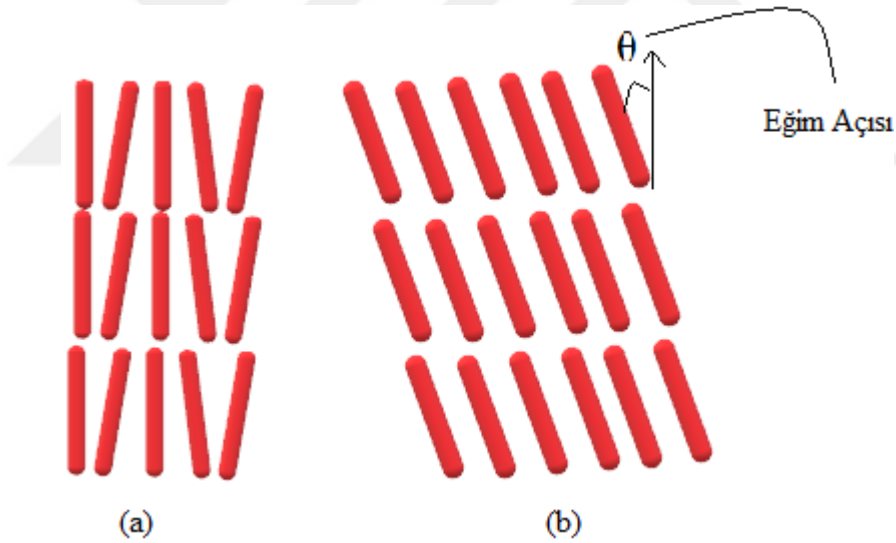


Şekil 1.4 Nematik SK ve yönelimlerin temsili gösterimi. Çubuk benzeri SK'ler belli bir direktör yönelimi bulunmaktadır.

Her bir nokta ve yakın çevresinde moleküllerinin uzun ekseninin ortalama yönüne paralel olarak bir birim vektör tanımlanabilir. Tanımlanan bu birim vektör aynı zamanda sistemin yönelim düzenini gösterir ve direktör (n) olarak isimlendirilir. SK fazın en önemli elektro-optik özelliklerini belirlemede anahtar role sahip fiziksel parametredir [10]. SK sistemin yerel ve global olarak direktör temsilinin bulunması ve buna bağlı elektro-optik özelliklerin belirlenmesi önemli bir araştırma alanıdır.

1.2.2.3 Simektik SK

Simektik fazda bulunan SK'ler genelde katmanlar halinde düzenlenirler. Viskoziteleri oldukça yüksektir. Elektro-optik aygıtlar için kullanımları uygun değildir. Simektik-A, Simektik-B, Simektik-C şeklinde değişen dokuz farklı sınıflandırma yapılmaktadır [9]. Şekil 1.5'te Simektik-A ve Simektik-C moleküler yapılarının temsili görülmektedir. Bu ara fazlardan A ve C tek boyutta katı iki boyutta sıvı diğer ara fazlar ise iki boyutta katı, tek boyutta sıvı özelliği göstermektedir [10].



Şekil 1.5 Simektik-A ve Simektik-C SK fazlarının temsili gösterimi. Nematik fazdan farklı olarak çubuk benzeri SK'ler daha düzenli yapıda bulunmaktadır.

1.2.2.4 Kolesterik SK

Kolesterik SK fazda bulunan moleküller doğru boyunca yönelimleri söz konusu olmakla birlikte ortam içinde sabit kalmayarak helisel dönüşüm yapmaktadırlar. Bragg yansımaları periyodikliğin bir sonucu olmakta ve sıcaklık değişimlerine duyarlıdırlar [4]. Şekil 1.6'daki gibi Kolesterik faz genel olarak aynı tabaka içindeki moleküller aynı yönde olmak şartıyla farklı aralıklarda bu tabakaların çok küçük bir açı farkıyla üst üste dizilmesiyle oluşur [10].



Şekil 1.6 Kolesterik yapıyı sağlayan moleküllerin temsili gösterimi.

2 OPTİK ANALİZ TEKNİĞİ

Optik analiz tekniği bir malzeme üzerine gönderilen ışığın, kırılma indisi, çift kırıcılığı, dalga boyu, frekans, faz, genlik ve modülasyonda oluşan değişimlerin matematiksel olarak belirlenmesidir.

2.1 Elektromanyetik Teoriye Giriş

Işık, radyo dalgalarından gama ışınmasına kadar değişen elektromanyetik spektrumun bir parçasıdır ve elektromanyetik dalga olduğu için çalıştığımız sistemin optik modellenmesi Maxwell denklemleri ile uyumlu olmalıdır. Dolayısıyla ışığın dalga denklemini üreterek konuya giriş yapılabilir. Buna göre Maxwell denklemleri şu şekilde verilebilir.

$$\text{I. } \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad \text{Elektrostatik için gauss yasası} \quad [2.1]$$

$$\text{II. } \oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad \text{Manyetizma için gauss yasası} \quad [2.2]$$

$$\text{III. } \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\alpha Q_B}{at} \quad \text{Faraday yasası} \quad [2.3]$$

$$\text{IV. } \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\alpha Q_E}{at} \quad \text{Ampere yasası} \quad [2.4]$$

Burada E elektrik alan vektörü, q elektriksel yük, ϵ_0 uzayın elektriksel geçirgenliği, B manyetik alan vektörü, μ_0 uzayın manyetik geçirgenliği, I ise akım şiddetidir.

Elektromanyetik teoride en çok kullanılan matematiksel operatörler ve teoremler şunlardır:

Del Operatörü:

$$\vec{\nabla} = \frac{d}{dx}i + \frac{d}{dy}j + \frac{d}{dz}k \quad [2.5]$$

Diverjans teoremi:

$$\oint \vec{F} \cdot d\vec{a} = \int \vec{\nabla} \cdot \vec{F} d_v \quad [2.6]$$

Stokes teoremi:

$$\oint \vec{F} \cdot d\vec{l} = \int \vec{\nabla} \times \vec{F} \cdot d\vec{a} \quad [2.7]$$

Maxwell denklemlerini ve dönüşüm formüllerini kullanarak öncelikle boşlukta ışığın dalga denklemini türeteceğiz sonrada madde ortamına bu denklemi uyarlayacağız. Denklem 2.1 e diverjans teoremini uyguladığımızda; Gauss 'un kapalı yüzey integralini hacim integraline çeviririz.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int \vec{\nabla} \cdot \vec{E} d_v = \frac{q}{\epsilon_0} \quad [2.8]$$

Burada q yükü hacimsel bir yükü temsil ettiği için ρ tanımını yapabiliriz. Bu tanım birim hacimdeki yük sayısını temsil eder. Dolayısıyla;

$$\rho = \frac{q}{V} \quad [2.9]$$

$$q = \int \rho d_v \quad [2.10]$$

tanımı yapılabilir. Buradan 2.10 ifadesini 2.8 denkleminde yerine yazarsak hacimsel olarak integrallerimiz eşitlenir. Buradan sadece diverjansa bağlı bir ifade üretiriz.

$$\int \vec{\nabla} \cdot \vec{E} d_v = \int \frac{\rho}{\epsilon_0} d_v \quad [2.11]$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon_0 \quad [2.12]$$

ifadesini elde ederiz. Aynı işlem denklem 2.2'e yapıldığında aşağıdaki sonuç çıkacaktır.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad [2.13]$$

Denklem 2.3'e Stokes teoremi uygulanırsa Faraday yasasındaki çizgi integralini yüzey integraline dönüştürürüz.

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int \vec{\nabla} \times \vec{E} \cdot d\vec{a} = - \oint \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot d\vec{a} \quad [2.14]$$

Burada $Q_B = B \cdot A \cdot \cos\theta$ sabit manyetik akıyı temsil ederken, $Q_B = \oint \vec{B} \cdot d\vec{a}$ değişen manyetik alanı temsil eder. Denklem 2.14 de integraller eşitlendiğinden birbirini götürür ve denklem 2.15 elde edilir.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{d\vec{B}}{dt} \quad [2.15]$$

Denklem 2.4'e Stokes teoremi uygulandığında ve akımın, birim zamanda kesit alanından geçen yük miktarı olduğunu ve akı yoğunluğunun da birim zamanda birim kesitten geçen akım olduğu bilgileri ile birlikte aşağıdaki sonuç elde edilir.

$$\left(I = \frac{dq}{dt}, J = \frac{I}{A}, I = \oint J \cdot d\vec{a} \right) \quad [2.16]$$

$$\int \vec{\nabla} \times \vec{B} \cdot d\vec{a} = \mu_0 \oint J \cdot d\vec{a} + \mu_0 \epsilon_0 \oint \frac{dE}{dt} \cdot d\vec{a} \quad [2.17]$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 J + \mu_0 \epsilon_0 \frac{dE}{dt} \quad [2.18]$$

Maxwell denklemlerine göre;

- I. Duran bir yük statik bir elektrik alan üretirken, manyetik alan üretmez.
- II. Sabit hızla hareket eden bir yük elektrik alan ve manyetik alanlarının ikisini de üretir.
- III. Bir yüklü parçacığın elektromanyetik alan üretebilmesi için ivmelenmesi gerekir.

Boş uzayda elektromanyetik dalgalar için Maxwell eşitlikleri düzenlenirse yani $\rho = 0$ ve $J = 0$ olduğu durumlarda Maxwell denklemleri aşağıdaki şeklini alır.

$$i. \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad [2.19]$$

$$ii. \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad [2.20]$$

$$\text{iii. } \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad [2.21]$$

$$\text{iv. } \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} \quad [2.22]$$

Denklem 2.21 in Rotasyoneli alınır ve denklem 2.23 eşitliğine göre düzenlemeler yapılırsa;

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \quad [2.23]$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\frac{d}{dt} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \quad [2.24]$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 E = -\frac{d}{dt} (\mu_0 \epsilon_0 \frac{dE}{dt}) \quad [2.25]$$

$$\nabla^2 E = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d^2 E}{dt^2} \quad [2.26]$$

denklem 2.26 elde edilir. Bu bir lineer dalga denklemdir. Benzer işlemler 2.22 için de yapılırsa manyetik alan için de bir lineer dalga denklemi elde etmiş oluruz.

$$\nabla^2 B = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d^2 B}{dt^2} \quad [2.27]$$

Boşlukta lineer dalga denklemlerini bu şekilde elde edebiliriz. Ancak madde ortamına baktığımızda yük dağılımı değişeceğinden Maxwell denklemlerini yeniden düzenlememiz gerekmektedir. Dış elektrik alan ile madde ortamının kutuplanmasından dolayı oluşan net yükün etkisini yerine getirecek yeni bir vektör tanımlamak gerekmektedir. Bunu tanımlamada elektriksel deplasman vektörünü (\vec{D}) kullanırız.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad [2.28]$$

Burada \vec{P} kutuplama vektörüdür. Kutuplama vektörünü 1. dereceden tanımlar yerine yazarsak,

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi^1 \vec{E} \quad [2.29]$$

elde ederiz. Denklem 2.29'da kullandığımız χ , elektriksel duygunluktur. Ortamın optik özelliğini yansıtır. Madde ortamı için dielektrik sabitinin tanımını yaptığımızda,

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_0\chi^1 \quad [2.30]$$

elektriksel deplasman vektörü denklem 2.31'e dönüşecektir.

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \quad [2.31]$$

Madde ortamında manyetik alan vektörü de denklem 2.32 şeklini alacaktır.

$$\vec{B} = \mu_0\vec{H} \quad [2.32]$$

Maxwell denklemlerini şimdi yükün ve akı yoğunluğunun olmadığı bir dielektrik ortam için aşağıdaki gibi düzenleyebiliriz.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad [2.33]$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad [2.34]$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{d\vec{H}}{dt} \quad [2.35]$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{d\vec{D}}{dt} \quad [2.36]$$

Boş uzaydaki dalga denkleminde madde ortamındaki dalga denkleminizi benzeşmeden tanımlayabiliriz. Denklem 2.26 de boş uzay geçirgenliği yerine madde ortamında tanımladığımız geçirgenliği yazarsak madde ortamı için dalga vektörünü tanımlamış oluruz.

$$\nabla^2 E = \mu_0 \varepsilon \frac{d^2}{dt^2} E \quad [2.37]$$

Buradan hız, kırılma indisi ve dalga sayısı gibi terimleri tanımlar bu dalga denklemin monokromatik çözümüne geçebiliriz.

Madde ortamındaki ışığın hızı, kırılma indisi ve dalga vektörü;

$$v = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \varepsilon}} \quad [2.38]$$

$$n = \frac{c}{v_m} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} \quad [2.39]$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad [2.40]$$

şeklinde tanımlanır. Burada v madde ortamında ışığın hızını, n kırıcılık indisini ve k dalga vektörünü temsil etmektedir.

$$\nabla^2 E - \mu_0 \varepsilon \frac{d^2}{dt^2} E = 0 \quad [2.41]$$

k , dalga vektörü w , zamansal açısal frekans, λ dalga boyu olmak üzere eşitliğin lineer çözümü;

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - w \cdot t)} \quad [2.42]$$

olmaktadır.

$$\nabla \cdot \vec{D} = i \cdot \vec{k} \cdot \vec{D}_0 \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - w \cdot t)} = 0 \quad [2.43]$$

Elektriksel yer değiştirme vektörü anizotropik ortamda bile geçerli olan ışığın yayılma yönüne diktir. Dolayısıyla ışık enine bir dalgadır. Elektrik alan vektörü izotropik ortamdaki dalga vektörüne dik ancak anizotropik ortamdaki dalga vektörüne dik değildir. Işık homojen izotropik bir ortamda yayılırsa genlikler zamana ve konuma göre değişmeyecektir.

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i \cdot w \quad [2.44]$$

$$\nabla = i \cdot k \quad [2.45]$$

$$\vec{B} = \frac{\vec{k} \times \vec{E}}{w} \quad [2.46]$$

Denklem 2.35 bize \vec{E} ve \vec{B} 'nin dik olduğu gösterir. \vec{E} ve \vec{B} nin büyüklükleri ile ilgili şu bağıntılar elde edilir.

$$B = \frac{n}{c} E \quad [2.47]$$

Elektromanyetik dalgalarda birim hacim başına depolanan enerji yani toplam enerji yoğunluğu(U);

$$U = 1/2 (E \cdot D + B \cdot H) \quad [2.48]$$

denklem 2.48'teki gibidir. Burada düzenleme yapılırsa, toplam enerji yoğunluğu

$$U = 1/2 (\epsilon_0 E^2 + \frac{1}{\mu_0} B^2) \quad [2.49]$$

denklem 2.49'a dönüşecektir. Tek renkli düzlem dalgalar halinde \vec{E} ve \vec{B} 'nin gerçel kısmının çözümünden eğer \vec{E} , x-yönünde yönelmişse \vec{B} , y-yönünde olduğu kabul edilirse,

$$E_{(z,t)} = E_0 \cos(kz - wt + \delta) \hat{x} \quad [2.50]$$

$$B_{(z,t)} = 1/c E_0 \cos(kz - wt + \delta) \hat{y} \quad [2.51]$$

olacaktır. Buradan elektrik alan ve manyetik alan katkılarının eşit olduğu açıktır.

$$B^2 = 1/c^2 E^2 \quad [2.52]$$

Bu enerji denkleminde eklenirse,

$$U = \varepsilon_0 E^2 = \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - wt + \delta) \quad [2.53]$$

enerji yoğunluğu denklem 2.53 şeklinde olur. Dalga ilerledikçe, bu enerjiyi kendisi ile birlikte taşır. Alanlar tarafından taşınan enerji yoğunluğu (birim alandan birim zamanda geçen enerji) Poynting vektörü ile verilir.

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) \quad [2.54]$$

z-yönünde yayılan tek renkli düzlem dalgalar için,

$$\vec{S} = c \varepsilon_0 E_0^2 \cos^2(kz - wt + \delta) \vec{z} \quad [2.55]$$

şeklini alır. Burada \vec{S} ' nin büyüklüğü,

$$S = \frac{n}{\mu_0 c} E^2 \quad [2.56]$$

şeklini alır.

2.2 Işığın Polarizasyon Özellikleri

Tek renkli düzlem bir ışık dalgası homojen izotropik bir ortamda yayılırken onu karakterize etmek için elektrik alan yeterlidir. Diğer parametreleri elektrik alandan hesaplayabiliriz.

Elektrik alan vektörel bir büyüklük olup genelde şu formdadır.

$$E = A. e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \quad [2.57]$$

Burada A genliktir. Yukarıdaki denklemin gerçel kısmının elektrik alanı temsil etmektedir. Bu temsil analitik temsil olarak adlandırılır. Işık demetinin polarizasyon durumu elektrik alan vektörü tarafından belirlenir. Birçok SK cihazda ışığın polarizasyon durumunu manipüle etmek için kullanılır.

Yayıma yönü z-ekseni boyunca olduğunda elektrik alan iki bileşene sahiptir.

$$E_x = A_x \cos(kz - \omega t + \delta_x) \quad [2.58]$$

$$E_y = A_y \cos(kz - \omega t + \delta_y) \quad [2.59]$$

Burada A_x ve A_y genlikleri temsil eden pozitif sayılardır. δ_x ve δ_y fazlardır.

$$-\pi < \delta_j \leq \pi \quad i = (1, 2, \dots) \quad [2.60]$$

Faz farkı ise δ ile tanımlanmıştır ve

$$\delta = \delta_y - \delta_x \quad [2.61]$$

şeklindedir. Δ ayrıca $-\pi < \delta \leq \pi$ aralığında tanımlanmıştır. Polarizasyon durumunu belirleme yollarından bir x- ve y-doğrultularındaki genliklerin oranı A_y / A_x diğeri ise faz farkı δ 'dır.

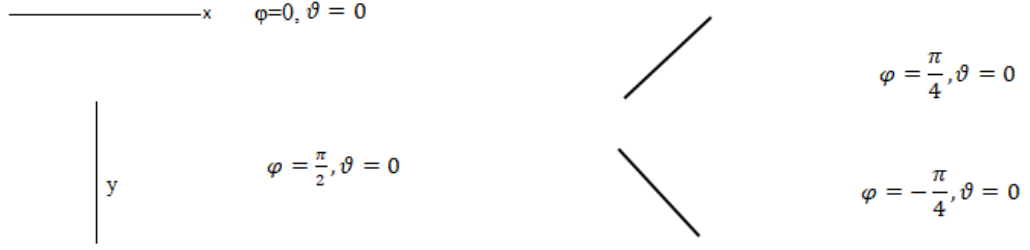
2.2.1 Doğrusal polarizasyon

z-doğrultusunda belli bir konumda ilerleyen elektrik alan vektörünün zaman evrimini düşünelim. Elektrik alan sabit bir yörüngede (xy-düzleminde) titreşirse ışığın doğrusal polarize olduğu söylenir. Bu $\delta = 0$ veya $\delta = \pi$ olduğunda elektrik alanın x-eksenine göre açısı;

$$\delta = 0 \quad \tan\theta = \frac{A_y}{A_x} \quad [2.62]$$

$$\delta = \pi \quad \tan\theta = -\frac{A_y}{A_x} \quad [2.63]$$

ile verilir [4]. Burada A_x sıfırdan farklı, A_y sıfırda eşit olursa ışık x-doğrultusunda kutuplanır. A_x sıfıra eşit olup A_y sıfırdan farklı olursa ışık y-doğrultusunda kutuplanır. Bunun içinde elektrik alan vektörünün sabit bir zaman evrimi içinde elektrik alan tarafından izlenen eğri bir düzlem içinde sınırlanması gerekir.



Şekil 2.1 Doğrusal kutuplama vektörleri.

2.2.2 Dairesel polarizasyon

z-doğrultusunda ilerleyen düzlem dalga için x- ve y-doğrultularında elektrik alan vektörlerinin genlikleri eşit ve faz farkı $\delta = \frac{\pi}{2}$ olduğunda,

$$E_x = A \cos(\omega t - kz) \quad [2.64]$$

$$E_y = A \cos\left(\omega t - kz + \frac{\pi}{2}\right) = -A \sin(\omega t - kz) \quad [2.65]$$

şeklini alır. $z=0$,

$$E_x = A \cos(\omega t) \quad [2.66]$$

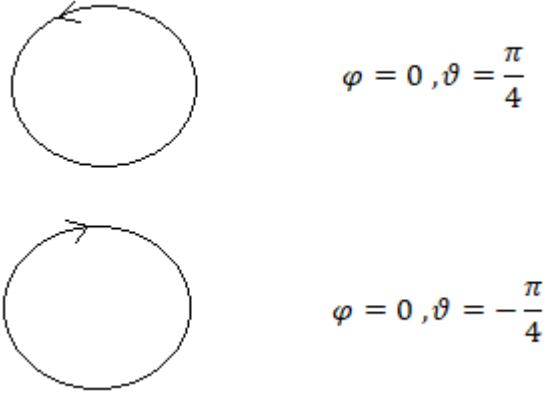
$$E_y = -A \sin(\omega t) \quad [2.67]$$

şeklini alır. Elektrik alan vektörünün uç noktası saat yönünde xy-düzleminde bir daire çizer. $t=0$ anında ise

$$E_x = A \cos(kz) \quad [2.68]$$

$$E_y = A \sin(kz) \quad [2.69]$$

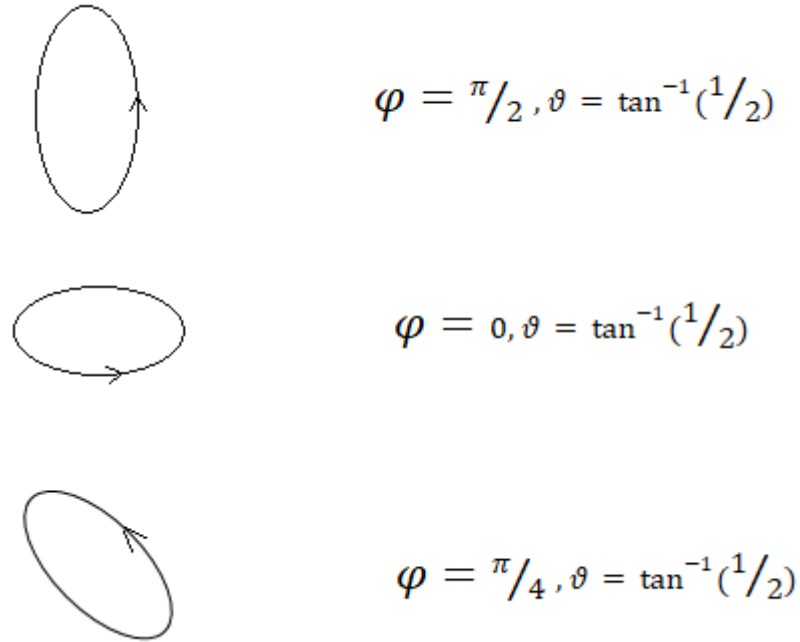
elektrik alan vektörü z-doğrultusu boyunca uç noktası, uzayda bir sağ sarmalın izini çizer. Buna sağ yönünde dairesel kutuplanmış ışık denir. Faz farkının $\delta = -\frac{\pi}{2}$ olduğu durumda ise bunun tam tersi yani sol yönünde dairesel kutuplanmış ışık olarak adlandırılır [4].



Şekil 2.2 Dairesel kutuplama vektörleri.

2.2.3 Eliptik polarizasyon

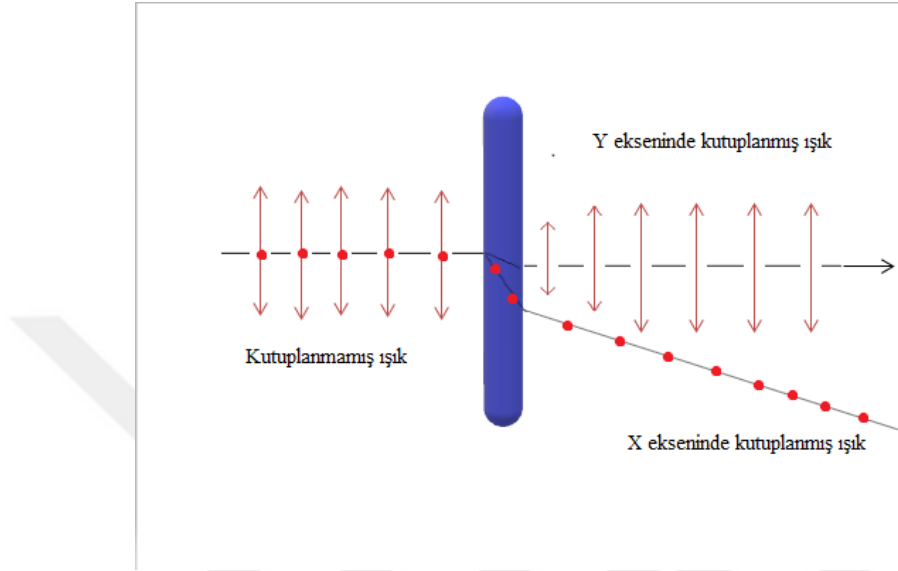
z -doğrultusunda ilerleyen dalgalar için elektrik alan vektörünün genlikleri $A_x \neq A_y$ ve faz farkı $\delta = \frac{\pi}{2}$ olduğunda, ışık eliptik olarak kutuplanır. $z = 0$ noktasında yönü zaman içinde dönecektir. $t = 0$ anında ise elektrik alan yönü uzayda saat yönünde dönecektir [4].



Şekil 2.3 Eliptik kutuplama vektörleri.

2.3 Optik Çift kırıcılık

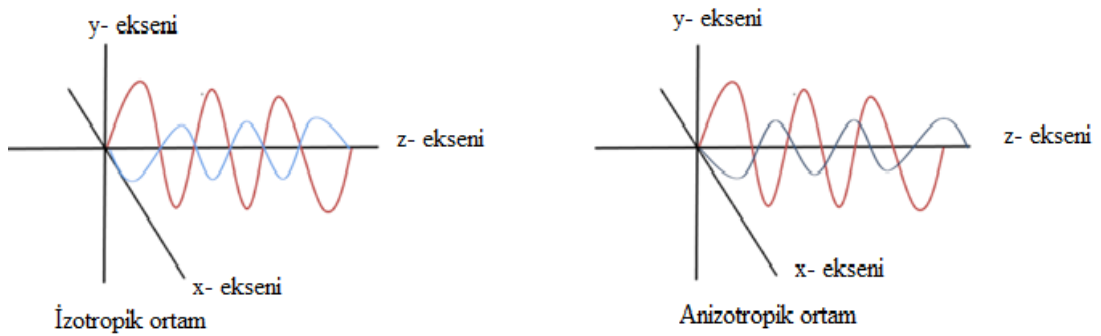
Işık amorf yapılu malzemelerde olduğu gibi genellikle tek doğrultuda ilerler. Bu malzemelerin tek kırılma indisine sahip olduğunu gösterir. Ancak SK'ler ve benzeri yapılu kristallerde ışık aynı anda iki doğrultuda ilerler. Bu tür malzemeler optiksel olarak çift kırılma indisiyle tanımlanır [11].



Şekil 2.4 Kutuplanmamış ışığın SK ortamdan geçişinin şematik gösterimi.

İzotropik ortamda ilerleyen ışık her doğrultuda aynı hızla yayılır. Dalganın hızı kırılma indisi ile belirlenir. Işık çift kırıcı bir ortama girdiğinde yayılma eksenleri arasında bir gecikme olur [11].

İzotropik ortamda ilerleyen dalganın her yöndeki elektrik alan vektörleri aynı hızla ilerler. SK ortama giren ışığın elektrik alan vektörleri arasında bir faz farkı oluşur.



Şekil 2.5 İzotropik ve Anizotropik ortamlarda ışığın ilerlemesi.

Bu faz farkından dolayı ışığın polarizasyon durumu değişir. SK malzemedeki çıkan ışınlar olağan ve olağan dışı olarak ikiye ayrılır. Işığın boşlukta hızının ortamdaki hızına oranı kırıcılık indisi olarak tanımlandığından etki eden kırıcılık indisleri bulunabilir. Yönlendiriciye göre paralel ve dik olan ışınların kırıcılık indisleri sırasıyla denklem 2.70 ve 2.72'den hesaplanır.

$$n_e = \frac{c}{v_t} \quad [2.70]$$

$$n_o = \frac{c}{v_u} \quad [2.71]$$

Çift kırılmanın alabileceği yüksek değer ise

$$\Delta n = n_e - n_o \quad [2.72]$$

denklem 2.72'den hesaplanır.

2.4 Optiksel Anizotropi

Atom ve moleküllerin kristal yapıları incelendiğinde çeşitli kristalik yerleşimler sonucunda optiksel anizotropik yapılar oluşmaktadır. Kutuplanmış ışık anizotropik kristal yapı içine girdiğinde kutuplama durumuna göre farklı kırılma indisiyle karşılaşır. Kristal eksenleri x , y ve z olmak üzere her birine sırasıyla n_1, n_2 ve n_3 kırılma indisleri etki ettiğini varsayalım. Kutuplanmış ışık kristal yapı içine keyfi bir şekilde gelip üç farklı indisle karşılaşır kompleks sonuçlara yol açar. Bunu önlemek için ışığın yayılma doğrultusu ve kutuplama doğrultusu kristalin eksenine ile çakışacak şekilde seçilmelidir. Bu seçim daha basit matematiksel sonuçlar doğurur.

Işık enine bir dalga olduğundan ilerleme doğrultusu z -ekseni elektrik alan vektörü kristalin simetri ekseninde xy -düzleminde olur. Kristalin doğrultularına etki eden kırıcılık indisleri,

$$n_1 = n_2 \text{ tek eksenli kristal}$$

$$n_1 \neq n_2 \text{ çift eksenli kristal}$$

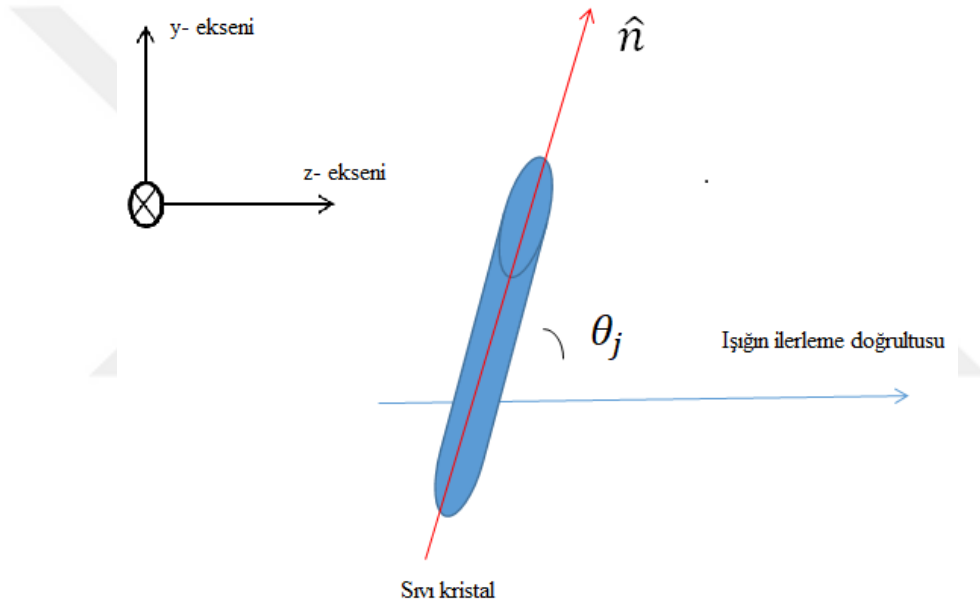
$$n_1, n_2 < n_3 \text{ pozitif tek eksenli yada çift eksenli}$$

$$n_1, n_2 > n_3 \text{ negatif tek yada pozitif çift eksenli}$$

şeklinde adlandırılır. Termotropik SK'larda n_1 ve n_2 birbirine eşittir. Bu iki kırılma indisi tek bir kırılma indisi olarak n_0 şeklinde n_3 ise n_e olarak tanımlanır. Işık SK molekülü içinde ilerlerken etki eden kırıcılık indisinin bileşenleri n_0 olağan, n_e olağandışı şeklinde ifade edilir [10].

2.5 Mueller Formalizmi

Polarize ışık, optik geciktirici veya SK ekran gibi optik bileşenle etkileşime girdiğinde, polarizasyon durumu değişir. z-doğrultusunda ilerleyen düzlem dalgalar için aksis ve ordinat düzleminde elektrik alan vektörleri denklem 2.73 ve 2.74'deki gibidir [11]. Şekil 2.6' da polarize ışığın ilerleme yönü, elektrik alan vektörlerinin eksenleri ve \mathbf{n} SK'nin direktörünü göstermektedir.



Şekil 2.6 SK ortam içinde ışığın ilerleme yönü.

$$\mathbf{E}_x(t) = E_{ix}(t)\exp[i(\bar{\omega}t + \delta_x)] \quad [2.73]$$

$$\mathbf{E}_y(t) = E_{iy}(t)\exp[j(\bar{\omega}t + \delta_y)] \quad [2.74]$$

Stokes parametreleri ışığın herhangi bir andaki polarizasyon durumunu gösteren parametrelerdir. Işık stokes parametreleri denklem 2.75-78 şeklindedir. Burada E_x ve E_y düzlem ışığın elektrik alan bileşenleri ve δ , x-ekseni ve y-ekseni boyunca oluşan faz farkıdır. Net faz farkı ise $\delta = \delta_y - \delta_x$ şeklindedir ve w zamansal açısal frekanstır [12].

$$S_0 = \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle \quad [2.75]$$

$$S_1 = \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle \quad [2.76]$$

$$S_2 = \langle 2E_x E_y \cos(\delta) \rangle \quad [2.77]$$

$$S_3 = \langle 2E_x E_y \sin(\delta) \rangle \quad [2.78]$$

Bu düzlem dalga bir dizi optik bileşenden geçtiğinde, iletilen dalga 1x4 matris olarak temsil edilir. Denklem 2.79 incelendiğinde S_t iletilen dalganın Stokes parametresi, T polarizasyon matrisi ve S_i gelen ışığın Stokes parametresidir.

$$S_t = TS_i \quad [2.79]$$

Unpolarize bir ışık şiddeti 1 olmak üzere 1x4 Stokes matrisi denklem 2.80 olarak verilir.

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad [2.80]$$

Küresel koordinat sisteminde SK molekülü için;

$$n=[r, \theta, \varphi]=[1, \theta, \varphi] \quad [2.81]$$

denklem 2.81'deki gibi gösterilmektedir. Burada r yer vektörünün büyüklüğünü, θ kutup açısı ya da ilerleme doğrultusu (z-ekseni) ile olan açı ve φ ise molekülün xy-eksenine olan izdüşümünün yaptığı açı ya da x-ekseninden itibaren dönme açısı olarak tanımlanır. SK'ler için etkin kırınım indeksi,

$$n_{ef,j} = \sqrt{n_0^2 + (n_e^2 - n_0^2) \cos^2 \theta_j} \quad [2.82]$$

ile verilir.

SK çift kırıcı özelliğe sahip olduğundan iki farklı kırılma indisi etki etmektedir. Denklem 2.82'de SK içinde z-yönünde ilerleyen dalga için x- ve y-düzlemlerinde ayrı ayrı n_0 ve n_e etki ederken xy-düzlem dalgası için bu iki farklı kırılma indisinden oluşan üstü kırılma indisi n_{ef} etki etmektedir [13].

$$\delta = \frac{2\pi h}{\lambda} n_0 \left(\frac{n_e}{n_{e,j}} - 1 \right) \quad [2.83]$$

Direktörün x-ekseni ile xy-düzlemi arasında faz kayması olmaktadır. Bu faz kayması denklem 2.83'ten hesaplanır. Bu denklemde δ faz kayması, h SK tabaka kalınlığı, λ gelen ışığın dalga boyudur.

$M_j =$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin^2 2\phi_j + \cos^2 2\phi_j \cos \delta_j & -\cos 2\phi_j \sin \delta_j & \sin 2\phi_j \cos 2\phi_j (1 - \cos \delta_j) \\ 0 & \cos 2\phi_j \sin \delta_j & \cos \delta_j & -\sin 2\phi_j \sin \delta_j \\ 0 & \sin 2\phi_j \cos 2\phi_j (1 - \cos \delta_j) & \sin 2\phi_j \sin \delta_j & \cos^2 2\phi_j + \sin^2 2\phi_j \cos \delta_j \end{pmatrix}$$

[2.84]

z-doğrultusunda ilerleyen ışık için SK malzemenin geciktiriciliğini tarif eden Mueller matrisi denklem 2.84'te M_j şeklinde tanımlanır.

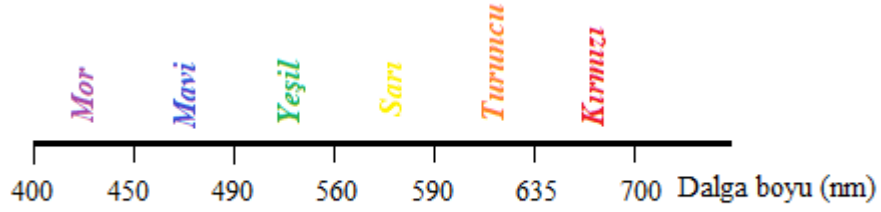
Polarizör ve analizör için denklem dikey ve yatay durumlar için denklem 2.85'te tanımlanan matrisler kullanılır.

$$P_{0,90} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \mp 1 & 0 & 0 \\ \mp 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad [2.85].$$

Çapraz olarak hizalanan polarizör ve analizörler denklem 2.86'daki gibi 45° ve -45° 'lik açılarla filmin iki tarafına konumlandırılır.

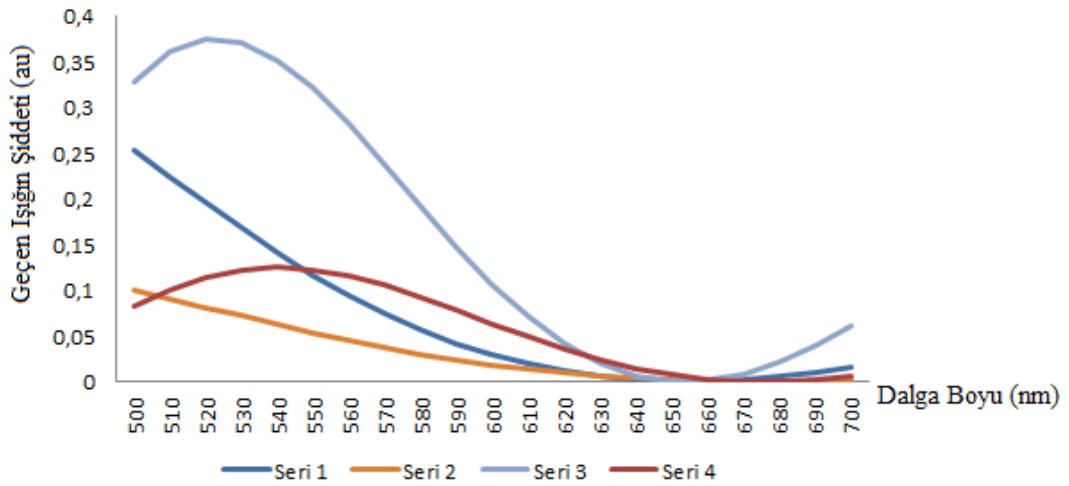
$$P_{+45,-45} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & \pm 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \pm 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad [2.86]$$

Bu tez çalışmasında kırıcılık indisinin en uç noktaları (1.5 – 1.7) referans alındı. SK film kalınlığı $t_{hüc} = 0.24 \mu m$, dalga boyu şekil 2. 7'deki gibi EM dalganın görünür spektrumu, geçen ışığın iletiminde hangi renk aralıklarında optik detektör olarak kullanılabileceği üzerine hesaplamalar yapılmıştır.



Şekil 2.7 Görünür ışık dalga boylarının şematik gösterimi.

SK'lerde çift kırıcılık olduğundan malzeme üzerine yatayda gelen ışın ve düşeyde gelen ışın için ayrı ayrı kırıcılık indisleri etki etmektedir. Biz burada $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$, z-ekseni ile yaptığı açığı yani $\theta = 30^\circ$, xy-düzlemine izdüşümü ile yaptığı açığı yani $\varphi = 30^\circ$, 1-tabaka kalınlığı $t_{hüc} = 0.24 \mu m$ alıp dalga boyunu $500 - 700 nm$ arasında değişen değerler alıp hesaplamalar yaptığımızda değişen dalga boyuna göre hücreden çıkan ışığın şiddetinin değişimi şekil 2.7'de seri-1 olarak görülmektedir. z-ekseni ile yaptığı açığı yani $\theta = 60^\circ$ xy-düzlemine izdüşümü ile yaptığı açığı $\varphi = 60^\circ$ olarak değiştirilip işlemler tekrarlandığında seri-2 olarak gözlenmektedir. Bu işlemleri iki tabaka SK molekülü için tekrar edersek seri-3 ve seri-4 görülmektedir.



Şekil 2.8 SK hücreden geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. $t_{hüc} = 0.24 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ tek tabaka SK molekülü için seri 1($\theta = 30^\circ$, $\varphi = 30^\circ$) ve seri 2($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 60^\circ$), iki tabakalı SK molekülü için seri 3($\theta = 30^\circ$, $\varphi = 30^\circ$) ve seri 4 ($\theta = 60^\circ$, $\varphi = 60^\circ$).

Tek tabaka ve iki tabakalı SK filmlerde yapılan hesaplamalarda **640 – 670 nm** aralığında yani görünür bölgede kırmızı ışık için optik detektör olarak kullanıma uygun bir teorik SK hücre seçimi yapmış oluruz.



3 SIVI KRİSTAL HÜCRE GEOMETRİLERİ VE OPTİK İLETİM KARAKTERİSTİKLERİ

LCD cihazlarda, SK malzemeler genellikle hizalama filmi taşıyan cam tabakalarla arasında 1-10 μm boşluk bırakılır. Hizalama Filminin substratlar (yönlendirici film) etkisiyle SK yönelimleri belirlenir. SK'lerin yönelimleri iki gruba ayrılır. 1. grupta direktör yönü değişmeyen homojen, tilt ve homotropik yönelim söz konusudur. 2. grupta ise direktör yönün değiştiği Splay, Twist, Bend, Hybird ve Süper Twist Nematik yönelimler söz konusudur [14].

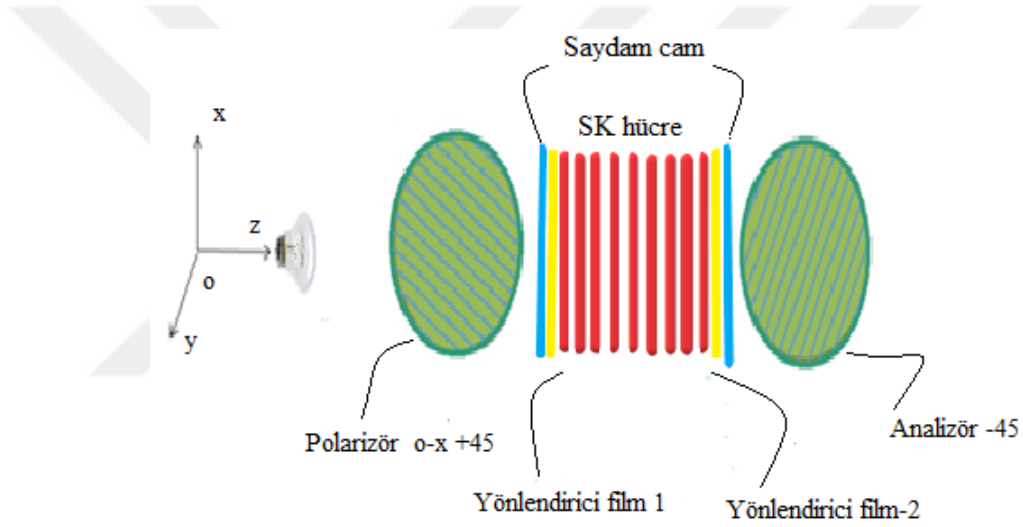
Homotropik Hizalama elde edebilmek için ovalanmış polimid filmler (Tilt hücreler dahil) kullanılır. Homotropik hizalama için silan bileşikleri gibi hidrofobik filmler kullanılır. Son zamanlarda ise hidrofobik yan zincirlere sahip olan poliimid filmler geliştirilmiş ve çok dik hizalı nematik modunda kullanılmıştır. SiO buharlaşma hizalaması buharlaşma açısını değiştirerek herhangi bir homojen, homotropik ve tilt hizalamayı verebilir [14].

Hizalama filmine yakın SK molekülleri, moleküler-moleküler etkileşimler tarafından SK oryantasyonu etkiler ve tüm SK hücresindeki oryantasyon bu şekilde belirlenir. Çoğu durumda hizalama yüzeyi ile yüzeye yakın SK moleküller arasındaki etkileşim çok güçlüdür. Elektriksel ya da manyetik alanların uygulanmasıyla tabakaya yakınlıkları değişmektedir. Hizalama filmi ile SK arasındaki bu etkileşime “güçlü sabitleme” olarak adlandırılır. Elektrik ya da manyetik alan çıkarıldığında SK oryantasyonu ilk oryantasyona geri döner. Buna karşın, alanı çıkardıktan sonra SK yönelimi ilk yönelimden farklı olduğundan ilişki “zayıf tutma” olarak adlandırılır [14].

SK'leri karakterize edebilmek için iletilen ışığın dalga boyu ve geliş açısını incelemekte fayda görülmektedir. Hizalama filmlerinde ışığın girişiminden dolayı kayıplar gözlemlenebilir.

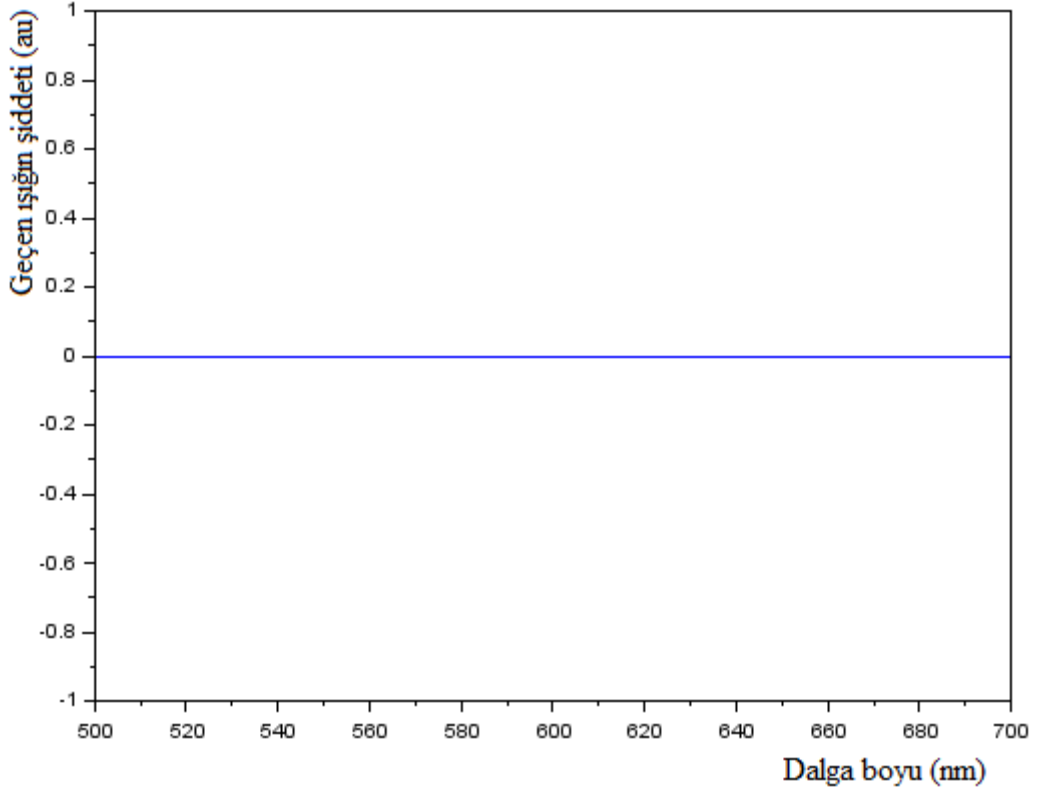
3.1 Planar Hücre Geometrileri

SK molekülleri substrat yüzeylerine yönlendirici filmlerin etkisiyle paralel olarak hizalanmasını sağlamak mümkündür. Bu tür yönelimleri, yani substrat yüzeylerine ve birbirlerine paralel yönelim, planar yönelim ya da homojen yönelim olarak isimlendirilir [14]. Planar yönelimde n direktörü hücre düzlemine paraleldir [15]. Şekil 3.1’de ışık kaynağı, yönlendirici filmler, planar hücre yönelimi ve polarizör ve analizörden oluşan optik sistemin temsili olan bir resmi verilmiştir. Bu tezdeki çalışmalar daha çok bu prensip üzerinden yapılmış olup gelen ışığın SK hücrelerinden geçtikten sonra ilk duruma göre ne kadarının geçebildiğini sayısal yöntemlerle belirlemesi üzerindedir.



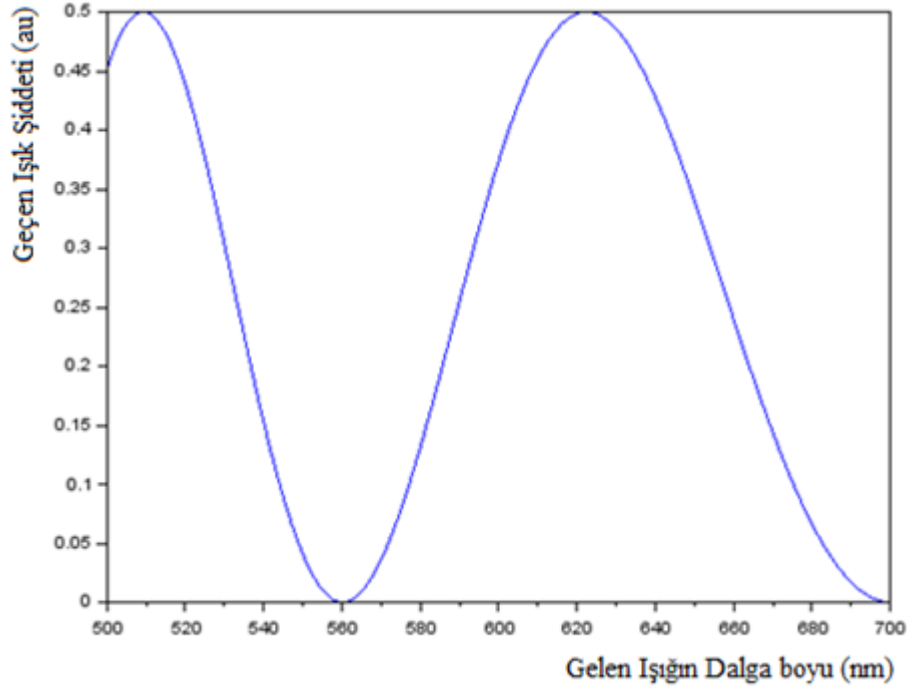
Şekil 3.1 Planar Hücre geometrileri.

Polarizör ve analizörümüz O_x –eksenine (+45, -45) açılarla yönlendirilmiştir. Çünkü polarizörlerin O_y –ekseni ile yaptıkları açılar sıfır olduğunda şekil 3.2 gibi ışık geçmeyecektir.



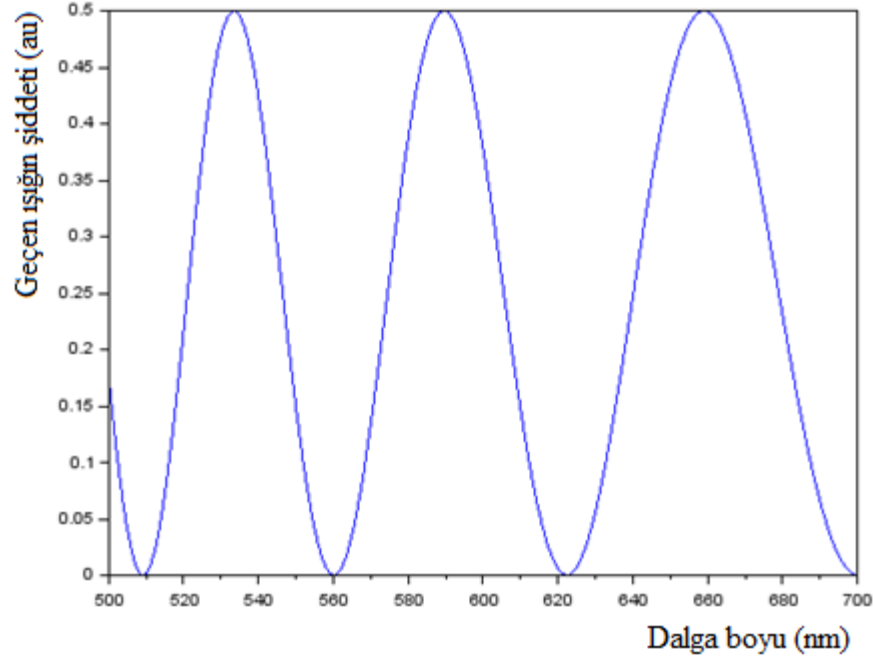
Şekil 3.2 Planar yönelimde birbirine dik polarizörlerden ($P_{0,90}$) ışık geçmez. $t_{hüc} = 0.24 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ tek tabaka SK molekülü için ($\theta = 90^0$, $\varphi = 0^0$).

5-tabakalı bir SK hücre için sırasıyla polarizörler çapraz olarak konumlandırılıp ($P_{+45,-45}$) hesaplamalar yaptığımızda dalga boyuna bağlı ışık iletim değişimi şekil 3.3 elde edilmiştir. Gönderdiğimiz ışığın yaklaşık olarak yarısı filminden geçmiştir.



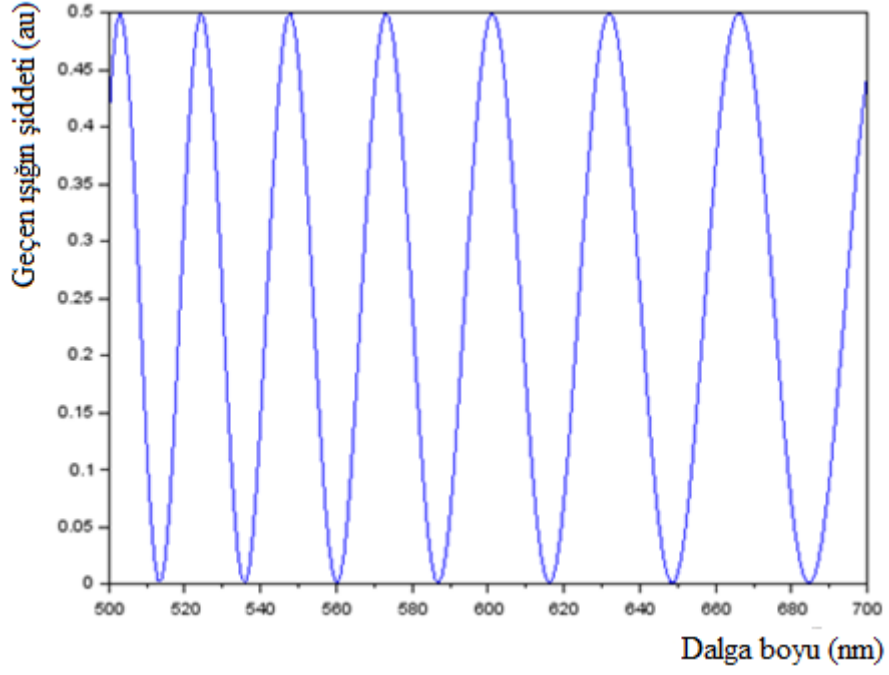
Şekil 3.3 Planar yönelim polarizörler o-x eksenine (+45,-45) çapraz olarak düzenlenmiş sistemde 5 tabakalı SK hücreden geçen ışığın dalga boyuna bağlı değişimi. $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^0$, $\varphi = 45^0$).

Tabaka sayısını arttırdıkça yani hücre kalınlığı artıkça ışığın şiddeti değişmezken dalga boyuna bağlı titreşim modlarının değiştiği görülmektedir. Şekil 3.4’de 10-tabakalı bir SK için optik iletim karakteristiği verilmektedir.



Şekil 3.4 Planar yönelimde tabaka sayısı artıkça dalga boyu azalır. 10-tabakalı SK hücresi için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$).

Hücre kalınlığı $1.2 \mu m$ (5-tabakalı) iken genliğin tepe noktaları arasındaki dalga boyu farkı yaklaşık $110 nm$, kalınlık iki katına (yani $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, 10-tabakalı) çıkarıldığında dalga boyu farkı yaklaşık $60 nm$ 'ye düşmektedir. Görece oldukça kalın olan filmde ise ($t_{hüc} = 5.28 \mu m$, 22-tabakalı) bu yaklaşık $30 nm$ 'ye kadar düşmektedir. Şekil 3.3-5 incelendiğinde seçilen SK hücre kalınlığı ne kadar artarsa artsın $560 nm$ 'de minimum değişmemektedir. Bu nokta optik detektör olarak kullanıma uygundur. EM spektrumunda bu sarı ışığa denk gelmektedir.

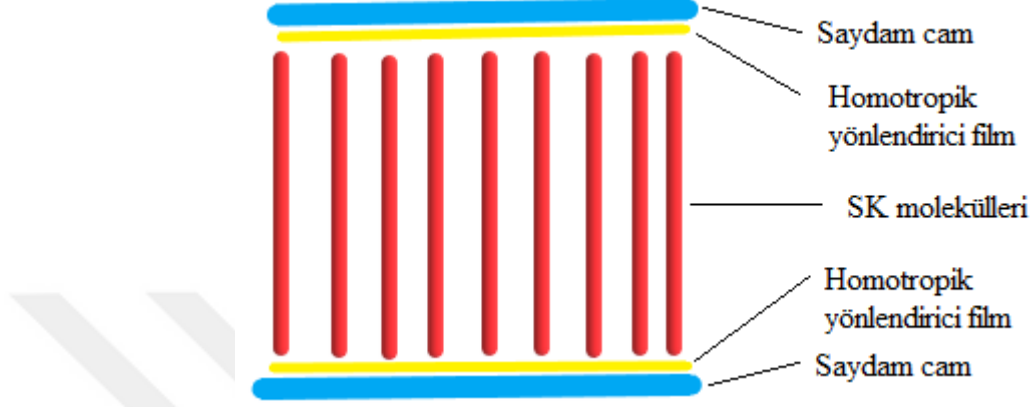


Şekil 3.5 Planar hücre geometrisinde 22 tabakalı SK molekülden geçen ışığın dalga boyu ile ilişkisi. $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$).

Bu çalışmada genel olarak 5 SK tabaka ($t_{hüc} = 1.2 \mu m$) gibi ince bir filmde 22 tabakalı ($t_{hüc} = 5.28 \mu m$) görece oldukça kalın bir SK filme kadar farklı kalınlıklar için dalga boylarına bağlı çeşitli SK hücrelerin optik iletim karakteristikleri belirlenmiştir.

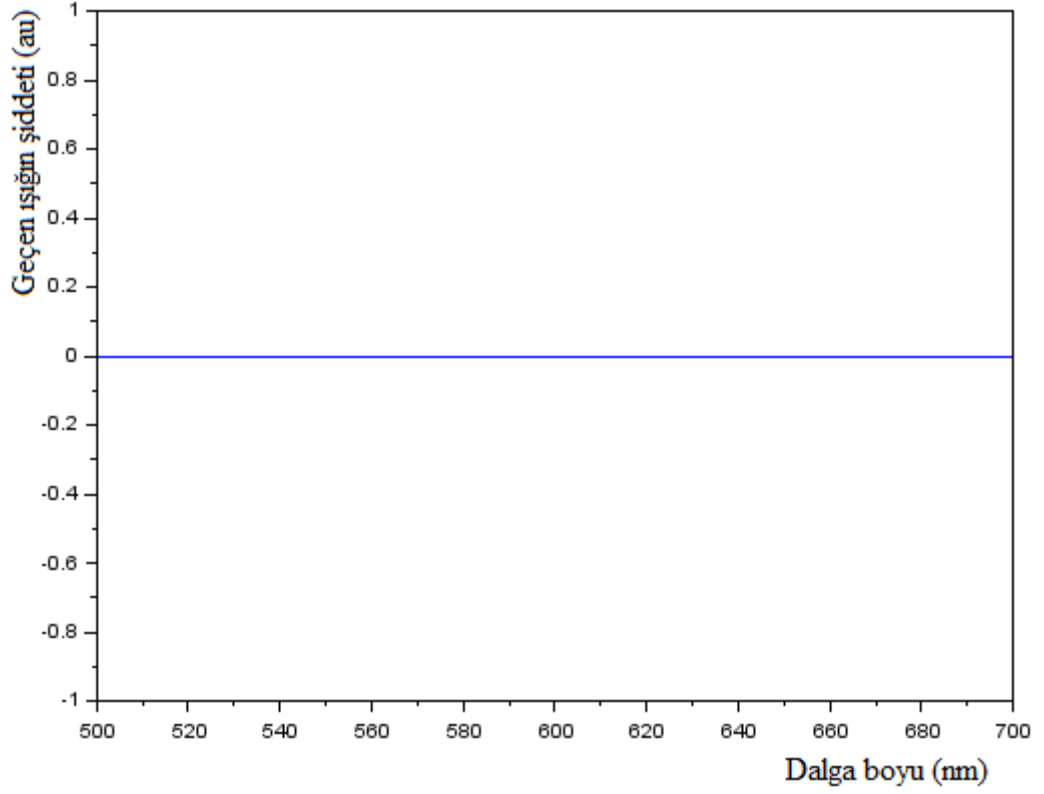
3.2 Homotropik Hücre Geometrileri

SK molekülleri substrat yüzeylerine uygun bir yönlendirici etkisiyle dikey olarak hizalanabilir [14]. Bu yönlendirmeye homotropik yönelim denir. Işık etkin bir çift kırıcılığa uğramaz [15]. Şekil 3.6’da homotropik bir hücre ve hücre boyuna dik olarak yönelmiş SK moleküllerinin temsili olarak verilmektedir.



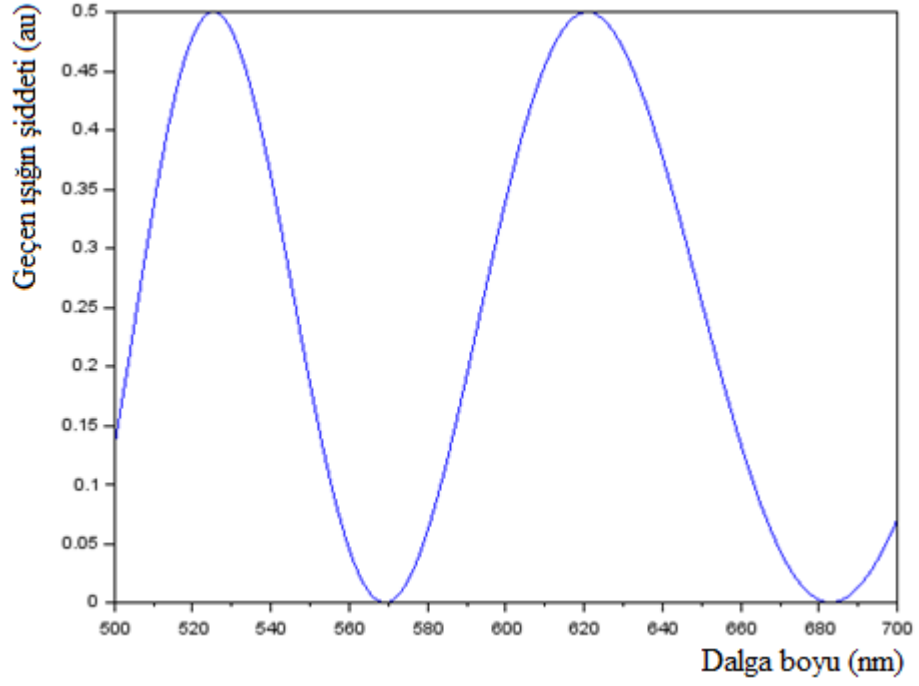
Şekil 3.6 Homotropik hücre geometrisi.

Polarizörden geçen ışınlar SK ortamına geldiğinde çift kırıcılığa uğramayacağından polarize yönünde değişim olmayacaktır [16]. Dolayısıyla ışık ışınları analizörden geçemeyecektir. Şekil 3.7’de hesaplama sonuçları görülmektedir.



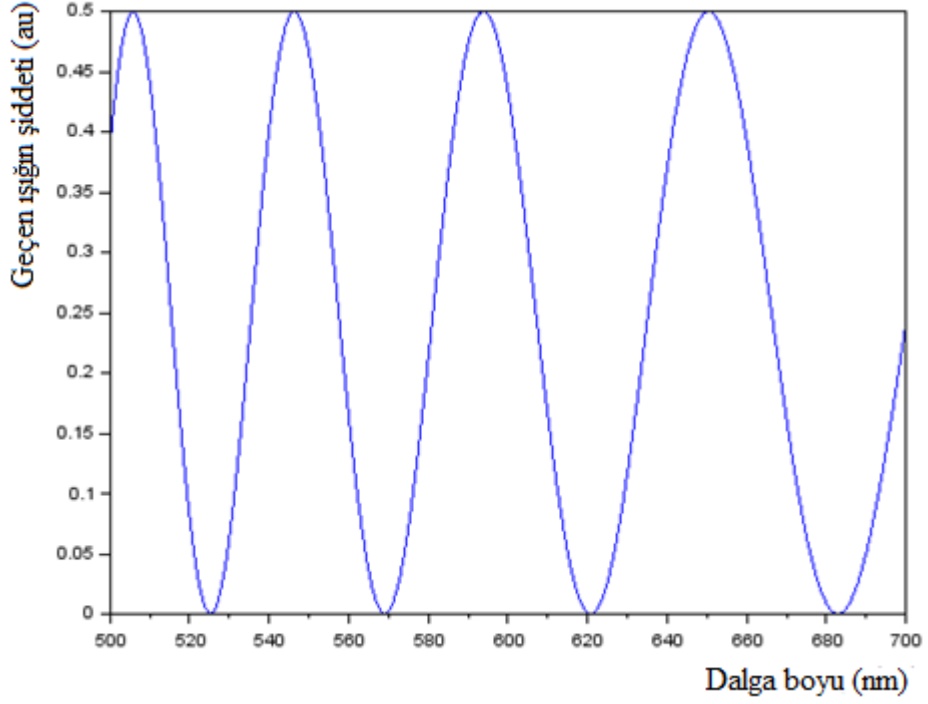
Şekil 3.7 Homotropik hücre geometrilerinde çift kırıcılığın etkin olmamasının göstergesidir. $t_{hüc} = 0.24 \mu m$, $n_o = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 0^0$, $\varphi = 0^0$).

Homotropik hücre geometri uygulamalarında genellikle belli bir eğim açısı verilmektedir. Hizalama tabakalarına işlemde yapılabilir. Bu işlem pürüzlendirme (rubing) olarak isimlendirilir.



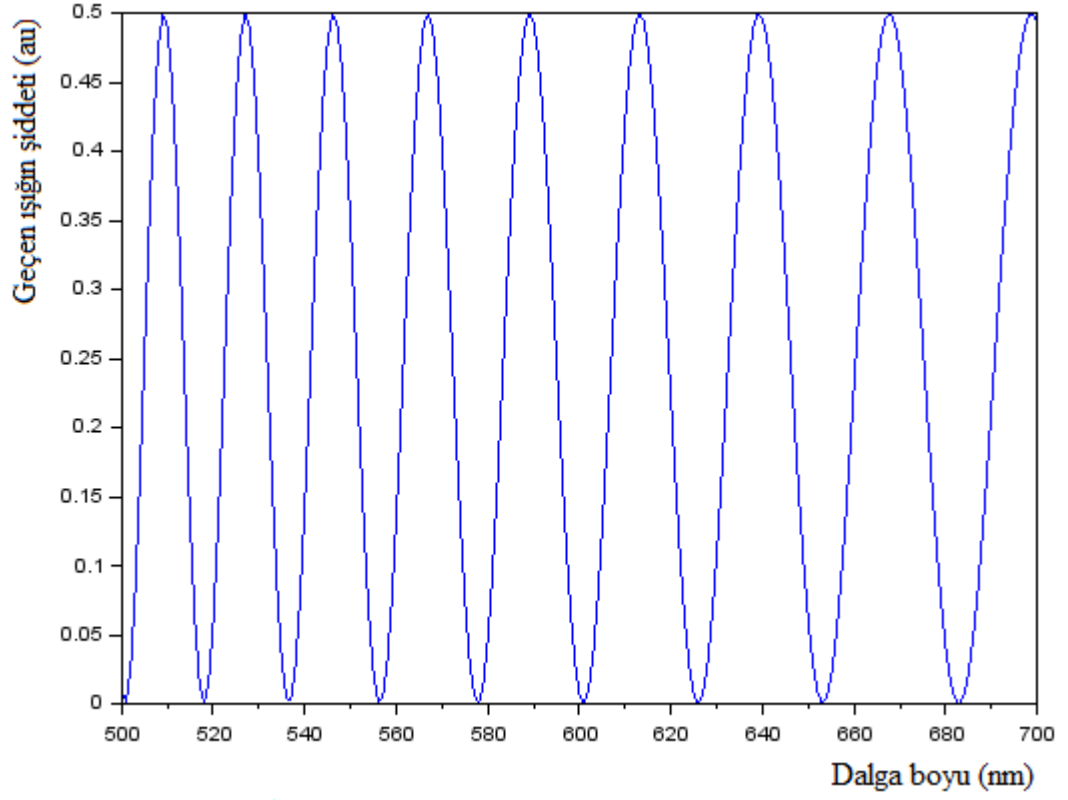
Şekil 3.8 5-tabakalı homotropik hizalı SK hücrede 2^0 bir eğim açısında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 2^0$, $\varphi = 45^0$).

Homotropik hücre için yaptığımız hesaplamalarda gelen ışığın çift kırıcılık etkisiyle hücre kalınlığından bağımsız olarak yaklaşık yarısını filminden geçtiği gözlenmektedir. Hücre kalınlığının; $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ olduğu şekil 3.8, $t_{hüc} = 2.4 \mu m$ olduğu şekil 3.9 ve $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ olduğu şekil 3.10'daki grafiklerde bu görülmektedir.



Şekil 3.9 10-tabakalı homotropik hizalı SK hücre 2^0 bir eğim açısında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 2^0$, $\varphi = 45^0$).

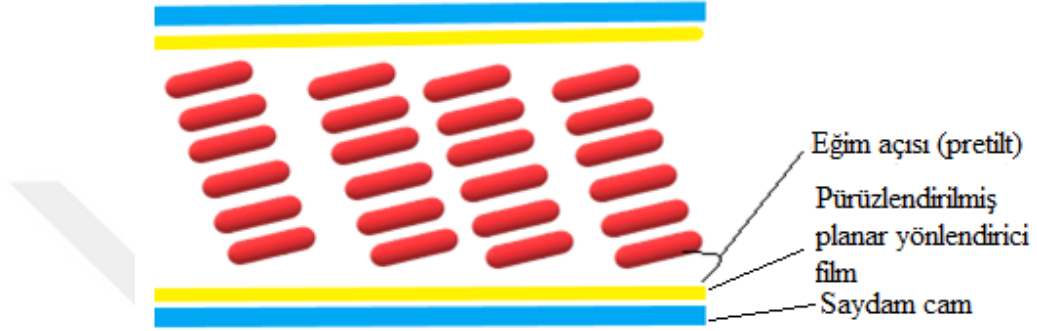
Homotropik hizalı filmler incelendiğinde hücre kalınlığı ($t_{hüc}$) artıkça hücreden geçen dalganın tepe noktalarında kayma olmaktadır. Dalga boyu ile hücre kalınlığı arasında ters ilişkide görülmektedir. Titreşim modlarındaki artışla birlikte hücre kalınlığı $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ iken genliklerin tepe noktaları arasındaki dalga boyu farkı yaklaşık $90 nm$, $t_{hüc} = 2.4 \mu m$ iken dalga boyu farkı $45 nm$ ve $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ iken bu fark $20 nm$ 'ye düşmektedir. Bununla birlikte planar hücrede $560 nm$ 'deki optik detektör noktası homotropik yönelimde $685 nm$ 'de görülmektedir. Planar hücrede sarı ışıkta elde edilen optik detektör noktası homotropik hücrede kırmızı ışığa kaymaktadır.



Şekil 3.10 Homotropik hizalı 22-tabakalı SK hücre 2^0 bir eğim açısında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi. $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 2^0$, $\varphi = 45^0$).

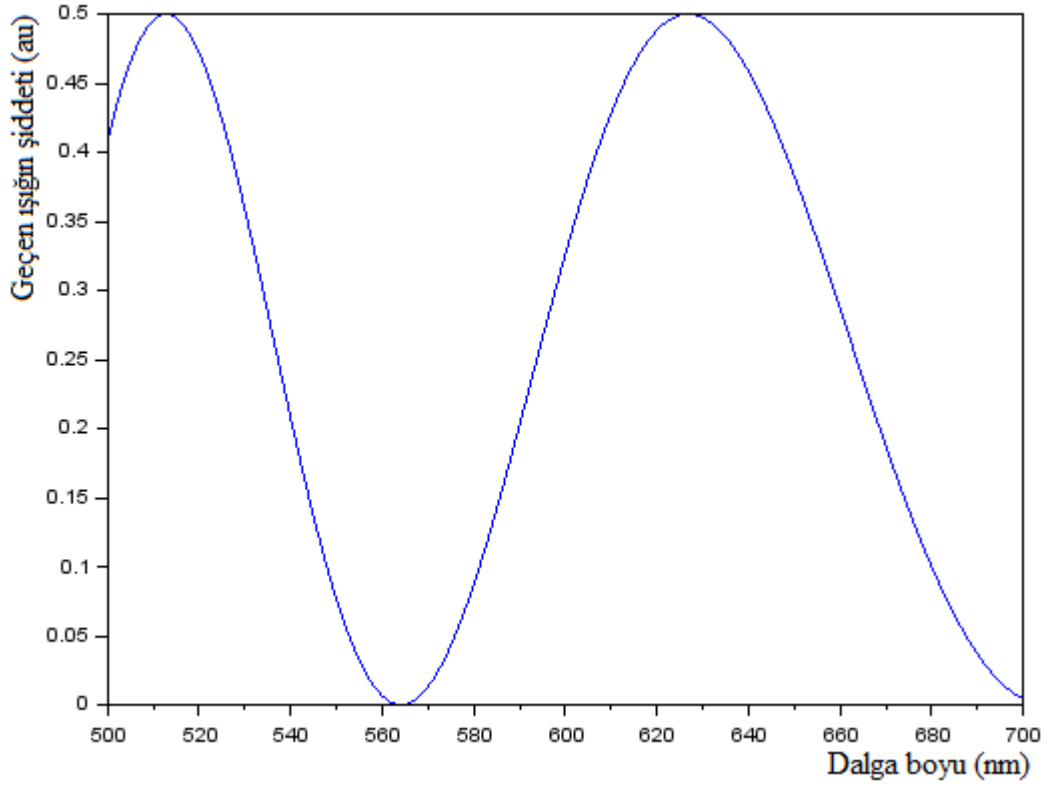
3.3 Tilt Hücre Geometrileri

Homojen ve homotropik arasındaki ara durumlara Tilt ya da eğik hizalama denir. Düşük ön açılı eğimi (yaklaşık 10^0) ile hizalama olduğundan homojen hizalama olarak da alınabilir. Şekil 3.11’de tilt hücre geometrisi gösterilmiştir. Burada eğim açısı pretit açısı olarak kullanılmaktadır.



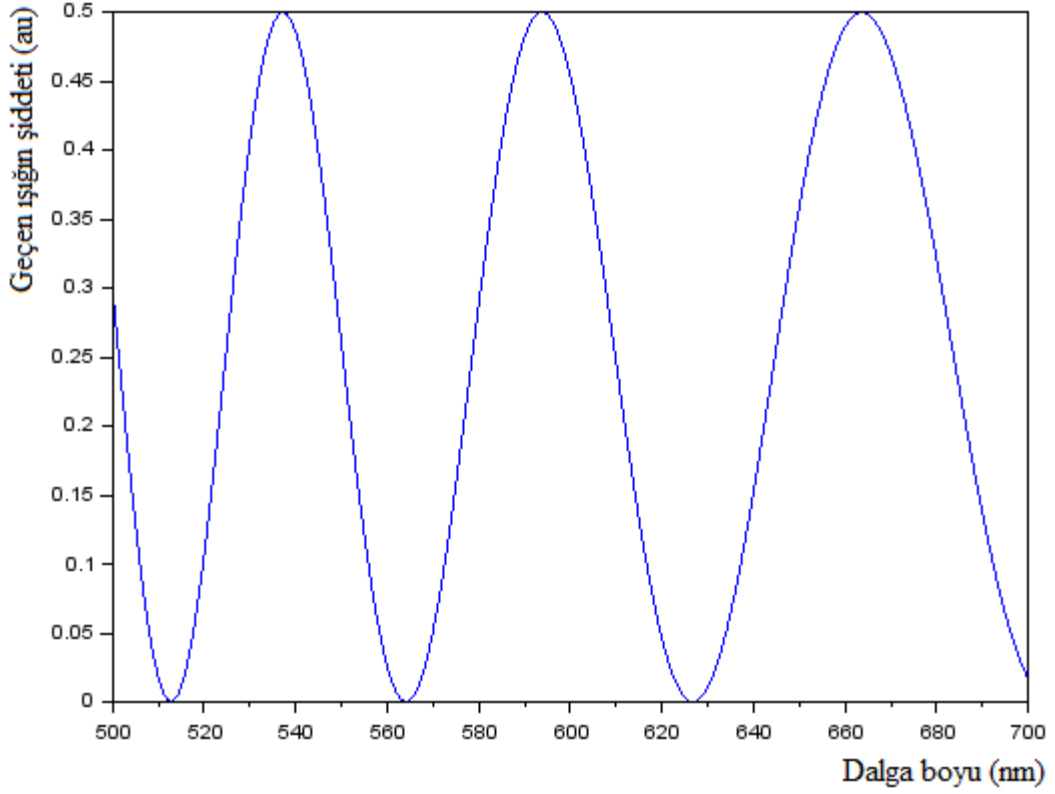
Şekil 3.11 Tilt hücre geometrileri

Ön eğim açısı 10^0 , tabaka sayısı 5 alınan (yani hücre kalınlığı $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ olan) görece ince bir filmde 500-700 nm dalga boylu görünür bölge ışınları gönderildiğinde şekil 3.12 elde edilir.



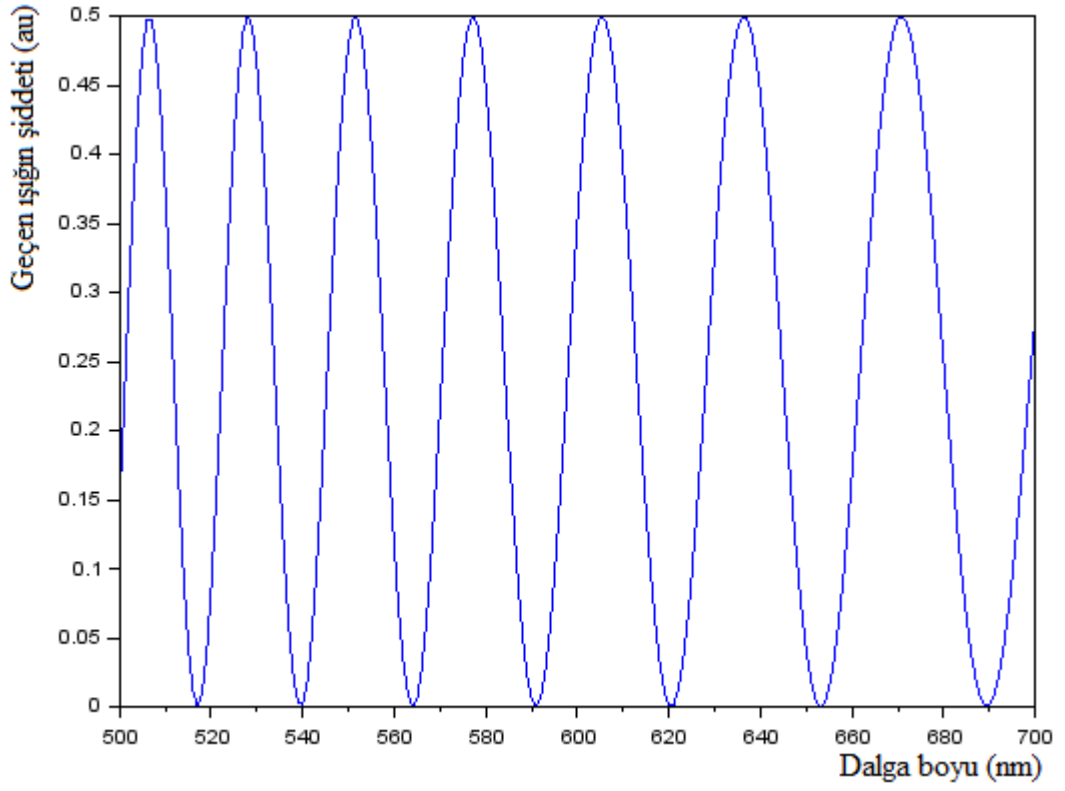
Şekil 3.12 Tilt hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

Hücre kalınlığından bağımsız olarak çift kırıcılık aynı etkide davranıp gelen ışığın yaklaşık yarısı geçmiştir. Ancak planar ve homotropik hücre geometrilerinde olduğu gibi hücre kalınlığı arttıkça geçen ışığın titreşim modlarında değişimler olmaktadır.



Şekil 3.13 Tilt hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.

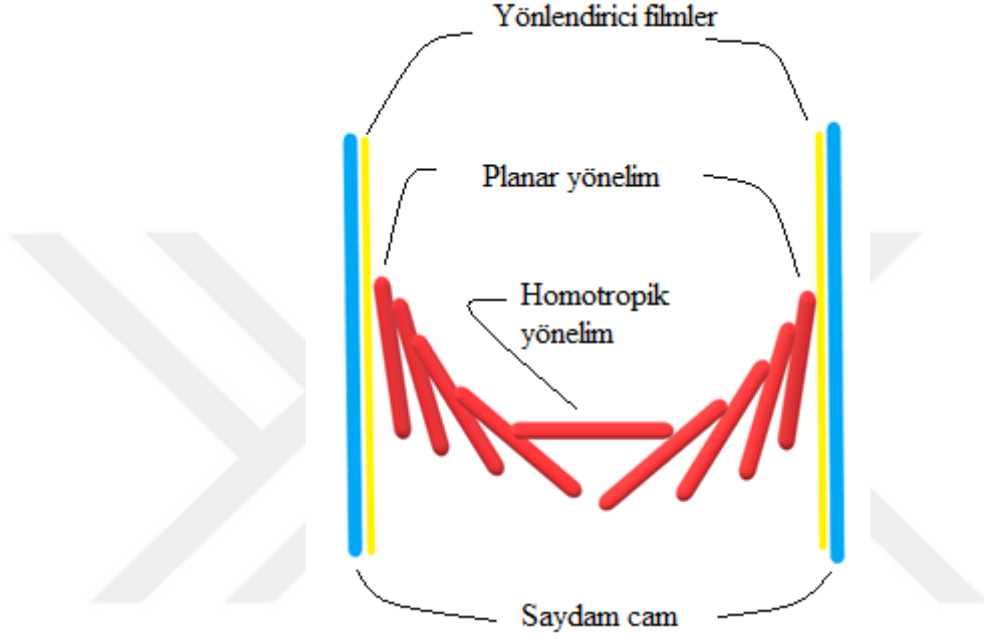
Film kalınlığı arttıkça geçen ışığın genliklerinin dalga boyu farklarında da azalmalar olmaktadır. Hücre kalınlığının $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ olduğu şekil 3.12’de geçen ışığın dalga boyu farkı yaklaşık $115 nm$, hücre kalınlığının $t_{hüc} = 2.4 \mu m$ olduğu şekil 3.13’te bu yaklaşık $60 nm$ ve hücre kalınlığının $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ olduğu şekil 3.14’de bu yaklaşık $20 nm$ ’dir. Tilt hücre, planar hücreye göre belli bir eğimle hizalandığı için optik detektör noktasında da bu eğim açısından kaynaklı olarak bir kayma görülmektedir. $565 nm$ ’deki minimum her hücre kalınlığı için ortak bir optik detektör noktasıdır. Planar hücrede sarı ışık için elde edilen optik detektör noktası eğim açısına bağlı olarak turuncu ışığa doğru kaymaktadır.



Şekil 3.14 Tilt hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ, \varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

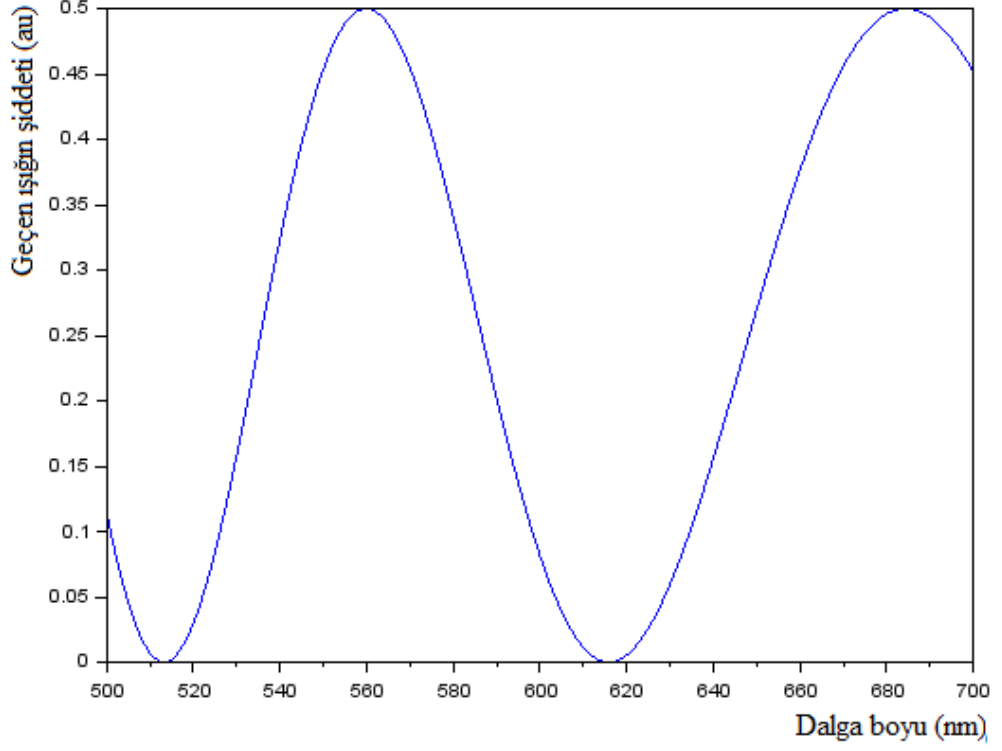
3.4 Bend Hücre Geometrileri

Planar ve homotropik yönelimde n direktör düzgün yönelimlidir(unidirectional). Ancak nematik durumda elastik bir deformasyonla alan bozulmasına yol açabilir ve direktörün yönünde değişim olur [14]. Bu elastik deformasyonlardan birisi Bend hücre geometrisidir. Hizalama tabaklarında planar yönelim gösterirken orta kısımlarda homotropik yönelime yakın bir elastik deformasyona uğrar.



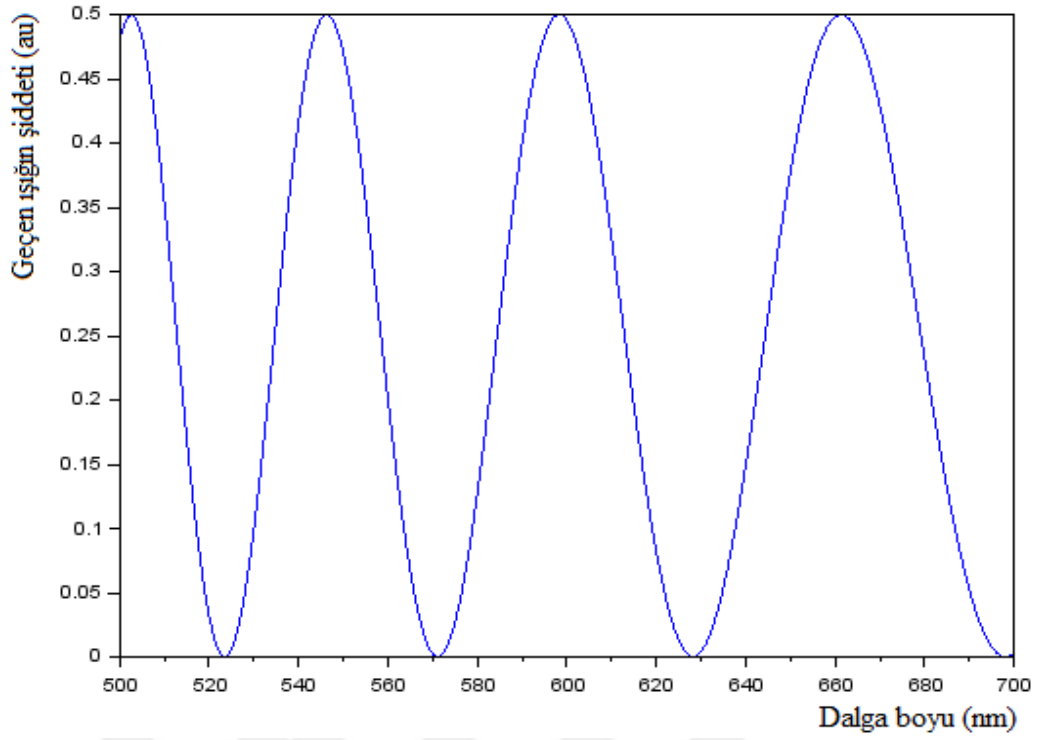
Şekil 3.15 Bend hücre geometrileri

Bend hücre için yapılan hesaplamada $\varphi = 45^\circ$, $\theta = 80^\circ - 0^\circ$ arasında değerlerden 5 tabakadan oluşan (hücre kalınlığı $t_{hüc} = 1.2 \mu m$) sistemde hesaplamalar yapıldığında şekil 3.16 elde edilir.

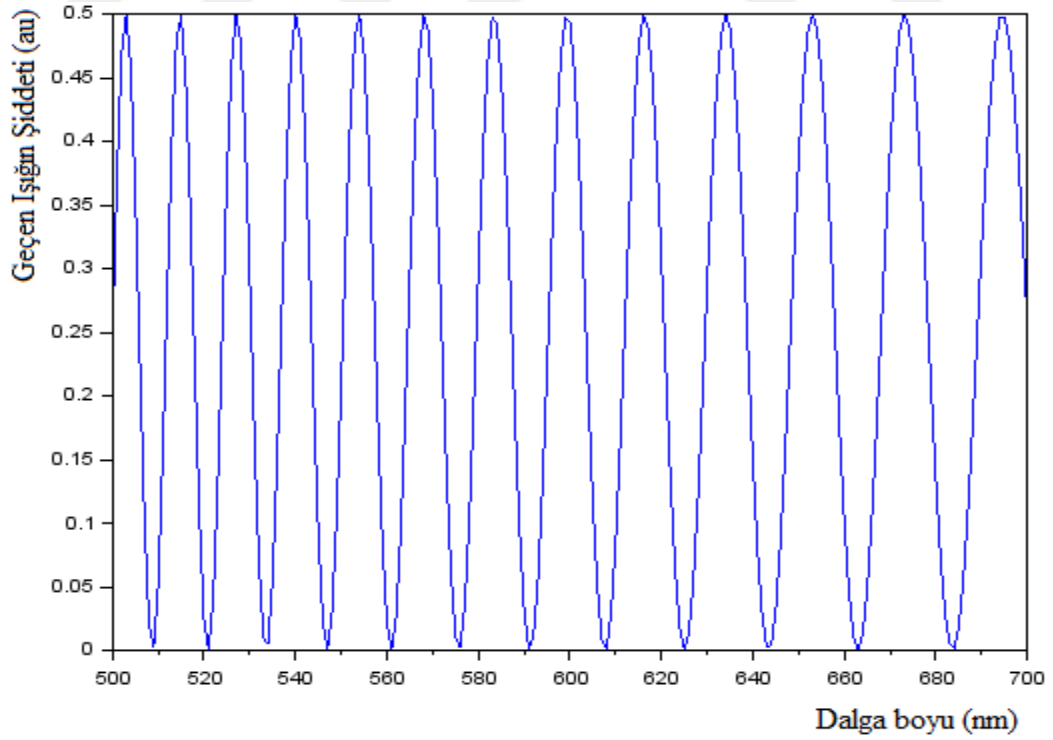


Şekil 3.16 Bend hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ - 0^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

Bend hücre geometrilerinde filmde geçen ışığın şiddetine baktığımızda çift kırıcılık etkisi ile gelen ışığın yarısı geçmiştir. Hücre kalınlığına bağlı olarak çift kırıcılıkta farklı bir etki görülmektedir.



Şekil 3.17 Bend hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ - 0^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.



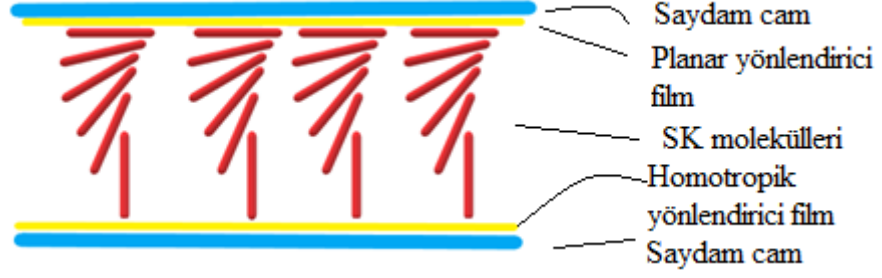
Şekil 3.18 Bend hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ - 0^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.

Bend hücre geometrilerinde yapılan işlemler incelendiğinde optik iletim karakteristiklerine ilişkin hücre kalınlığının ince bir filmde olduğu ($t_{hüc} = 1.2 \mu m$) şekil 3.16'da geçen ışığın titreşim modlarına bağlı olarak genliklerin tepe noktaları arası dalga boyu farkı yaklaşık olarak $120 nm$, film kalınlığı $t_{hüc} = 2.4 \mu m$ ' ye çıkarıldığında şekil 3.17'de görüldüğü gibi bu fark yaklaşık $60 nm$ 'dir. Film görece oldukça kalın bir hale geldiğinde ($t_{hüc} = 5.28 \mu m$) şekil 3.18'deki gibi bu fark yaklaşık $10nm$ 'dir.



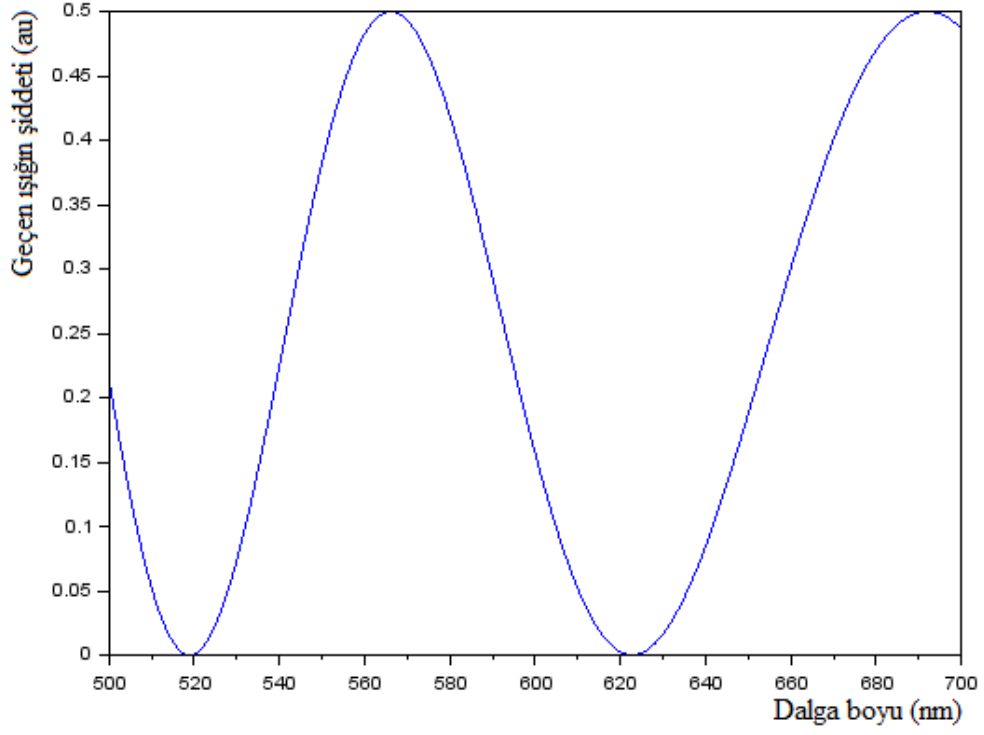
3.5 Hybird Hücre Geometrileri

Bir yönlendirici filmin homojen diğer yönlendirici filmin homotropik olarak alınarak yapılan hizalama biçimi Hybird hizalama olarak adlandırılır. Şekil 3.19’da olduğu gibi hizalama yüzeyinin birinde planar yönelim varken belli açılarla diğer hizalama yüzeyinde homotropik yönelim göstermiştir. n direktör tek bir yönelime sahip değildir.

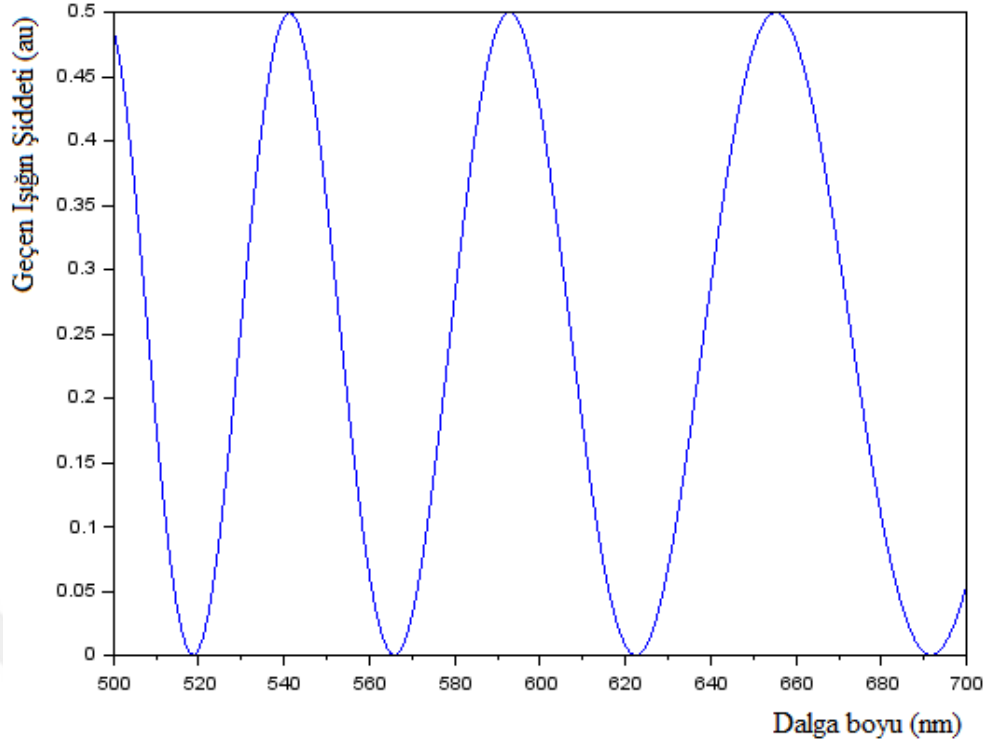


Şekil 3.19 Hybird Hücre Geometrileri.

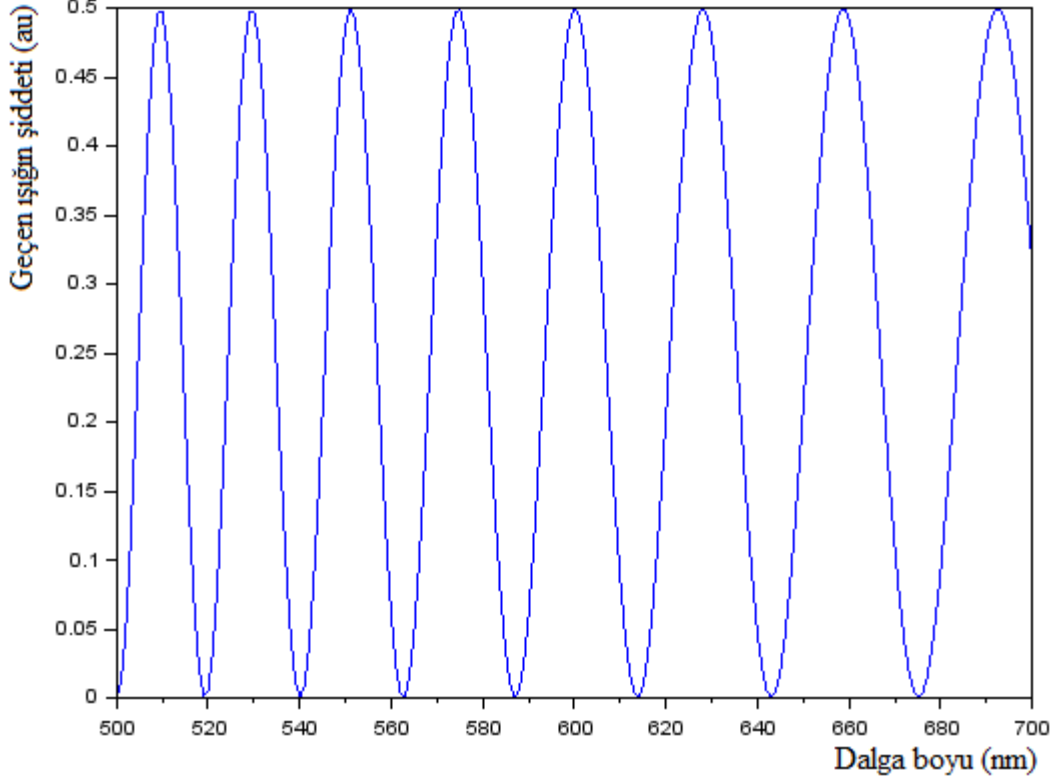
Çift kırıcılık planar ve homotropik hücre geometrilerinde etkili olduğu gibi hybird hücre geometrilerinde de hücre kalınlığından bağımsız ve her hücre için aynı şekilde etki göstermektedir. Hybird hücre geometrilerinde de gelen ışığın yarısı filmde geçmektedir. Hücre deformasyonunun hybird olduğu ince SK bir filmde hücre kalınlığı $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ alınıp ön eğim açısı olmadan direktör yönelimi sağlanıp geçen ışığın optik iletim karakteristikleri incelendiğinde şekil 3.20 elde edilmektedir. Hücre kalınlığı arttıkça filmde geçen ışığın titreşim modlarında şekil 3.21 ve şekil 3.22’deki gibi değişimler olmaktadır.



Şekil 3.20 Hybrid hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için için $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ - 0^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışık şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.



Şekil 3.21 Hybrid hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

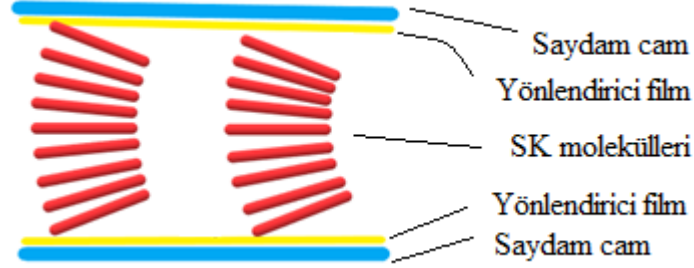


Şekil 3.22 Hybrid hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için için $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

Hybrid hücre deformasyonun olduğu SK filmlerde ön eğim açısı olmadan hücre kalınlığına bağlı olarak geçen ışığın genliklerin tepe noktaları arası dalga boyu farklarında azalmalar olmaktadır. Film kalınlığı $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ iken bu fark $120 nm$, hücre kalınlığı iki katına çıktığında ($t_{hüc} = 2.4 \mu m$) yaklaşık $50 nm$ ve hücre kalınlığı $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ 'de yaklaşık $20 nm$ 'dir. Şekil 3.20-22'de görüldüğü gibi SK film kalınlığı artsa da $520 nm$ 'deki minimum nokta değişmemektedir. Seçtiğimiz SK için bu nokta optik detektör olarak kullanıma uygundur. EM spektrumunda yeşil ışık bu optik detektör noktasına denk gelmektedir. Böyle bir SK hücrenin optik detektör olarak kullanılması durumunda kalın hücreler için oldukça hassas ölçümler yapmak mümkün olmakla beraber ölçümün duyarlılığının ince hücrelerde daha fazla olduğunu söylemek mümkündür. (bkz. Şekil 320-22)

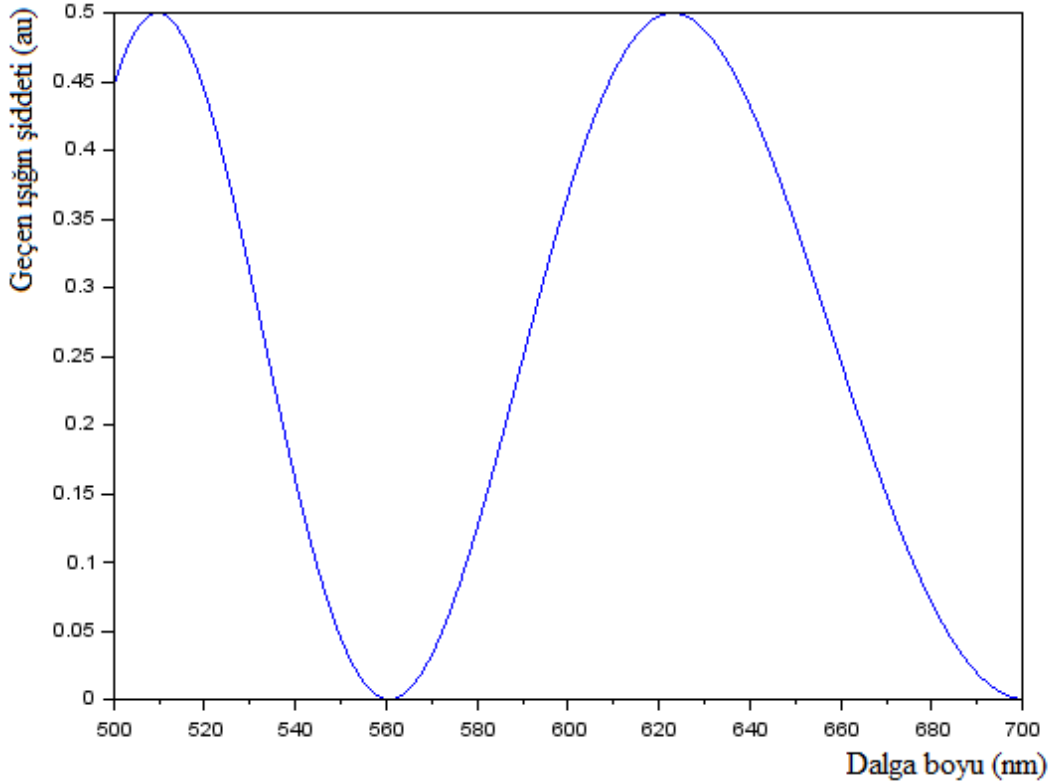
3.6 S-Play Hücre Geometrileri

Nematik SK'lerin elastik deformasyonu sonucu oluşan yönelimlerden biride S-Play hücre geometrileridir. Şekil 3.23'te olduğu gibi n direktör hizalama filmlerinin her ikisinde belli bir eğim varken orta kısımlarda direktör planar olarak yönelmiştir.

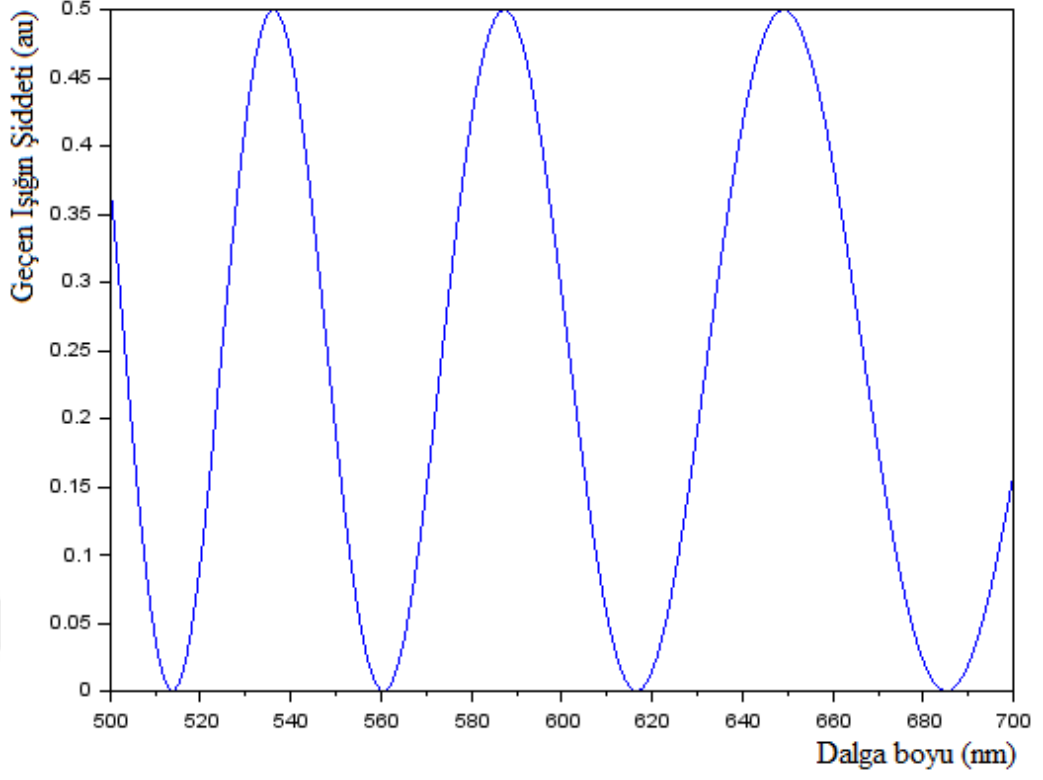


Şekil 3.23 S-Play Hücre Geometrileri.

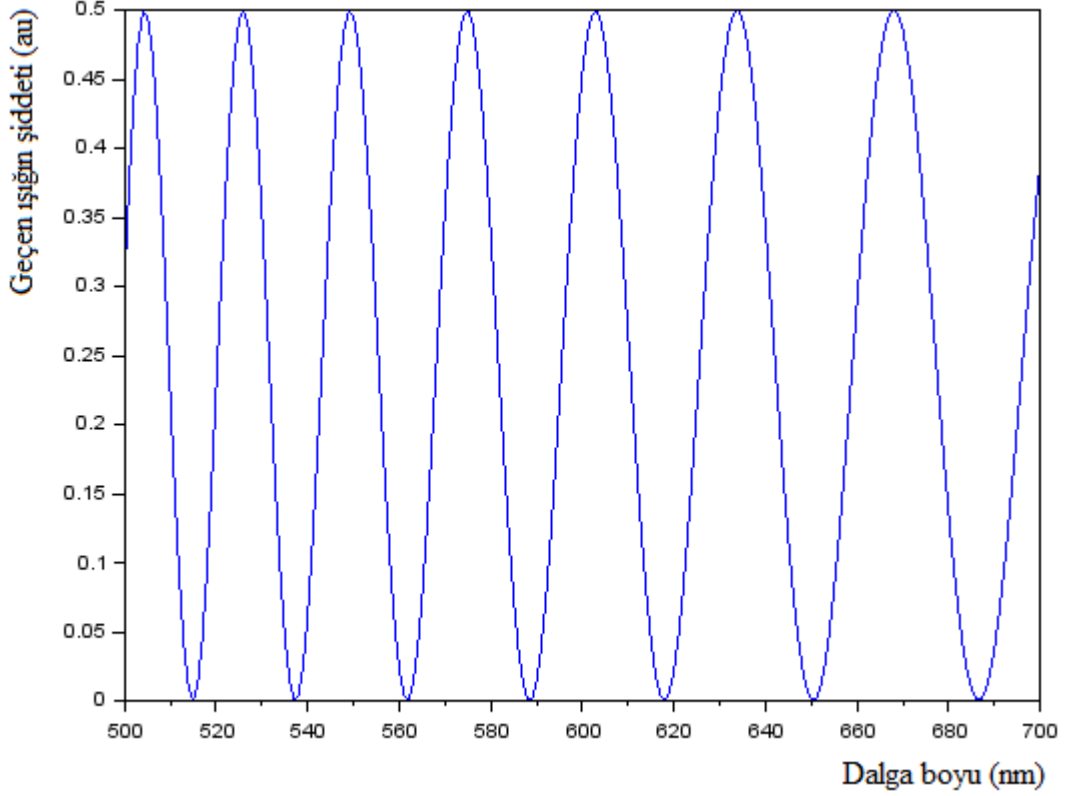
S-play hücre deformasyonlarında gelen ışığın optik iletim karakteristikleri incelendiğinde hücre kalınlığındaki değişime bağlı olarak şekil 3.24, şekil 3.25 ve şekil 3.26'da olduğu gibi çift kırıcılık etkisi film kalınlığından bağımsızdır.



Şekil 3.24 S-play hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için için $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 85^\circ - 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.



Şekil 3.25 S-play hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 85^0 - 90^0$, $\varphi = 45^0$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

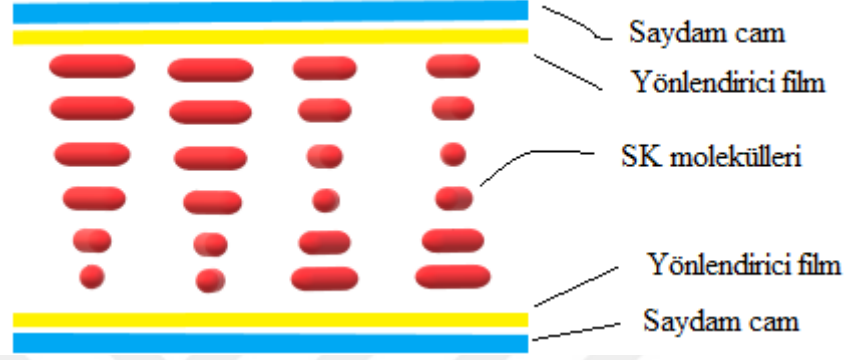


Şekil 3.26 S-play hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için için $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 80^\circ - 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

Gelen ışığın filmde geçişlerine bakıldığında hücre kalınlığının $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ olduğu 5-tabakalı ince filmde S-play hücre deformasyonu daha dar bir açıda tutulup işlemler yapıldığında şekil 3.24'te görüldüğü geçen ışığın genliklerinin tepe noktaları arasındaki dalga boyu farkı yaklaşık $120 nm$ 'dir. Film kalınlığının $t_{hüc} = 2.4 \mu m$ olduğu 10-tabakalı S-play hücre deformasyonunda bu fark $60 nm$ ve film kalınlığının $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ 'e olduğu 22-tabakalı görece kalın bir filmde $20 nm$ 'dir. Bununla birlikte $560 nm$ 'deki minimum optik geciktirici ya da optik detektör için uygun bir nokta özelliği göstermektedir. Bu dalga boyu EM spektrumda sarı ışıktır.

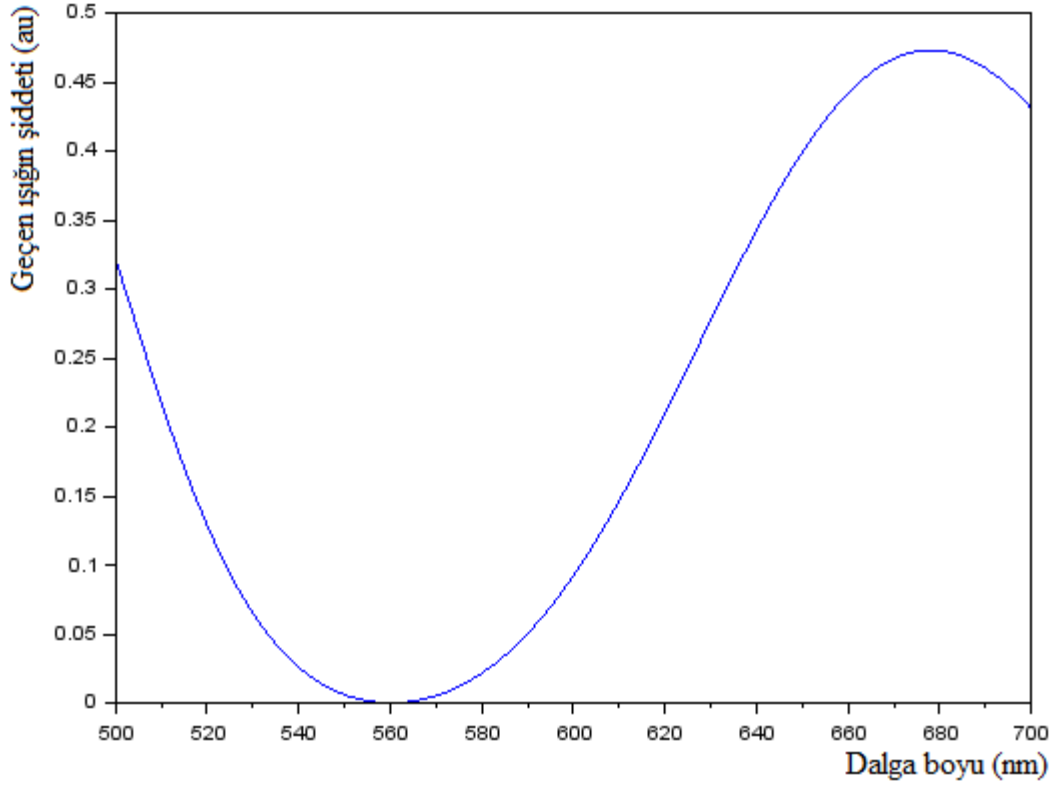
3.7 Twist Nematik Hücre Geometrileri

Elastik deformasyonlar sonucu n direktörün yöneliminin değiştiği bir diğer yönelim ise Twist Nematik (TN) hücre geometrileridir. Planar hizalama filmlerinin birbirine çapraz olarak konulması ve direktörün 90^0 değişimi ile oluşan hücre geometrisidir. Şekil 3.27’de TN hücrenin temsili bir gösterimi yapılmıştır.

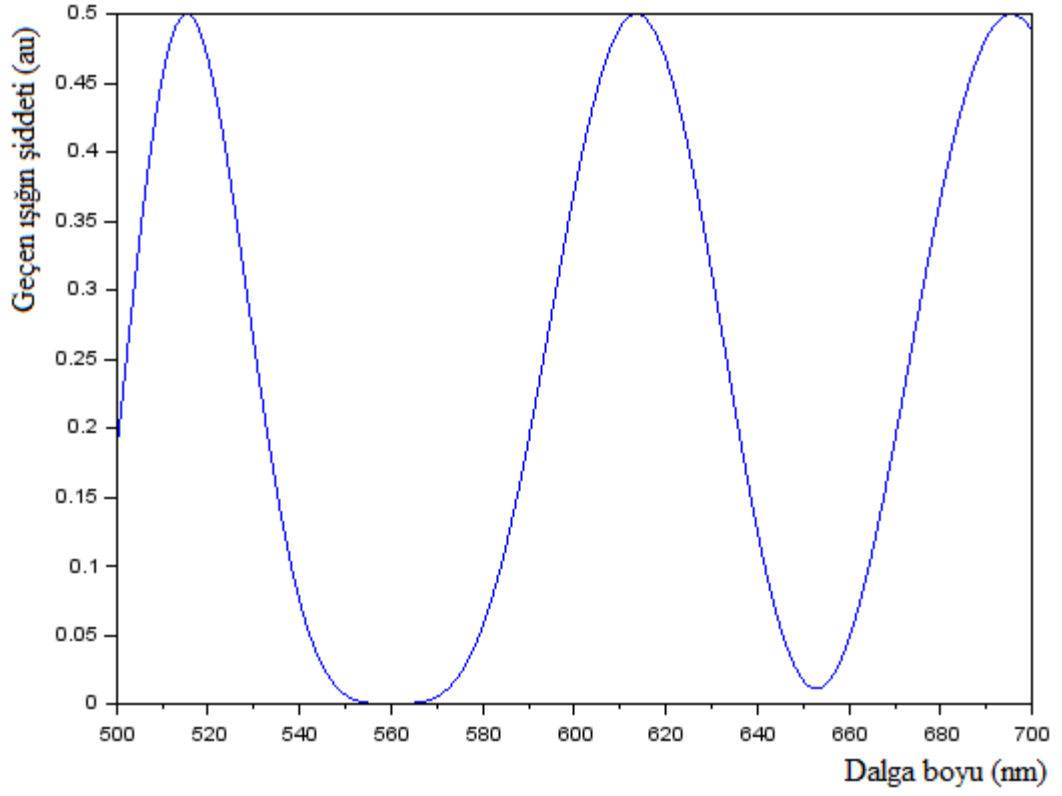


Şekil 3.27 Twist Nematik Hücre Geometrisi

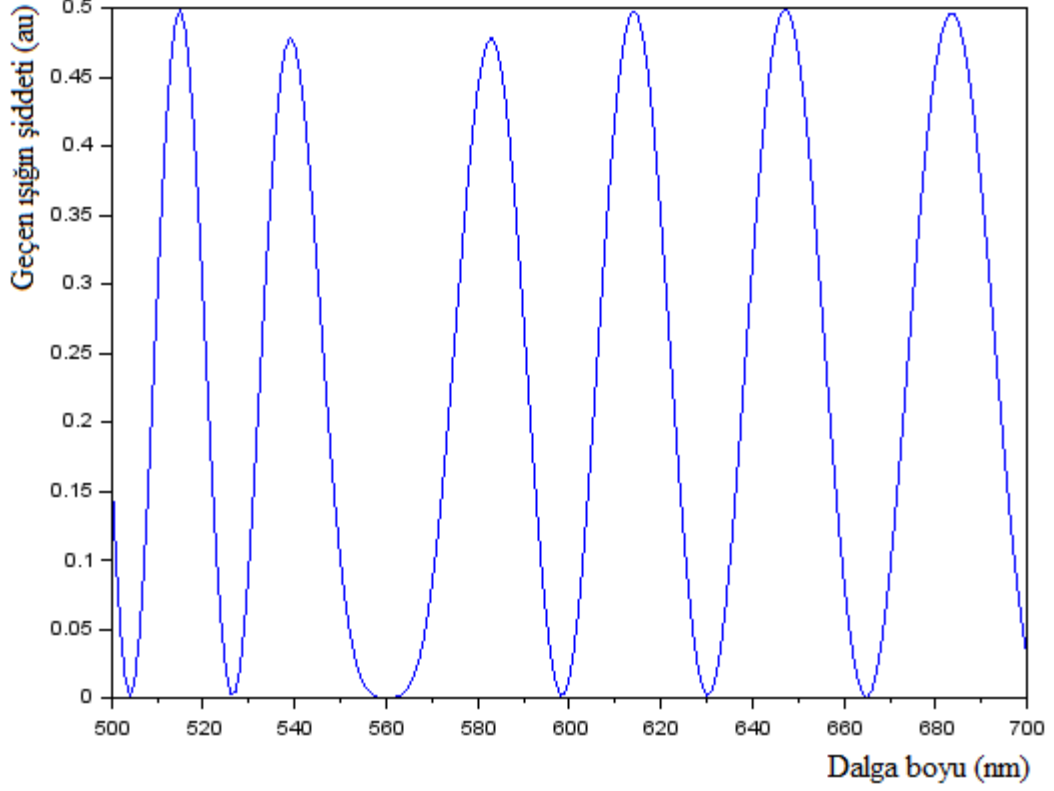
TN hücre geometrilerinde 5 tabakalı bir hücre ele alınıp $\theta = 90^0$ ve $\varphi = +45^0, -45^0$ arasında işlem yapıldığında geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi şekil 3.28’ de görülmektedir. Çift kırıcılıkta diğer hücre geometrilerinden farklı olarak değişim olmaktadır. Geçen ışığın genlikleri kontrol edildiğinde dalga boyuna bağlı olarak 0.45 ile 0.5 değişmektedir.



Şekil 3.28 TN hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_o = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^0$, $\varphi = (+45^0) - (-45^0)$) geçen ışık şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.



Şekil 3.29 TN hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_o = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = (+45^\circ) - (-45^\circ)$) geçen ışık şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.



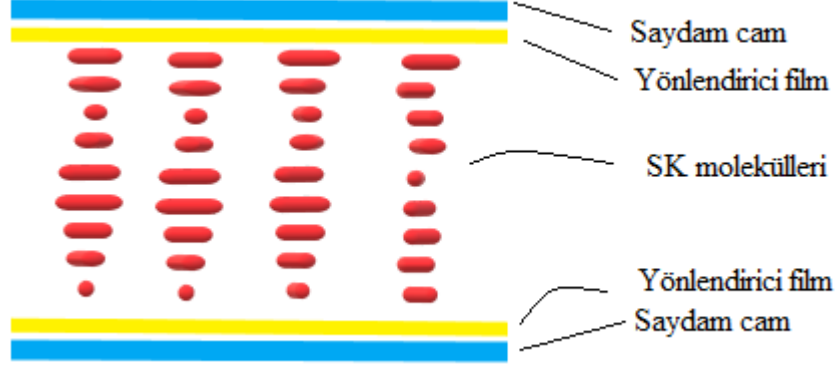
Şekil 3.30 TN hücre geometrilerinde 22 tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^0$, $\varphi = (+45^0) - (-45^0)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

Film kalınlığı ne kadar değişirse değişsin 560 nm 'de yaygın bir çukur noktası bulunmaktadır. Film ince iken daha yaygın, film kalınlığı arttıkça yaygınlık titreşim modlarındaki değişimlere bağlı olarak yaygınlık azalmaktadır. Bu noktada optik detektör için uygun bir noktadır. S-play hücrede olduğu gibi TN hücrede de seçtiğimiz SK sarı ışık için optik detektör noktası özelliği göstermektedir.

560 nm 'de gözlemlenen renk dağılımı hücre kalınlığı arttıkça azalmaktadır. Polarizör ile SK film arasına geciktirici filmler konulmasıyla bu dağılımda da azalmalar görülmektedir [17]. SK film kalınlığı arttıkça birçok tepe noktası oluşması, dalga boyu ve çift kırıcılığa bağlıdır [18].

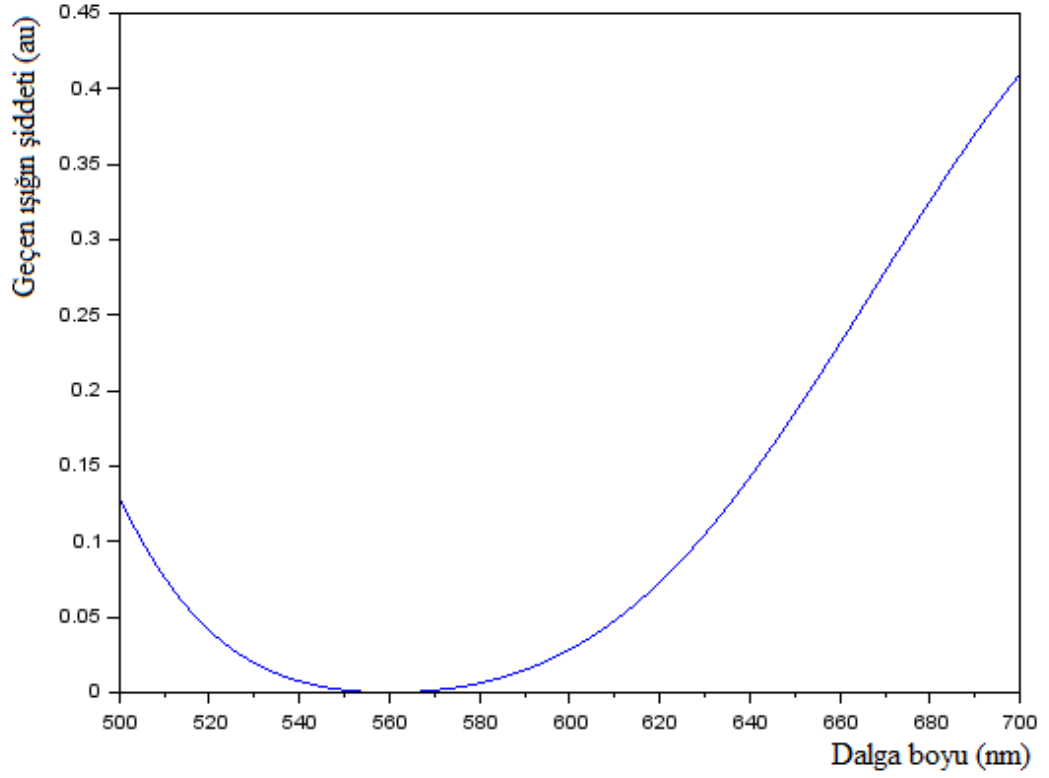
3.8 Süper Twist Nematik Hücre

TN hücre deformasyonunun birden fazla olduğu durum Süper Twist Nematik (STN) hücre geometrisi olarak adlandırılmaktadır. TN hücrede olduğu gibi planar hizalama filmleri çapraz olarak konulur. Burada direktör 90^0 ' den daha fazla değişir.

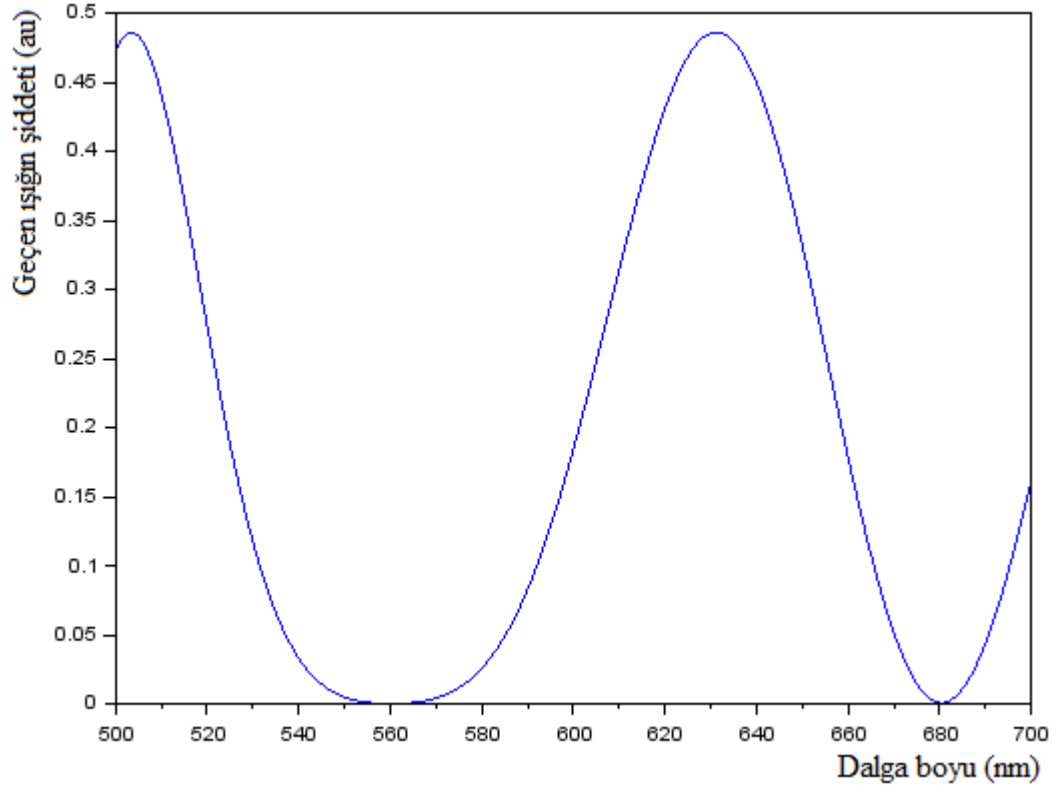


Şekil 3.31 Süper Twist Nematik Hücre geometrisi.

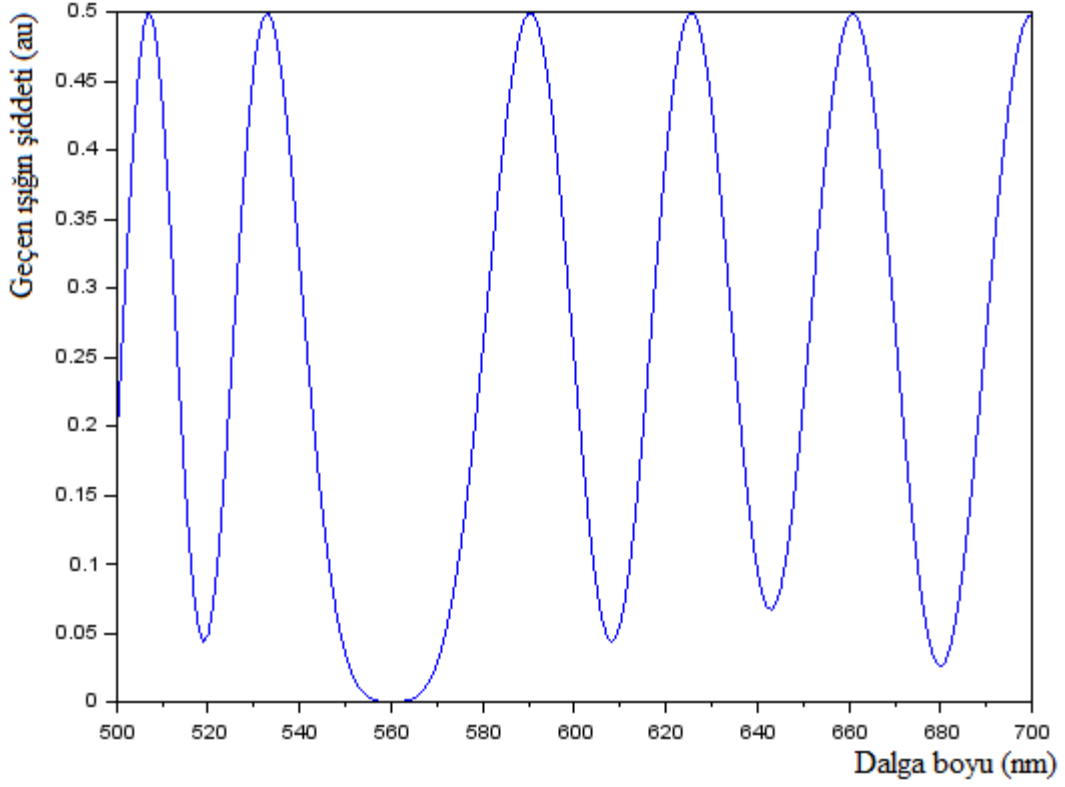
STN hücre deformasyonunda yaptığımız hesaplamalarda 180^0 'lik bir burğu ele alınmıştır. Hücre kalınlıklarında değişimler yapıp geçen ışığın dalga boyuna bağlı iletim karakteristikleri incelenmiştir. Şekil 3.32'de 5 tabakalı hücre kalınlığı $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ olan bir ince film, şekil 3.34'de 10 tabakalı hücre kalınlığı $t_{hüc} = 2.4 \mu m$ olan bir film ve şekil 3.35'te ise diğer filmlere göre daha kalın olan 22-tabakalı $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ olan bir film üzerinde hesaplamalar yapılmıştır.



Şekil 3.32 STN hücre geometrilerinde 5-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 1.2 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ, \varphi = (+45^\circ) - (-135^\circ)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

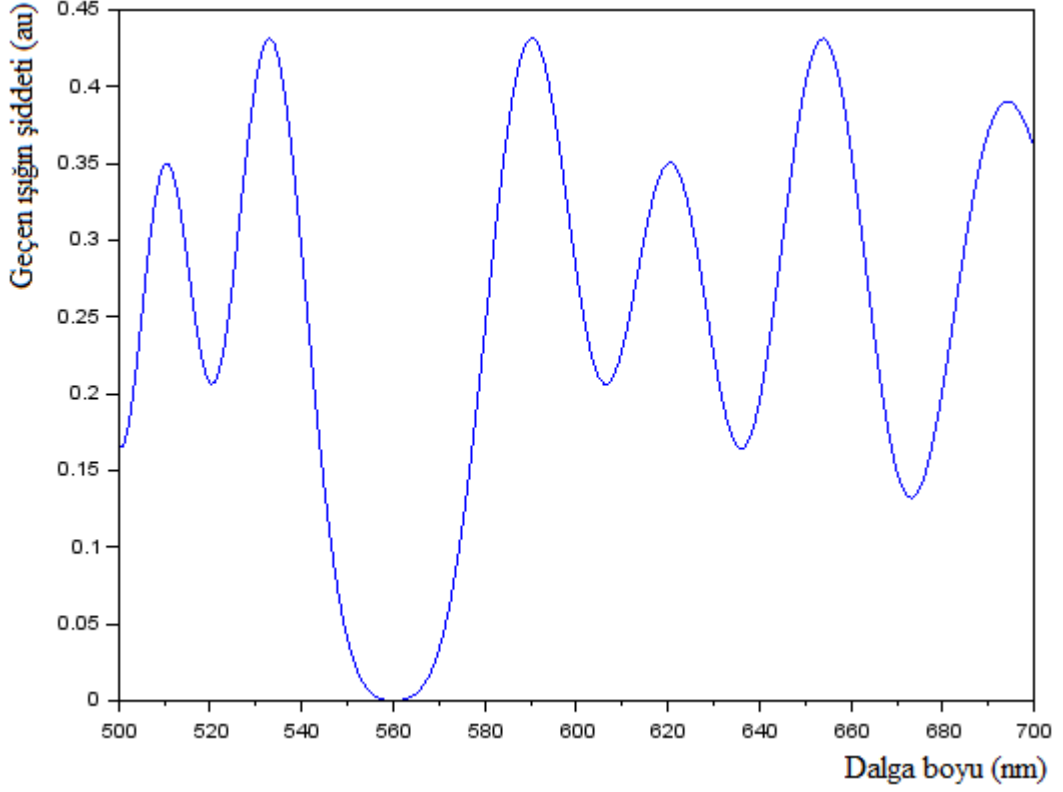


Şekil 3.33 STN hücre geometrilerinde 10-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 2.4 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = (+45^\circ) - (-135^\circ)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.



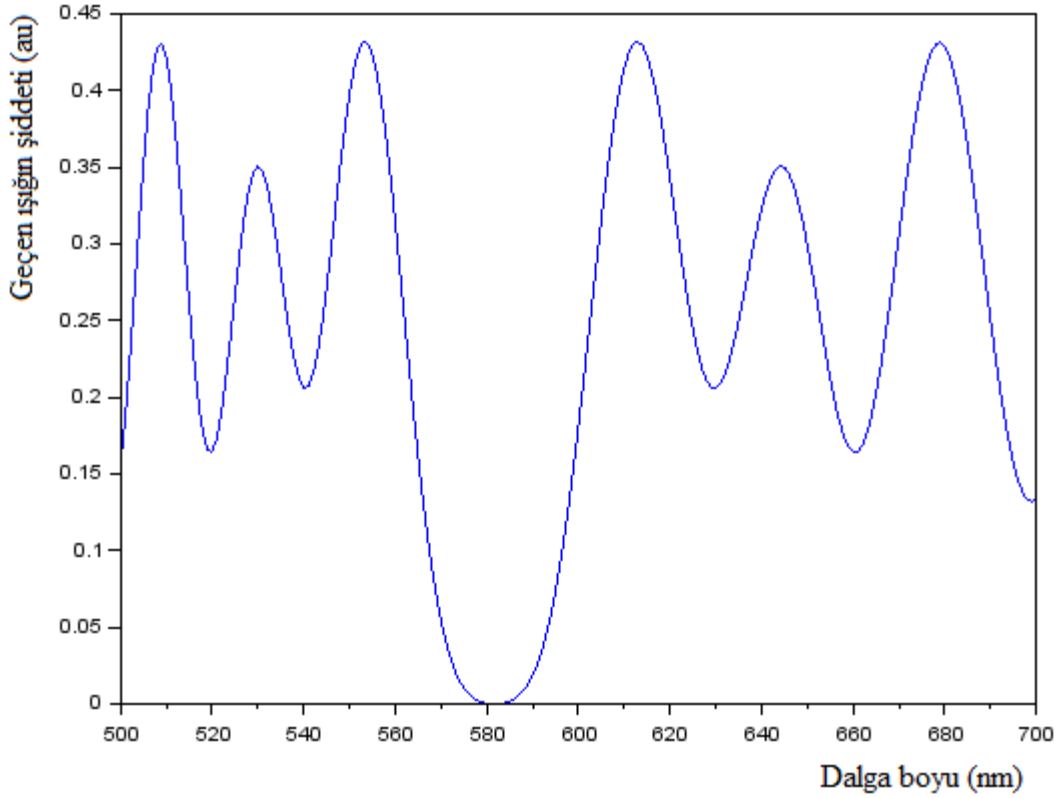
Şekil 3.34 STN hücre geometrilerinde 22-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 5.28 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = (+45^\circ), (-135^\circ)$) geçen ışığın şiddetin dalga boyuna bağlı değişimi.

STN hücre deformasyonunda 180° 'lik burğu için yapılan hesaplamalar incelendiğinde film kalınlığının $t_{hüc} = 1.2 \mu m$ olduğu 5 tabakalı SK hücre filminden, film kalınlığının $t_{hüc} = 5.28 \mu m$ olduğu filme kadar çift kırıcılıkta değişimler gözlenmektedir. Gelen ışığın yaklaşık 0.4 ile 0.5 arasında geçtiği görülmektedir.



Şekil 3.35 STN hücre geometrilerinde 25-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 6 \mu m$, $n_0 = 1.5$ ve $n_e = 1.7$ ($\theta = 90^0$, $\varphi = (+45^0), (-180^0)$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.

STN hücre için burğu 225^0 olduğunu 25-tabakalı filmde ($t_{hüc} = 6 \mu m$) genlikler daha farklılaşmakla birlikte $560 nm$ 'de yaygın çukur kendini yine göstermektedir. Optik detektör noktası TN ve STN için ortaktır. Yani film kalınlığı ve burğu açısının bu noktada bir önemi yoktur. Geçen ışığın görünür bölgedeki titreşim modlarında dağılım(TN hücrede olduğu gibi, şekil3.32-33) artmıştır.



Şekil 3.36 STN hücre geometrilerinde 25-tabakalı SK hücre için $t_{hüc} = 6 \mu m$, $n_0 = 1.55$ ve $n_e = 1.65$ ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = (+45^\circ), (-180^\circ)$) geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimi.

Hücre kalınlığının $6 \mu m$ olduğu 25-tabakalı film için ayrıca kırıcılık indislerinin optimal aralıkta birbirine yaklaştığı şekil 3.36 incelendiğinde $560 nm$ 'deki minimum noktasının $580 nm$ 'ye kaydığı görülmektedir. SK hücrelerin olağan ve olağan üstü kırıcılık indisleri optik iletim karakteristiklerini belirlemedeki önemi görülmektedir. Optik detektör noktası $580 nm$ 'de kendini göstermiştir. EM spektrumda sarı ışıktan turuncu ışığa doğru optik detektör noktası kaymıştır. SK hücre kalınlığı ne kadar artarsa bu dalga boylarında hassasiyet artmıştır. İncelenen sekiz çeşit SK hücre deformasyonu içinde optik detektör kullanımı için en uygun deformasyon STN hücre geometrileri olduğu aşikardır.

SK filmler çift kırıcılığın önemli uygulama alanlarındandır. Olağan ve olağan üstü kırıcılık indis değişimi iletim karakteristiklerini önemli ölçüde etkilemektedir. Şekil 3.35-36'da görüldüğü üzere optik detektör noktasını bir renkten diğer renge dönüştürmede üretilen SK'nın parametreleri önem göstermektedir.

4 DEĞERLENDİRMELER

SK'ler üzerine geçmişten günümüze birçok çalışma alanı mevcuttur. Bu tez kapsamında SK'lerin optik iletim karakteristiklerini incelemeye çalıştık. Teknik olarak optik analiz tekniğini ele aldık ve Mueller formalizminden yararlandık. Tez çalışmamız esnasında SK çeşidi olarak nematik SK'leri ele aldık. Sekiz çeşit hücre deformasyonunda filmin kalınlığına bağlı olarak, hücreden geçen ışığın şiddetinin dalga boyuna bağlı değişimini incelemeye çalıştık. Bu incelemeler esnasından dış elektrik alanının olmadığı kabul ettik. Elektrik alanının uygulandığı SK hücreleri geniş bir çalışma konusu olabilir.

Geçmiş yıllarda yapılan çalışmalara bakıldığında H.S. Kwok'un 1996 yılında yayımladığı "SK Ekran Çalışma Modlarının parametre alanı gösterimi." (Parameter space representation of liquid crystal display operating modes) adlı makalede TN ve STN hücre deformasyonlarına ilişkin şekil.7-14'in yaptığımız hesaplamalar ve elde ettiğimiz şekillerle uyum göstermektedir [17].

H. MADA ve S. KOBAYASHI'nin 1975 yılında yayımladığı " TN SK'lerin elektro optik özellikleri: voltaj kontrollü renk formatlaması için uygulama." (Elektro-optical properties of twisted nematic liquid crystals: An application to voltage controllable color formation) makalede TN hücre için 90^0 bir burğu deformasyonunda voltaj uygulanmadan incelenen filmdeki geçen ışığın dalga boyuna bağlı değişimi şekil.5 bizim bu tez çalışmasında yaptığımız hesaplamalar sonucu elde ettiğimiz şekillerle uyum göstermektedir [18].

Drew C. FAİR ve M. TİLTON'nın 1992 yılında yayımladığı "Mueller Matrix Metodunun C.I.E. Renk Hesaplamaları."(Application of the Mueller Matrix Method to Optically Retarda Liquid Crystal Cells for C.I.E. Color Calculations.) makalede TN ve STN için farklı kalınlıklarda filmler ve büküm açıları için elde edilen şekil1.-2 bu tez çalışmasında yaptığımız hesaplama sonuçları ile uyum göstermektedir [11].

Bu çalışmada kullanılan Mueller formalizminin avantajları ise şu şekilde sıralanabilir [11].

- i. Bu yöntem TN ve STN hücrelerin büküm yapıları ile sınırlı değildir. SK tabakanın geometrisi bilindiği sürece hücre modellenebilir.

- ii. Farklı tipte optik bileşenlerin yerleştirilmesine izin verir. Geciktirme filmleri ve ikinci SK katmanları, harmanlamaya dahil edilebilir. Böylece optik olarak dengelenmiş hücreler modellenebilir.
- iii. Polarizasyon elipsinde hesaplamalar yapılmasını sağlar. Çünkü hesaplamalar hücrede herhangi bir noktada Stokes parametresine dayanır.
- iv. Tabaka sayısının çok olduğu hücrelerde etkili bir şekilde modellenebilir.

Yapılan hesaplamalar ve elde edilen şekiller incelendiğinde optik detektör için seçilecek dalga boyu ya da renk; SK'nın olağan ve olağan üstü kırıcılık indisleri, birim SK hücre kalınlığı bununla birlikte hücre geometrisine sıkı bir şekilde bağlıdır. Bu tez kapsamında elde edilen sonuçların; yani SK film geometrilerine, SK film kalınlığına, optik çift kırıcılık ve SK tipine bağlı optik iletim karakteristiklerinin, gerek deneysel gerekse uygulamaya yönelik cihaz tasarımlarında (SK tabanlı optik detektörler, SK görüntüleme cihazları, vb.) araştırmacılar için yol gösterici bir kaynak olması beklenmektedir.

SK teknolojileri günümüzde elektro optik sistemler görüntüleme teknolojileri olmak üzere günümüzde önemli paya sahiptiler. Sadece optik görüntüleme teknolojileri değil aynı zamanda optik algılayıcılar, optik bilgi iletimi, optik hafıza sistemleri gibi geleceğin dünyasını şekillendirecek teknolojiler içinde baskın bir paya sahip olması kuvvetle muhtemeldir.

KAYNAKLAR

- [1] **P. G. de Gennes, J. Prost** (1993). The physics of liquid crystals. *Oxford University Press*, New York.
- [2] **S. Chandrasekhar** (1997). Liquid crystals, 2nd edn. *Cambridge University Press*, New York.
- [3] **L. M. Blinov and V. G. Chigrinov** (1994) Electro-optical effects in liquid crystal materials. Springer-Verlag, New York.
- [4] **Deng-Ke Yang, Shin-Tson Wu** (2015) *Fundamentals Of Liquid Crystal Devices*, 2nd edn. John Wiley & Sons.
- [5] **Schadt M, Helfrich W. Voltage** (1971). Dependent optical activity of a twisted nematic liquid crystal. *Appl Phys Lett.* 18(4):127–128. doi:10.1063/1.1653593.
- [6] **M. Schadt and W. Helfrich, Voltage** (1971). Dependent Optical Activity of a Twisted Nematic Liquid Crystal, *Applied Physics Letters*, Volume 18, Issue 4, Pages 127-128.
- [7] **Brody, T. P.; Fang Chen Luo; Szepesi, Z. P.; Davies, D. H.** (1975). "A 6 x 6- in 20-lpi electroluminescent display panel". *IEEE Transactions on Electron Devices.* 22 (9): 739. doi:10.1109/T-ED.1975.18214.
- [8] **Reinitzer, F. Monatsh. Chem** (1888). Beitrage zur Kenntniss des cholesterins, 9,421.
- [9] **Lehmann, O.** (1889). Uber fliessende Krystalle, *Zeitchriff für physikalische Chemie*, 4,462.
- [10] **Polat, Ö** (2011) Katkılı sıvı kristallerin viskoelastik ve elektrooptik özelliklerinin ışık saçılması yöntemiyle incelenmesi ve yapay sinir ağları ile modellenmesi.
- [11] **Otani, Y.** (2008) *Optomechatronic Technologies*.
- [12] **Drew C Fair and M Tilton** (1992). Application of the Mueller matrix method to optically retarded liquid crystal cells for C.I.E. color coordinate calculations.
- [13] **F. Xu, H. S. Kitzerow and P. P. Crooker** (1992). Electric-field effects on nematic droplets with negative dielectric anisotropy.
- [14] **Kohki Takatoh, Masaki Hasegawa, Mitsuhiro Koden, Nobuyuki Itoh, Ray Hasegawa and Masanori Sakamoto** (2005). Alignment Technologies and Applications of Liquid Crystal Devices.
- [15] **Jan P.F. Lagerwall ,Giusy Scalia** (2012) A new era for liquid crystal research: Applications of liquid crystals in soft matter nano-, bio- and microtechnology.

- [16] **Emül, Y., Polat, Ö., San, S., Kayacan, Ö., Özbek, H.** (2014) Investigating electro-optical properties of a nematic liquid crystal cell with planar anchoring boundary condition for various thicknesses: A Monte Carlo study.
- [17] **Kwok, H., S** (1996). Parameter space representation of liquid crystal display operating modes.
- [18] **Mada, H. and Kobayashi, S.** (1975). Elektro-optical properties of twisted nematic liquid crystals: An application to voltage controllable color formation.



Özgeçmiş



Kişisel bilgiler

Adı Soyadı Bedrettin OKYAY
Doğum yeri ve Tarihi Sivas, 21.03.1989
Medeni Hali Bekar
Yabancı Dil İngilizce
İletişim Adresi İstiklal mah. 62.4 sok. No:8 D:3 Merkez/ SİVAS
E-posta Adresi bedrettinokyay58@gmail.com

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise Halkalı Mehmet Akif ERSOY Lisesi, 2007
Lisans Afyon Kocatepe Üniversitesi, 2011
Yüksek Lisans Sivas Cumhuriyet Üniversitesi, 2019

İş Tecrübesi

Atatürk Mesleki ve Teknik Anadolu Lisesi, 2016
Suşehri Fen Lisesi, 2018